

UNIVERSIDADE DO ESTADO DE SANTA CATARINA - UDESC
CENTRO DE CIÊNCIAS TECNOLÓGICAS - CCT
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA – PPGEM
MESTRADO ACADÊMICO EM ENGENHARIA MECÂNICA

UALISSON FERREIRA DA SILVA

ANÁLISE NUMÉRICA DO ARRASTO AERODINÂMICO DE UM VEÍCULO
COMERCIAL DE PASSAGEIROS: ESTUDO DOS EFEITOS DO ÂNGULO DIFUSOR
TRASEIRO

JOINVILLE

2021

UALISSON FERREIRA DA SILVA

**ANÁLISE NUMÉRICA DO ARRASTO AERODINÂMICO DE UM VEÍCULO
COMERCIAL DE PASSAGEIROS: ESTUDO DOS EFEITOS DO ÂNGULO DIFUSOR
TRASEIRO**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, da Universidade do Estado de Santa Catarina, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica, área de concentração em Modelagem e Simulação Numérica.

Orientador: Prof. Dr. Paulo Sergio Berving Zdanski.

Coorientador: Prof. Dr. Marcus Vinicius Canhoto Alves

JOINVILLE

2021

**Ficha catalográfica elaborada pelo programa de geração automática da
Biblioteca Setorial do CCT/UEDESC,
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)**

Ferreira da Silva, Ualisson
ANÁLISE NUMÉRICA DO ARRASTO AERODINÂMICO
DE UM VEÍCULO COMERCIAL DE PASSAGEIROS : ESTUDO
DOS EFEITOS DO ÂNGULO DIFUSOR TRASEIRO / Ualisson
Ferreira da Silva. -- 2021.
128 p.

Orientador: Paulo Sergio Berving Zdanski
Coorientador: Marcus Vinicius Canhoto Alves
Dissertação (mestrado) -- Universidade do Estado de Santa
Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas, Programa de
Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Joinville, 2021.

1. Arrasto aerodinâmico. 2. Aerodinâmica de corpos rombudos.
3. Simulação Numérica. 4. Turbulência. I. Sergio Berving Zdanski,
Paulo. II. Vinicius Canhoto Alves, Marcus. III. Universidade do
Estado de Santa Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas,
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. IV. Título.

UALISSON FERREIRA DA SILVA

**ANÁLISE NUMÉRICA DO ARRASTO AERODINÂMICO DE UM VEÍCULO
COMERCIAL DE PASSAGEIROS: ESTUDO DOS EFEITOS DO ÂNGULO DIFUSOR
TRASEIRO**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, da Universidade do Estado de Santa Catarina, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica, área de concentração em Modelagem e Simulação Numérica.

BANCA EXAMINADORA

Paulo Sergio Berving Zdanski, Doutor em Engenharia Aeronáutica e Mecânica
Universidade do Estado de Santa Catarina

Membros:

Cesar José Deschamps, Doutor em Engenharia Mecânica
Universidade Federal de Santa Catarina

Roberto Wolf Francisco Júnior, Doutor em Engenharia Mecânica
Universidade do Estado de Santa Catarina

Joinville, 24 de fevereiro de 2021

Dedico este trabalho à minha namorada Hiany Almeida; aos meus pais, Aparecido Ferreira e Maria Helena; aos meus irmãos, Willian Barbosa e Andressa Vitória.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus pelas graças concedidas em minha vida, por sempre se fazer presente nos momentos de alegrias e dificuldades.

Aos meus pais, Aparecido Ferreira e Maria Helena, pois não mediram esforços em minha educação, sendo presentes em minha vida como pilares éticos e de sabedoria. À minha irmã, Andressa Vitória que me acompanhou e incentivou nessa trajetória. Também agradeço ao meu irmão Willian, que mesmo distante se fez presente neste processo.

À minha namorada Hiany Rabelo que com muito amor, carinho e simplicidade me ajudou a conquistar esse sonho. Também agradeço a família da minha namorada, em especial ao Gilberto, Romilda e Yago que me acolheram com grande anseio na família compartilhando carinho e incentivo.

Aos meus orientadores, Prof. Dr. Paulo Sergio B. Zdanski e Prof. Dr. Marcus Vinicius Canhoto, que durante este período de aprendizado não mediram esforços em compartilhar suas expertises. Agradeço pelos diversos esclarecimentos de dúvidas do projeto e pelas dicas profissionais valorosas.

Aos amigos que tive a oportunidade de fazer durante o projeto de pesquisa, em particular ao Willian Rauber que me ajudou a ter diversos *insights* importantes durante a condução da pesquisa, à Larissa Steiger que sempre compartilhou comigo seus conhecimentos nas disciplinas cursadas, ao Júlio Tomio pelas divertidas conversas.

À Universidade do Estado de Santa Catarina pela estrutura e o incentivo das bolsas do Programa de Monitoria de Pós-Graduação concedidos para realização deste trabalho.

Finalmente, agradeço ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, em especial ao coordenador do curso, Prof. Dr. Ricardo Medeiros.

"Quando eu encontrar Deus, vou fazer-lhe duas perguntas: Por que relatividade? E por que turbulência? Eu realmente acredito que ele terá uma resposta para a primeira."

Conto apócrifo atribuído popularmente a Werner Karl Heisenberg

RESUMO

A redução das forças de arrasto aerodinâmico em corpos rombudos é um dos principais desafios da indústria automotiva na busca por melhorias em projetos de veículos de transporte coletivo de passageiro. Isso porque, fatores aerodinâmicos influenciam diretamente no desempenho energético dessa classe de veículos. Apesar dos grandes avanços tecnológicos do setor automotivo conseguido nas últimas décadas, poucas melhorias foram realizadas nos modelos de carroceria externa de ônibus sobre a ótica da aerodinâmica. Devido à natureza complexa e caótica dos escoamentos turbulentos que incidem sobre esses corpos e os gradientes adversos de pressão, há um grande desafio em mapear o comportamento fluidodinâmico. Por isso, técnicas de controle passivo do escoamento tem sido uma alternativa viável em projetos automotivos para redução das forças de arrasto. Desta forma, o objetivo deste trabalho consiste em realizar uma investigação numérica de como o ângulo difusor traseiro de um modelo de ônibus da linha O 400 RSD da Mercedes-Benz influencia no arrasto aerodinâmico do modelo, e identificar qual a melhor configuração de ângulo para os casos estudados. Para o estudo, o programa comercial ANSYS Fluent[®] foi utilizado nas análises e simplificações das equações de governo foram adotadas utilizando RANS, juntamente com modelo de turbulência de transporte de tensão de cisalhamento SST $k-\omega$. A validação e comparação do modelo numérico foram feitas através de um estudo de caso do modelo simplificado do corpo de Ahmed de inclinação traseira de 25° . De forma geral, as simulações mostraram que com os resultados do coeficiente de arrasto dos casos com o ângulo difusor (β) apresentam uma forte sensibilidade, isso devido aos gradientes adversos de pressão. Contudo, foi visto que a configuração de difusor de $\beta = 4^\circ$ é a configuração que apresenta o melhor desempenho aerodinâmico dos modelos estudados, pois apresentou uma redução no coeficiente de arrasto aerodinâmico de aproximadamente 5,5% e um aumento na sustentação negativa de 171% em relação ao caso sem o ângulo difusor. Além disso, através de mapeamentos em planos bidimensionais e tridimensionais do campo de velocidade, intensidade turbulenta e linha de corrente, foi possível analisar a natureza topológica do escoamento para o caso com e sem o difusor a fim de entender o comportamento das principais estruturas de vórtices no modelo. Ressalta-se que os resultados obtidos neste trabalho foram bastante satisfatórios e mostraram que simples alterações podem ser suficientes para melhorar o desempenho aerodinâmico desses veículos.

Palavra-chave: Arrasto aerodinâmico. Aerodinâmica de corpos rombudos. Simulação Numérica. Turbulência.

ABSTRACT

The reduction of aerodynamic drag forces on bluff bodies is one of the main dare of the automotive industry in the search for improvements in collective passenger transport vehicle designs as aerodynamic factors directly influence the energy performance of this class of vehicles. Despite the great technological advances of the automotive sector achieved in the last decades, few improvements have been made in the models of external bus bodies in terms of aerodynamics. Due to the complex and chaotic nature of the turbulent flows that affect these bodies and the adverse pressure gradients, there is a great dare in mapping the fluid dynamic behavior. Therefore, passive flow control techniques have been viable alternatives in automotive projects to reduce drag forces. Thus, the objective of this work is to carry out a numerical investigation of how the rear diffuser angle of a Mercedes-Benz O-RSD 400 bus model influences the model's aerodynamic drag, and to identify the best angle configuration for the cases studied. For the study, the commercial software ANSYS Fluent[®] was used in the analysis and simplifications of the government equations were adopted using RANS together with the turbulence model of shear stress transport SST k- ω . The validation and comparison of the numerical model was made through a case study of the simplified model of Ahmed's body with a slant angle of 25 °. In general, the simulations showed that with the results of the drag coefficient of the cases with the diffuser angle (β) they present a strong sensitivity, due to the adverse pressure gradients. However, it was seen that the diffuser configuration of $\beta = 4^\circ$ is the configuration that presents the best aerodynamic performance of the models studied, with a 5,5% reduction in the drag coefficient and an increase in negative lift of 171% in relation to the case without the diffuser angle. In addition, through mapping in two-dimensional and three-dimensional planes of the speed field, turbulent intensity and streamlines it was possible to analyze the topological nature of the flow for the case with and without the diffuser in order to understand the behavior of the main vortex structures in the model. It is noteworthy that the results obtained in this work were quite satisfactory and showed that simple changes can be sufficient to improve the aerodynamic performance of these vehicles.

Key-word: Aerodynamic drag. Bluff body aerodynamic. Numerical simulation. Turbulence.

LISTAS DE FIGURAS

Figura 1 - Esquema de escoamento em modelo de carroceria externa do ônibus da linha O-400 RSD da Mercedes-Benz.....	20
Figura 2 - Esquema de escoamento em uma placa plana	23
Figura 3 - Geometria do corpo de Ahmed com indicações das dimensões do modelo de Lienhart, Stoots e Becker (2000), que é baseado nas dimensões de Ahmed, Ramm e Faltin (1984).	25
Figura 4 - (a) Esquema geométrico do cilindro estudado com a implementação da placa divisora, (b) Contornos de vorticidade para uma simulação bidimensional com $Re = 200$, $L/D = 1$ e $g/D = 0.5$	28
Figura 5 - Definição da disposição da geometria dos cilindros com fenda.	29
Figura 6 - Distribuição do escoamento no cilindro para os casos com e sem as fendas	31
Figura 7 - Esboço do cilindro quadrado com duas hastes de controle simétricas e a posição do anemômetro de fio quente.	32
Figura 8 - Esboço esquemático do cilindro quadrado com o dispositivo de controle de escoamento adotado	35
Figura 9 - Representação das vistas lateral, superior e isométrica a) Carenagem de folga, b) saia lateral do tipo aba, e c) cauda do tipo LIAD presa no modelo de caminhão-reboque.....	38
Figura 10 - Planos da velocidade normalizada na direção x pela velocidade de corrente livre na direção adimensional de $x/L = 0.25, 0.5, 0.75$ e 1.0	40
Figura 11 - Desenho esquemático da separação da camada limite e formação de vórtices em um cilindro circular. S é o ponto de separação.....	48
Figura 12 - Separação do escoamento em um (a) corpo com base oblíqua a embotada, e (b) modelo de veículo de passageiro.....	51
Figura 13 - Volume de controle usado para ilustrar a discretização de uma equação de transporte escalar.....	52
Figura 14 - Dimensões geométricas do modelo de Ahmed.....	54
Figura 15 - Domínio computacional da simulação.....	55
Figura 16 - Configuração da malha não estruturada e malha de superfície usada na simulação. A) Malha de superfície do corpo. B) Corte no plano x - y mostrando refino de malha em torno do corpo.....	57
Figura 17 - Perfil de velocidade adimensional nas posições $x/H = 0.357; 0.39; 0.736$ e 0.91 na região inclinada na parte traseira do corpo de Ahmed.	58

Figura 18 - Erro coeficiente de arrasto de cada malha comparado com coeficiente experimental	59
Figura 19 – Direção do escoamento no plano de simetria do corpo. A) perfil de velocidade na inclinação do corpo e B) perfil da energia cinética turbulenta na inclinação do corpo	61
Figura 20 – Curvas de nível de energia cinética turbulenta no plano central longitudinal. a) Simulação do modelo numérica utilizando k- ω SST e b) Resultado experimental ...	62
Figura 21 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais das curvas de nível de velocidade nos planos transversais das posições x=00 mm e x = 200 mm.....	64
Figura 22 - Estruturas tridimensionais do escoamento. a) Simulação do modelo numérica utilizando k- ω SST e b) Diagrama esquemático das estruturas de vorticidade observados por Ahmed, Ramm e Faltin (1984).	64
Figura 23 - Dimensões geométricas do modelo de configuração 1, modelo de ônibus de Videira (2001).	66
Figura 24 - Domínio computacional para simulação do modelo de ônibus de Videira (2001).	67
Figura 25 - Erro coeficiente de arrasto de cada malha comparado com coeficiente experimental.	68
Figura 26 - Contornos de velocidade adimensional após a traseira do ônibus, (a) modelo simulado para configuração, (b) modelo experimental de Videira (2001).....	69
Figura 27 - Linhas de corrente atrás do modelo numérico mostrando interações dos vórtices superior e inferior.	70
Figura 28 - Dimensões geométricas do modelo veicular de ônibus.....	71
Figura 29 - Planos transversais baseado no eixo longitudinal do ônibus.....	73
Figura 30 – Linhas de corrente nos planos transversais adimensionais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$	75
Figura 31 - Campo de velocidade adimensional nos planos transversais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$	76
Figura 32 - Perfis de intensidade turbulenta nos planos transversais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$	77
Figura 33 - Planos selecionados na seção horizontal do ônibus.....	78
Figura 34 – Linhas de corrente nos planos horizontais adimensionais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$	79

Figura 35 - Campo de velocidade adimensional nos planos horizontais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.	80
Figura 36 - Perfis de intensidade turbulenta nos planos horizontais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.	81
Figura 37 - Planos selecionados na seção lateral do ônibus	82
Figura 38 – Linhas de corrente nos planos laterais adimensionais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.	83
Figura 39 - Campo de velocidade adimensional nos planos laterais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.	84
Figura 40 - Perfis de intensidade turbulenta nos planos laterais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.	85
Figura 41 - Topologia tridimensional do escoamento com detalhamento dos vórtices.	86
Figura 42 - Distribuição dos coeficientes de pressão, (a) superfície frontal do ônibus e (b) superfície traseira do ônibus.	87
Figura 43 - Gráfico dos coeficientes de arrasto aerodinâmico e sustentação em relação aos ângulos difusores.	89
Figura 44 -Distribuições do coeficiente de pressão na superfície traseira do ônibus para os casos com ângulo difusor $\beta = 0^\circ, 4^\circ, 8^\circ, 11^\circ, 12^\circ$ e 16° .	90
Figura 45 - Distribuições do coeficiente de pressão na superfície dos difusores analisados	91
Figura 46 - Comparação das linhas de corrente dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para os planos transversais das posições: $x/H = 0,95$ e $x/H = -0,2$.	93
Figura 47 - Comparação dos mapeamentos das velocidades média adimensional dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para os planos transversais das posições: $x/H = -0,95$ e $x/H = -1,2$.	94
Figura 48 - Comparação da intensidade turbulenta dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para os planos transversais das posições: $x/H = -0,45$ e $x/H = -0,95$.	95
Figura 49 - Comparação das linhas de corrente dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para os planos horizontais das posições: $y/H = 0,5$ e $y/H = 0,7$.	96
Figura 50 - Comparação dos mapeamentos das velocidades média adimensional dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para o plano horizontal da posição $y/H = 0,2$.	97
Figura 51 - Comparação da intensidade turbulenta dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para o plano horizontal da posição $y/H = 0,95$.	97

Figura 52 - Comparação das linhas de corrente dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para os planos Laterais das posições: $y/H = 0,34$ e $y/H = 0,24$.	98
Figura 53 - Comparação dos mapeamentos das velocidades média adimensional dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para os planos Laterais das posições: $y/H = 0,34$ e y/H .	99
Figura 54 - Comparação da intensidade turbulenta dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para os planos Laterais das posições: $y/H = 0,34$ e $y/H = 0,15$.	100
Figura 55 - Comparação da topologia do escoamento das configurações de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$.	101
Figura 56 - Gráfico do coeficiente de arrasto aerodinâmico em função do ângulo de guinada para os casos com ângulo difusor de 0, 4, 8, 11, 12 e 16 graus.	103
Figura 57 - Gráfico do coeficiente de sustentação em função do ângulo de guinada para os casos com ângulo difusor de 0, 4, 8, 11, 12 e 16 graus.	104
Figura 58 - Comparação do coeficiente de arrasto para diferentes ângulos difusores nas situações com ângulos de guinadas de 0, 5, 10 e 15 graus.	107
Figura 59 - Distribuições de pressões ao longo dos modelos nos casos analisados com ângulos de guinada de $\gamma = 5^\circ, 10^\circ$ e 15° .	108
Figura 60 - Topologia do escoamento para as configurações de ângulo difusores de 0, 4 e 16 graus para ângulo de guinada de 15° .	109

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Número de elementos das malhas avaliadas na verificação e validação.....	56
Tabela 2 - Condições de contorno adotadas na simulação do caso validado	57
Tabela 3 - Aumento percentual do coeficiente de arrasto com a inclusão do ângulo de guinada para as configurações de ângulos difusores analisadas.....	103
Tabela 4 - Aumento percentual do coeficiente de sustentação com a inclusão do ângulo de guinada para as configurações de ângulos difusores analisadas.	105

LISTAS DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional
CNT	Confederação Nacional do Transporte
DES	<i>Detached eddy Simulation</i>
DNS	Simulação numérica direta
DPIV	Velocimetria de Imagem de Partícula Digital
FFT	Transformação rápida de Fourier
FFT	Transformação rápida de Fourier
HWA	Anemometro de fio quente
LDA	<i>Anemometer Doppler</i>
LES	Simulação das grandes escalas
PIV	Velocimetria de imagem de partícula
PISO	<i>Pressure Implicite Split Operator</i>
POD	Decomposição ortogonal própria
MOVA	Modelos para Aerodinâmica de Veículos
RANS	Navier-Stokes com média de Reynolds
SST	<i>Shear-Stress Transport</i>
TDMA	Método da matriz tridiagonal
VIV	Vibração induzida por vórtice

LISTA DE SIMBOLOS

ρ	Massa específica do fluido.
u_{ij}	Componente de velocidade instantânea.
x_{ijk}	Componentes dos eixos cartesianos.
f_i	Componente das forças de corpo.
p	Pressão instantânea.
τ_{ij}	Tensor viscoso de tensão.
δ_{ij}	Viscosidade dinâmica molecular.
$u_i(\mathbf{x}, t)$	Velocidade instantânea do escoamento.
$U_i(\mathbf{x})$	Parcela de velocidade média do escoamento.
$u'_i(\mathbf{x}, t)$	Velocidade flutuante.
\bar{u}_{ij}	Componente de velocidade média.
\bar{u}'_{ij}	Componente de velocidade Flutuante.
t	Período de promediação.
T	Máximo período de promediação.
S_{ij}	Taxa de deformação do escoamento médio.
τ_{ij}^{Re}	Tensor das tensões de Reynolds - $\tau_{ij}^{Re} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$.
τ_{xy}	Tensor das tensões viscosas a nível molecular.
$u''v''$	Composição do movimento molecular randômico.
μ_t	Viscosidade dinâmica turbulenta.
k	Energia cinética turbulenta.
ω	Taxa de dissipação específica.
ε	Dissipação por unidade de massa.
σ_k, β^*	Constantes de fechamento do modelo de turbulência <i>Shear Stress Transport</i> k- ω .
ν_t	Viscosidade cinemática turbulenta.
$\sigma_\omega, \gamma, \beta, \sigma_{\omega^2}$	Constantes de fechamento do modelo de turbulência <i>Shear Stress Transport</i> k- ω .
F_1	Função de mistura.
ϕ_1, ϕ_2	Constantes genéricas para formulação da mistura.
y	Distância próximo a superfície da parede.

$CD_{k\omega}$	Termo de difusão cruzada.
Ω	Valor absoluto da difusão cruzada; Domínio computacional.
F_2	Função de mistura.
τ_w	Tensão de cisalhamento na parede.
C_p	Coefficiente de Pressão.
p_∞	Pressão estática do escoamento livre.
U_∞	Velocidade de Referência.
D	Força de arrasto aerodinâmico.
D_f	Arrasto de fricção.
D_p	Arrasto de pressão.
C_D	Coefficiente de arrasto aerodinâmico.
A_f	Área de superfície frontal.
L	Força de sustentação.
C_L	Coefficiente de sustentação.
Re	Número de Reynolds.
ϕ	Grandeza genérica.
Γ_ϕ	Termo genérico difusivo.
S_ϕ	Termo genérico de geração.
V	Volume.
y^+	Distância Adimensional, $u_T y / \nu$.
u_T	Velocidade de fricção.
ν	Viscosidade cinemática molecular.
I_{turb}	Intensidade Turbulenta.
H	Altura característica dos modelos.
Cd_{exp}	Coefficiente de arrasto aerodinâmico experimental.
Cd_{sim}	Coefficiente de arrasto aerodinâmico de simulação.
Re_H	Número de Reynolds baseado na altura do corpo.
β	Ângulo do difusor da traseira do ônibus.
γ	Ângulo de guinada.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	19
1.1	OBJETIVO DO TRABALHO.....	21
1.2	ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO	22
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	23
2.1	ESCOAMENTO SOBRE CORPOS ROMBUDOS.....	23
2.2	MÉTODO DE CONTROLE DE ESCOAMENTO EM CORPOS ROMBUDOS.....	27
2.2.1	Controle Passivo do escoamento.....	27
2.2.2	Controle Ativo do escoamento	33
2.3	AERODINÂMICA VEÍCULAR.....	36
3	FORMULAÇÃO TEÓRICA	41
3.1	EQUAÇÕES GOVERNANTES	41
3.2	EQUAÇÕES DE NAVIER-STOKES COM MÉDIA DE REYNOLDS	42
3.3	MODELAGEM DA TURBULÊNCIA	43
3.3.1	Modelo de Turbulência SST k-ω (<i>Shear Stress Transport</i>)	45
3.4	EQUAÇÕES AERODINÂMICAS	47
3.4.1	Separação da Camada Limite.....	47
3.4.2	Distribuição de Pressão	48
3.4.3	Arrasto Aerodinâmico.....	49
3.4.4	Mecanismo de Desprendimento de Vórtices	50
3.5	MÉTODO NUMÉRICO	51
3.5.1	Acoplamento pressão velocidade.....	53
4	VERIFICAÇÃO E VALIDAÇÃO	54
4.1	DOMÍNIO COMPUTACIONAL	55
4.1.1	Resultados.....	58
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	65
5.1	VALIDAÇÃO PARA UM CASO DE MODELO DE ÔNIBUS	65
5.2	PROPOSTA DO MODELO DE ÔNIBUS.....	70
5.2.1	Caso de referência: Ângulo difusor 0°	71
5.2.2	Efeito do ângulo difusor traseiro.....	88
5.3	EFEITO DO ÂNGULO DE GUINADA.....	101
6	CONCLUSÃO.....	110
6.1	CONSIDERAÇÕES FINAIS	110

6.2	SUGESTÕES FUTURAS	112
	REFERÊNCIAS	114
	APÊNDICE A – TOPOLOGIA DO ESCOAMENTO NOS PLANOS BIDIMENSIONAIS	
	PARA CONFIGURAÇÃO $\beta = 4^\circ$	119

1 INTRODUÇÃO

A indústria automotiva tem passado por grandes mudanças tecnológicas nos últimos anos. Isso porque a alta competitividade e a demanda de produtos mais eficientes do ponto de vista energético e ambiental foram o cerne principal da questão. Os efeitos das mudanças de paradigmas fizeram com que diversas pesquisas fossem realizadas ao longo de décadas a fim de preencher os anseios da sociedade. Neste sentido, o consumo de combustível e o desempenho de veículos automotivos foram fatores-chave nos avanços tecnológicos para alcançar melhorias aerodinâmicas dos automóveis.

Conforme é visto no relatório do anuário da Confederação Nacional do Transporte (CNT) 2020, a matriz de transporte de carga e de passageiro no Brasil é predominantemente de modo rodoviário. Segundo o relatório, o aumento percentual nas frotas de automóveis, caminhões e ônibus entre os anos de 2010 e 2019 foram de aproximadamente 50,5%, 30,9% e 41,6%, respectivamente. Apesar do grande volume de trabalhos científicos relacionados a aerodinâmica veicular, na literatura científica há poucos estudos destinados a aerodinâmica de veículos de transporte coletivo de passageiro. Jadhav e Chorage (2020) explica que nas últimas décadas poucas melhorias foram apresentadas nos modelos de carroceria externa de ônibus. Por isso, as formas geométricas desses produtos apresentam poucas modificações em relação aos modelos antigos.

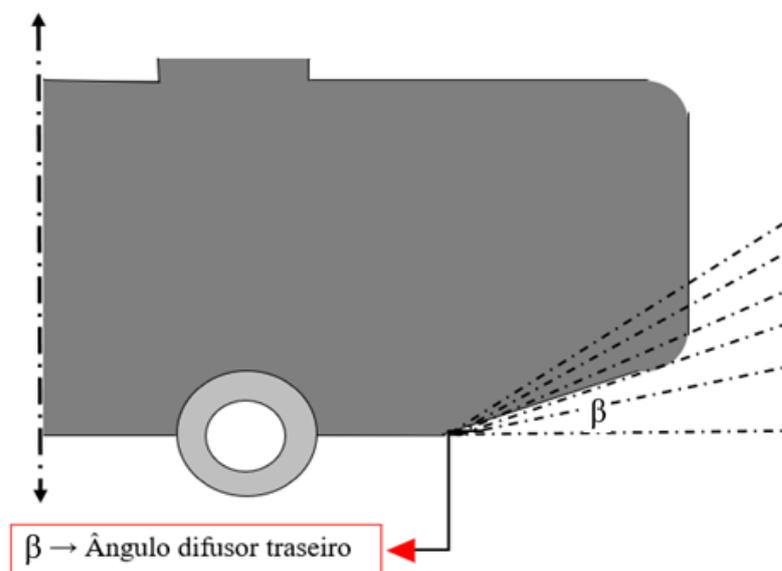
Na aerodinâmica, veículos terrestres são tratados como corpos rombudos que se deslocam próximo do chão, e a principal característica do campo de escoamento que incide em torno desses corpos são as regiões de separação do escoamento onde são criados distúrbios na parte traseira (AHMED, 1983). As zonas de separação traseira desses corpos induzem estruturas complexas de se estudar devido à tridimensionalidade do problema que aliadas a uma geometria complexa, podem ser difíceis de analisar com boa acurácia os fenômenos fluidodinâmicos.

O arrasto aerodinâmico de corpos rombudos é composto pelo arrasto viscoso e o pelo o arrasto de pressão. O arrasto devido à viscosidade é proveniente das forças de fricção induzidas pelo escoamento sobre a superfície do corpo. O arrasto de pressão é proveniente da distribuição de pressão na superfície do corpo e perturbações instáveis causadas no escoamento devido à presença de gradientes adversos de pressão. Segundo Hucho (1986), em corpos rombudos o arrasto de pressão pode chegar em até 80% do arrasto total sofrido pelo corpo. Além disso, de acordo com McCallen, Browand e Ross (2013) as possibilidades de redução do arrasto de fricção em veículos pesados são limitadas pelo não comprometimento das funções básicas do veículo, sendo mais viável a redução do arrasto de pressão.

Os fenômenos de transição e separação da camada limites são tópicos recorrentes em estudos que relacionam forças de arrasto e sustentação. Atualmente, pesquisadores têm desenvolvidos modernas tecnologias de controle de escoamento que fornecem interessantes possibilidades de redução do arrasto aerodinâmico em corpos rombudos. Conforme é explicado por Moghaddam e Neishabouri (2017), essas técnicas têm como finalidade principal reduzir os efeitos indesejáveis de separação da camada limite presentes em escoamento que são submetidos a gradientes adversos de pressão.

Diante do exposto, e considerando que há poucas investigações acerca da natureza aerodinâmica de escoamento em modelos veiculares de transporte coletivo de passageiro, o presente trabalho tem como objetivo primário contribuir no entendimento do comportamento aerodinâmico de um modelo simplificado de ônibus. Desta forma, buscou-se investigar numericamente um modelo veicular baseado na carroceria externa do ônibus da linha O 400 RSD da Mercedes-Benz conforme desenho esquemático da Figura 1. Assim, foram analisados como o ângulo difusor traseiro do veículo afeta no desempenho aerodinâmico do modelo. Para isso, os coeficientes de arrasto aerodinâmico e sustentação foram analisados numericamente situações em que o veículo foi submetido a ventos uniformes e laterais. As análises foram realizadas com auxílio de aplicações da dinâmica dos fluidos computacional (CFD) através de simulações conduzidas com a utilização do programa comercial ANSYS-Fluent®.

Figura 1 - Esquema de escoamento em modelo de carroceria externa do ônibus da linha O-400 RSD da Mercedes-Benz



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

1.1 OBJETIVO DO TRABALHO

O presente trabalho tem como objetivo principal realizar uma investigação sobre os efeitos que variações no ângulo difusor traseiro de um modelo simplificado de ônibus causam no desempenho aerodinâmico do modelo. Para tanto, foram realizadas análises numéricas dos coeficientes de arrasto aerodinâmico e de sustentação para diferentes configurações geométricas a partir da carroceria de um modelo comercial de ônibus da linha O-RSD 400 da Mercedes-Benz.

Além disso, o trabalho objetiva analisar qualitativamente e quantitativamente o comportamento da complexa topologia do escoamento através de estudos em planos bidimensionais e tridimensionais por meio de linhas de corrente e mapeamentos dos campos de velocidade e intensidade turbulenta. Desta forma, os seguintes objetivos específicos são avaliados ao decorrer do trabalho:

- Validar o método numérico para as soluções das equações de governo e modelo de turbulência de duas equações $k-\omega$ SST. A etapa de validação e verificação é conduzida por meio de simulações realizadas com o auxílio do programa comercial ANSYS-Fluent[®]. Para esta etapa, é realizado um estudo de caso que é baseado nos experimentos aerodinâmicos conduzidos originalmente por Ahmed, Ramm e Faltin (1984);
- Comparação das soluções numéricas com os resultados experimentais do estudo conduzido por Videira (2001);
- Estudo da variação do ângulo difusor do modelo de ônibus da linha O-400 RSD da Mercedes-Benz e verificação do melhor caso estudado (Figura 1).
- Analisar os aspectos físicos relevantes ao comportamento aerodinâmico do modelo como: Mapeamento do campo de velocidade e da intensidade turbulenta, distribuições dos coeficientes de pressão nas superfícies do modelo, linhas de corrente e avaliação dos principais parâmetros aerodinâmicos nos casos estudados.

1.2 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO

A estruturação desta dissertação é dividida em seis capítulos: Introdução (Capítulo 1), Revisão bibliográfica (Capítulo 2), Formulação teórica (Capítulo 3), Verificação e Validação da modelagem (Capítulo 4), Resultados e Discussões (Capítulo 5) e Conclusões (Capítulo 6).

A revisão bibliográfica do Capítulo 2 apresenta as principais obras relevantes para a composição do presente estudo. Iniciando pelo um breve histórico de estudos clássicos de corpos rombudos. Na sequência, são apresentados o conceito de controle da camada limite, onde são discutidas algumas contribuições científicas de métodos de controle passivo e ativo de escoamento em aplicações de problemas de aerodinâmica de corpos rombudos com variadas geometrias. Por fim, são apresentadas contribuições científicas de aplicações de controle de escoamento no campo da engenharia automotiva.

No capítulo 3 é apresentado a formulação teórica para o escoamento. Assim são discutidas as principais simplificações adotadas para as soluções do problema, bem como os principais conceitos das equações fluidodinâmicas pertinentes ao estudo. Já o capítulo 4 é apresentada a abordagem da metodologia numérica para validação e verificação do modelo numérico. Nesta etapa, é simulado um modelo simplificado de e perfis de velocidade e energia cinética turbulenta são comparados com trabalhos da literatura científica a fim de avaliar a acurácia do modelo.

O Capítulo 5 trata-se da apresentação dos resultados do modelo de ônibus proposto no trabalho, seguido de uma extensa discussão dos resultados a partir de análises qualitativas e quantitativas que contribuem para traçar explicações do comportamento aerodinâmico dos casos analisados. Por fim, no capítulo 6 é discutido os principais resultados observados no capítulo anterior e é mostrado como o trabalho contribuiu no avanço da fronteira do conhecimento. Também nesta seção, sugestões de trabalhos futuros são dadas a fim de dar continuidade a pesquisa.

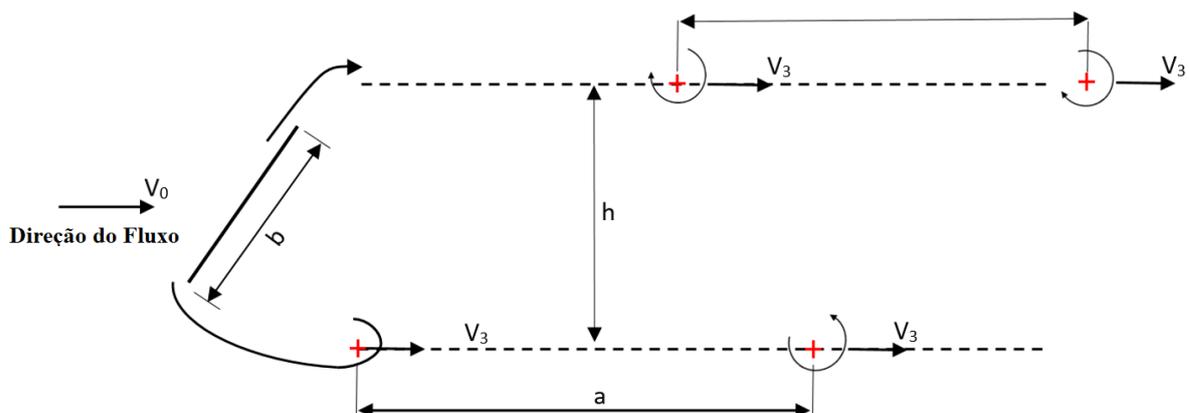
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O entendimento de escoamentos tridimensionais em corpos não aerodinâmicos foi amplamente estudado nas décadas passadas. Com o notório avanço da computação, foi possível ter um melhor entendimento da topologia do escoamento na esteira desses corpos que são geradas na região traseira. Nessa seção, será apresentado um breve histórico dos principais estudos ao longo de décadas, técnicas de controle de escoamento e as aplicações práticas em aerodinâmica veicular.

2.1 ESCOAMENTO SOBRE CORPOS ROMBUDOS

Um dos mais antigos estudos que analisaram a pressão na região de formação da esteira, foi realizado por Fage e Johansen (1927), que investigaram o escoamento em torno de uma placa plana avaliando vários ângulos de incidência, conforme mostrado na Figura 2. Nessas condições, a placa plana é um corpo rombudo, cujo escoamento na parte traseira é caracterizado por uma esteira. Os principais resultados obtidos no experimento são relacionados com a distribuição do coeficiente de pressão na base do corpo e na superfície frontal. Os autores observaram que, a pressão em ambos os lados da placa é constante e menor que a pressão na parte onde o escoamento é não perturbado, apresentando uma variação para os diversos ângulos investigados (exceto para os ângulos menores que 9° , em que não ocorrem o descolamento da camada limite e a formação da esteira de vórtice). Além disso, os pesquisadores observaram que na região frontal da placa, quando o ângulo de ataque é de 90° , a região de estagnação é maior do que para os outros ângulos avaliados.

Figura 2 - Esquema de escoamento em uma placa plana



Fonte: adaptado de Fage e Johansen (1927).

Nessa mesma linha, Kovasznay (1949) analisou experimentalmente o escoamento na esteira de um corpo cilíndrico circular. Neste trabalho, o autor analisou a influência do número de Reynolds sobre a configuração do escoamento através de medições, onde o Reynolds crítico é igual a 40. Com isso, observou-se que a geração de vórtice no escoamento só ocorria a partir dessa faixa estudada. Essas observações foram importantes para entender que a emissão de vórtice não está ligada necessariamente a escoamentos turbulentos, mas sim com as forças de inércia. A circulação do escoamento é devido à pressão no centro do vórtice, isto é, quanto maior for a circulação no escoamento, menor será a pressão no centro do vórtice.

Apesar da complexidade de escoamentos em corpos rombudos, o entendimento dos fenômenos das flutuações que ocorrem na região de separação é fundamental para avaliar a tridimensionalidade do problema. No trabalho experimental de Kim, Kline e Johnston (1980), foi analisado em um canal com degrau as características do fluido na zona de separação e recolamento do escoamento. O processo de separação-recolamento é caracterizado por uma interação complexa entre a separação da camada de cisalhamento e o escoamento adjacente. As mudanças mais importantes nas condições de interação dependem do escoamento ser laminar ou turbulento na separação e no recolamento. Eles avaliaram que a intensidade turbulenta e a tensão de cisalhamento atingiram seus valores de máximos na zona de recolamento.

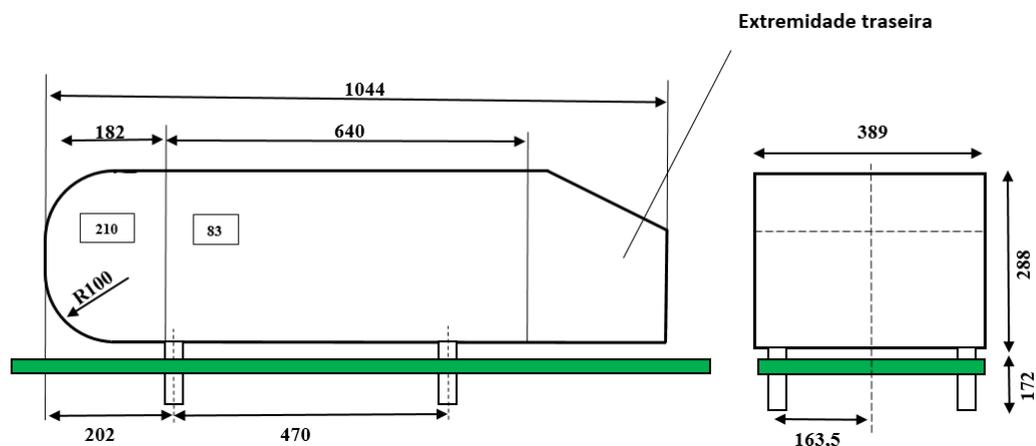
O escoamento na região de separação traseira consiste em um movimento de recirculação (bolha de separação). Essa estrutura foi estudada por Ahmed (1981), onde a formação da bolha na região traseira do veículo tem como característica uma zona de baixa pressão e formação de vórtices longitudinais. A energia cinética desse movimento rotacional contribui significativamente para o arrasto aerodinâmico total.

Em projetos de engenharia, deve-se atentar aos parâmetros geométricos adotados e aos efeitos que esses podem causar no corpo sob o ponto de vista da aerodinâmica. Ahmed, Ramm e Faltin (1984) realizaram um estudo experimental onde foi projetado um modelo veicular simplificado (conhecido como corpo de Ahmed) conforme esquema mostrado na Figura 3, mantendo-se constante a geometria frontal do modelo de modo que as forças aerodinâmicas dependam amplamente das estruturas do escoamento criado na parte traseira. Desta forma, variou-se o ângulo de inclinação traseiro entre 0° a 40° com passos de 5° (também foi estudado o ângulo de $12,5^\circ$). Posteriormente foram analisados os efeitos da geometria do corpo na estrutura da esteira, distribuição de pressão e arrasto. Através dos resultados obtidos no experimento, os pesquisadores mapearam as principais estruturas topológicas do escoamento que influenciaram diretamente nas forças aerodinâmicas, sendo elas: vórtices do tipo ferradura caracterizado por estruturas turbilhonares de recirculação, um par de vórtices contra-rotativos

longitudinais denominados ponta de asas que são provenientes do descolamento da camada limite nas quinas oblíquas laterais e a bolha de separação.

Este modelo de corpo também foi estudado por Lienhart, Stoots e Becker (2000), Lienhart e Becker (2000) e Lienhart e Becker (2003) onde os autores investigaram o escoamento e a turbulência em torno do modelo. O objetivo do estudo foi fornecer dados detalhados para serem utilizados como referência na definição de condições de contornos e dados numéricos nas etapas de validação e verificação de refino de modelos turbulentos. O corpo de Ahmed talvez seja um dos modelos simplificados de carro que mais amplamente foram objetos de estudos devido às suas características tridimensionais presentes em corpos não aerodinâmicos. Por isso, durante essa revisão haverá outros estudos que remetem ao corpo de Ahmed na qual são feitas análises diversas.

Figura 3 - Geometria do corpo de Ahmed com indicações das dimensões do modelo de Lienhart, Stoots e Becker (2000), que é baseado nas dimensões de Ahmed, Ramm e Faltin (1984).



Fonte: adaptado de Lienhart, Stoots e Becker (2000).

As características principais de corpos não aerodinâmicos baseiam-se no fato de ter uma grande região de separação do escoamento localizado na traseira do corpo, alto coeficiente de arrasto e formação de esteiras de vórtices. Em particular, o fenômeno de despreendimento de vórtice (*Vortex Shedding*) que ocorre na traseira desses corpos, tendem a dominar as propriedades aerodinâmicas com um papel importante na definição do arrasto, sendo dependente da geometria, número de Reynolds e outros fatores (ROSHKO, 1993). Assim, vários fenômenos de escoamentos viscosos estão presentes nestes tipos de problemas, tais como a camada limite turbulenta na superfície do corpo, vórtices longitudinais induzidos pela

separação da camada limite e zonas de recirculação de fluido com baixa pressão. Esses fenômenos interagem entre si durante o escoamento, de maneira a tornar essas interações altamente complexas e custosas de serem analisadas, seja experimentalmente ou computacionalmente.

Ao longo do tempo, esses fenômenos se tornaram mais acessíveis de serem estudados através de simulações computacionais. Han (1989) realizou uma análise numérica de escoamentos turbulentos tridimensionais em torno de um corpo rombudo baseado no modelo de Ahmed. Nesse estudo, foi discretizado as equações de Navier-Stokes com média de Reynolds junto com modelo de turbulência k- ϵ , um esquema de segunda ordem foi discretizado para solução do termo convectivo e utilizou-se como método de correção de pressão o *Pressure Implicit Split Operator* (PISO). Além disso, a equação de Poisson para pressão foi resolvida pelo método dos gradientes conjugados e as soluções das equações de transportes foram obtidas aplicando algoritmo TDMA. Apesar dos resultados obtidos terem predições com boa acurácia para o campo de velocidade do escoamento em torno do corpo nas proximidades do chão, a previsão para as distribuições de pressão de base da parte traseira do corpo obteve baixa concordância em comparação com os resultados experimentais. Como o principal fenômeno que domina as forças aerodinâmica nesse escoamento é o arrasto de pressão, o coeficiente de arrasto não obteve uma boa acurácia. Isso ocorre porque, mesmo com a utilização de ferramentas computacionais, ainda existe grande complexidade nas previsões destes fenômenos devidos sua natureza tridimensional.

Além das ferramentas computacionais de simulação, ao longo do tempo, os experimentos foram se aperfeiçoando com incrementos de novas tecnologias para medições e observações dos fenômenos fluidodinâmicos. Os primeiros experimentos com corpos rombudos foram realizados em túneis de vento, utilizando em sua grande maioria técnicas de anemometria de fio quente (HWA) para observações detalhadas dos campos de velocidades média e flutuações do escoamento na esteira. Outras técnicas de diagnóstico comumente utilizados para estes tipos de experimentos são: Anemometria Doppler (LDA) e a Velocimetria de Imagem de Partículas (PIV). Essas duas últimas são mais avançadas que o HWA e possuem vantagens que tornam as medições mais precisas com maior riqueza de detalhamento do escoamento, isso porque não ocorrem interferências com o processo físico e influências de outras variáveis (JENSEN, 2004).

A exemplo disso, Wang et al. (2013) através de medições utilizando o PIV realizaram novas observações do escoamento em torno do corpo de Ahmed. Assim foi possível ter um melhor entendimento da topologia do escoamento que trabalhos anteriores não abordaram

devido às limitações da metodologia experimental. Ainda com base nos resultados experimentais os autores observaram vórtices longitudinais que surgem na parte inferior do modelo. Vários outros estudos numéricos-experimentais investigaram a mesma geometria com foco nos efeitos transitórios do escoamento e na topologia da esteira atrás do corpo, como é o caso dos trabalhos de Gilliéron e chometon (1999); Serre et al. (2013); Conan, Anthoine e Planquart (2011); Hanfeng et al. (2016); Wang, Yang e Zhu (2019); Bello-Millán et al. (2016).

2.2 MÉTODO DE CONTROLE DE ESCOAMENTO EM CORPOS ROMBUDOS

Estudar o escoamento sobre corpos rombudos de geometrias elementares, tais como cilindros circulares, quadrados, prismáticos, triangulares dentre outros, é de grande relevância para implementações de novas tecnologias, que visam a redução do arrasto aerodinâmico e redução de oscilações devido à instabilidade do escoamento. Nos últimos anos, diversas pesquisas têm contribuído para o desenvolvimento de tecnologias de controle de escoamento aerodinâmico para o melhoramento do arrasto através de interferências na camada limite. Segundo Moghaddam e Neishabouri (2017) o controle de escoamento (também chamado de controle da camada limite) pode ser dividido em passivo ou ativo. A principal função dessas técnicas na aerodinâmica de corpos rombudos é interferir positivamente nas estruturas turbilhonares de recirculação que são formadas devido ao descolamento da camada limite imposto por gradientes adversos de pressão que influenciam no arrasto de pressão ou mesmo para mitigar os efeitos oscilatórios que são ocasionados devido ao fenômeno de separação da camada limite na região traseira.

2.2.1 Controle Passivo do Escoamento

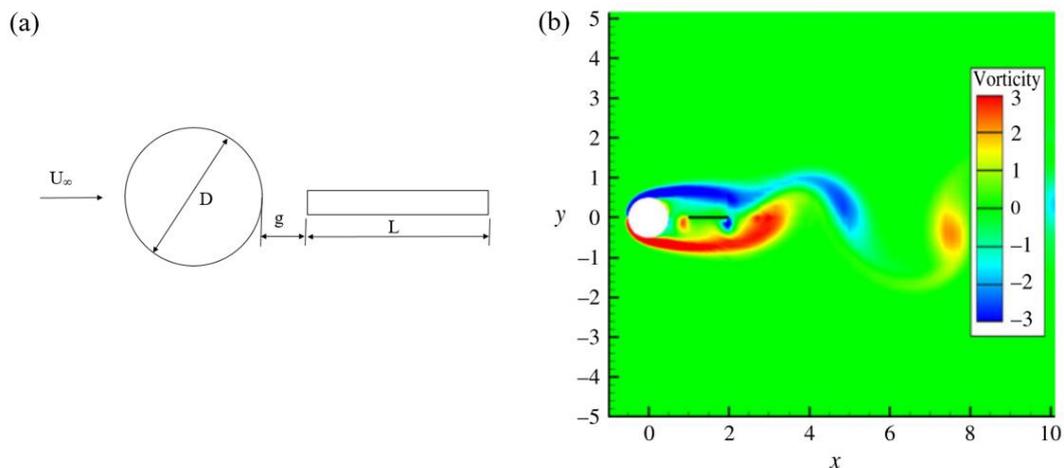
A técnica de controle de escoamento passivo consiste em fazer alterações geométricas ou incrementar dispositivos com a finalidade de controlar a separação do escoamento ou redução de ruídos devido ao escoamento turbulento. Os tipos mais comuns são os geradores de vórtices, as rugosidades distribuídas, estrias longitudinais, sopro e sucção uniforme (MOGHADDAM e NEISHABOURI, 2017).

Serson et al. (2014) realizaram um estudo numérico em um cilindro circular com a finalidade de reduzir as forças de arrasto e elevação oscilante que causam o efeito VIV (*Vortex-Induced Vibration*). Para isso, foi posicionado uma placa divisora (*splitter plate*) atrás do cilindro, conforme apresentado na Figura 4. O principal objetivo no estudo foi impedir a

interação entre as camadas de cisalhamento, forçando os vórtices a se afastarem mais do cilindro e como consequência disso, uma minimização das forças aerodinâmicas no corpo. Nesse trabalho, os estudos foram conduzidos para escoamentos laminares e foram avaliados os efeitos no escoamento para várias posições longitudinais da placa. Desta forma, foi realizado um estudo numérico, utilizando técnica de Simulação Numérica Direta (DNS) dos escoamentos bidimensionais e tridimensionais para observar o comportamento da esteira na presença da placa divisora.

As simulações mostraram que com a implementação da placa divisora, ocorreu uma redução significativa no número de Strouhal, exceto para placas divisoras mais curtas que os efeitos não são tão significativos. Além disso, os pesquisadores observaram que a emissão de vórtice depende não apenas do tamanho da folga, mas também do comprimento da placa divisora. Um estudo semelhante foi conduzido por Dai et al. (2018), porém neste caso, os autores consideraram os escoamentos tridimensionais e totalmente turbulentos, onde foi investigada a dependência das formações das esteiras com a implementação da placa divisora (*splitter plate*), avaliando os efeitos da largura e altura da placa divisora em relação ao diâmetro e comprimento do cilindro na supressão de vórtice.

Figura 4 - (a) Esquema geométrico do cilindro estudado com a implementação da placa divisora, (b) Contornos de vorticidade para uma simulação bidimensional com $Re = 200$, $L/D = 1$ e $g/D = 0.5$.



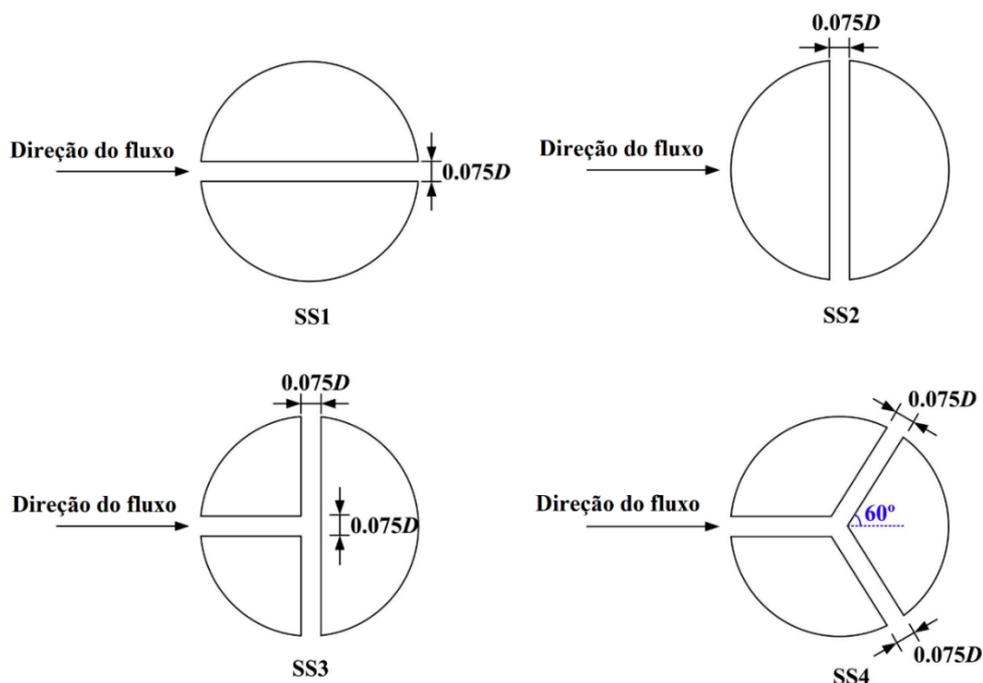
Fonte: Adaptado de Serson et al. (2014).

No controle passivo de escoamento sobre cilindros, também é muito comum usar ranhuras para influenciar nas características topológicas do escoamento. No caso de cilindros circulares, essas ranhuras são alocadas em posições angulares para influenciar diretamente o

ângulo de separação da camada limite. Esse método é explicado no trabalho experimental de Canpolat e Sahin (2017), onde os autores incluem uma ranhura em um cilindro e avaliam os efeitos na formação da esteira para disposições angulares de $0 \leq \theta \leq 150^\circ$. O experimento foi conduzido utilizando a técnica de PIV, onde foram observados efeitos significativos na estrutura do escoamento e na formação dos vórtices. Para isso, foram analisados no escoamento os contornos de vorticidade, flutuações de velocidade, energia cinética turbulenta e linhas de corrente do escoamento. Os autores observaram que o controle de escoamento ocorre dentro da faixa angular de $0 \leq \theta < 80^\circ$, pois ocorre um atraso no descolamento da camada limite nessa faixa de posição angular.

Zhu, Zhao e Zhou (2019) também investigaram o controle passivo de escoamento em cilindros circulares. Neste caso, foram implementadas fendas nos cilindros para passagem do escoamento. O trabalho foi conduzido através de Simulação Numérica Direta (DNS) para um escoamento com baixo número de Reynolds ($Re = 100$). Para a condução do problema, foram analisados quatro tipos distintos de fendas no cilindro, sendo elas com as seguintes posições: reta paralela ao escoamento (SS1), reta perpendicular ao escoamento (SS2), “T” conectando o ponto de estagnação frontal (SS3) e por fim, uma fenda com disposição em “Y” com o mesmo ponto de interseção em forma de T(SS4). As disposições das fendas adotadas neste estudo podem ser observadas na Figura 5. Todas as fendas estudadas influenciaram na formação dos vórtices e no tamanho da região de recirculação.

Figura 5 - Definição da disposição da geometria dos cilindros com fenda.



Fonte: Zhu, Zhao e Zhou (2019)

O estudo conduzido por Karasu (2020), investigou experimentalmente o controle passivo de escoamento sob um cilindro quadrilateral com um ângulo orientado a 45° , denominado como *Diamond-shaped* (corpo de formato diamantal na vista bidimensional, Fig. 6a e Fig. 6b). O controle foi realizado por meio de fendas de várias larguras, onde utilizou-se a técnica PIV para medição dos campos de flutuações de velocidade, velocidades médias e linhas de corrente com média no tempo. O autor avaliou a estrutura do escoamento no *diamond-shaped* para diferentes razões de largura da fenda pela diagonal do quadrado, ($\theta = s/D$), conforme é mostrado as linhas de corrente com média no tempo da Figura 6c. Os resultados indicam que o escoamento separado no cilindro para o caso sem a fenda, ($\theta = 0$), formam uma zona de recirculação na região da esteira, formando dois pontos de baixa pressão a jusante ao cilindro (F1 e F2) e o ponto de sela (s) que indica um sinal da separação da bolha.

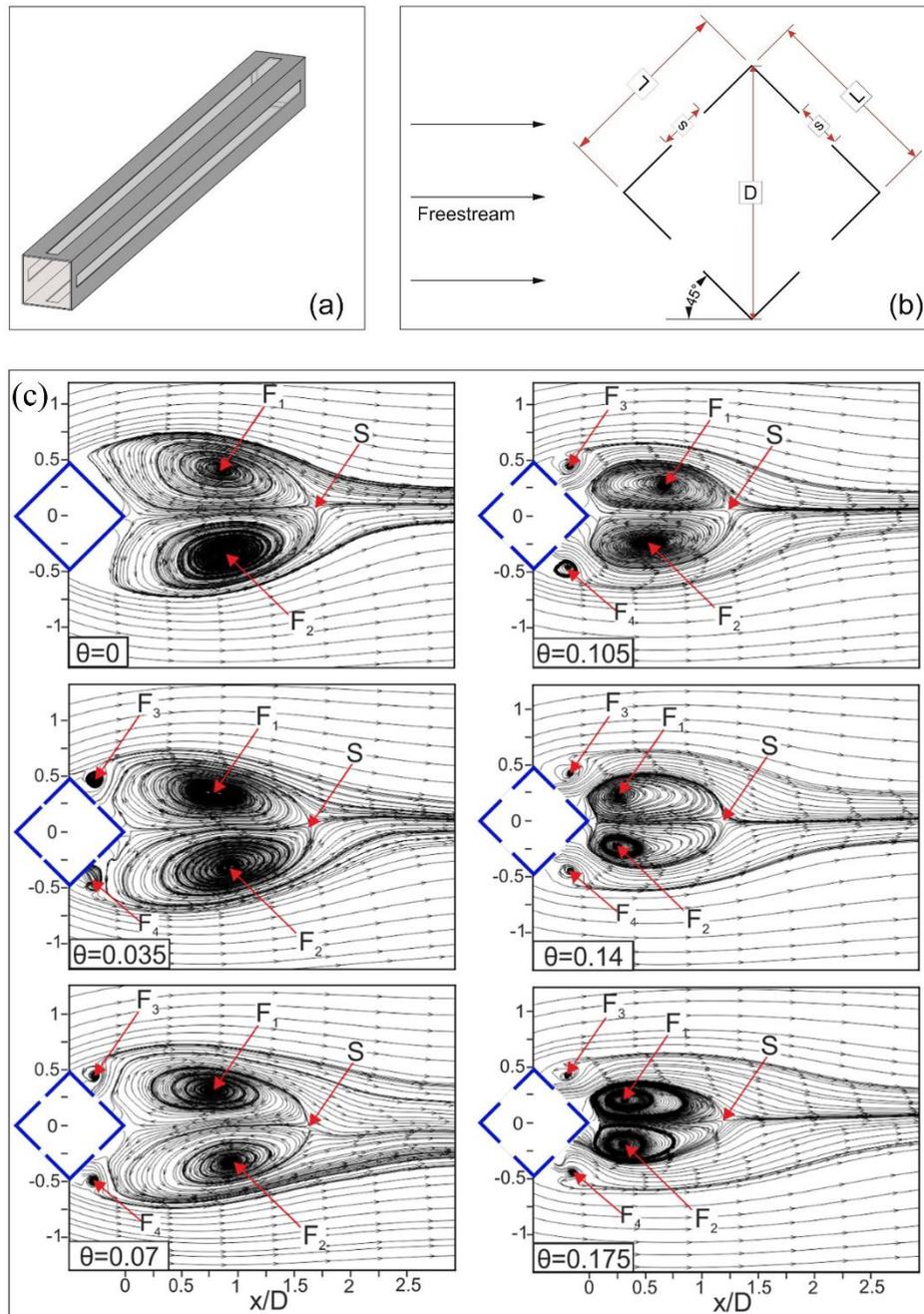
Nos casos em que foram incrementadas as fendas, o jato que sai é direcionado a camada de cisalhamento onde é possível verificar novas zonas de recirculações que se formam (F3 e F4). Nos casos controlados, o jato que sai da fenda é direcionado para a camada de cisalhamento até formar zonas de recirculações menores com pontos focais extras (F3 e F4). Além disso, foram examinados neste estudo a distribuição da vorticidade, análise da Transformada Rápida de Fourier (FFT), energia cinética turbulenta, arrasto estimado pelos perfis de velocidade e análise da decomposição ortogonal própria (POD) para os campos de vórtices. Os principais resultados mostraram que com o incremento de fendas para controle de escoamento foi possível reduzir em até 37% o arrasto aerodinâmico no cilindro.

Gupta e Saha (2019) estudaram numericamente o controle do desprendimento de vórtice em um cilindro quadrado para um escoamento laminar utilizando DNS. Neste estudo os pesquisadores incrementaram um segundo cilindro quadrado de tamanho reduzido para influenciar na esteira formada pela separação da camada limite. Com a adição do cilindro, foi observado um mecanismo de supressão do desprendimento do vórtice, atribuído pelo autor devido ao aumento da difusão efetiva e redução na concentração das camadas de cisalhamento. Os principais resultados mostraram que foi possível obter uma redução no arrasto de 10% a 15% se comparado com o caso em que não tem a presença do segundo cilindro.

Um estudo semelhante a este, foi conduzido por Chauhan, Dutta e Gandhi (2019), onde os pesquisadores realizaram um estudo experimental com técnica PIV e HWA para avaliar o desprendimento dos vórtices através de uma interferência externa. Neste caso, o controle de escoamento foi realizado por duas hastes alocadas próximas ao cilindro (conforme Figura 7). Várias posições das hastes foram ensaiadas com o objetivo de encontrar uma localização ideal

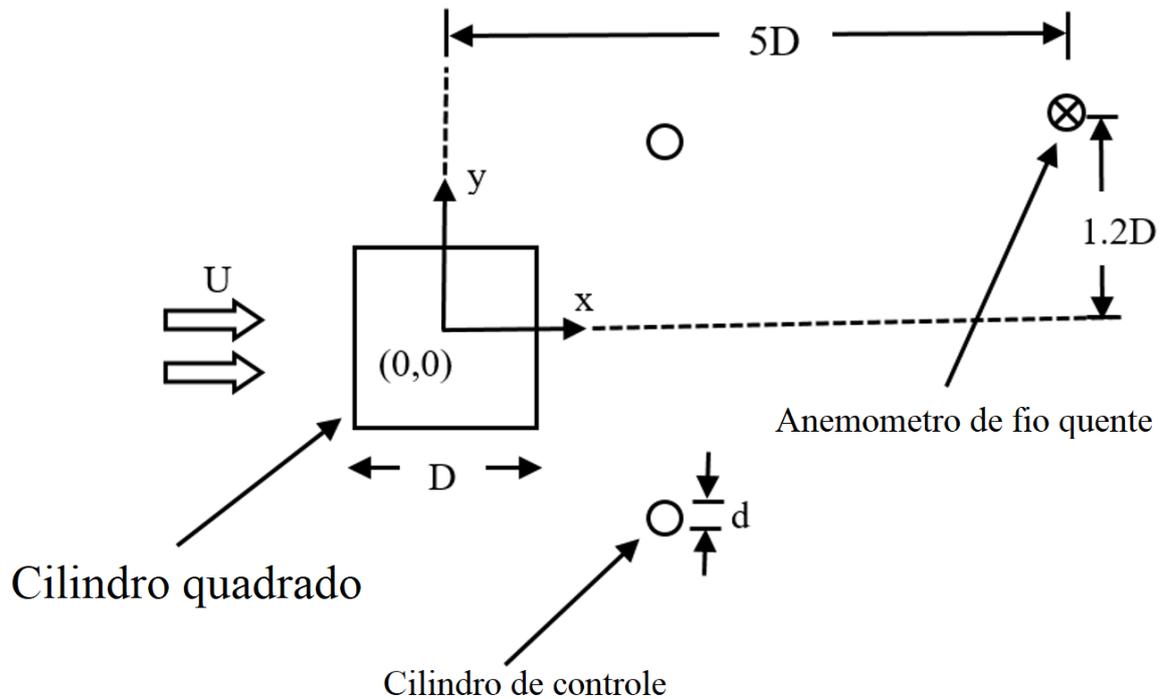
na qual a haste induz um coeficiente de arrasto mínimo. Os resultados mostraram que com a implementação das hastes, foi possível obter um controle do desprendimento da esteira, onde afetou diretamente a camada de cisalhamento e a estrutura do escoamento. A redução do arrasto neste experimento foi na ordem de aproximadamente 22%. Nos dois trabalhos Gupta e Saha (2019) e Chauhan, Dutta e Gandhi (2019) os pesquisadores observaram que a frequência adimensional teve uma redução seguindo a tendência da redução do arrasto.

Figura 6 - Distribuição do escoamento no cilindro para os casos com e sem as fendas



Fonte: adaptado de Karasu (2020).

Figura 7 - Esboço do cilindro quadrado com duas hastes de controle simétricas e a posição do anemômetro de fio quente.



Fonte: Chauhan, Dutta e Gandhi (2019)

No dia a dia, escoamentos sobre cilindros têm grande relevância na aplicação prática, pois são encontrados nos mais variados setores industriais, como em edifícios, trocadores de calor, campos de turbinas eólicas, plataformas de petróleo etc. Nesse sentido, importantes ferramentas numéricas são utilizadas para análise de escoamento sob as mais variadas geometrias, como é o caso de Abbdasi, Mahmood e Naheed (2020) que investigaram numericamente as características do escoamento em torno de dois cilindros quadrados alinhados. Os autores usaram nesse estudo como técnica numérica o método de Lattice Boltzmann no qual é relativamente novo para explorar esse tipo de problema. Assim, os autores concentraram-se em avaliar o mecanismo da estrutura do escoamento quando os cilindros são dispostos alinhados e analisaram o efeito que é induzido devido ao espaçamento entre eles para escoamento com Re de 150. Além da estrutura do escoamento, foram avaliados arrasto, sustentação e a frequência adimensional do escoamento em função do espaçamento entre os cilindros. Os principais resultados observados pelos autores indicaram que existem três regimes característicos distintos, que são influenciados pelo espaçamento entre os cilindros. Além disso, os resultados mostraram que para razão de espaçamento por tamanho de cilindro ($g = s/d$) (onde “s” é o espaçamento e “d” o tamanho dos lados do cilindro), em $g=4$ ocorre mudanças abruptas

nas forças de arrasto e na emissão de vórtices sendo este o espaçamento crítico observado no estudo.

Cai e Chng (2009) estudaram numericamente o controle passivo de escoamento em um corpo semi-aerodinâmico (*quasistreamlined body*), no qual a borda de saída foi modificada para formar uma cavidade de base. Para isto, foram realizadas simulações bidimensionais e tridimensionais com a finalidade de discutir os efeitos do número de Reynolds na formação da esteira, comprimento da cavidade de base e a evolução das esteiras causadas devido configurações adotadas (borda de saída reta e ondulada). Os pesquisadores investigaram uma determinada faixa de Reynolds (100 - 3500) utilizando simulações bidimensionais para cavidade de arestas retas a um determinado instante de tempo. A partir dos resultados prévios dos estudos bidimensionais, foram novamente examinados os modelos 2D e 3D para as cavidades retas e onduladas respectivamente.

Através dos resultados derivados das simulações bidimensionais, onde os pesquisadores plotaram os contornos de pressão, eles observaram que as clássicas esteiras de Vón Kárman ficaram mais evidentes para Reynolds de 2500. Assim foram avaliados os efeitos na esteira com a variação do comprimento da cavidade e o tempo instantâneo. Posteriormente, foram conduzidas novas simulações com os melhores valores observados para investigar os efeitos da tridimensionalidade, avaliando o efeito de escoamento com cavidades de bordas retas e onduladas. Os principais resultados mostraram uma redução no arrasto de até 55% se comparado com o corpo sem cavidade. Este resultado está ligado diretamente com o tamanho da cavidade proposta.

Outras abordagens de controles passivo de escoamento também foram estudadas por Ozkan, firat e Akilli (2017) que mostraram experimentalmente que o descolamento da camada limite pode ser retardado com o incremento de uma placa permeável próximo ao cilindro, interferindo diretamente na formação da esteira.

2.2.2 Controle Ativo do Escoamento

O controle ativo do escoamento consiste na adição de energia ou momento externo ao processo com a finalidade de controlar a separação da camada limite. Os tipos mais comuns são paredes de aquecimento, movimento de elementos de superfície, sopro e sucção oscilatório e jatos sintéticos (MOGHADDAM e NEISHABOURI, 2017). Alguns problemas de engenharia possuem certas particularidades que mesmo com aplicações de controle passivo do escoamento não é possível de serem solucionados. Nestes casos, surge a necessidade de desenvolver

métodos mais eficientes onde são utilizados atuadores e fontes energéticas externas mais controladas para resolução do problema.

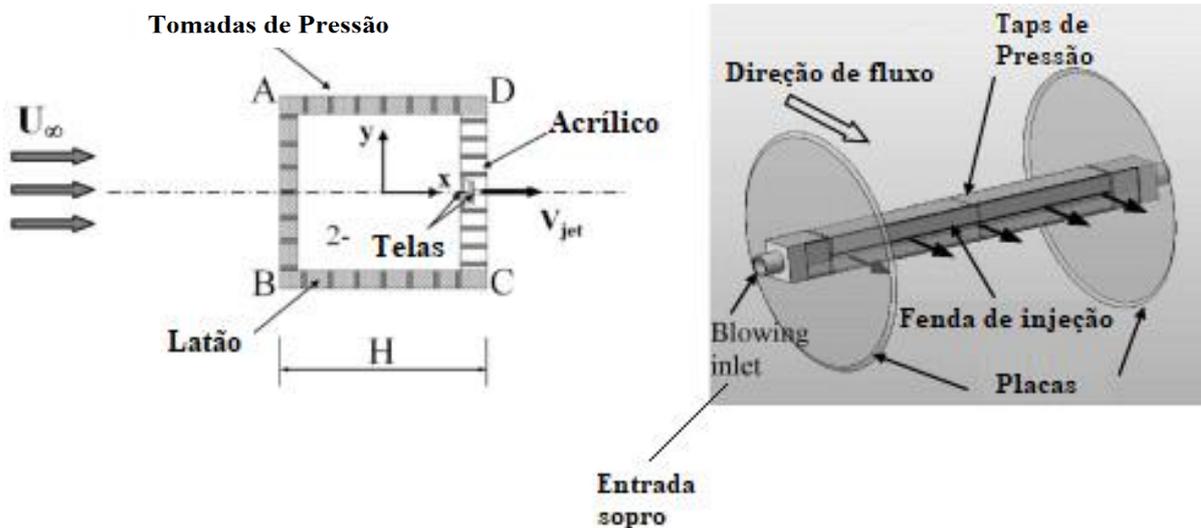
A exemplo disso, o trabalho de Gad e Avraham (2014) investigou experimentalmente a aplicação do método de controle de escoamento SaOB (sucção e sopro oscilatório) desenvolvido pela universidade de Tel-Aviv em Israel. Neste trabalho, os pesquisadores estavam interessados em solucionar problemas relacionados a raios de cantos suficientemente grandes que podem causar problemas de descolamento da camada limite em veículos por causa do raio de curvatura. Para o experimento, os pesquisadores instalaram na borda superior frontal de um corpo rombudo o sistema SaOB para criar o efeito de sucção e sopro oscilatório. Os resultados avaliados pelos pesquisadores mostraram que com a aplicação da sucção e do sopro oscilante, foi possível inibir a separação da camada limite na borda e como consequência disso, a força do arrasto foi reduzida e a região de esteira ficou mais estreita.

A grande maioria dos estudos encontrados na literatura científica sobre controle ativo do escoamento são realizados em cilindros que são tratados como corpos rombudos, onde revelam os efeitos na esteira quando inseridos sopro ou sucção em que altera o desenvolvimento da camada limite na separação. Outros autores avaliaram diferentes geometrias, como é o caso de Akansu e Firat (2010) que investigaram experimentalmente o escoamento em torno de um prisma quadrado conforme esquema da Figura 8, pois corpos com arestas afiadas, têm pontos de separação constantes. O estudo foi conduzido utilizando a técnica de controle ativo, onde foi projetado um jato de fenda na base do prisma para interferir diretamente na região de formação de vórtice.

Para o experimento, foi utilizado um túnel de vento do tipo succionador de baixas velocidades com seção de teste de 405mm x 405mm, razão de bloqueio de 9:1 e $Re=8000$. Para visualização da estrutura do escoamento, foi utilizado a técnica de visualização por injeção de filetes de fumaça no túnel de vento para diferentes parâmetros de razão de injeção ($IR=V_{jet}/U_{\infty}$). Os pesquisadores examinaram as influências da taxa de injeção nas pressões médias e flutuantes. Também foram gerados perfis de velocidades na região de recirculação dos cilindros. O estudo concluiu que ocorre uma variação significativa dos perfis de velocidade com o aumento das taxas de sopro que tem uma forte influência nas estruturas do escoamento. Ainda nesta mesma linha, Akansu, Firat e Hacialiogullari, (2017) fizeram um estudo semelhante ao anterior, porém desta vez os pesquisadores também avaliaram os padrões do escoamento com relação a influência do ângulo do cilindro (α) pela razão de injeção (IR). Assim foi possível mostrar que mesmo para ângulos de incidências baixos, o controle ativo do escoamento ainda possui boa eficácia na redução das forças aerodinâmicas. Os experimentos mostraram reduções

significativas do arrasto aerodinâmico total médio para faixas de IR estudadas, chegando em reduções na faixa de até 29.5%.

Figura 8 - Esboço esquemático do cilindro quadrado com o dispositivo de controle de escoamento adotado



Fonte: Akansu e Firat (2010).

Kim e Choi (2005) investigaram numericamente o controle ativo do escoamento em torno de um cilindro circular. Neste estudo, foi utilizado a aplicação de sucção e sopro através de fendas localizadas nas partes superior e inferior da superfície do cilindro para redução do arrasto. Os efeitos desta distribuição de força ativa na direção da envergadura do modelo foram discutidos pelos autores. As simulações do escoamento foram conduzidas para diferentes números de Reynolds, variando valores no regime laminar até o regime turbulento. Nesse estudo, foram avaliados os efeitos do comprimento da onda, amplitudes do escoamento e a diferença de fase na modificação do escoamento na variação das fendas de 45° a 135° . Os principais resultados mostraram que para todos os regimes estudados, o desprendimento de vórtice foi atenuado e conseqüentemente reduziu-se o arrasto médio.

Sohankar, Khodadadi e Rangraz (2015) investigaram numericamente o escoamento em um cilindro quadrado aquecido através de controles ativo do escoamento nas superfícies dos cilindros. As simulações foram conduzidas sobre o problema com injeção de sopro ou sucção uniforme aplicada através da parede do cilindro. Um coeficiente de sopro ou sucção foi definido como parâmetro de injeção ($C = V_w / U_{in}$), em que V_w é a velocidade do fluido através da parede porosa, positiva para sopro ($C > 0$) e negativa para sucção ($C < 0$), e U_{in} é a velocidade em direção ao escoamento da entrada. Os principais resultados indicam que o coeficiente de arrasto

e pressão aumentaram acentuadamente à medida que a velocidade do sopro aumentou. Já para o caso da sucção, o coeficiente de pressão foi reduzido, tendo efeito inverso em relação ao sopro. Para os casos estudados, o arrasto chegou a ter um aumento de até 72%. Além disso, observou-se que o número de Nusselt aumentou consideravelmente à medida que a velocidade de sopro e sucção aumentaram.

Outras abordagens de controles ativo também foram realizadas por Krajnović e Fernandes (2011) que estudaram numericamente um corpo rombudo semelhante ao corpo de Ahmed. Neste estudo, os pesquisadores utilizaram a técnica de Simulação das Grandes Escalas (LES) para estudar o problema dos mecanismos de escoamento resultante na aplicação do controle ativo do escoamento. O mecanismo de controle de escoamento adotado pelos autores foram sopro e sucção alternados que são obtidos através de fendas colocadas nas partes superior e inferior da traseira do corpo. O objetivo principal desse controle é retardar as instabilidades da camada de cisalhamento e suas interações entre parte inferior e superior, que influenciam diretamente na liberação de vórtices longitudinais. O estudo mostrou-se eficiente em investigar o controle ativo do escoamento para este tipo de corpo rombudo, mostrando boa concordância com dados experimentais da literatura científica.

2.3 AERODINÂMICA VEÍCULAR

Segundo Hucho (1986), o estudo de aerodinâmica veicular tem como objetivo principal melhorar as características de direção, produzir veículos que sofram baixo arrasto aerodinâmico e que tenha equilíbrio de forças e momentos em ambos os eixos. Por muito anos o foco nos estudos de aerodinâmica veicular foram voltados para melhorar a velocidade dos veículos, porém com os novos desafios energéticos, o foco atual é na conservação de energia (HUCHO, 1986).

Videira (2001) realizou um estudo experimental de aerodinâmica no modelo de ônibus da linha O 400 RSD da Mercedes-Benz. Para isto, o pesquisador utilizou técnicas de anemometria de fio quente para estudar o escoamento sobre o modelo de ônibus em escala reduzida (1:33). Assim, o autor realizou mudanças geométricas na configuração frontal do veículo a partir do modelo original com a finalidade de avaliar o arrasto aerodinâmico e os efeitos causados pelo ângulo de guinada no arrasto. Os principais resultados mostraram que, através das alterações geométricas, ocorre uma redução significativa no arrasto aerodinâmico. Além disso, foi verificado que o modelo sob o efeito de ventos laterais provoca um aumento no coeficiente de arrasto aerodinâmico à medida em que o modelo é girado. Outras análises

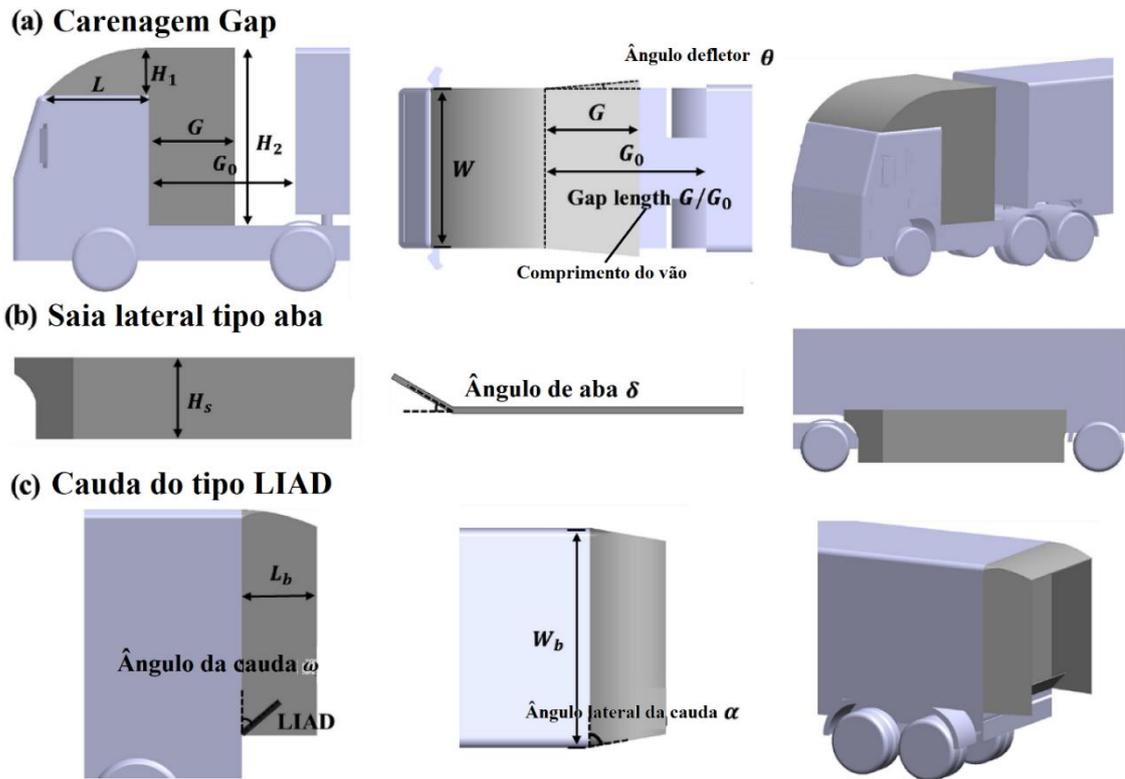
também foram realizadas pelo autor, tais como: Distribuição de pressão no veículo, mapeamentos dos campos de velocidade médio para o plano vertical e horizontal, emissão de vórtices e interferência no escoamento utilizando uma placa divisora na traseira do veículo.

Kim et al. (2019) utilizaram um mecanismo de controle de escoamento sobre o modelo veicular de um caminhão reboque. Para o estudo, os pesquisadores integraram um pacote aerodinâmico (AFP) composto por carenagem de abertura, saia lateral do tipo aba e uma cauda do tipo LIAD para reduzir efetivamente as forças de arrasto e lateral, conforme representação esquemática da Figura 9. Os experimentos foram conduzidos utilizando técnica de Velocimetria de Imagem de Partícula (PIV) para caracterização do campo de velocidade e do escoamento turbulento em torno do modelo.

Na análise dos resultados, os pesquisadores compararam os dados extraídos do experimento com e sem o pacote aerodinâmico integrado. Além disso, foram feitos testes em escala real para verificar a economia de combustível do modelo. Os ensaios experimentais mostraram que, com a inclusão do pacote aerodinâmico (AFP), observou-se uma redução considerável na força de arrasto (aproximadamente 27%) e na força lateral (aproximadamente 5%). Os resultados mostraram que o AFP influenciou diretamente na separação do escoamento e nas regiões da energia cinética turbulenta da base. Nos testes em escala real, os resultados mostraram uma redução no consumo de combustível de até 13,4% no caminhão-reboque utilizando o pacote aerodinâmico.

Gurlek, Sahin e Ozkan (2012) estudaram um modelo de ônibus em escala reduzida utilizando técnica de Velocimetria de Imagem de Partícula Digital (DPIV). A pesquisa teve como interesse principal estudar o mecanismo de vorticidade que afeta os padrões das estruturas tridimensionais do escoamento sobre o modelo e fornecer base de dados que possam ser utilizadas para validações de projetos futuros de dinâmica dos fluidos computacional (CFD). Como esperado, o escoamento na região da esteira a jusante do modelo é marcado por uma grande região de escoamento reverso no plano de simetria semelhante aos encontrados no modelo de Ahmed, sendo de aproximadamente 0,95 vezes a altura do modelo. Além do plano de simetria, os pesquisadores analisaram as características do escoamento nos planos horizontais e transversais do modelo.

Figura 9 - Representação das vistas lateral, superior e isométrica a) Carenagem de folga, b) saia lateral do tipo aba, e c) cauda do tipo LIAD presa no modelo de caminhão-reboque



Fonte: Adaptado de Kim et al. (2019)

Patel et al. (2019) investigou numericamente o escoamento sobre um modelo de caminhão a fim de entender as características complexas do escoamento e sua instabilidade devido às perturbações presentes no escoamento. As simulações foram conduzidas aplicando o método computacional *Large-Eddy Simulation* (LES) que é um método altamente eficaz para estudar o comportamento do escoamento em corpos que são caracterizados por alta instabilidade. Além disso, a fim de testar a precisão dos métodos que utilizam Navier-Stokes com média de Reynolds (RANS), também foram avaliados os modelos de turbulência de duas equações $k-\epsilon$ e o $k-\omega$ SST na determinação dos coeficientes aerodinâmicos. As simulações foram validadas com um caso experimental, onde foram avaliados os coeficientes de pressão ao longo do caminhão. As simulações conduzidas utilizando LES obtiveram boas concordâncias com os valores experimentais. No entanto, as simulações com RANS subestimaram os picos de baixas pressões nos planos transversais próximos a região de separação da camada limite devido alto grau de gradiente adverso de pressão.

Nesse trabalho os pesquisadores obtiveram estruturas detalhadas do escoamento ao redor do modelo, sendo realizada uma ampla discussão sobre as características dos mecanismos

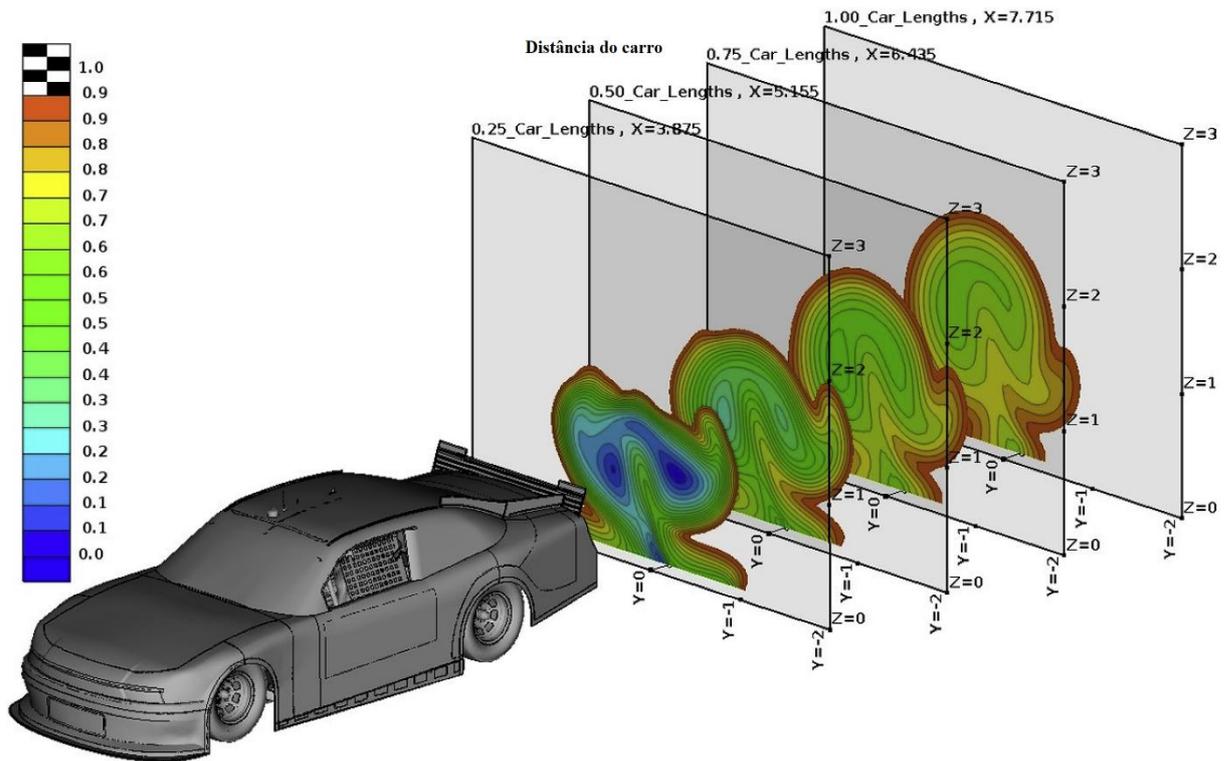
de vorticidade, distribuição de pressão ao longo de vários cortes de seção transversal e os históricos de tempo dos coeficientes aerodinâmicos (pressão, arrasto e sustentação). Estes foram utilizados para calcular as frequências dos desprendimentos de vórtices ao redor do caminhão através de análise espectral.

Jacuzzi e Granlund (2019) realizaram uma investigação numérico-experimental do controle passivo de escoamento em um modelo de carro de competição do tipo NASCAR *Série Xfinity*. Os pesquisadores implementaram dutos passivos na dianteira do veículo com a finalidade de modificar o perfil da esteira atrás do veículo. De acordo com os pesquisadores, um fenômeno muito comum em corridas do circuito Indianapolis *Motos Speedway* é a bolha de arrasto, que surge quando um carro de trás se aproxima da traseira do carro da frente, essa bolha faz com que o carro que o segue tenha uma desaceleração enquanto o carro da frente ganha mais aceleração, esse fenômeno pode afetar as possibilidades de ultrapassagem durante um evento de corrida.

Assim, foram conduzidas simulações do modelo em escala real para Reynolds de $2,46 \times 10^7$, com malhas chegando em até 150 milhões de células. Para solução das equações de Navier-Stokes com média de Reynolds, foram utilizados o modelo de turbulência SST $k-\omega$ e todas as simulações foram validadas com experimentos em um túnel de vento de grande escala. As características da esteira foram avaliadas pelos pesquisadores conforme Figura 10. Os principais resultados mostraram que o método foi eficaz para reduzir picos de arrasto observados para distâncias adimensionais (X/L) de 0,5 a 1.

Nesta seção foram apresentados vários trabalhos focados em aerodinâmica de corpos rombudos, tanto numéricos quanto experimentais. Esses trabalhos têm o objetivo de contextualizar o leitor sobre as variadas abordagens de redução de arrasto que tem sido realizada ao longo dos últimos anos. Além disso, algumas das análises desenvolvidas para o entendimento do problema foram baseadas em trabalhos de alguns autores citados, tais como: Ahmed, Ramm e Faltin (1984), Lienhart, Stoots e Becker (2000), Lienhart e Becker (2000), Lienhart e Becker (2003) e Videira (2001). O método de controle da camada limite aplicado no presente trabalho se adequa ao tipo passivo conforme discutido nesta seção, pois a implementação do ângulo difusor irá influenciar na separação da camada limite.

Figura 10 – Planos da velocidade normalizada na direção x pela velocidade de corrente livre na direção adimensional de $x/L = 0.25, 0.5, 0.75$ e 1.0



Fonte: Adaptado de Jacuzzi e Granlund (2019)

3 FORMULAÇÃO TEÓRICA

No presente trabalho as formulações resultantes da modelagem matemática do problema de aerodinâmica de corpos rombudos, buscam descrever os fenômenos físicos presentes no domínio tridimensional, de maneira que a hipótese do contínuo seja aplicada conforme abordagem clássica da mecânica dos fluidos. Assim, o fluido de trabalho é o ar e o conceito de escoamento incompressível e isotrópico é assumido na análise. As equações de Navier-Stokes com média de Reynolds foram utilizadas para o estudo do caso tridimensional em regime permanente conforme será explicado nas próximas subseções. Importantes conceitos da aerodinâmica de escoamento sobre corpos rombudos serão discutidos nessa seção, a fim de explicar o mecanismo de separação da camada limite causados por gradientes adversos de pressão presente neste tipo de escoamento.

3.1 EQUAÇÕES GOVERNANTES

As equações do movimento para fluido Newtoniano são descritas pelas equações da quantidade de movimento (Navier-Stokes) e a equação da continuidade. Considerando um volume de controle tridimensional, a equação da continuidade é estabelecida sobre a conservação da massa que expressa o fato de que a soma de toda massa que flui por unidade de tempo deve ser igual à mudança de densidade por unidade do tempo (SCHILICHTING, 2017). Sendo representado na forma generalizada em notação indicial pela equação 3.1.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0, \quad i = 1,2,3 \quad (3.1)$$

onde ρ é a massa específica do fluido, t representa o tempo, x_i são as coordenadas do sistema global e u_i é o vetor de velocidade do campo de escoamento para o movimento tridimensional. A quantidade de movimento vem da Segunda Lei de Newton onde afirma que a taxa da variação da quantidade de movimento de um fluido é igual a soma das forças nas partículas conforme é apresentado na equação 3.2.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = f_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad i, j = 1,2,3 \quad (3.2)$$

onde f_i representa as forças de corpo derivada do campo gravitacional (na análise deste problema é assumido que as forças de corpos são desprezíveis), p é a pressão e τ_{ij} é o tensor viscoso de tensão. Esse tensor contém unicamente o tensor taxa de deformação desviador, e é igualmente simétrico, sendo expresso por,

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (3.3)$$

Esta relação apresentada na equação 3.3 é validade para fluidos Newtonianos em equilíbrio termodinâmico conforme é explicado em Hirsch (2007).

3.2 EQUAÇÕES DE NAVIER-STOKES COM MÉDIA DE REYNOLDS

Diferentemente dos escoamentos laminares, a turbulência é fortemente marcada por uma alta instabilidade no escoamento, que se origina de flutuações randômicas de várias propriedades do escoamento. A difusividade da turbulência causa uma rápida mistura e aumento nas taxas de transferência de quantidade de movimento, calor e massa. Outra característica importante é que escoamentos turbulentos são sempre dissipativos, isso devido as tensões de cisalhamento viscoso realizarem um trabalho de deformação que aumentam a energia interna do fluido em detrimento da energia cinética da turbulência (TENNEKES e LUMLEY, 1972).

Tennekes e Lumley (1972) e Wilcox (2006) explicam o conceito de média nas equações de conservação, que foi introduzido por Reynolds em 1895 ao propor uma abordagem de aproximação nas equações de Navier-Stokes, denominado *Reynolds-Averaged Navier Stokes* – RANS para escoamentos turbulentos. Este processo é mais claramente explicado para turbulência estatisticamente estacionária, ou seja, para um escoamento turbulento que, na média, não varia com o tempo. Fazendo a decomposição de Reynolds, a velocidade instantânea do escoamento, $u_i(\mathbf{x}, t)$, pode ser expressa como uma parcela do valor médio, $U_i(\mathbf{x})$, e uma parcela de valor flutuante, $u'_i(\mathbf{x}, t)$, como

$$u_i(\mathbf{x}, t) = U_i(\mathbf{x}) + u'_i(\mathbf{x}, t) \quad (3.4)$$

O tempo médio da quantidade $U_i(\mathbf{x})$ é expresso pela equação 3.5.

$$\bar{u}_i(\mathbf{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} U_i(\mathbf{x}) dt = U_i(\mathbf{x}) \quad (3.5)$$

onde t representa o período de promediação e T é bem maior que o máximo período das flutuações turbulentas. A média das quantidades flutuantes é nula - mais detalhes sobre o procedimento podem ser encontrados em Wilcox (2006). A aplicação da abordagem de RANS nas equações de conservação da massa e quantidade de movimento aplicando a abordagem de Navier-Stokes com médio no tempo se torna

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{u}_i) = 0, \quad i = 1, 2, 3 \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} (2\mu S_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j}), \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (3.7)$$

A equação 3.7 é usualmente conhecida como Navier-Stokes com média de Reynolds. A quantidade $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ é conhecido como o tensor de Reynolds que inclui os efeitos de flutuações turbulentas da velocidade

$$\tau_{ij}^{Re} = -\rho \overline{u'_i u'_j}, \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (3.8)$$

O tensor das tensões de Reynolds é um tensor simétrico $\tau_{ij}^{Re} = \tau_{ji}^{Re}$, e possui seis componentes independentes. Então, para escoamentos tridimensionais gerais, são quatro propriedades de escoamento médio desconhecidas, sendo a pressão (P), e os três componentes de velocidade (\bar{u}_i), ao passo que o τ_{ij}^{Re} possui seis componentes desconhecidas. Este problema é conhecido como o problema do fechamento da turbulência, pois para o sistema ser completamente fechado são necessárias mais equações para solucionar as incógnitas (WILCOX, 2006).

3.3 MODELAGEM DA TURBULÊNCIA

O problema do fechamento da turbulência gira em torno do tensor de Reynolds, τ_{ij}^{Re} , na qual apresenta as incógnitas nas equações de Reynolds. Desta forma, são aplicados modelos de turbulência baseados na hipótese da viscosidade turbulenta ou modelos diretamente das equações de transporte para tensão Reynolds (POPE, 2000). O modelo de viscosidade

turbulenta (*eddy-viscosity models*) é baseado na hipótese de Boussinesq, que consiste em calcular as tensões de Reynolds, τ_{ij}^{Re} , como o produto de uma viscosidade turbulenta. A base da hipótese de Boussinesq consiste em usar a similaridade entre o tensor das tensões de Reynolds e o tensor das tensões viscosas a nível molecular. Aplicando essas considerações no transporte da quantidade de movimento a nível molecular, chega-se no tensor das tensões viscosas conforme equação 3.9

$$\tau_{xy} = -\rho \overline{u''v''}, \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (3.9)$$

onde $u''v''$ são composições do movimento molecular randômico. Nota-se que a equação 3.9 possui forte semelhança como a equação do tensor das tensões de Reynolds (Eq. 3.8). Essa similaridade não é coincidência, um tensor que é gerado como um escoamento de momento sempre pode ser escrito desta forma. Assim, a única diferença entre ambos é que um está relacionado a nível macroscópico devido as flutuações turbulentas (u' e v') e o outro possui flutuações randômicas a nível molecular (u'' e v'') (WILCOX, 2006).

Neste trabalho foram utilizados modelos de viscosidade turbulenta apoiada na hipótese de Boussinesq. Como vimos que o tensor de Reynolds se relaciona com o tensor taxa de deformação média, podemos escrever a seguinte expressão

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (3.10)$$

sendo μ_t a viscosidade turbulenta, ou também chamada de viscosidade aparente por alguns autores e k é a energia cinética turbulenta, expressa pelo produto das médias de flutuações do campo de velocidade.

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (3.11)$$

Assim, a equação 3.11 trata-se da energia cinética das flutuações turbulentas por unidade de massa. A equação da quantidade de movimento do escoamento médio será reescrita da seguinte forma,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right], \quad (3.12)$$

$$i, j = 1, 2, 3$$

na qual $(\mu + \mu_t)$ é a viscosidade dinâmica efetiva composta pelas parcelas molecular e turbulenta.

3.3.1 Modelo de Turbulência SST k- ω (*Shear Stress Transport*)

O modelo de turbulência adotado para resoluções das equações de transporte é o *Shear Stress Transport*, ou k- ω SST definido por Menter (1994). O modelo k- ω SST é uma evolução do modelo de turbulência BSL. Uma das principais diferenças entre esses dois modelos está relacionado ao fato do modelo BSL possuir falhas em prever adequadamente o descolamento da camada limite. Já o modelo k- ω SST prever com boa acurácia o descolamento da camada, sendo ideal para estudos de aerodinâmica. A ideia principal desse modelo é reter os robustos recursos do modelo k- ω na subcamada viscosa da camada limite e as vantagens do modelo k- ϵ na região de escoamento livre.

O modelo de turbulência de duas equações k- ω foi proposto primeiro por Kolmogorov em 1942, porém o modelo foi modificado e melhorado ao longo das últimas décadas por Wilcox (2006). Este modelo relaciona dois importantes parâmetros da turbulência: a energia cinética turbulenta (k) e a taxa de dissipação específica (ω). Este modelo possui boa precisão para solucionar o escoamento perto da parede, onde o escoamento é submetido a severos gradientes de pressão. No entanto, para a região de escoamento livre (camada logarítmica) o modelo k- ω deve ser abandonado devido sua forte sensibilidade nessa região. Assim, é adotado o modelo k- ϵ que adere bem na zona de escoamento livre. Desta forma, a interação desses dois modelos é realizada por meio de funções de misturas definidas por Menter (1994).

Após multiplicar os modelos de turbulência padrões por funções de mistura, tem-se a equação para energia cinética turbulenta (k),

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_j k)}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad i, j$$

$$= 1, 2, 3$$

A equação que fornece a taxa de dissipação específica (ω) é dada por

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\bar{u}_j\omega)}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta\rho\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega\mu_t) \frac{\partial\omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho(1 - F_1)\sigma_\omega^2 \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial\omega}{\partial x_j} \quad (3.14)$$

$$i, j = 1, 2, 3$$

A formulação da mistura é representada como,

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1)\phi_2 \quad (3.15)$$

onde ϕ_1 e ϕ_2 são constantes quaisquer para obtenção do novo conjunto de constante do modelo. A função de mistura é representada por F_1 , onde

$$F_1 = \tanh(\text{arg}_1^4) \quad (3.16)$$

$$\text{arg}_1^4 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}; \frac{500\nu}{y^2\omega} \right); \frac{4\rho\sigma_\omega^2 k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \quad (3.17)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_\omega^2 \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial\omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \quad (3.18)$$

onde y é a distância próxima à superfície da parede e $CD_{k\omega}$ é a parte positiva do termo de difusão cruzada definida pela equação 3.17. A viscosidade turbulenta é definida pelas seguintes equações,

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1\omega; \Omega F_2)} \quad \text{ou} \quad \mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1\omega; \Omega F_2)} \quad (3.19)$$

Assim, Ω é o valor absoluto da vorticidade e F_2 é a função mistura dada por

$$F_2 = \tanh(\text{arg}_2^2) \quad (3.20)$$

$$\text{arg}_2^2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}; \frac{500\nu}{y^2\omega} \right) \quad (3.21)$$

Em Menter (1994) estão disponíveis os valores empíricos das constantes do modelo $k-\omega$ SST. Contudo, as simulações do problema foram conduzidas com a utilização do programa comercial ANSYS Fluent[®]. Assim, as constantes utilizadas foram as que são apresentadas no guia teórico do manual do programa Ansys Inc. (2020).

3.4 EQUAÇÕES AERODINÂMICAS

Em estudo de aplicações de problemas que envolva a área da aerodinâmica, um importante conceito que deve ser entendido é a camada limite definido por Prandtl em 1904. O mecanismo de separação da camada limite é explicado em Hucho (1986). Segundo o autor, os efeitos viscosos no fluido são restritos a uma camada fina em torno do corpo, denominada de camada limite. Dentro dessa camada a velocidade a partir do escoamento invíscido da borda externa vai até o limite da parede sendo zero devido a condição de não-deslizamento. Quando ocorre uma separação da camada limite na parte traseira de um corpo rombudo, essa camada é dispersada e o escoamento é inteiramente governado por efeitos viscosos.

3.4.1 Separação da Camada Limite

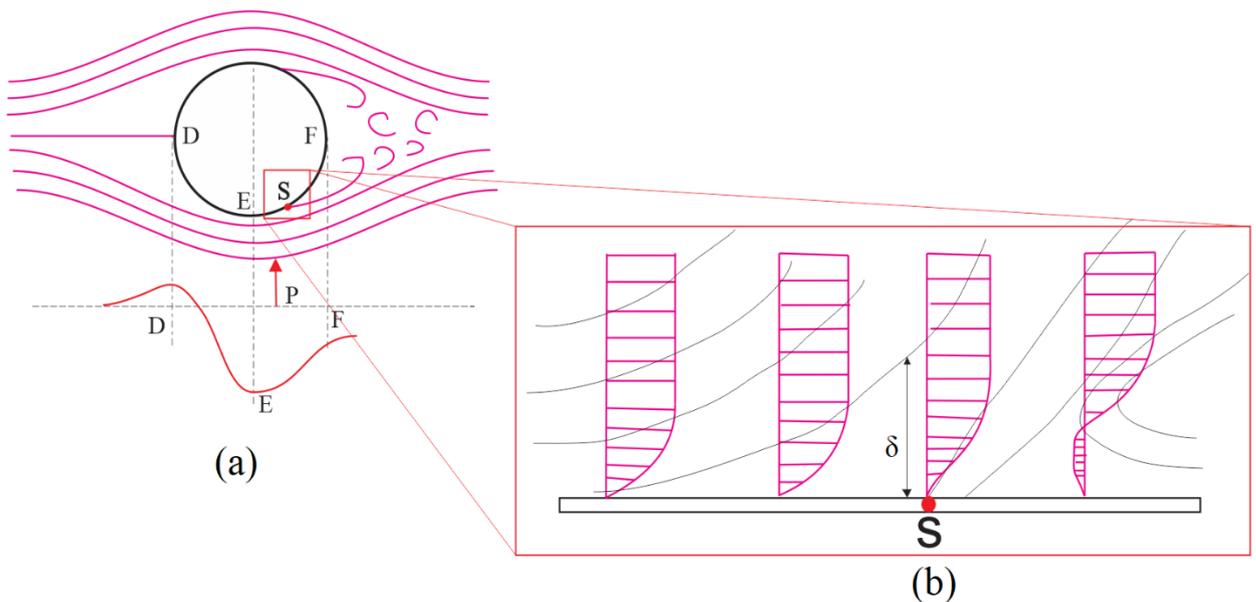
Entender o fenômeno de separação da camada limite em corpos que são submetidos a um escoamento é de grande relevância para o entendimento dos efeitos aerodinâmicos causados pela separação. A título de conhecimento, considere um corpo cilíndrico submetido a um escoamento, conforme é mostrado na Figura 11. Na Fig. 11a é mostrado um escoamento sobre um cilindro que pode ser caracterizado como um corpo rombudo. Observe que há um escoamento acelerado com uma queda de pressão entre os pontos de D para E. Já na região de E para F há um escoamento desacelerado com aumento de pressão. De acordo com Schlichting (2017), nas partículas que se movem de D para E, ocorre uma transformação de pressão em energia cinética, enquanto no movimento das partículas de E para F, ocorre a transformação da energia cinética em pressão. Contudo, na região de E para F, devido as forças friccionais presentes na fina camada de atrito do cilindro, faz com que as partículas da camada limite percam parte da energia cinética de maneira que a pressão passe a dominar o escoamento. Além disso, a camada limite também sofre influência desse aumento de pressão, e como consequência dessas perdas de energia, ocorre o descolamento da camada limite no ponto S, representado pela Figura 11a. Por esse motivo, entender o comportamento das distribuições de pressão em um corpo é tão importante (para corpos aerodinâmicos como é o caso de aerofólios, esse

aumento de pressão é mínimo e tem principal fonte de arrasto aerodinâmico as forças friccionais).

A distribuição de pressão influencia fortemente na camada limite de escoamentos laminares e turbulentos. Um aumento da pressão na direção do escoamento, faz com que o escoamento na camada limite seja retardado na parede, conseqüentemente, ocorrerá o fenômeno de escoamento reverso conforme é mostrado na Figura 11b. No ponto (S), representa o escoamento reverso onde ocorre o fenômeno da separação. A posição de separação é obtida pela condição de gradiente de velocidade nulo conforme equação da tensão de cisalhamento na parede, τ_w .

$$\tau_w = \mu \left(\frac{du}{dy} \right) = 0 \quad (\text{Condição de separação}) \quad (3.22)$$

Figura 11 - Desenho esquemático da separação da camada limite e formação de vórtices em um cilindro circular. S é o ponto de separação.



Fonte: Elaborada pelo o autor (2021)

3.4.2 Distribuição de Pressão

As pressões relativas ao longo do corpo no campo de escoamento são calculadas com o parâmetro adimensional do coeficiente de pressão dado por,

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2} = 1 - \left(\frac{u}{U_\infty}\right)^2 \quad (3.23)$$

onde p é a pressão estática no ponto avaliado, p_∞ é a pressão estática do escoamento livre e U_∞ é a velocidade de escoamento livre no domínio, o termo $\frac{\rho}{2} U_\infty^2$ corresponde à pressão dinâmica do escoamento, u é a velocidade no ponto avaliado da pressão. O ponto de estagnação do campo de escoamento, $u = 0$, corresponde ao ponto de estagnação o coeficiente de pressão assume $C_p = 1$. Já no caso em que $C_p = 0$, o coeficiente de pressão corresponde à pressão da corrente livre. Na parte traseira do veículo na superfície superior ocorre um aumento acentuado da pressão e nesta região existem diferenças consideráveis entre o escoamento real de um fluido viscoso e o escoamento invíscido.

3.4.3 Arrasto Aerodinâmico

O arrasto aerodinâmico que o corpo sofre quando submetido ao escoamento externo é composto pela composição do arrasto de pressão com o arrasto de fricção.

$$D = D_f + D_p \quad (3.24)$$

O arrasto de fricção está presente em um fluido viscoso quando submetido a um gradiente de velocidade em um fluido viscoso na parede, que devido ao movimento molecular uma tensão de cisalhamento, τ_w , atua em toda superfície do corpo. A integração do arrasto de fricção na direção de escoamento livre é expressa por,

$$D_f = \oint \tau_w \cos \varphi dS \quad (3.25)$$

Segundo Ahmed, Ramm e Faltin (1984), o arrasto de fricção corresponde de 15% a 20% da parcela total do arrasto aerodinâmico em um corpo rombudo. O arrasto de pressão se comporta diferente na parte frontal e traseira de um corpo. A distribuição de pressão na parte frontal é semelhante à de escoamentos invíscidos, entretanto na região traseira do corpo, o fenômeno de sucção é considerável. O arrasto de pressão pode ser expresso por,

$$D_p = \oint p \sin \varphi dS \quad (3.26)$$

De acordo com Anderson (1995), Schlichting (2017) e Hucho (1986), o coeficiente de arrasto aerodinâmico pode ser definido como,

$$C_D = \frac{D}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 A_f} \quad (3.27)$$

onde o termo $\frac{\rho}{2} U_\infty^2$ é baseado na pressão dinâmica de corrente livre, A_f é a área de projeção frontal da seção do corpo rombudo e D é a força de arrasto. Além da força de arrasto, existem outros parâmetros adimensionais originados de forças e momentos que atuam sobre o corpo veicular que são importantes parâmetros de projetos. Dentre eles, o coeficiente de sustentação que pode ser obtido pela equação 3.28.

$$C_L = \frac{L}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 A_f} \quad (3.28)$$

sendo L a força de sustentação. Esse coeficiente adimensional relaciona a sustentação gerada por um corpo com a densidade do fluido entorno deste corpo. Ele representa as forças verticais perpendiculares ao movimento do escoamento. Em caso de sistemas geometricamente semelhantes, isto é, em corpos semelhantes que possuem a mesma orientação no escoamento livre, os coeficientes aerodinâmicos (Arrasto e Sustentação) são dependentes apenas do número de Reynolds.

$$C_d = f_1(\text{Re}); \quad C_l = f_2(\text{Re}) \quad (3.29)$$

Outros parâmetros adimensionais aerodinâmicos tais como: momentos de rolamento, forças laterais e momento *pitch*, não foram objeto de estudo no presente trabalho.

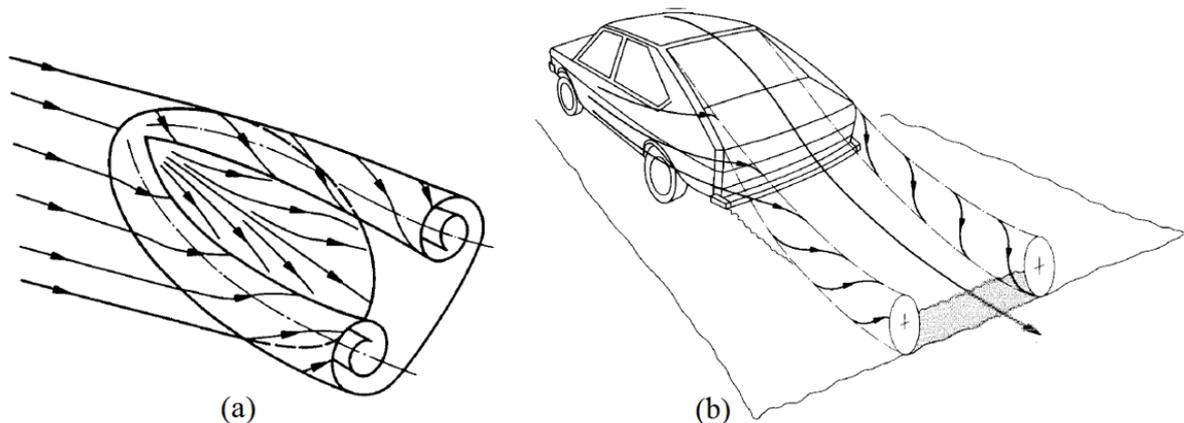
3.4.4 Mecanismo de Desprendimento de Vórtices

Em corpos rombudos que possuem cantos arredondados, as gerações de vórtices são dependentes da faixa de Reynolds. De acordo com Hucho (1986), para altos valores de Reynolds, ocorre uma periodicidade do desprendimento de vórtice e o escoamento na região de separação da camada limite é caracterizado por uma zona de alta instabilidade. Conforme

explicado na subseção 3.5.1, como consequência desse fenômeno na estrutura do campo de vorticidade, a energia cinética é rapidamente dissipada pela mistura turbulenta e devido aos turbilhões é convertido em calor por atrito viscoso, que levará à perda significativa de pressão na região atrás do corpo.

Os efeitos causados por essas instabilidades descritas, faz com que ocorram dois tipos distintos de separação: (1) Atrás do corpo é formado uma esteira (*wake*) de recirculação, que induz sucção uniforme que leva a um arrasto de pressão e baixas velocidades e (2) nas linhas de separações laterais que possuem ângulos oblíquos, ocorre uma separação que dá origem a uma estrutura de vórtices longitudinais denominados ponta de asa, conforme esquema da Figura 12.

Figura 12 - Separação do escoamento em um (a) corpo com base oblíqua a embotada, e (b) modelo de veículo de passageiro.



Fonte: adaptado de Hucho (1986).

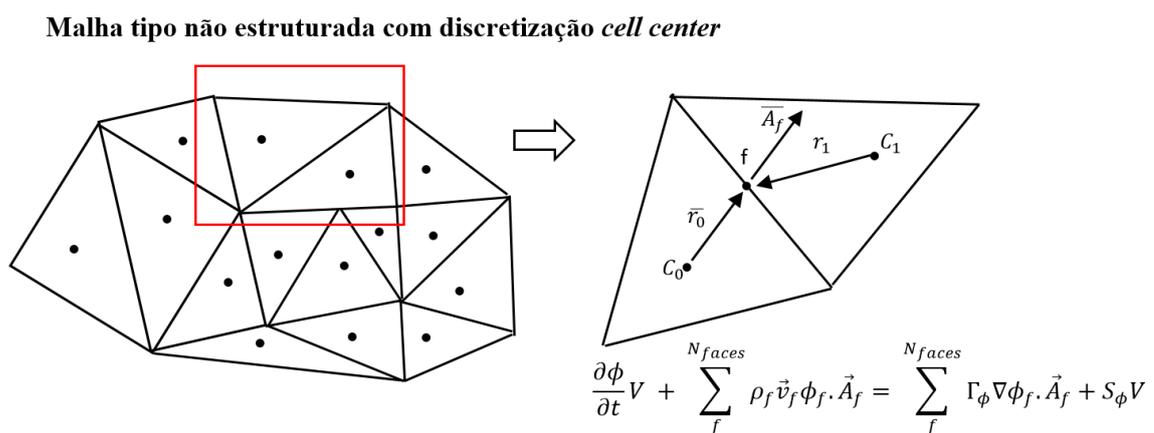
3.5 MÉTODO NUMÉRICO

As soluções dos problemas no programa comercial ANSYS Fluent[®] são baseadas no método dos volumes finitos. O domínio é discretizado em um conjunto finito de volumes de controle (ou células). Assim, as equações de conservação geral (transporte) para massa, momento, energia, espécies etc., são resolvidos neste conjunto de volumes de controle. A discretização das equações governantes pode ser ilustrada com mais facilidade, considerando-se a equação de conservação para transporte de uma quantidade escalar, ϕ . (ANSYS Inc., 2020)

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi dV + \oint_A \rho \phi \vec{v} \cdot d\vec{A} = \oint \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot d\vec{A} + \int_V S_\phi dV \quad (3.30)$$

Onde o primeiro e o segundo termo do lado esquerdo da equação 3.30 representam os termos transientes e convectivos, respectivamente. Já o primeiro e segundo termo do lado direito da equação representam os termos difusivos e de geração, respectivamente. Essa equação é aplicada a cada volume de controle (ou célula) no domínio computacional. Segundo Maliska (2004) a criação do volume é baseada nos elementos que podem ser classificados em duas distintas classes: 1) *cell center*, ou 2) *cell vertex*. O software utilizado para a simulação do presente trabalho utiliza a classificação *cell center*. Assim, as formulações das equações governantes a serem solucionadas ficam armazenadas no centro da célula (a região central do volume coincide com o centro do elemento), como a malha adotada para o presente problema é do tipo não estruturada tetraédrica, as incógnitas são armazenadas no centroide da célula. Para ilustrar a discretização da equação 3.30, uma célula triangular bidimensional é apresentada na Figura 13 onde é mostrado a discretização da equação de transporte escalar. No software utilizado para esse trabalho, o gradiente dos escalares nas células é obtido com base no método dos mínimos quadrados.

Figura 13 - Volume de controle usado para ilustrar a discretização de uma equação de transporte escalar



Fonte: Elaborada pelo o autor (2021)

Além disso, foi adotado um esquema de interpolação de segunda ordem para pressão, esquemas *upwind* de segunda ordem para equação da quantidade movimento e *upwind* de primeira ordem para energia cinética turbulenta e taxa de dissipação específica.

3.5.1 Acoplamento pressão velocidade

Conforme mencionado no início desse capítulo, é assumido que o escoamento é incompressível, ou seja, a densidade é constante. Ao determinar o campo de pressão que, inserido nas equações do movimento, o campo de velocidade induz uma restrição na solução do campo de escoamento, pois o campo de velocidade deve satisfazer a equação da continuidade. Esse problema é conhecido como acoplamento pressão velocidade. O acoplamento pressão-velocidade pode ser resolvido por meio de métodos iterativos que buscam estratégia de soluções com implementações de algoritmos. Segundo Maliska (2004) existem duas maneiras de resolver as equações do sistema dos campos de velocidade e pressão, são elas: segregada ou acoplada.

Os algoritmos segregados são baseados em iterações onde são realizados a cada iteração correções dos campos de pressão e velocidade, assim conforme o algoritmo prossegue, o objetivo deve ser o de melhorar progressivamente esses campos estimados até a convergência. O programa comercial ANSYS Fluent[®] possui atualmente quatro tipos de algoritmos segregados baseado em pressão: SIMPLE, SIMPLEC, PISO e FSM, sendo, o SIMPLE é o mais difundido, foi desenvolvido por Patankar (1980). O SIMPLEC é uma derivação do SIMPLE com algumas melhorias na sub-relaxação e os algoritmos PISO e FSM são alternativas para análises de escoamentos dependentes do tempo.

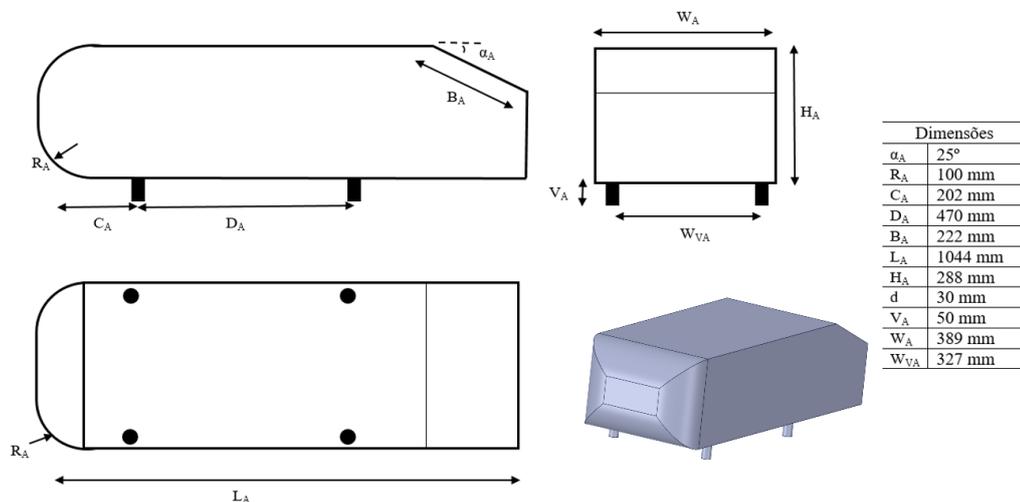
A alternativa acoplada cria uma única matriz em que todo o sistema do campo de velocidade e pressão são solucionados simultaneamente. O ANSYS Fluent[®] possui um algoritmo acoplado denominado *Coupled Algorithm*, este algoritmo foi adotado na análise do presente pois mostrou-se altamente estável durante as simulações da validação do problema. Conforme é visto no manual Ansys Inc. (2020), este algoritmo acoplado à pressão obtém uma implementação mais robusta para escoamentos monofásicos e eficiente para escoamentos em estado estacionário.

4 VERIFICAÇÃO E VALIDAÇÃO

Para a validação da metodologia numérica, foi adotado um corpo veicular simplificado (Ahmed), que é baseado nos trabalhos de Ahmed, Ramm e Faltin (1984). A Figura 14 é apresentada as principais dimensões geométricas do modelo de Ahmed. As soluções das equações governantes foram verificadas conforme resultados experimentais de Lienhart, Stoots e Becker (2000), Lienhart e Becker (2000) e Lienhart e Becker (2003) e com resultados numéricos obtidos por Serre et al (2013). Desta forma, são apresentados nas subseções seguintes, soluções para o campo de velocidade, energia cinética turbulenta, arrasto aerodinâmico sofrido pelo corpo e as características topológicas do escoamento na traseira do modelo.

A pesquisa conduzida por Lienhart, Stoots e Becker (2000), Lienhart e Becker (2000) e Lienhart e Becker (2003) é resultado do projeto de pesquisa europeu – MOVA (Modelos para Aerodinâmica de Veículos) que teve como objetivo principal fornecer dados importantes para validações de modelos numéricos em estudos de aerodinâmica de corpos rombudos a partir do modelo de carroceria de Ahmed. Os principais resultados do caso experimental do estudo foram disponibilizados na base de dados aberta “*Classic Collection*” da ERCOFTAC (2021). Assim, o experimento foi conduzido em um túnel de vento de seção de domínio de $1,87 \times 1,4 \text{ m}^2$ com razão de bloqueio de aproximadamente 4%, intensidade turbulenta menor que 0,25% e velocidade livre aplicada de 40 m/s. Dentro da esteira do modelo estudado, os pesquisadores estimaram a incerteza experimental de 1% para velocidade média e 1,5% para flutuações de velocidade.

Figura 14 - Dimensões geométricas do modelo de Ahmed

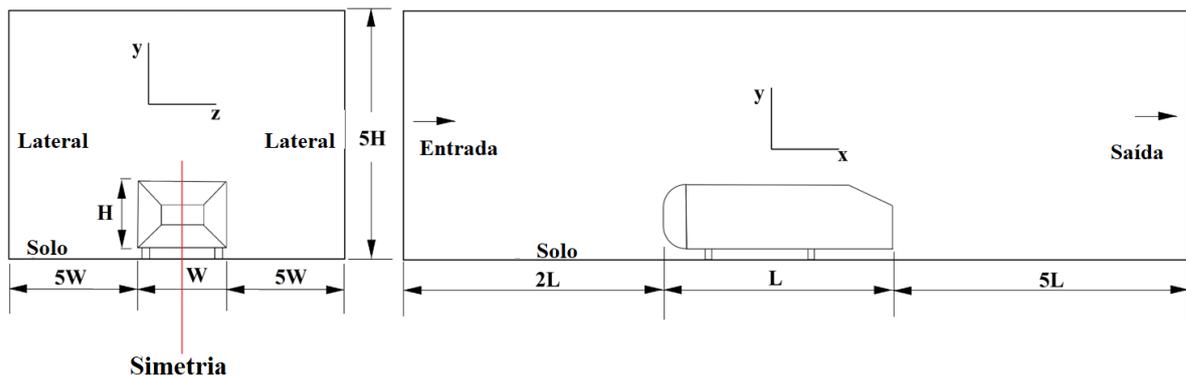


Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

4.1 DOMÍNIO COMPUTACIONAL

Para a simulação, o domínio computacional foi definido como $\Omega = 8L \times 5W \times 5H$, conforme apresentado no desenho esquemático da Figura 15, onde L , H e W são o comprimento, a altura e a largura do corpo, respectivamente. A razão de bloqueio é de aproximadamente 4,0% conforme dimensões da seção de teste do trabalho de Lienhart, Stoots e Becker (2000), Lienhart e Becker (2000) e Lienhart e Becker (2003) e localizado a $\frac{1}{4}$ da seção de teste. Em todos os casos da verificação e validação, foi utilizado o ar atmosférico como fluido das simulações numéricas e viscosidade cinemática molecular de $\nu = 1,5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. A velocidade de corrente livre foi $U_\infty = 40 \text{ m/s}$ com número de Reynolds baseado na altura característica H , sendo $Re_H = 768000$ e área de projeção frontal, $A_f = 0,112 \text{ m}^2$.

Figura 15 - Domínio computacional da simulação.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

A independência da solução numérica com relação a malha, foi avaliada através do estudo de malhas. Para tanto, foram gerados 4 tipos de malhas com refinamentos diferentes na avaliação. Devido à complexidade geométrica do modelo, optou-se em utilizar malhas do tipo não estruturada tetraédrica, Fig. 16a, e malhas prismática para o refino da parede do corpo, Figura 16b. A fim de avaliar a adequação das malhas no domínio computacional proposto, foi verificado a qualidade das malhas a partir da métrica de assimetria (*skewness*), essa métrica determina o quão perto do ideal uma célula equilátera está, pois, células altamente distorcidas são inaceitáveis devido as equações governantes serem resolvidas assumindo que as células são relativamente equiláteras. Em todos os casos simulados, fixou-se $skewness < 0,8$.

A fim de atender os requisitos da fronteira sólida do modelo de turbulência $k-\omega$ SST, em todos os casos simulados, a distância adimensional na parede do corpo foi assegurada uma resolução de $y^+ < 1$ em toda sua distribuição. Conforme é visto no manual Ansys Inc. (2020), a

modelagem perto da parede afeta significativamente a fidelidade das soluções numéricas, na medida em que as paredes são as principais fontes de vorticidade e turbulência médias. A abordagem das funções de parede no ANSYS Fluent[®] são baseadas no trabalho de Launder e Spalding (1974). O adimensional y^+ é dado pela seguinte equação,

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau \Delta y}{\mu}, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.31)$$

onde u_τ é a velocidade de fricção, calculada a partir da tensão de cisalhante, τ_w , na parede. Os números de elementos das malhas estudadas estão disponíveis na Tabela 1.

Tabela 1 - Número de elementos das malhas avaliadas na modelagem do corpo de Ahmed.

Descrição	Número de elementos (10 ⁶)	Tratamento próximo a Parede
Malha A	4,28	$y^+ < 1$
Malha B	5,52	$y^+ < 1$
Malha C	6,40	$y^+ < 1$
Malha D	7,20	$y^+ < 1$

Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

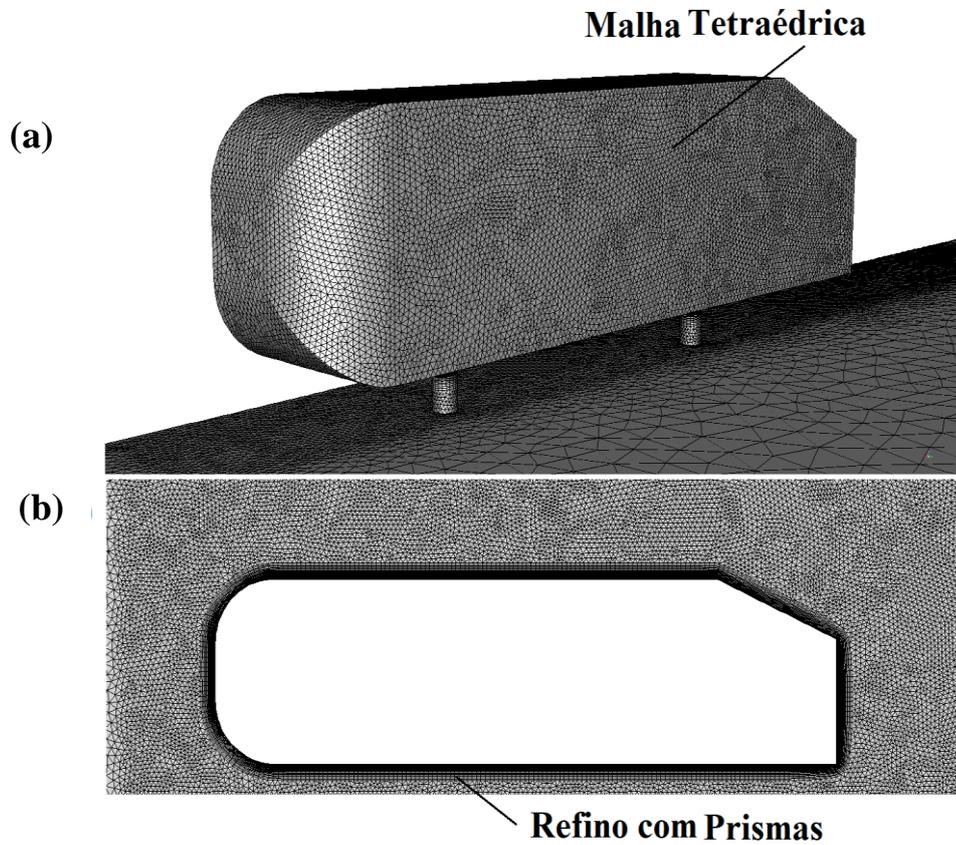
Para as condições de contorno das malhas estudadas, em todos os casos de refino, foram adotadas as seguintes condições:

- **Seção de entrada (*inlet*):** A velocidade de referência, $U_\infty = 40$ m/s e a intensidade turbulenta, $I_{\text{turb}} < 0.25\%$ apropriado para escoamentos externos.
- **Seção de saída do domínio computacional:** Pressão estática nula, $P_{\text{est}} = 0$ e a intensidade turbulenta, $I_{\text{turb}} < 0.25\%$.
- **Superfícies lateral, topo e plano de simetria:** Condição de deslizamento (*slip*) para superfície lateral e topo, e condição de simetria para o plano central.
- **Paredes:** Para a superfície do solo e o corpo de Ahmed foi adotado a condição de não-deslizamento (*no-slip*).

O resumo das principais condições de contornos é apresentado na tabela 2 para as quatro malhas estudadas neste trabalho.

Figura 16 - Configuração da malha não estruturada e malha de superfície usada na simulação.

A) Malha de superfície do corpo. B) Corte no plano x-y mostrando refino de malha em torno do corpo.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Tabela 2 - Condições de contorno adotadas na simulação do caso validado

Descrição	Entrada	Saída	Lateral	Solo e corpo	Topo	Plano de Simetria
Malha A	U_{∞} I_{turb}	P_{est} I_{turb}	Deslizamento	Não-Deslizamento	Deslizamento	Simetria
Malha B	U_{∞} I_{turb}	P_{est} I_{turb}	Deslizamento	Não-Deslizamento	Deslizamento	Simetria
Malha C	U_{∞} I_{turb}	P_{est} I_{turb}	Deslizamento	Não-Deslizamento	Deslizamento	Simetria
Malha D	U_{∞} I_{turb}	P_{est} I_{turb}	Deslizamento	Não-Deslizamento	Deslizamento	Simetria

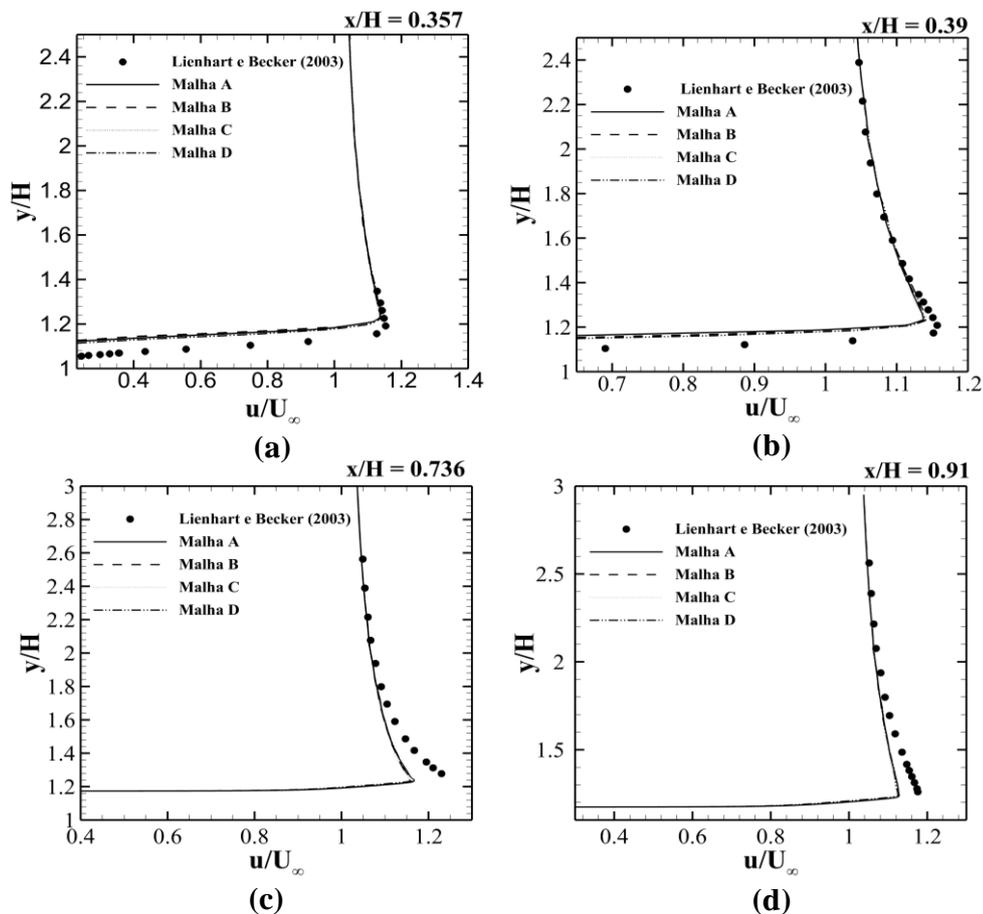
Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

4.1.1 Resultados

O estudo de independência de malha é mostrado na Figura 17, onde são apresentados os gráficos dos perfis adimensionais da velocidade avaliados no plano de simetria, nas posições adimensionais de $x/H = 0.357; 0.39, 0.736$ e 0.91 , localizado na região de inclinação do corpo. Assim são comparados os perfis gerados a partir das soluções numéricas com os resultados experimentais de Lienhart e Becker (2003).

Avaliando os perfis de velocidade adimensionais das quatro malhas, percebe-se que as predições obtiveram boa concordância com os valores experimentais. Além disso, as malhas apresentaram poucas variações entre si conforme é apresentado nos gráficos.

Figura 17 - Perfil de velocidade adimensional nas posições $x/H = 0.357; 0.39; 0.736$ e 0.91 na região inclinada na parte traseira do corpo de Ahmed.

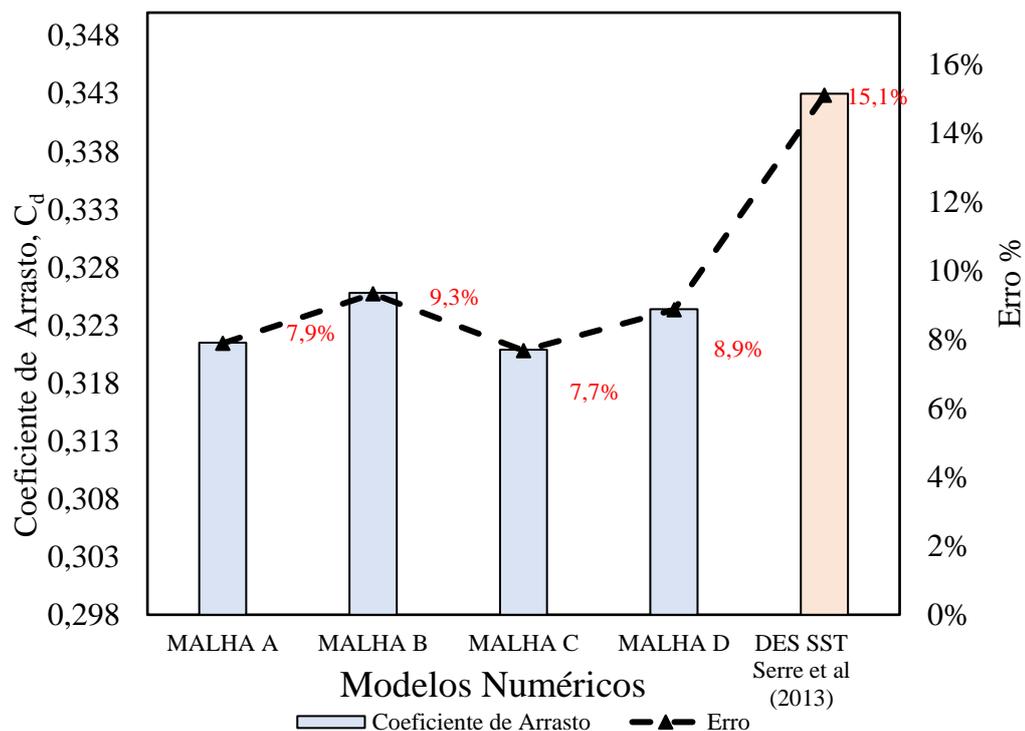


Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

O coeficiente de arrasto aerodinâmico experimental no corpo de Ahmed com ângulo traseiro de 25° nos trabalhos de Lienhart, Stoots e Becker (2000), Lienhart e Becker (2000) e Lienhart e Becker (2003), é de $C_{d_{exp}} = 0,298$. Para tanto, foram realizadas comparações dos

arrastos obtidos nas simulações das malhas estudadas (Malhas: A, B, C e D) com o modelo numérico DES SST de Serre et al. (2013) e com o valor medido experimentalmente, conforme é apresentado na Figura 18. Assim, o eixo ordenado da esquerda é apresentado os valores de arrastos obtidos nas predições das malhas (A, B, C, D e DES SST) e o eixo ordenado da direita, são apresentadas as percentagens de erros das simulações, $100(Cd_{sim} - Cd_{exp})/Cd_{exp}$. As soluções obtidas mostram que, as predições para as malhas B e D apresentaram erros numéricos de 9,3% e 8,9%, respectivamente. Enquanto para as malhas A e C, os erros foram na ordem de 7,9% e 7,7%, respectivamente. A parti desses resultados é constatado que o refino de malha não apresentou uma convergência assintótica para um valor definido, no entanto as diferenças numéricas ficaram em torno de 7,7% e 9,3%. Além disso, nota-se que em todos os casos simulados, os erros numéricos dos modelos avaliados foram inferiores ao erro do trabalho de Serre et al (2013), que apresentou um erro numérico de aproximadamente 15%. Esses resultados mostram uma boa concordância com o modelo de turbulência adotado, pois mesmo o modelo utilizado por Serre et al (2013) sendo superior ao k- ω SST, os resultados da presente simulação apresentaram previsões para o coeficiente de arrasto com um grau de acurácia melhor que o da literatura comparada.

Figura 18 - Erro coeficiente de arrasto de cada malha comparado com coeficiente experimental

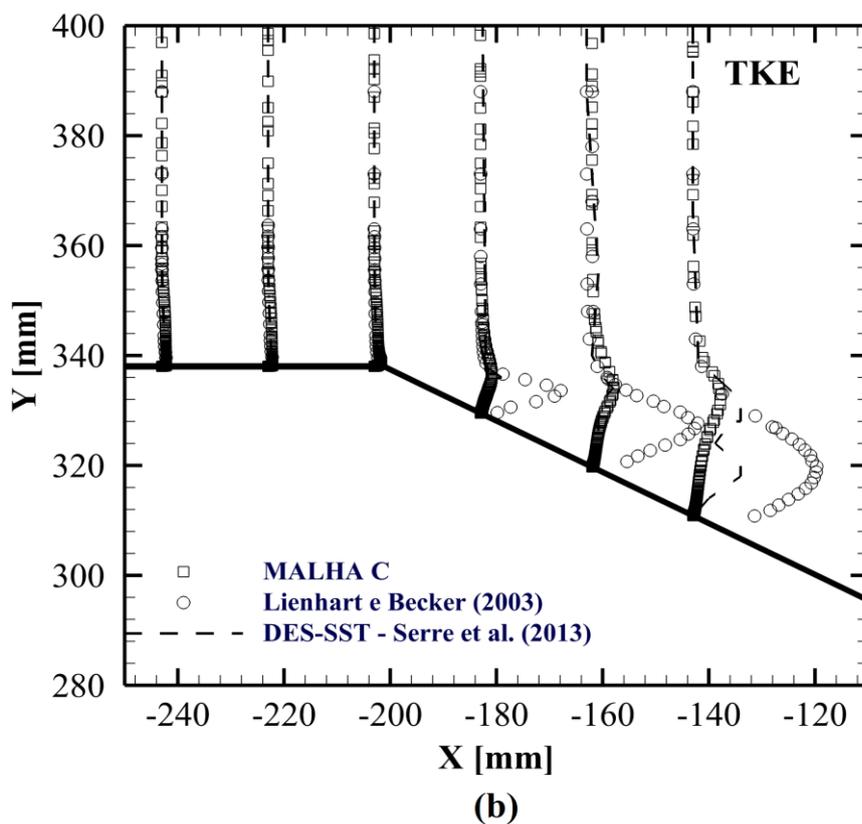
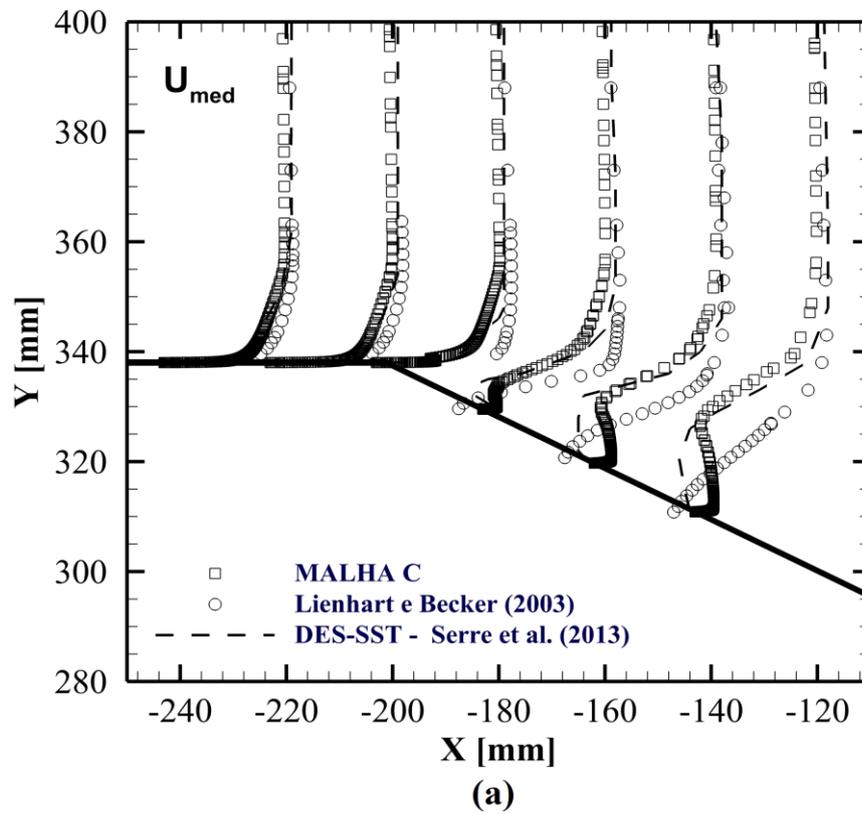


Fonte: Elaborada pelo autor (2020)

Na Figura 19 são avaliados os perfis dos escoamentos médios de velocidade e energia cinética turbulenta ao longo das linhas verticais no plano central do escoamento (plano de simetria) em diferentes locais do escoamento na região de maior instabilidade do escoamento. Para isso, foi escolhido a malha C para essa verificação devido ter apresentado a menor diferença numérica conforme observado no gráfico da Figura 18. Desta forma, são comparados os resultados da simulação com as referências experimental e as soluções numérica de Serre et al (2013) que utilizaram como modelo o DES-SST (*Detached Eddy Simulation*). Na Figura 19a são apresentados os perfis médios de velocidade no plano médio. Observa-se que antes da inclinação, a solução possui uma boa acurácia ao compararmos os resultados simulados com as soluções numérica e experimental da literatura. Contudo, à medida que as soluções numéricas (Malha C e DES-SST) entram na região inclinada, percebe-se que os modelos possuem certa dificuldade de aproximar os resultados com os valores experimentais. Isso ocorre porque a região inclinada é caracterizada por ser uma zona altamente instável no escoamento devido aos gradientes adversos de pressão presentes. Apesar dessas observações, nota-se que a malha C ainda apresenta uma melhor predição da solução do que o modelo DES SST comparado.

O campo de velocidade médio da corrente de escoamento e a energia cinética turbulenta estão fortemente interconectados para este tipo de problema. Sendo assim, conforme apresentado na Figura 19b é mostrado o perfil de energia cinética turbulenta no plano médio, resolvido nas mesmas posições dos perfis de velocidades. Nota-se que nos três primeiros perfis de energia cinética turbulenta, a solução numérica da Malha C se aproxima com boa precisão dos valores experimentais e numérico. No entanto, à medida que as flutuações de velocidades vão se intensificando na inclinação do modelo, as duas soluções numéricas (Malha C e DES SST) têm dificuldades em prever as soluções com maior concordância na região de separação da inclinação. Esses resultados estão de acordo com as análises realizadas por Serre et al (2013), onde só foi possível ter uma melhor acurácia nessa região através do modelo de turbulência LES, que é uma metodologia mais avançada e robusta, porém com custo computacional mais elevado.

Figura 19 – Direção do escoamento no plano de simetria do corpo. A) perfil de velocidade na inclinação do corpo e B) perfil da energia cinética turbulenta na inclinação do corpo



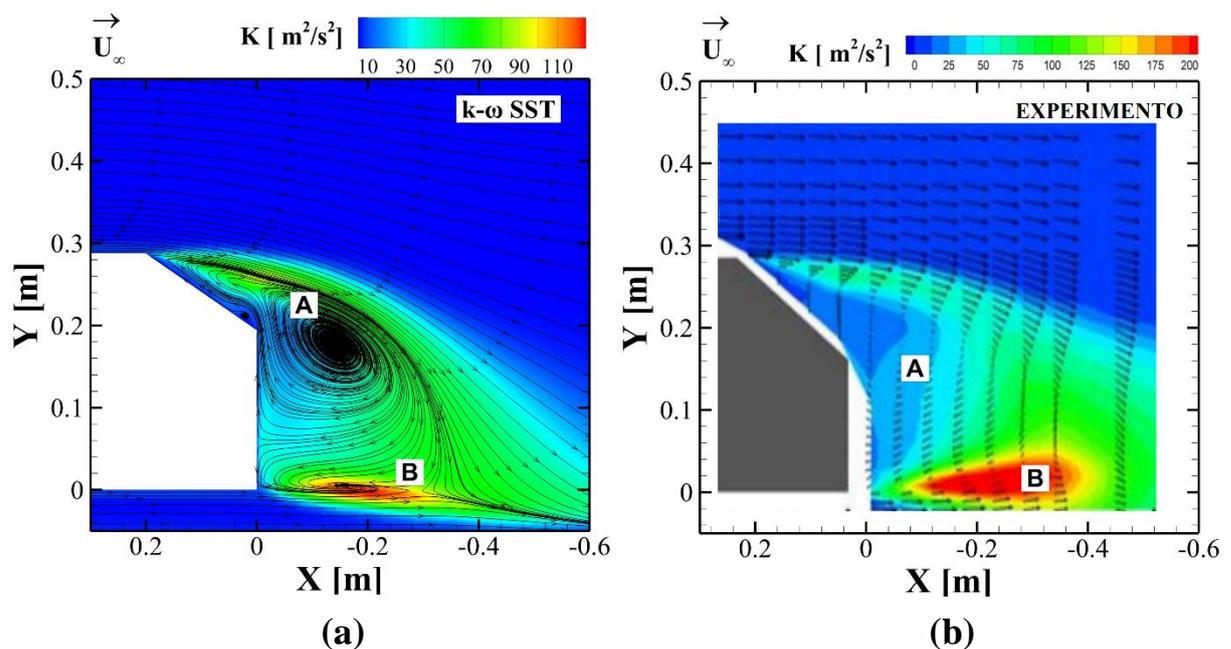
Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Na Figura 20 é apresentado a comparação das curvas de energia cinética turbulenta (k) no plano central longitudinal do modelo simulado e o observado experimentalmente. Conforme previsto por Lienhart, Stoots e Becker (2000), Lienhart e Becker (2000) e Lienhart e Becker (2003), os maiores picos de energia cinética turbulenta estão localizados nas zonas de recirculação da traseira do corpo. Na análise, os resultados numéricos não apresentaram as mesmas magnitudes de energia cinética turbulenta em comparação com os resultados. Entretanto, nota-se uma forte semelhança entre o comportamento das curvas de nível de ambos os resultados (Fig. 20a e Fig. 20b). Também é observado que o modelo $k-\omega$ SST da malha C prevê bem os dois vórtices de contra-rotativos (*counter-rotating*) do tipo ferradura (Zonas A e B). Além disso, o comportamento da energia cinética turbulenta está de acordo com o resultado experimental onde a zona crítica B possui o maior pico energia cinética observado.

Finalmente, observa-se na Figura 20 que o modelo $k-\omega$ SST apresenta uma boa previsão do descolamento parcial da camada limite ao longo da inclinação do corpo, apesar das limitações impostas pelo método que é baseado em RANS, a qual possui certa dificuldade em prever o transporte de momento após a separação da camada limite, conforme visto anteriormente na Figura 19.

Figura 20 – Curvas de nível de energia cinética turbulenta no plano central longitudinal.

a) Simulação do modelo numérica utilizando $k-\omega$ SST e b) Resultado experimental

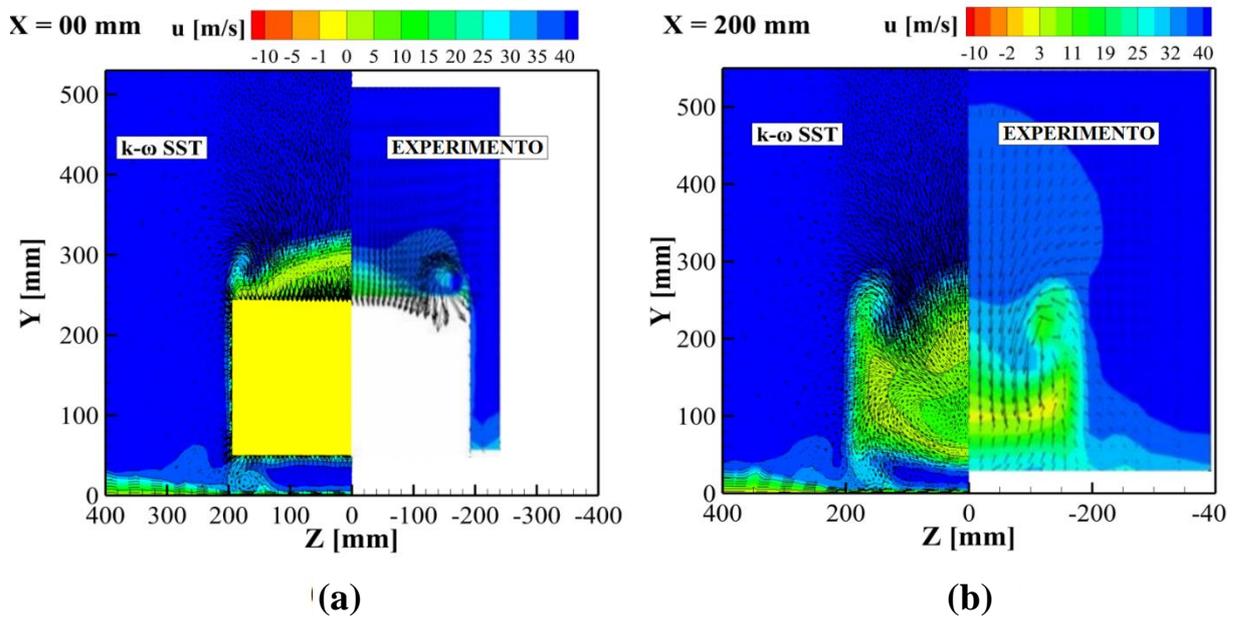


Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Na Figura 21 são apresentados os planos transversais ao longo do domínio computacional da distribuição da velocidade simulada para a malha C e comparados com resultados obtidos por Lienhart, Stoots e Becker (2000), Lienhart e Becker (2000) e Lienhart e Becker (2003). Nesta figura é possível visualizar os vórtices compostos por vetores no plano. Observa-se no plano $x = 0.0$ mm que o modelo numérico prevê a formação dos vórtices originados da separação do escoamento na quina lateral do corpo que dão origem as estruturas de vórtices do tipo ponta de asa e no plano $x = 200$ mm os resultados das previsões obtidas mostram que os vórtices e o mapeamento do campo de velocidade são muito similares as previsões experimentais.

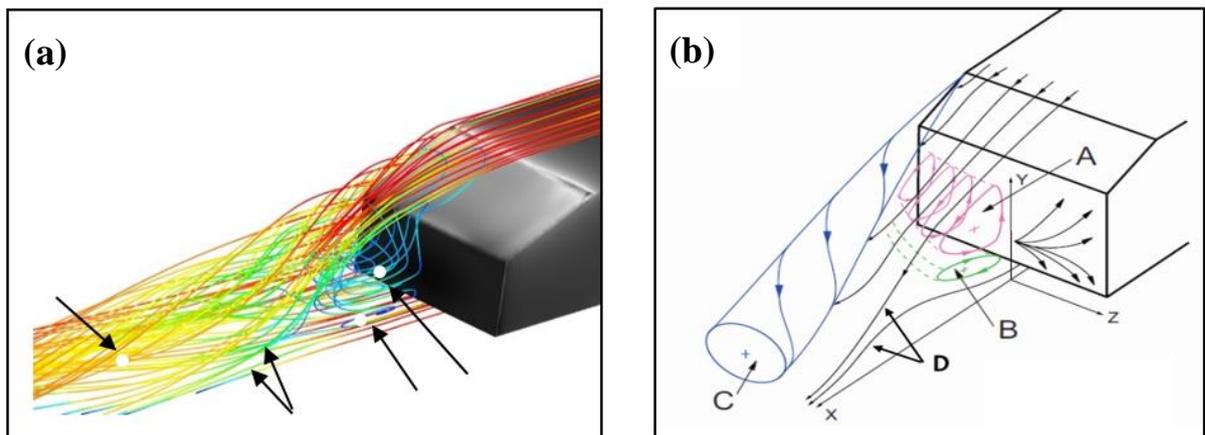
As estruturas topológicas do escoamento no corpo de Ahmed, foi estudado por Ahmed et al. (1984), através de observações das distribuições do coeficiente de pressão na região traseira do modelo e técnica de marcação do escoamento por óleo. Os pesquisadores elaboraram um modelo esquemático das estruturas turbilhonares do escoamento. Conforme é mostrado na Figura 22b, eles previram uma camada de cisalhamento saindo da borda lateral inclinada, onde forma-se um vórtice longitudinal conhecido como vórtice ponta de asa (região “C”), semelhante aos formados em quinas de asas com baixa razão de aspecto. Em seu modelo esquemático, também é previsto duas regiões circulatoria do escoamento (regiões “A” e “B”) na qual os autores definem como vórtices do tipo “ferradura”, esses vórtices interagem entre si na separação da bolha conforme indicado por “D”. No modelo simulado, também foi possível observar claramente essas mesmas estruturas conforme é mostrado na Figura 22a.

Figura 21 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais das curvas de nível de velocidade nos planos transversais das posições $x=00$ mm e $x = 200$ mm.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Figura 22 - Estruturas tridimensionais do escoamento. a) Simulação do modelo numérica utilizando $k-\omega$ SST e b) Diagrama esquemático das estruturas de vorticidade observados por Ahmed, Ramm e Faltin (1984).



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo é apresentado os principais resultados obtidos ao longo da investigação aerodinâmica sobre o modelo de ônibus proposto. O capítulo tem como objetivo investigar os efeitos que variações no ângulo difusor traseiro do veículo podem causar na composição final do arrasto aerodinâmico e na topologia do escoamento.

Essa seção é dividida em três seções. Inicialmente é realizado uma comparação do modelo numérico com os resultados experimentais do trabalho de Videira (2001), onde é feito um novo estudo de refino de malha para comparar o coeficiente de arrasto aerodinâmico e avaliar as curvas de nível do campo de velocidade no plano médio do modelo. A análise realizada nessa seção tem o propósito de dar robustez no estudo de verificação e validação apresentado no capítulo 4, pois o modelo simplificado do ônibus possui características geométricas diferentes do corpo de Ahmed. Assim, nesse capítulo é mostrado que de fato a metodologia numérica adotada está de acordo com os requisitos mínimos para a análise aerodinâmica do problema.

Posteriormente é destinada uma seção para análise do escoamento no modelo de ônibus para os casos em que são desconsiderados a resposta do modelo sob ventos cruzados (ângulo de guinada nulo). Assim, é investigado no caso referência (ângulo difusor 0°) planos nas três direções com linhas de correntes, contornos do campo de velocidade, intensidade turbulenta, topologia tridimensional do escoamento e os principais coeficientes aerodinâmicos (arrasto e sustentação). Ainda nesta seção, são feitas análises das variações do coeficiente de arrasto aerodinâmico, sustentação e curvas de nível dos coeficientes de pressão para diferentes ângulos difusores traseiros. A partir desses resultados, um caso ótimo é selecionado para realizar as mesmas análises feitas no caso de referência a fim de identificar as melhorias.

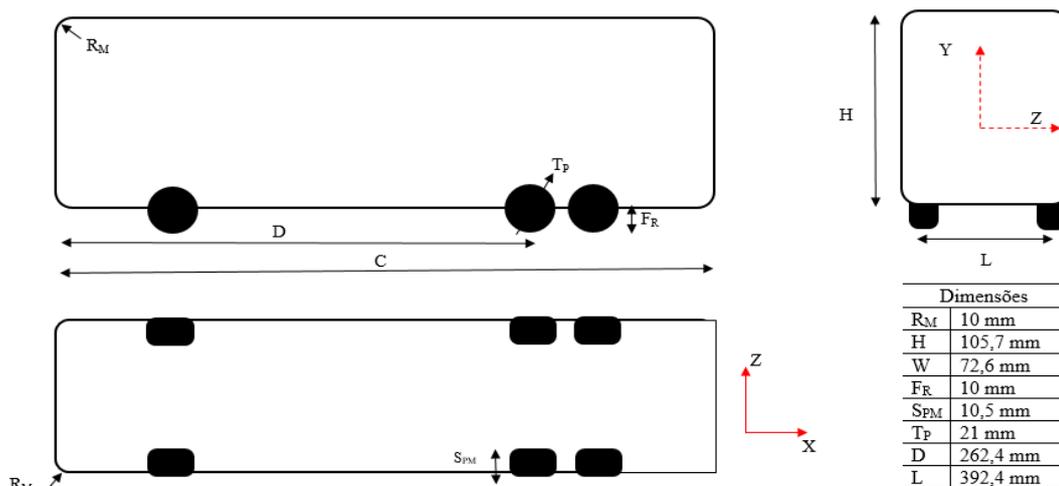
Por fim, um estudo dos efeitos do ângulo de guinada nos coeficientes aerodinâmicos é apresentado para os casos estudados. Nesta seção é explicado o mecanismo de aumento de C_d a partir de análises das distribuições de pressão na traseira do corpo.

5.1 VALIDAÇÃO PARA UM CASO DE MODELO DE ÔNIBUS

Conforme citado na revisão bibliográfica deste trabalho, Videira (2001) realizou um estudo experimental de cinco configurações de ônibus baseadas no modelo de carroceria da linha O 400 RSD da Mercedes-Benz. O estudo de verificação dessa subseção é realizado baseada apenas na configuração 1, que é o caso mais simples estudado pelo pesquisador. O

desenho esquemático do modelo é mostrado na Figura 23, onde são apresentados os principais parâmetros geométricos do ônibus. Para o modelo ensaiado, foi aplicado um fator de redução de 1:33. A área de projeção frontal do ônibus é de $A_f = 0.00814 \text{ m}^2$ (incluindo as rodas) e a razão de bloqueio do experimento é de aproximadamente 4%. Os ensaios realizados por Videira (2001) foram realizados aplicando a técnica de anemometria de fio quente (HWA). Para isto, foi utilizado um túnel de vento do tipo soprador com dimensões da seção de ensaio de 460x460x1200 mm. A velocidade de corrente livre foi de $U_\infty = 20,7 \text{ m/s}$, Reynolds baseado na altura característica do modelo, $Re_H = 1,5 \times 10^5$, viscosidade cinemática molecular de $\nu = 1,5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ e nível de intensidade turbulenta menor que 0,5%. A incerteza experimental observada para os ensaios realizados na configuração 1 foi de aproximadamente $\pm 4\%$. O coeficiente de arrasto aerodinâmico experimental obtido para este caso foi de $Cd_{exp} = 0,5$.

Figura 23 - Dimensões geométricas do modelo de configuração 1, modelo de ônibus de Videira (2001).

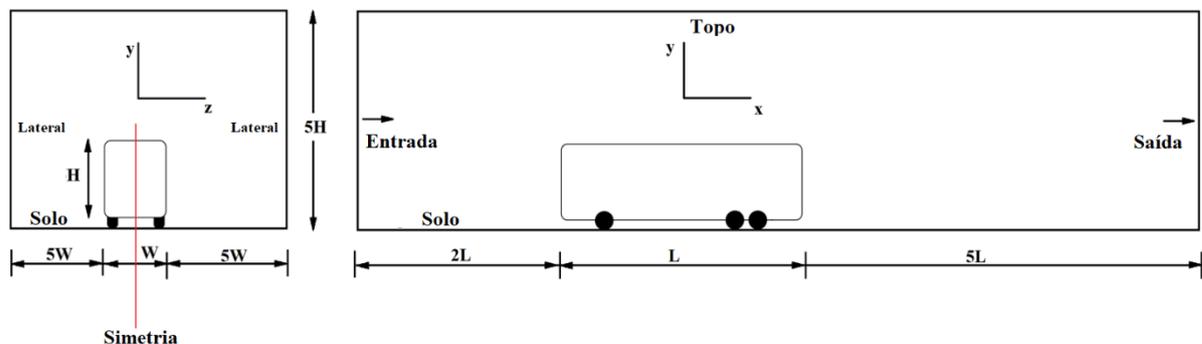


Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

O domínio computacional foi definido como $\Omega = 8L \times 5W \times 5H$ conforme esquema da Figura 24. As dimensões L, H e W são o comprimento, a altura e a largura do corpo, respectivamente. A razão de bloqueio é de aproximadamente 4,2% conforme dimensões do experimento. É importante ressaltar que este modelo de ônibus é simplificado, sendo desprezados efeitos causados pelos retrovisores e componentes mecânicos da superfície inferior do modelo, tais como eixo virabrequim, escapamento etc. As condições de contorno do problema foram semelhantes as utilizadas na verificação e validação da seção 4, onde são definidos:

- **Seção de entrada (*inlet*):** A velocidade de referência, $U_{\infty} = 20.7$ m/s e a intensidade turbulenta, $I_{\text{turb}} < 0.25\%$.
- **Seção de saída do domínio computacional:** Pressão estática nula, $P_{\text{est}} = 0$ e a intensidade turbulenta, $I_{\text{turb}} < 0.25\%$.
- **Superfícies lateral, topo e plano de simetria:** Condição de deslizamento (*slip*) para superfície lateral e topo, e condição de simetria para o plano central.
- **Paredes:** Para a superfície do solo e o corpo do modelo de ônibus foi adotado a condição de não-deslizamento (*no-slip*).

Figura 24 - Domínio computacional para simulação do modelo de ônibus de Videira (2001).



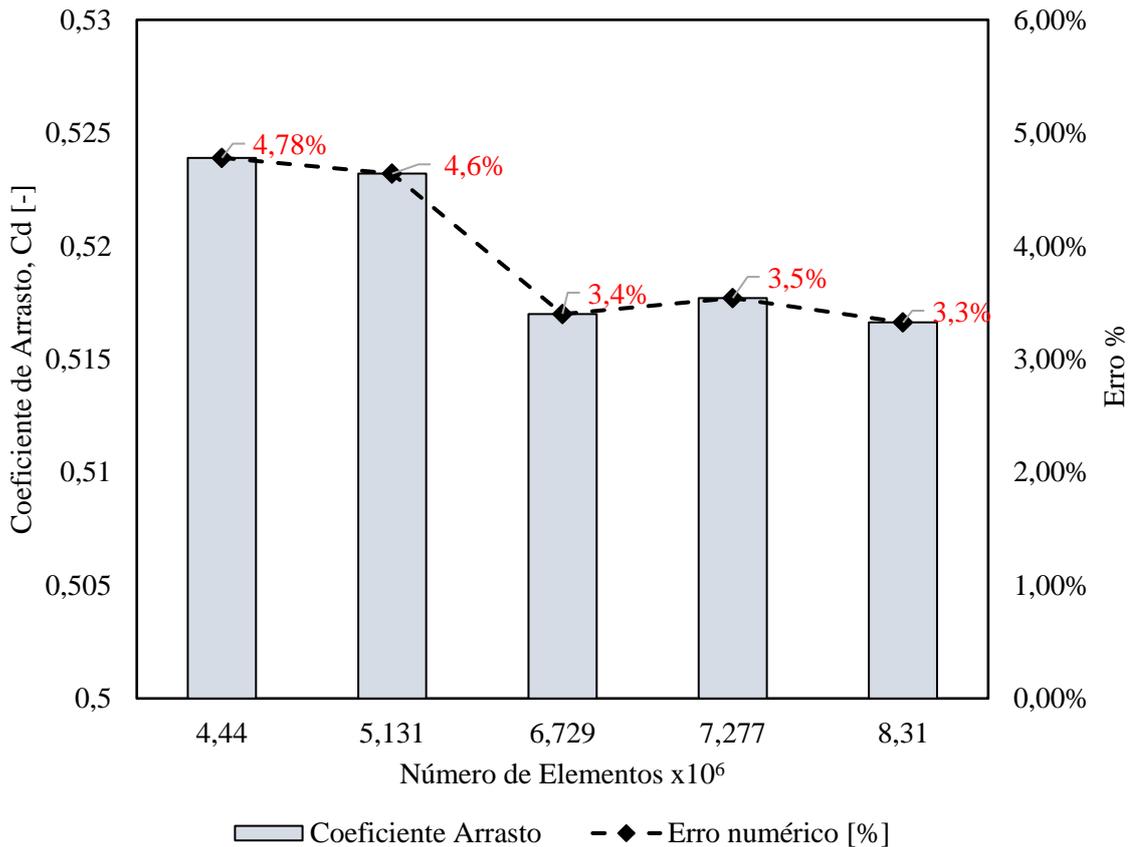
Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

A independência da solução numérica com relação a malha também foi avaliada nesta seção. Assim, foram gerados 5 tipos de malhas não-estruturadas tetraédrica com variados tamanhos de elementos no domínio e na parede do corpo. Os mesmos padrões de qualidade e refino de parede utilizado no caso de Ahmed foram mantidos nessa análise. A comparação dos coeficientes de arrasto aerodinâmico obtidas nas simulações em relação ao observado por Videira (2001) é mostrado no gráfico da Figura 25. Desta forma, o eixo ordenado da esquerda tem-se os valores do coeficiente de arrasto aerodinâmico dos casos simulados, e o eixo ordenado da direita apresenta o erro numérico das malhas simuladas em relação ao experimento, $100(Cd_{\text{sim}} - Cd_{\text{exp}})/Cd_{\text{exp}}$.

Os resultados das soluções mostram que a partir de 6,7 milhões de células, a solução do Cd tende a se estabilizar, havendo mínima variação entre si, com erro médio de aproximadamente 3.5% do coeficiente de arrasto. Do ponto de vista numérico, esses resultados possuem boa concordância com o observado por Videira (2001), pois a incerteza experimental do caso da configuração 1 foi na faixa de $\pm 4\%$. Assim, a solução numérica apresenta diferenças numéricas dentro da faixa de incerteza do experimento. Isso mostra que a modelo adotado para

a caso avaliado possui uma boa acurácia para a análise aerodinâmica proposta neste estudo. Além disso, mesmo as malhas com menos elementos (4,44 e 5,1 milhões de células da Fig. 24) foi possível ter uma boa previsão do coeficiente de arrasto aerodinâmico.

Figura 25 - Erro coeficiente de arrasto de cada malha comparado com coeficiente experimental.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

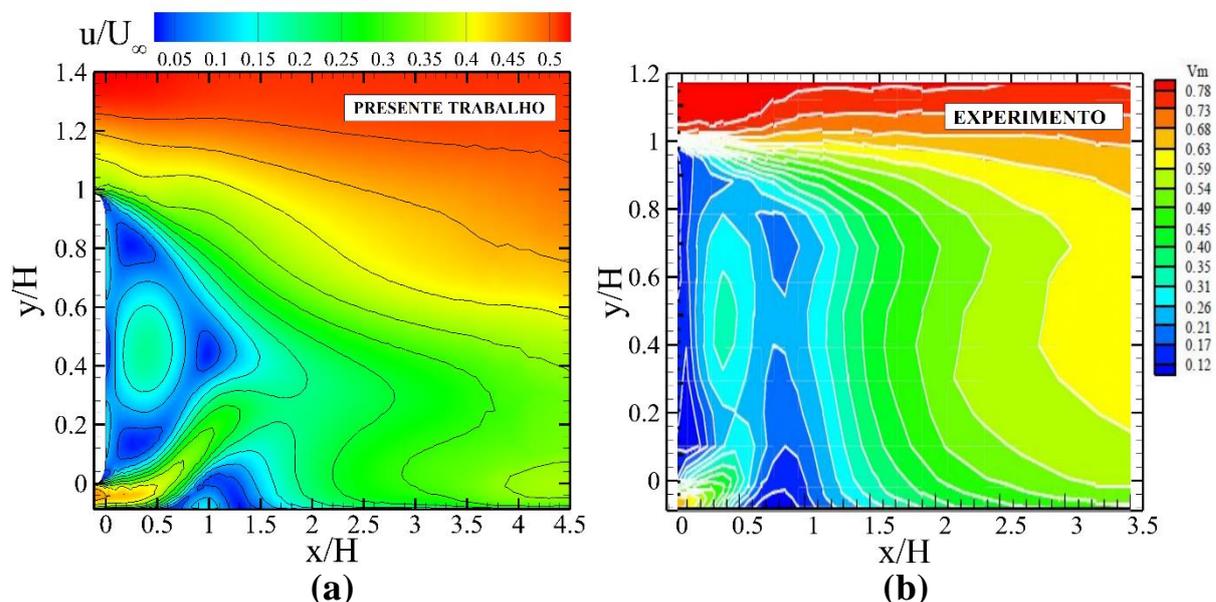
O mapeamento da velocidade média adimensional no plano médio do ônibus é mostrado na Figura 26. Desta forma, são comparados a solução numérica representado na Fig. 26a, com o resultado experimental de Videira (2001) representado na Fig. 26b. A Figura 26 mostra que apesar da escala de velocidade média de ambos as figuras apresentarem uma certa diferença, o comportamento dos contornos do campo de velocidade da solução numérica se assemelha muito com o experimental. Além disso, constata-se que ambos as Figuras 26a e 26b mostram um aumento da velocidade média adimensional na região da esteira compreendida entre $0.3 \leq x/H \leq 0.5$, onde a velocidade média adimensional (u/U_∞) assume na linha média o valor de 0.31. Segundo Videira (2001), possivelmente esse aumento ocorre devido a interação entre os vórtices superior e inferior do modelo que são formados na região da traseira do ônibus. Como

foi dito anteriormente, o experimento de Videira (2001) foi conduzido utilizando técnica de anemometria de fio quente, por esse motivo em seu trabalho não foi mapeado as linhas de corrente que serviriam para identificar essa interação entre os vórtices. No entanto, essas estruturas turbilhonares descritas por ele podem ser observadas pelo resultado numérico apresentado na Figura 27. Nessa figura é possível ver claramente essa interação de vórtices previstas exatamente onde se percebe um aumento da velocidade média adimensional. Esses vórtices (A e B) são semelhantes aos observados no modelo de Ahmed denominados tipo ferradura. Além disso, a simulação apresenta um terceiro vórtice formado no chão logo após o descolamento da camada limite inferior.

Em ambos os modelos, nota-se que na região da camada de cisalhamento livre, a espessura aumenta à medida que se afastada do modelo. Esse fenômeno também é explicado por Videira (2001). Segundo o autor, isso ocorre devido aos fenômenos de difusão do escoamento e das flutuações da camada de cisalhamento provenientes das emissões de vórtices.

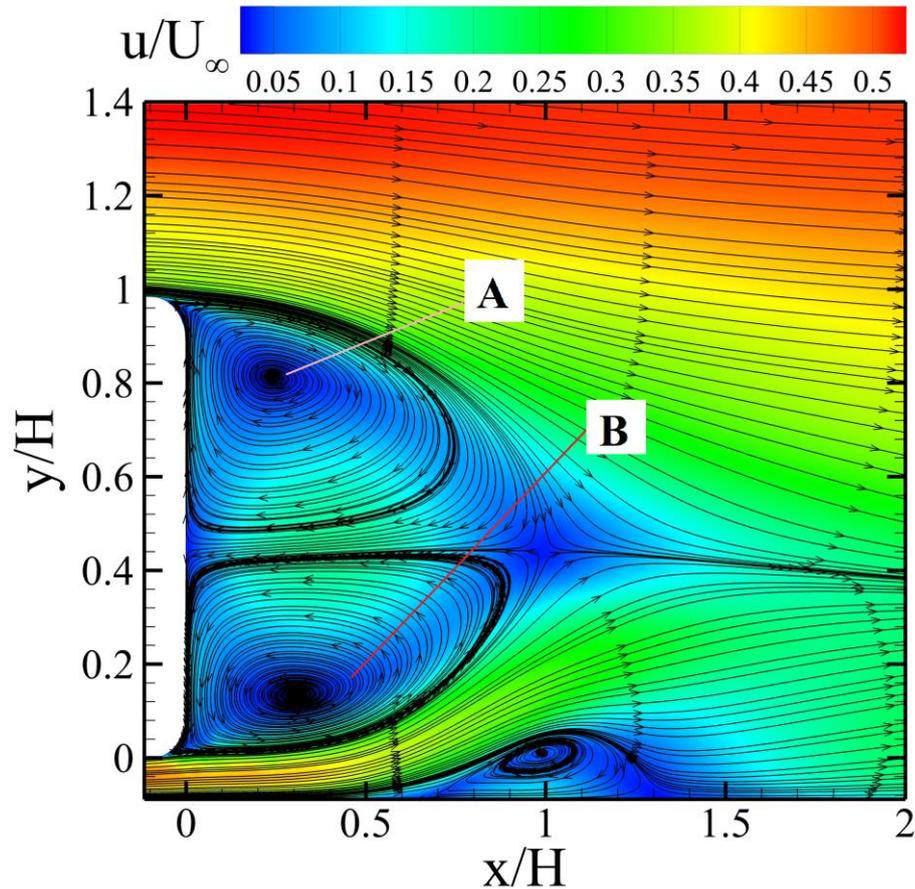
Além do mapeamento da velocidade média adimensional, também foi comparado o pico de máxima intensidade turbulenta atrás do ônibus. O modelo numérico apresenta pico máximo de 0.15, enquanto o experimental, o pico de máxima intensidade turbulenta atrás do corpo é de 0.17 no plano médio. Os resultados apresentados mostram que o modelo numérico adotado na análise dessa seção apresenta boa concordância para realizar previsões dos fenômenos fluidodinâmicos propostos.

Figura 26 - Contornos de velocidade adimensional após a traseira do ônibus, (a) modelo simulado para configuração, (b) modelo experimental de Videira (2001).



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Figura 27 - Linhas de corrente atrás do modelo numérico mostrando interações dos vórtices superior e inferior.

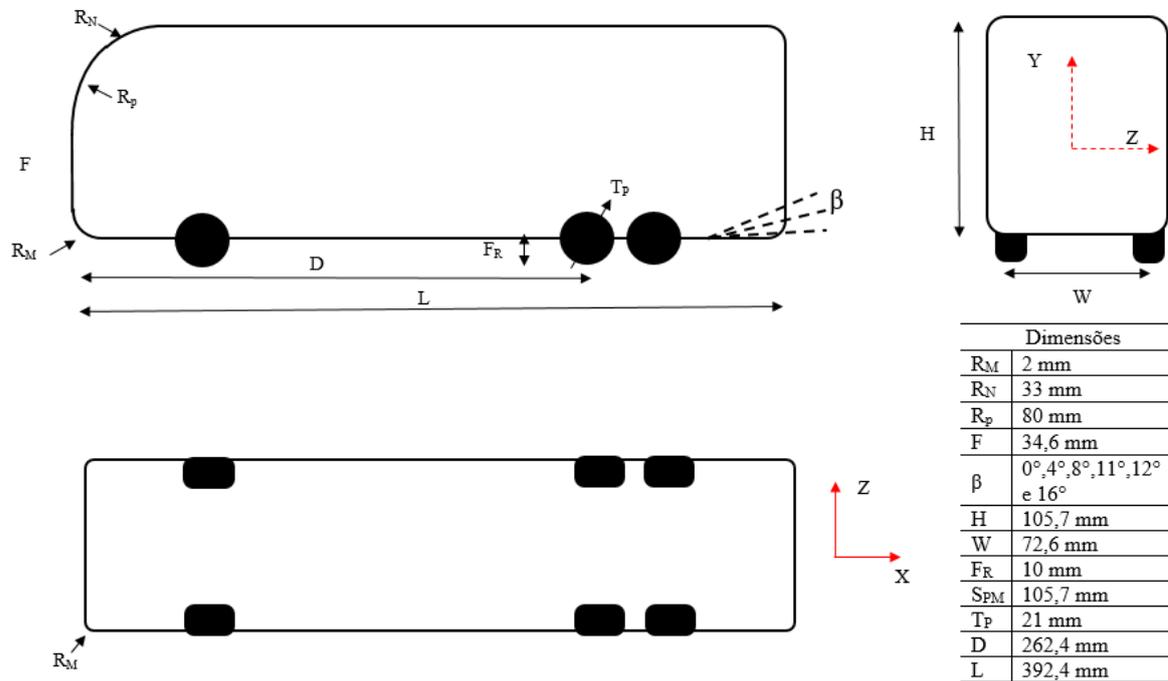


Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

5.2 PROPOSTA DO MODELO DE ÔNIBUS

Para o presente estudo foi proposto uma alteração na geometria frontal do ônibus a fim de modernizar o modelo estudado por Videira (2001). Para tanto, a alteração da região frontal do veículo é inspirada nos modelos veiculares da atualidade que possuem características geométricas mais arredondas na superfície frontal. A partir dessa alteração, é fixado o design frontal do veículo e apenas variações do ângulo difusor traseiro são feitas de modo a garantir que as distribuições de pressão da frente do modelo não interfiram nos resultados causados pelas alterações na traseira do veículo. Os ângulos difusores estudados para o modelo são: $\beta = 0^\circ, 4^\circ, 11^\circ, 12^\circ$ e 16° . O desenho esquemático da Figura 28 mostra os principais parâmetros dimensionais da geometria. A nova área de projeção frontal do modelo é de $A_f = 0.00882 \text{ m}^2$ (incluindo as rodas).

Figura 28 - Dimensões geométricas do modelo veicular de ônibus.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

O domínio computacional, as condições de contornos e de processo de geração de malha foram definidas semelhantes ao caso apresentado na subseção 5.1. A nova razão de bloqueio para este caso é de aproximadamente 4,5%. Assim como na etapa anterior, neste modelo simplificado de veículo de transporte de passageiro é desconsiderado os componentes de retrovisores do ônibus e considera-se que as superfícies do corpo são lisas, ou seja, sem interferência de componentes mecânicos conforme já estabelecido na subseção anterior.

5.2.1 Caso de referência: Ângulo difusor 0°

Para esta etapa, foram selecionados planos bidimensionais que cortam as três direções do volume de controle (eixos x, y e z) com o objetivo de avaliar o comportamento aerodinâmico das principais estruturas topológicas do escoamento. Portanto, são analisados através dos gráficos das linhas de correntes as estruturas turbilhonares provenientes das zonas de separação de escoamento. Também são mapeadas as curvas de níveis de velocidades médias adimensionais desses planos com o intuito de explicar as influências dos vórtices no campo do escoamento.

Outra importante propriedade avaliada nesta etapa do estudo, são as curvas de níveis da intensidade turbulenta nos planos propostos. Segundo Wilcox (2006), a intensidade turbulenta

é uma medida aplicada para qualquer escoamento turbulento e pode ser quantificada em termos das componentes das tensões de Reynolds normalizadas, $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ e $\overline{w'^2}$. Fisicamente a turbulência é um fenômeno anisotrópico. Contudo, o modelo de turbulência de duas equações do presente estudo, não é adequado para prever tensões normais. Em vez disso, apenas a energia cinética turbulenta (equação 3.11) é utilizada para definição da intensidade turbulenta.

Assim, a intensidade turbulenta (I_{turb}) é definida como um valor RMS (*Root Mean Square*) das flutuações de velocidade com a velocidade de entrada do escoamento. Da equação (3.11), tem-se que a energia cinética turbulenta pode ser reescrita da seguinte forma,

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad \text{mas } \overline{u'^2} \approx \overline{v'^2} \approx \overline{w'^2} \quad (5.1)$$

$$k = \frac{3}{2}\overline{u'^2} \quad (5.2)$$

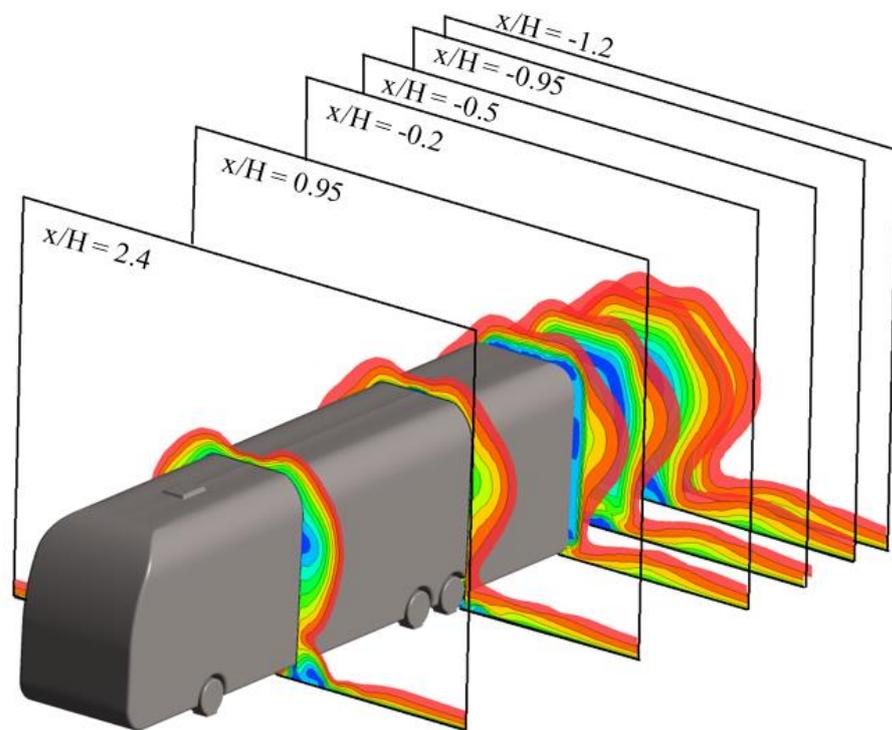
Assim, a intensidade turbulenta é representada pela equação 5.3.

$$I_{\text{Turb}} = \sqrt{\overline{u'^2}}/U_{\infty} = \sqrt{\frac{2}{3}k}/U_{\infty} \quad (5.3)$$

Os perfis gerados são apresentados na forma adimensional, portanto, utilizou-se a altura característica do modelo como fator de adimensionalização, $H = 105,7$ mm. As velocidades médias foram adimensionalizadas pela velocidade de referência do escoamento, U_{∞} .

Desta forma, foram estabelecidos seis planos transversais nas posições adimensionalizadas conforme é apresentado na Figura 29, onde foram selecionados dois planos que cortam a região do ônibus próximo a roda dianteira e quatro planos na região traseira do veículo. É importante ressaltar que, a fim de reduzir o esforço computacional, umas das simplificações adotadas nesta etapa em que o ângulo de guinada é nulo consiste na condição de contorno de simetria. Essa condição assume escoamento uniforme, por esse motivo, os resultados apresentados a seguir são referentes a metade do modelo do ônibus.

Figura 29 - Planos transversais baseado no eixo longitudinal do ônibus.



Plano transversal – YZ

Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Na Figura 30 são apresentadas as linhas de corrente em cada plano transversal definido nas posições adimensionalizadas. O plano transversal da posição $x/H = 2,4$ (Figura 30a) corresponde as linhas de corrente que cortam o veículo próximo da roda dianteira. Nota-se pela imagem que existem três estruturas turbilhonares nesse plano que são produto do descolamento da camada limite na região frontal do veículo. O vórtice localizado em cima do modelo, denominado de “F1”, é originado das perturbações que o escoamento sofre devido ao descolamento da camada limite da frente superior do veículo, a qual possui uma grande área de estagnação. Essa estrutura continua até o plano da posição $x/H = 0,95$ (Fig. 30b) e parte dela interage com o segundo vórtice (“F2”).

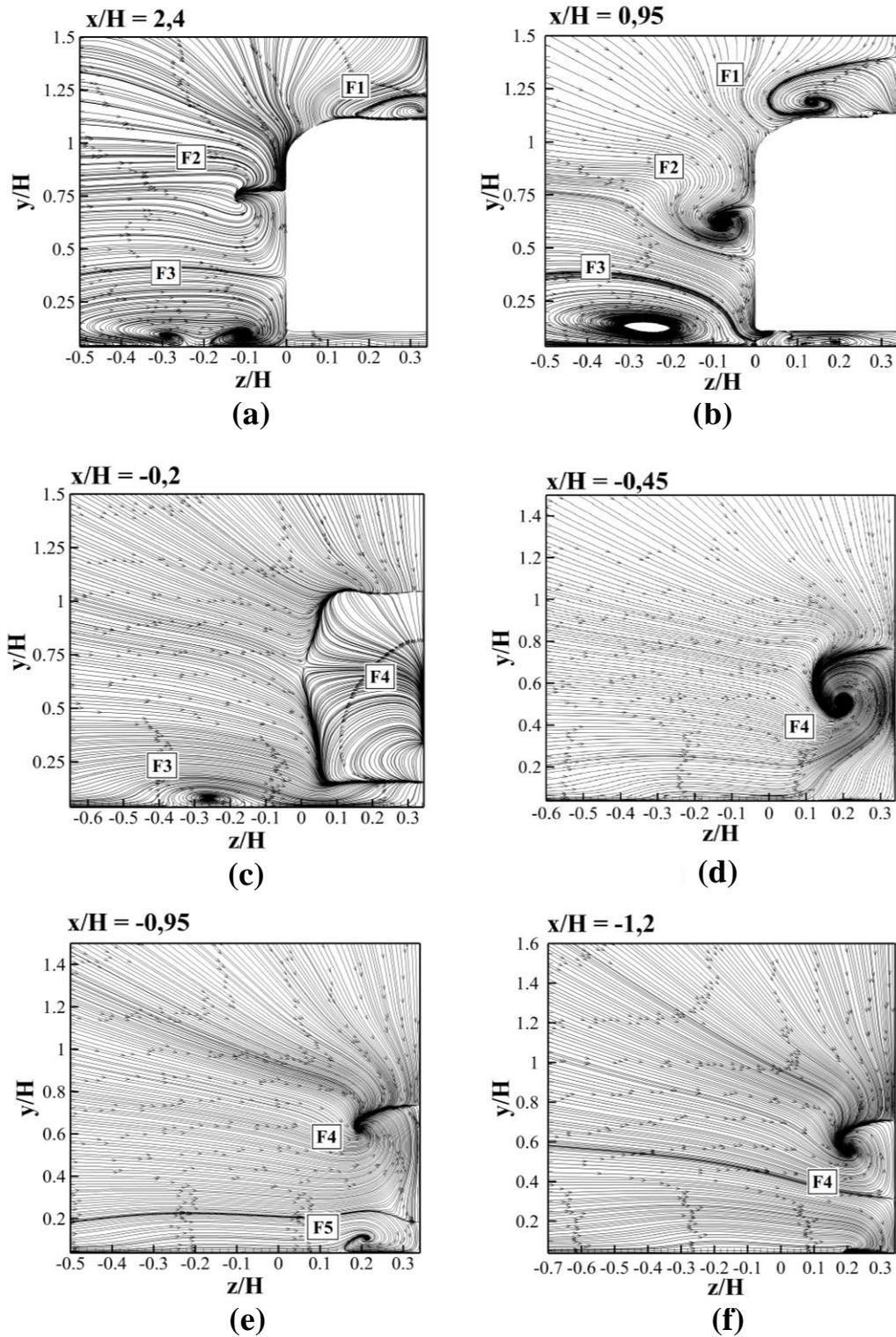
Já o vórtice representado em “F2” tem origem das perturbações impostas ao escoamento na parte lateral do ônibus. É de conhecimento que essa estrutura possui uma característica altamente complexa em sua topologia (na análise tridimensional do escoamento será mostrado com mais clareza), e possivelmente em casos que o modelo seja submetido a ventos cruzados, isto é, para casos com ângulos de guinada diferentes de zero ($\gamma \neq 0$), esse vórtice influenciará diretamente no aumento da força de arrasto.

Em “F3” é formado um vórtice longitudinal ocasionado pelas perturbações causadas no escoamento pelas rodas do modelo. Inicialmente esse vórtice é encapsulado formado por dois núcleos compreendido entre $-0.3 \leq z/H \leq -0.1$ no plano da posição $x/H = 2,4$ (Fig. 30a). Posteriormente, tem-se um aumento de intensidade da estrutura de recirculação de “F3” devido sua interação com a vórtice “F2” na Fig. 30b e nesta posição essas duas estruturas são contra rotativas. Já o plano transversal da posição $x/H = -0,2$ (Fig. 30c), é possível notar que a estrutura “F3” perde intensidade devido sua interação com vórtice que começa a ser formado atrás do veículo (“F4”), que tem origem ao descolamento da camada limite da superfície traseira do ônibus.

A estrutura de “F4” é muito comum de ser encontrada em estudos de escoamentos sobre corpos rombudos. Esse vórtice longitudinal aumenta de tamanho à medida que são afastados do corpo, isso é mostrado nos planos subsequentes da figura. A região do vórtice “F4” é a principal fonte de arrasto induzido pela pressão, pois é nessa região que ocorre as complexas estruturas turbilhonares que dão origem a emissão de vórtice na esteira.

Uma quinta estrutura também é observada no plano da posição $x/H = -0,95$ (Fig. 30e) denominada de “F5”. Observe que a estrutura de “F5” está muito próxima do chão e possui um tamanho relativamente pequeno se compararmos com os demais vórtices. Essa estrutura é produto dos efeitos da parede do chão que surge em conjunto com escoamento originado da parte inferior do ônibus na saída da traseira (na análise dos planos laterais essa estrutura será mais bem visualizada e discutida). Além disso, observa-se que esse mesmo vórtice colado ao chão também aparece na simulação da configuração 1 do caso estudado por Videira (2001), conforme visto anteriormente na Figura 27.

Figura 30 – Linhas de corrente nos planos transversais adimensionais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.

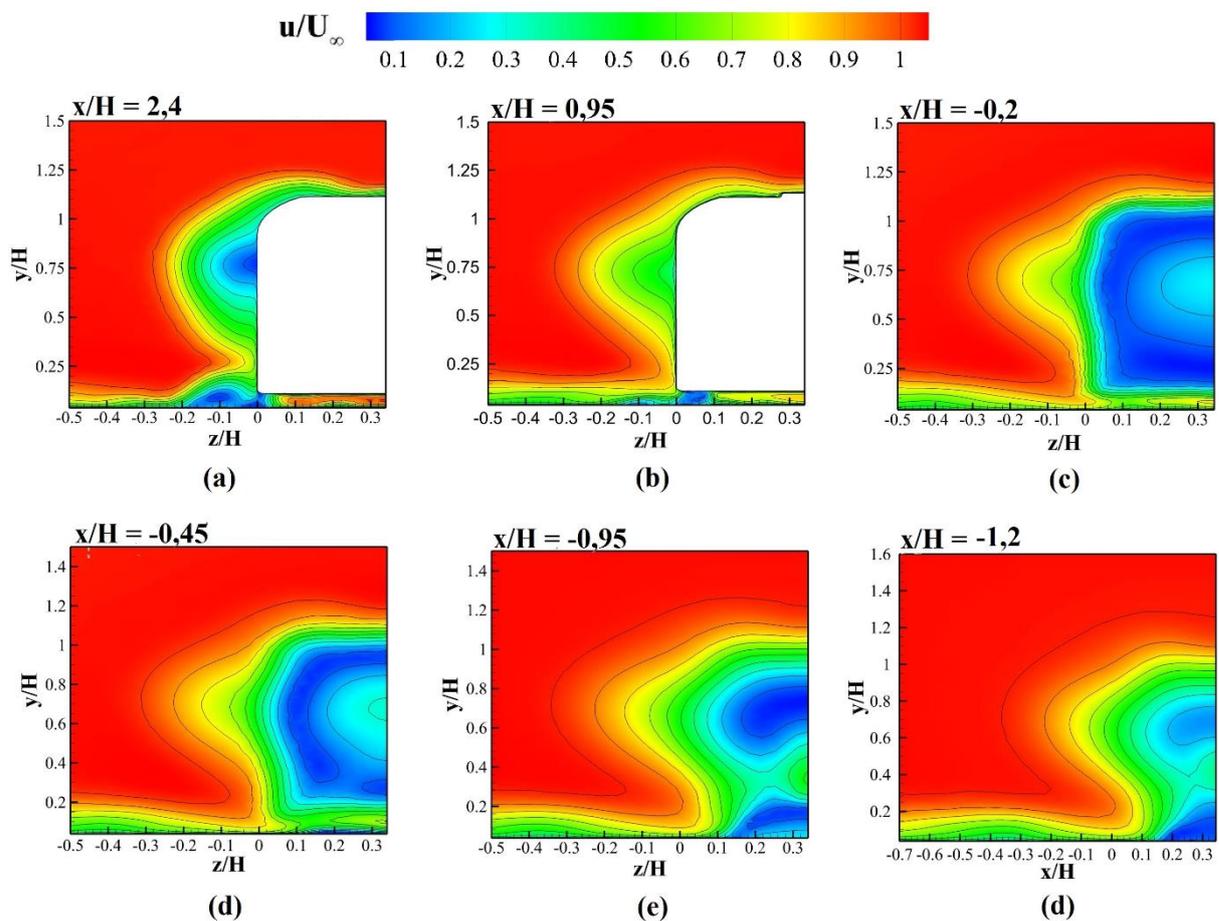


Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

O mapeamento do campo velocidade média adimensional no plano transversal é mostrado na Figura 31. Nota-se que o plano da posição $x/H = 2,4$ (Fig. 31a), a região próxima

ao centro dos vórtices (“F2” e “F3”, vide Figura 30a e 30b) ocorre os menores valores de velocidades adimensionais, compreendidos entre $-0.2 \leq z/H \leq 0$, onde a velocidade média adimensional na linha média é de $u/U_\infty = 0,1$. No plano da posição $x/H = -0,2$ (Fig. 31c), verifica-se a presença de baixos valores de velocidades médias próximo a superfície traseira do ônibus. Esse resultado já era esperado já que nessa posição o escoamento sofre os efeitos da parede da superfície da traseira do ônibus. Já no plano da posição $x/H = -0,45$ (Fig. 31d), observa-se um aumento da velocidade média compreendido entre as regiões de $0,2 \leq z/H \leq 0,34$ na linha média de $y/H = 0,78$. Mais a jusante da base traseira do modelo esse aumento da velocidade se expande até que sejam formadas duas regiões distintas de baixas velocidades conforme é mostrado nos planos das posições $x/H = -0,95$ e $x/H = -1,2$ (Figuras 31e e 31f) que ocorre devido aos planos estarem dentro da região de recirculação. Em todos os casos analisados, à medida que o escoamento se afasta da base do corpo do modelo, a velocidade média adimensional tende a velocidade do escoamento não perturbado, U_∞ .

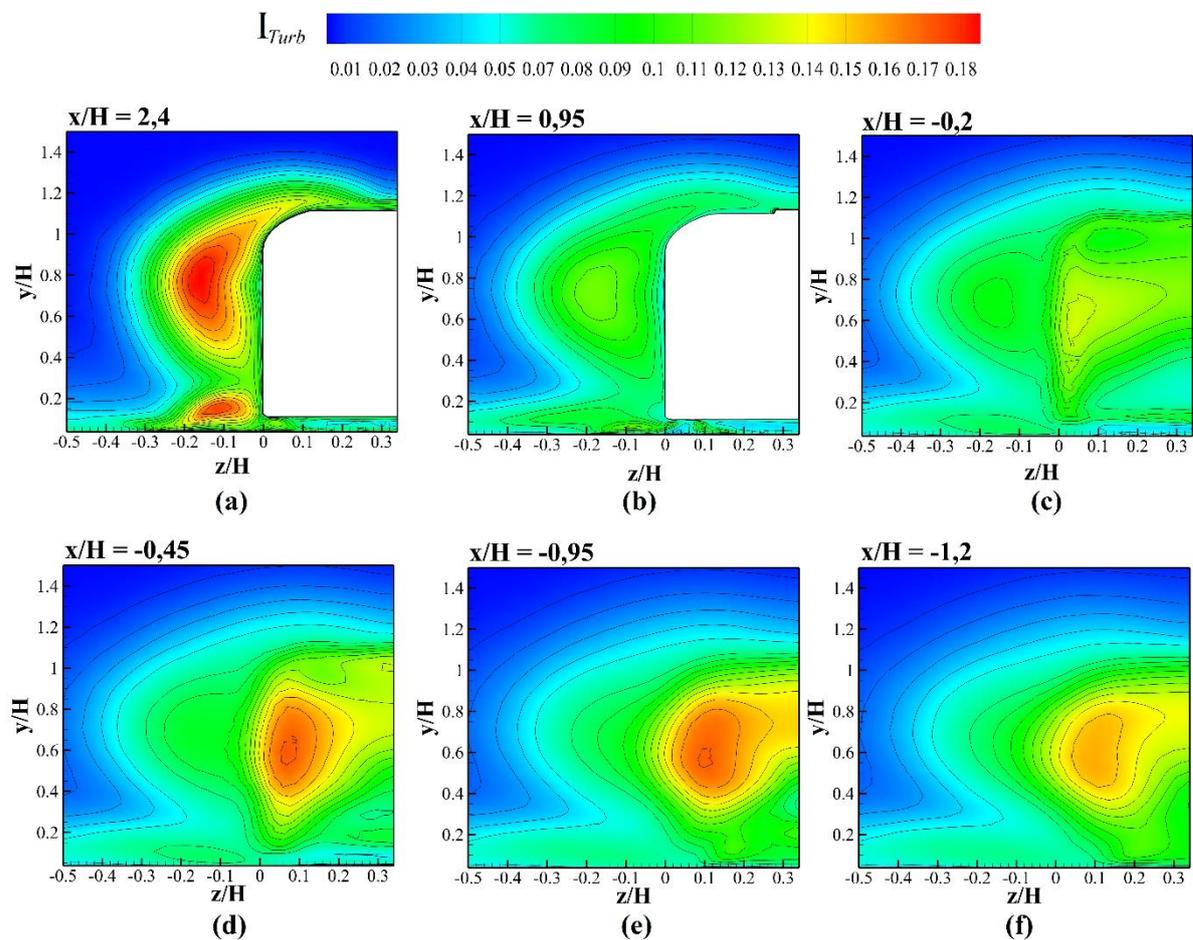
Figura 31 - Campo de velocidade adimensional nos planos transversais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

O mapeamento das flutuações de velocidade nos planos transversais é representado pela intensidade turbulenta conforme é mostrado nos gráficos da Figura 32. Nota-se que dentre os planos de contorno de intensidade turbulenta analisados na figura, a região onde ocorre o maior pico de intensidade turbulenta está compreendido no plano transversal da posição $x/H = 2,4$ (Fig. 32a) das linhas médias de $y/H = 0,78$ e $y/H = 0,16$, onde o $I_{Tub} = 0,18$. Também é observado que a intensidade turbulenta nos planos da Figura 32d, 32e e 32f diminuem à medida que o plano é afastado do corpo.

Figura 32 - Perfis de intensidade turbulenta nos planos transversais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.

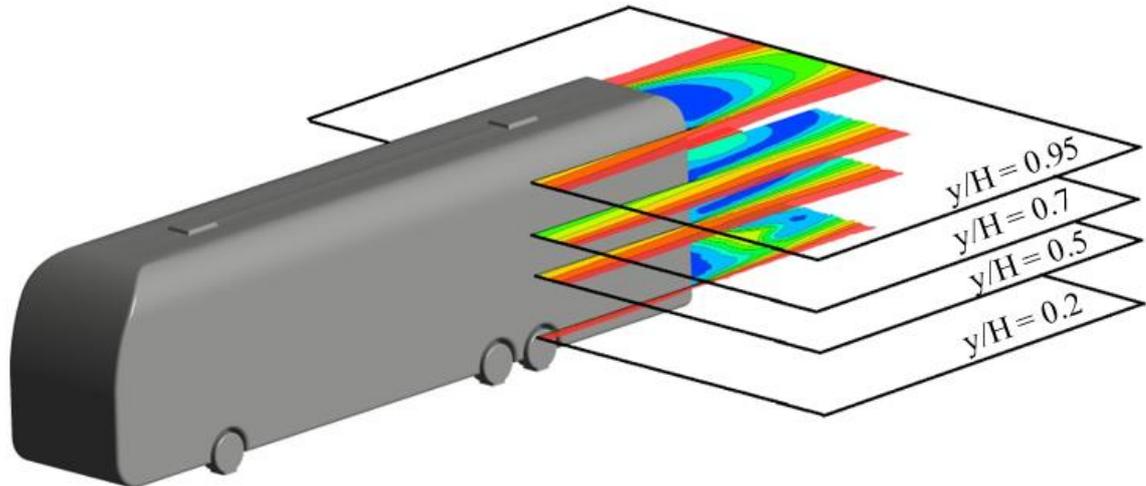


Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Para o estudo do escoamento nos planos horizontais, foram selecionados quatro planos para descrever o comportamento fluidodinâmico do modelo de referência conforme é

apresentado na Figura 33. Esta etapa tem como interesse analisar apenas as estruturas que são formadas atrás da superfície traseira do ônibus.

Figura 33 - Planos selecionados na seção horizontal do ônibus.



Plano horizontal – XZ

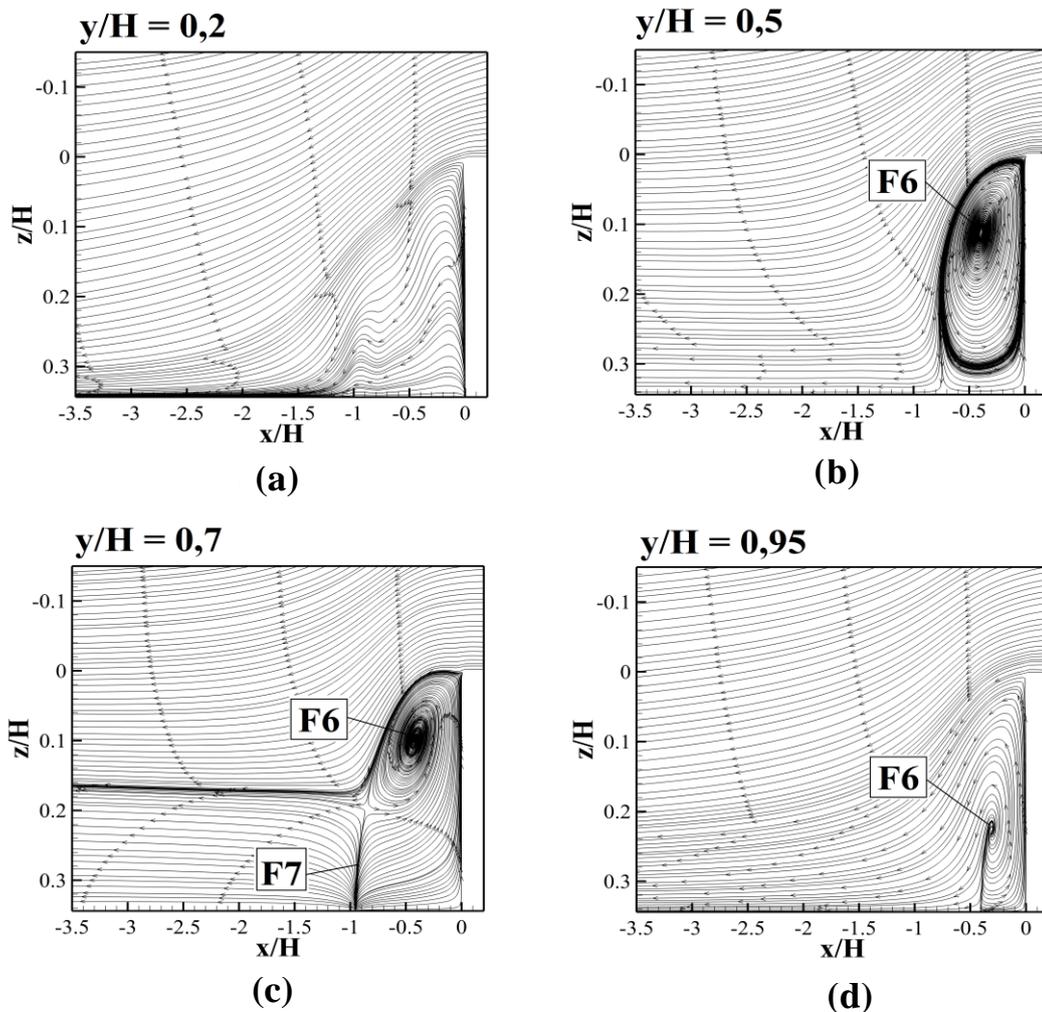
Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Na Figura 34 são apresentadas as linhas de corrente em cada plano horizontal definido nas posições adimensionalizadas. No plano da posição $y/H = 0,2$ (Fig. 34a) mostra uma perturbação do escoamento logo após a superfície traseira do modelo juntamente com efeitos da parede do chão. Na região de recirculação, entre $-0,8 \leq x/H \leq 0$ dos planos das Figuras 34b, 34c e 34d, observa-se que atrás do modelo forma-se um vórtice, representado por “F6”. Essa estrutura de vórtice é originada do descolamento da camada limite na lateral do ônibus. Nota-se também que esse vórtice faz parte da estrutura a qual também é composta por “F4” apresentado na Figura 30 (porém analisado em outra perspectiva). Observe que o núcleo desse vórtice está localizado entre $-0,5 \leq x/H \leq 0$ próximos da superfície traseira do modelo. No plano da posição $y/H = 0,7$ (Fig. 34c), nota-se o encontro das camadas de cisalhamento interagindo na posição da linha média de $x/H = -1$ denominado de “F7”.

O mapeamento do campo de velocidade médio adimensional é apresentado na Figura 35 para os quatro planos horizontais. No plano da posição $y/H = 0,2$ (Fig. 35a) é possível observar as baixas distribuições de velocidades, compreendidas entre $-0,5 \leq x/H \leq 0$ e $-1,5 \leq x/H \leq -0,9$ causadas pela região de água morta da superfície inferior traseira do veículo e do vórtice “F5” (vide Figura 30) que é formado próximo ao chão conforme observado anteriormente.

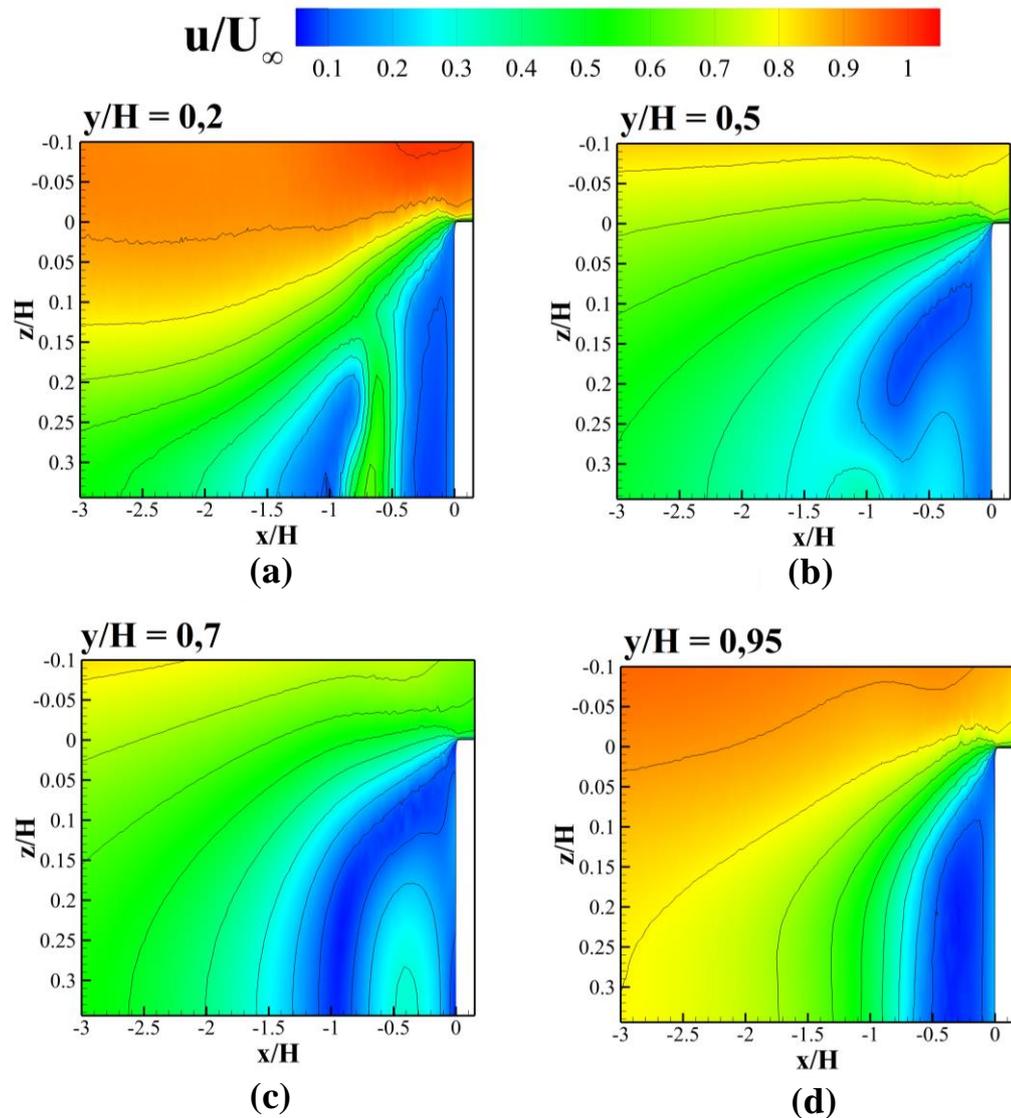
Assim como observado no mapeamento da velocidade nos planos transversais, no plano horizontal da posição $y/H = 0,5$ da Figura 35b, observa-se que a região que apresenta os menores valores de velocidades médias adimensionais também está localizada próximo ao núcleo do vórtice (Figura 34). Já a Figura 35c, nota-se que as regiões onde ocorre interação das camadas cisalhantes turbulenta na linha média de $x/H = -1$ descrito anteriormente na Figura 34c, a velocidade apresenta o valor mínimo ($u/U_\infty = 0.1$) e à medida que as camadas que interagem (“F7”) se afastam, a velocidade tende a aumentar na direção do escoamento conforme é mostrado na região da esteira compreendida entre $-0.7 \leq x/H \leq 0.1$ do plano $y/H = 0,7$ (Fig. 35c).

Figura 34 – Linhas de corrente nos planos horizontais adimensionais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Figura 35 - Campo de velocidade adimensional nos planos horizontais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.

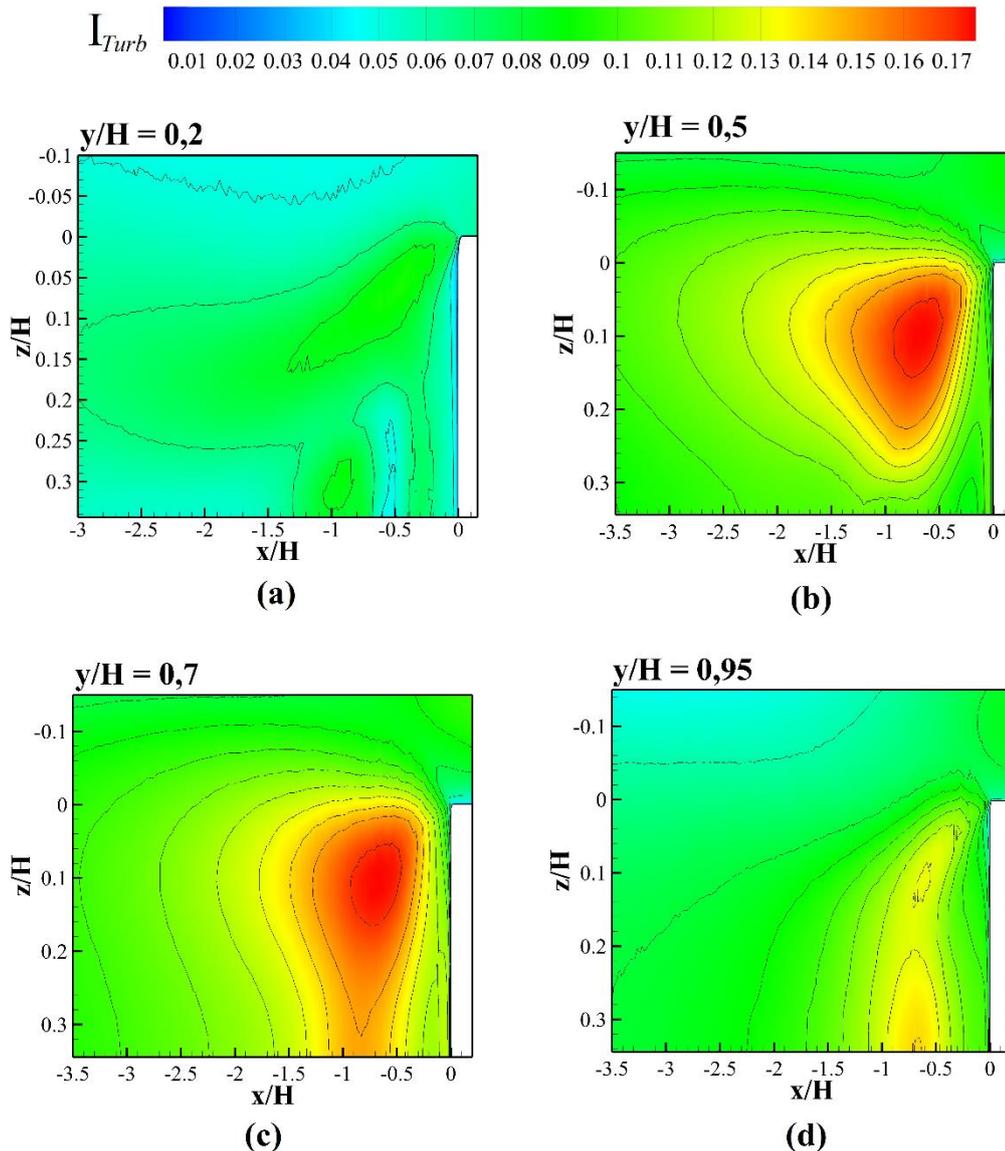


Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

O mapeamento da intensidade turbulenta nos planos propostos é mostrado na Figura 36. Nesta figura, nota-se um aumento da intensidade turbulenta no plano localizado em $y/H = 0,5$ (Fig. 36b) entre as regiões $-1,5 \leq x/H \leq -0,3$. Ressalta-se que este plano está localizado na região do escoamento onde ocorre a interação dos vórtices superiores e inferiores contra rotativos que serão representados nos planos laterais posteriormente. Além disso, nota-se também um pico de intensidade turbulenta no plano da posição de $y/H = 0,7$ (Fig. 36c) exatamente após a região de interação das camadas cisalhantes representados por “F7”. Percebe-se que em todos os planos mostrados até o momento, próximo das regiões onde ocorre essa interação das camadas, também ocorre um aumento da energia turbulenta, porém a natureza desse aumento da

intensidade turbulenta não é bem compreendida, e isso decorre do fato das limitações do estudo de escoamento turbulento médio. No entanto, esse fenômeno também foi observado nos estudos de Videira (2001) e Moreira (1996).

Figura 36 - Perfis de intensidade turbulenta nos planos horizontais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.

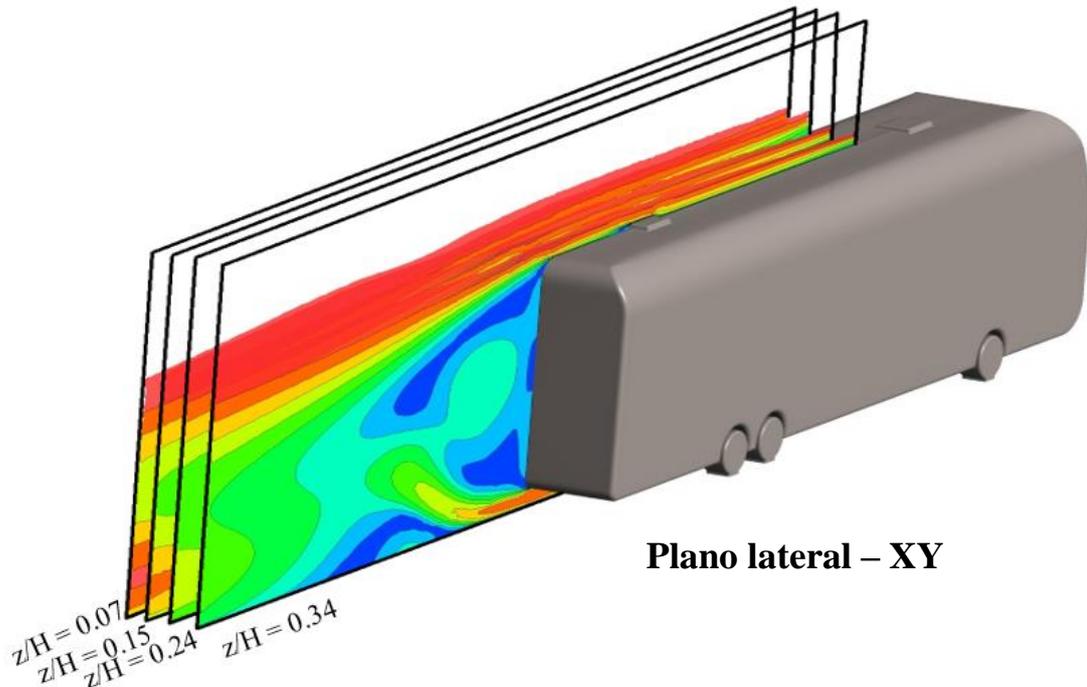


Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

O plano lateral do modelo de ônibus com configuração de ângulo difusor de zero graus é apresentado na Figura 37, onde são mostrados os planos adimensionalizados que foram usados para as análises do escoamento. Assim como na análise feita anteriormente, o interesse nesta etapa é estudar o escoamento apenas na região da superfície traseira do corpo a qual se sabe, é

a região que mais têm influência no arrasto de pressão devido as estruturas turbilhonares que são formadas atrás do corpo.

Figura 37 - Planos selecionados na seção lateral do ônibus



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

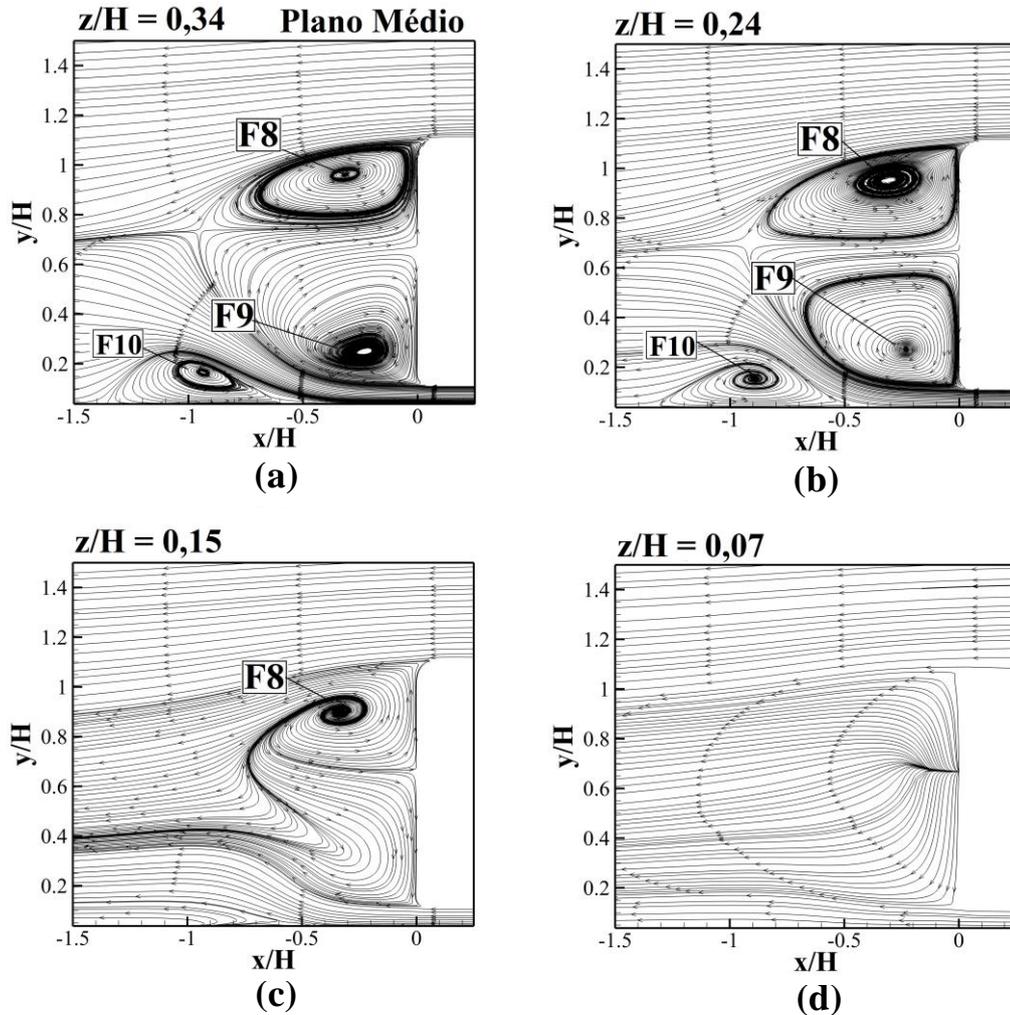
As linhas de correntes nos planos laterais selecionados são apresentadas na Figura 38. No plano médio mostrado na posição $z/H = 0,34$ (Fig. 38a) é possível observar os dois vórtices contra-rotativos mais claramente, nomeados de: “F8” para o vórtice superior e “F9” para o vórtice inferior. Observe que essas estruturas interagem entre si similarmente aos vórtices do tipo ferradura observados no estudo de caso do corpo de Ahmed no capítulo 4. Ainda no plano médio, os vórtices “F8” e “F9” estão localizados entre $-0,86 \leq x/H \leq 0$ com o núcleo dos vórtices nas linhas médias de $x/H = 0,3$ e $x/H = 0,22$, respectivamente.

Para o vórtice que é formado no chão, a jusante da região de água morte, é representado na figura por “F10”. No plano médio da Figura 38a, o vórtice “F10” está compreendido entre $-1,3 \leq x/H \leq -0,64$, a origem desse vórtice conforme já explicado nos planos anteriores é devido ao intenso fluxo de massa que sai traseira inferior do veículo que é expandido abruptamente em conjunto com os efeitos de não deslizamento da parede do chão. Neste plano, o núcleo desse vórtice está localizado na linha média de $x/H = -0,94$.

No plano lateral da posição $z/H = 0,24$ (Fig. 38b) ainda é observado as mesmas estruturas de vórtices do plano médio “F8” e “F9”, contudo, “F10” possui menos intensidade e

tamanho. Nos próximos planos afastados do plano médio essas estruturas tendem a se dissipar junto ao escoamento conforme mostrado nos planos subsequentes das Figuras 38c e 38d.

Figura 38 – Linhas de corrente nos planos laterais adimensionais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.

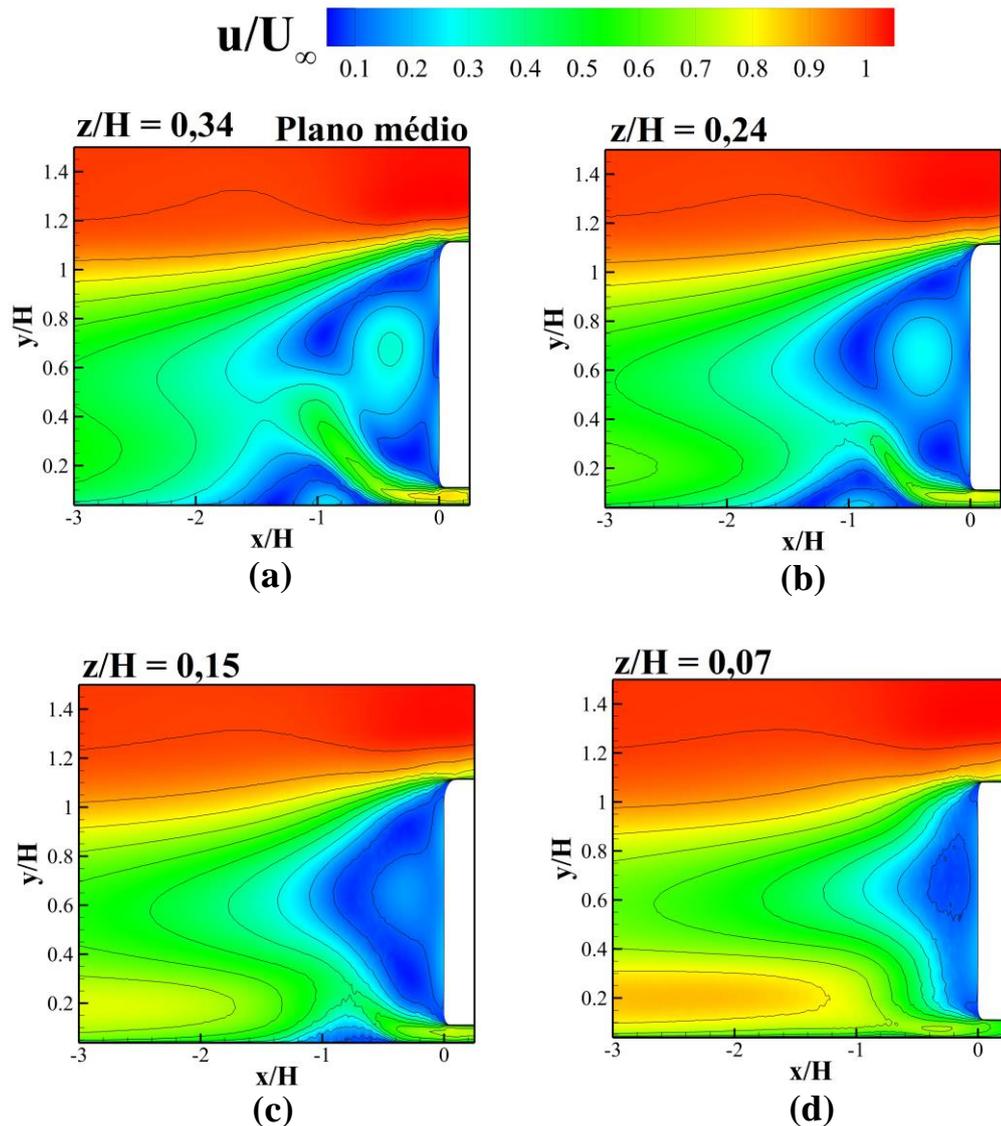


Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Na Figura 39 são apresentados os mapeamentos do campo de velocidade média adimensional nos planos laterais. Observa-se que no plano médio da Figura 39a, os valores das velocidades assumem um comportamento semelhantes aos vistos para o caso simulado do trabalho do Videira (2001) em que se observa um aumento da velocidade média adimensional na região da esteira compreendida entre $-0,6 \leq x/H \leq -0,2$, com velocidade adimensional na linha média de aproximadamente $u/U_\infty = 0,29$. Além disso, conforme visto nos planos anteriores, as regiões de menores velocidades estão localizadas onde ocorre os efeitos dos vórtices, e à medida que escoamento é afastado da base do corpo, essas velocidades tendem a velocidade da camada

de cisalhamento livre devido à natureza difusiva do problema. Nos planos da Figura 39 ainda é possível observar o intenso fluxo de massa que sai da superfície inferior traseira que é dispersado na esteira.

Figura 39 - Campo de velocidade adimensional nos planos laterais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.



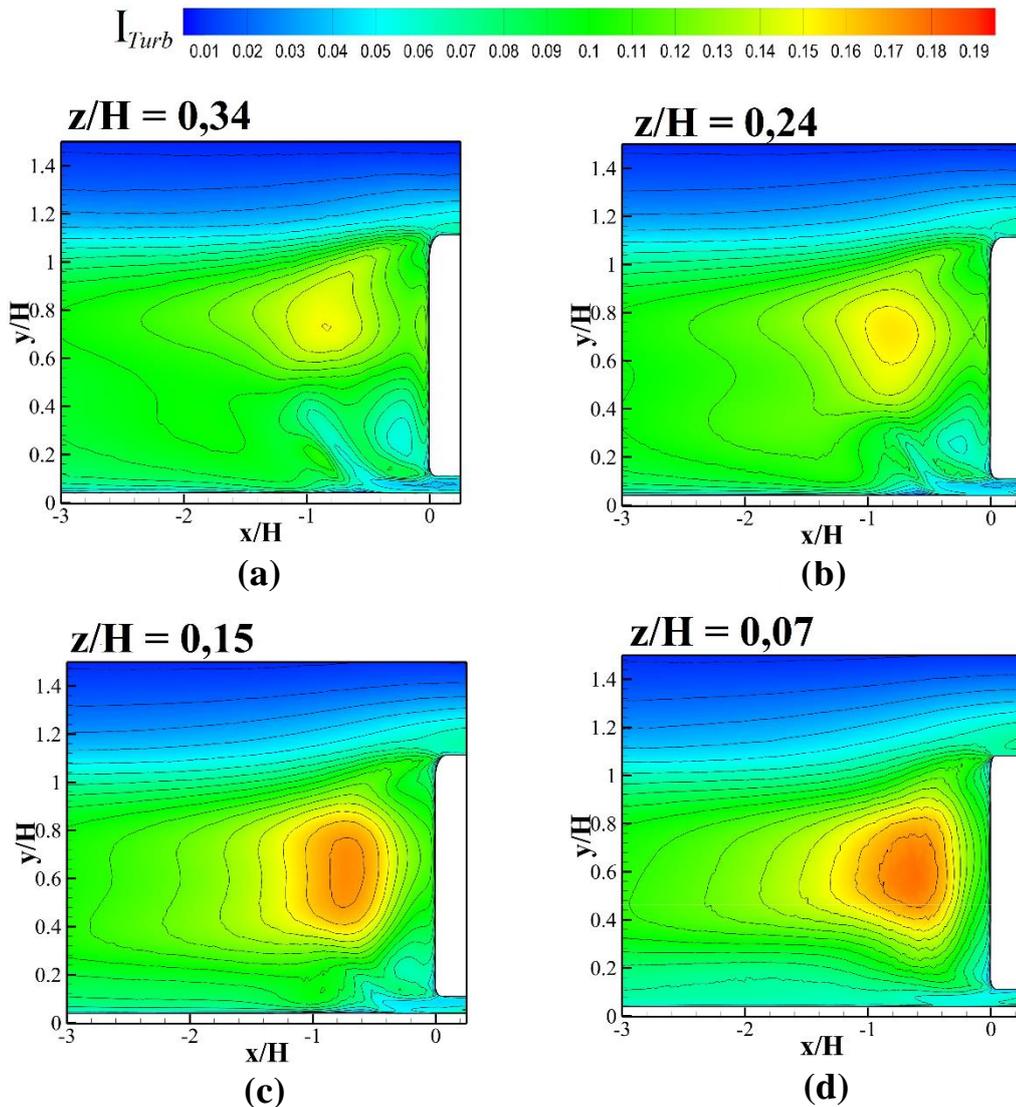
Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

As distribuições de intensidade turbulenta nos planos laterais são apresentadas na Figura 40. Nota-se que na região de saída do escoamento inferior da base traseira do modelo, as distribuições de intensidade turbulenta assumem baixos valores, porém o gradiente é aumentado na região da esteira. No plano médio da Figura 40a, nota-se que tanto o caso estudado por Videira (2001) quanto na configuração de ângulo difusor de zero graus do presente

trabalho, próximo ao nível da superfície superior do modelo, entre $0,8 \leq y/H \leq 1,25$, a intensidade turbulenta assume valores relativamente elevados. A hipótese é que esses aumentos estão relacionados com a presença da camada de cisalhamento que se desprende da superfície do modelo, e devido a diferença de velocidades entre a região de escoamento livre com a região da esteira, esse fenômeno faz com ocorra um aumento na intensidade turbulenta.

Observa-se também que à medida que se afasta do plano médio, a intensidade turbulenta aumenta até assumir máximos gradientes observados nos planos da Figura 40c e 40d, esse efeito também está relacionado com a interação da região de recirculação com a região de escoamento livre.

Figura 40 - Perfis de intensidade turbulenta nos planos laterais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 0^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.



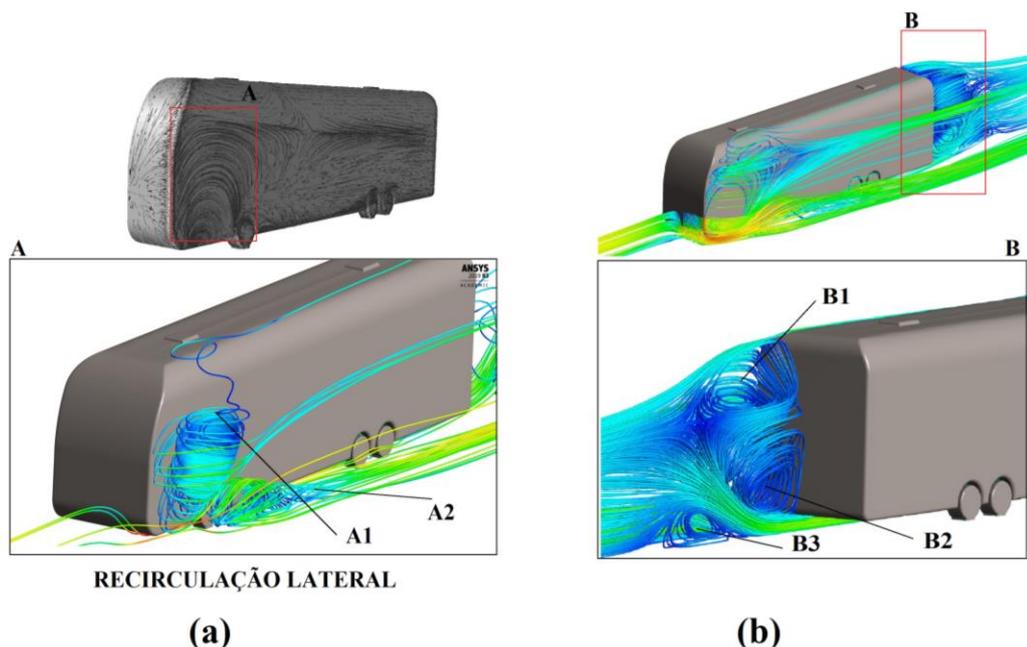
Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

5.2.1.1 Topologia tridimensional do escoamento

A natureza tridimensional do escoamento pode ser observada na Figura 41. Conforme foi visto nos planos transversais, identificou-se duas estruturas de vórtices que são formadas devido ao descolamento da camada limite na lateral da parte frontal do ônibus e devido ao escoamento que incide sobre as rodas dianteiras. Na Figura 41a é possível observar com mais clareza o comportamento desses vórtices, em “A1”, nota-se uma estrutura altamente complexa na forma de um redemoinho, esse vórtice terá uma forte influência no modelo quando o ônibus for submetido a diferentes ângulos de guinada. Já o desprendimento do escoamento que incide sobre as rodas dianteiras gera um vórtice longitudinal, “A2”, que tem forte influência no escoamento nessa região. A estrutura “A2” depois de uma certa distância a jusante da superfície traseira do modelo, tende a se unir com a esteira, por esse motivo nos demais planos observados anteriormente da Fig. 30 ele aparece apenas nos primeiros planos.

Na Figura 41b é mostrado com mais clareza os dois vórtices contra-rotativos do tipo “ferradura” definidos por “B1” e “B2” comentados anteriormente nas figuras dos planos laterais. Esses vórtices são um dos principais geradores do arrasto induzido, que ocorre devido ao fenômeno de sucção sofrido pelo o corpo na base traseira. Ainda na Figura 41b, observa-se o vórtice que se forma no chão a jusante da traseira do ônibus, representado por “B3”. Percebe-se que essa estrutura é semelhante aos do tipo ferradura e sua origem já foi discutida nas análises dos planos bidimensionais.

Figura 41 - Topologia tridimensional do escoamento com detalhamento dos vórtices.



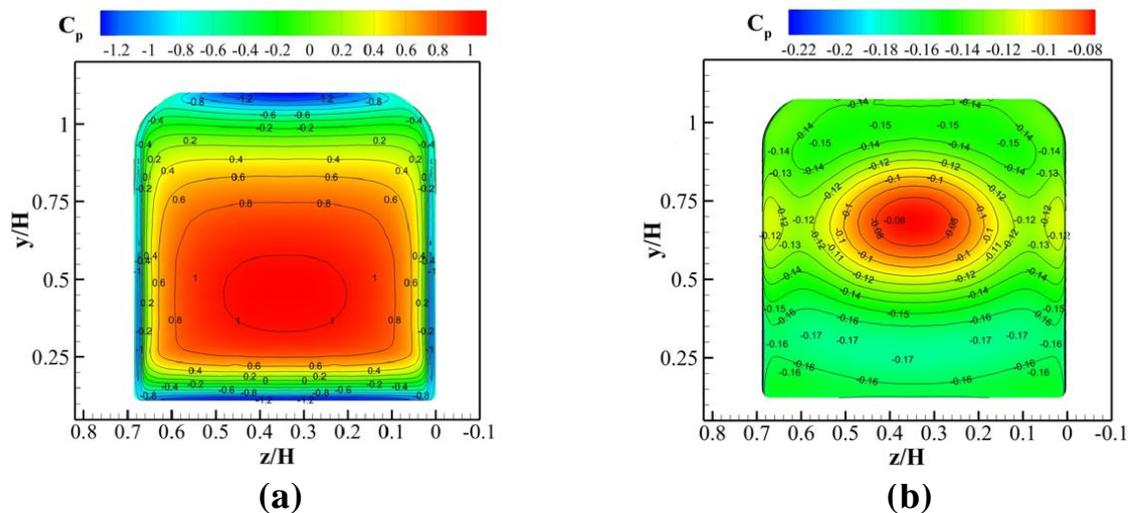
Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

5.2.1.2 Análise das distribuições de pressão para o modelo de referência

Para o modelo de referência (ângulo difusor, $\beta = 0^\circ$) foram feitos os mapeamentos das distribuições de pressão na superfície frontal e traseira do ônibus conforme é apresentado na Figura 42. Assim, na Figura 42a é mostrado as distribuições do coeficiente de pressão na parte frontal do veículo, observa-se que essa face é caracterizada por uma grande área de estagnação onde o coeficiente de pressão é 1. Além disso, é possível observar que na região superior e lateral o gradiente de pressão cai drasticamente para valores entre $-1,2 \leq C_p \leq -1$ devido os efeitos dos vórtices lateral e superior presentes nessa região do corpo.

Na Figura 42b são apresentadas as distribuições do coeficiente de pressão na superfície traseira do modelo. Ressalta-se que essa região é de grande interesse em estudo de corpos rombudos, pois a proximidade do núcleo do vórtice provoca uma redução do coeficiente de pressão na base, resultando conseqüentemente no incremento do arrasto de pressão que aumentará o arrasto aerodinâmico. Por esse motivo, regiões que apresentam mínimas distribuições de pressão significa que o corpo está sofrendo pontualmente com os vórtices que são formados próximo do corpo. Assim, observa-se na Fig. 42b que o gradiente de pressão diminui do centro para as extremidades, isso significa que onde o gradiente é máximo (no centro da superfície) o corpo pouco é afetado pelos vórtices como é afetado nas regiões próximos as extremidades.

Figura 42 - Distribuição dos coeficientes de pressão, (a) superfície frontal do ônibus e (b) superfície traseira do ônibus.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

5.2.2 Efeito do ângulo difusor traseiro

A partir do caso de referência estudado na subseção anterior, novas simulações foram conduzidas para os seguintes ângulos difusores traseiros: 4, 8, 11,12 e 16 graus. O objetivo dessas novas simulações foram verificar o efeito que cada ângulo difusor causa no comportamento aerodinâmico do modelo. Ressalta-se que, a configuração frontal foi mantida, conforme já explicado anteriormente para evitar que efeitos das distribuições de pressão da frente do veículo interfiram no arrasto aerodinâmico, pois como visto em Videira (2001), a frente do veículo influencia significativamente nas forças aerodinâmicas.

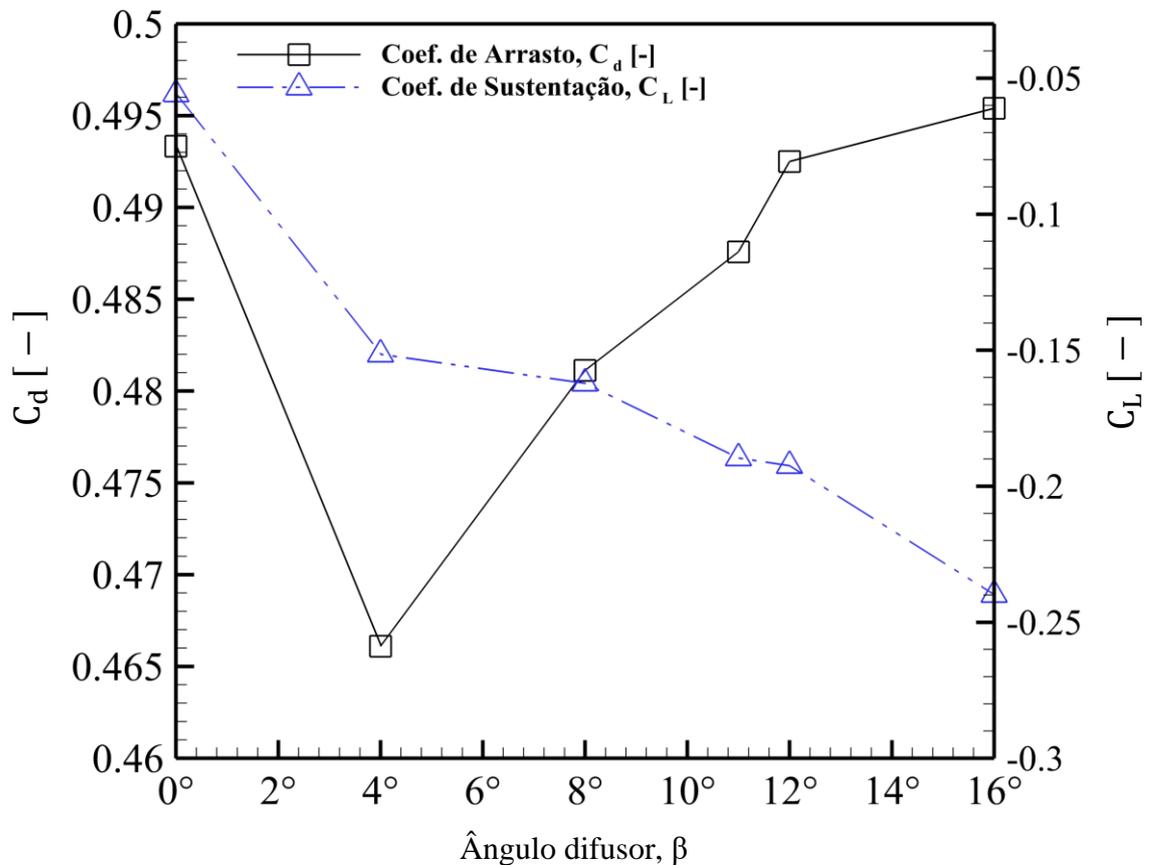
Os coeficientes aerodinâmicos dos casos analisados são apresentados na Figura 43, onde o eixo da abscissa representa o ângulo difusor, β , o eixo ordenado da esquerda representa o coeficiente de arrasto aerodinâmico, C_d , e o eixo ordenado da direita representa o coeficiente de sustentação, C_L . Para a análise do arrasto aerodinâmico, pode-se observar no gráfico da Figura 43, que o comportamento dos coeficientes de arrasto das configurações analisadas não é linear. O gráfico mostra um pico mínimo na configuração de $\beta = 4^\circ$ e um aumento subsequente para os demais ângulos. Neste caso, o melhor caso avaliado corresponde ao do ângulo difusor traseiro de 4° , onde o coeficiente de arrasto é reduzido em aproximadamente 5,5% em relação ao ângulo de $\beta=0^\circ$. Isso decorre do aumento nos gradientes de pressão na base inferior traseira do veículo notados nos gráficos que serão vistos posteriormente. Também é observado uma redução do coeficiente de arrasto para a configuração $\beta = 8^\circ$, cerca de 2,47% em relação a configuração de referência ($\beta = 0^\circ$).

A parti da configuração de $\beta = 11^\circ$, o coeficiente de arrasto tende a subir chegando a valores muito próximo do caso de referência conforme pode ser observado na Figura 43. O comportamento do gráfico do coeficiente de arrasto no presente trabalho possui uma forte semelhança com os trabalhos de Buchheim, Deutenbach e Luckoff (1981) e Potthoff (1982) (para maiores detalhes veja em Hucho (1986) nas págs 144 e 145) que investigaram experimentalmente o efeito dos ângulos difusores traseiros em modelos de veículos de passeio da época. Nos resultados desses autores, também foi observado um pico de redução do arrasto em menores ângulos e um aumento dos coeficientes para os ângulos subsequentes. Esses resultados indicam uma forte sensibilidade do arrasto aerodinâmico na presença dos ângulos avaliados, isso em decorrência dos gradientes de pressão adversos presentes no escoamento.

Ainda sobre o gráfico da Figura 43, nota-se que em todos os casos analisados o coeficiente de sustentação diminui, isso significa que a instabilidade do veículo foi melhorada. No caso em que $\beta = 4^\circ$ a melhora na sustentação foi na ordem de 171% com $C_l = - 0,1515$. À

medida que o ângulo difusor aumenta, mais negativo é o coeficiente de sustentação, no caso em que $\beta = 16^\circ$, a redução do coeficiente de sustentação foi de aproximadamente 329,5%, com $C_L = -0,2398$. Como será visto mais adiante, essa redução é decorrente das baixas pressões na superfície dos difusores que tendem a aumentar a *downforce* (força descendente) do modelo.

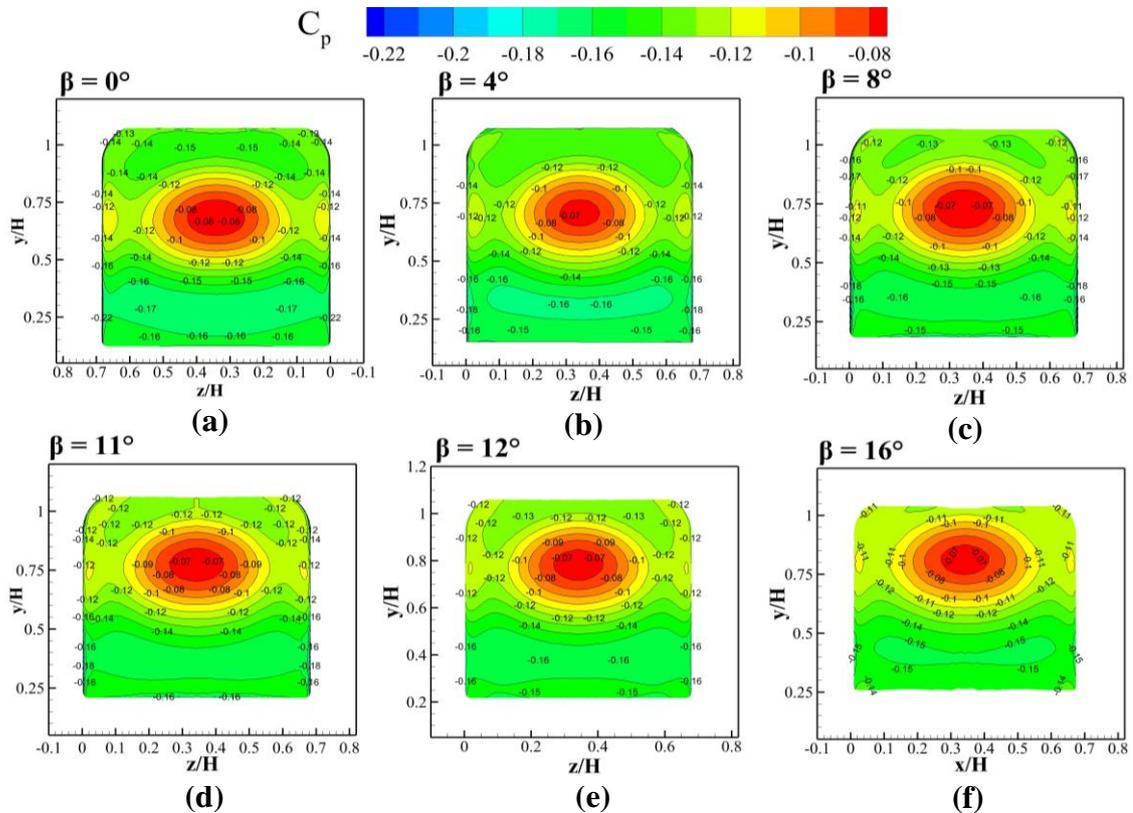
Figura 43 - Gráfico dos coeficientes de arrasto aerodinâmico e sustentação em relação aos ângulos difusores.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Na Figura 44 são apresentadas as distribuições de pressão no plano bidimensional de y - z da superfície traseira do modelo para cada configuração de ângulo difusor. Observe que a diferença entre os perfis apresentados é quase imperceptível, porém nota-se que as distribuições dos coeficientes de pressão das configurações de $\beta = 4^\circ$ e $\beta = 8^\circ$ (Figuras 44b e 44c) apresentam níveis de pressão levemente maiores na base inferior entre $0 \leq y/H \leq 0,5$ em comparação com as demais configurações.

Figura 44 -Distribuições do coeficiente de pressão na superfície traseira do ônibus para os casos com ângulo difusor $\beta = 0^\circ, 4^\circ, 8^\circ, 11^\circ, 12^\circ$ e 16° .



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

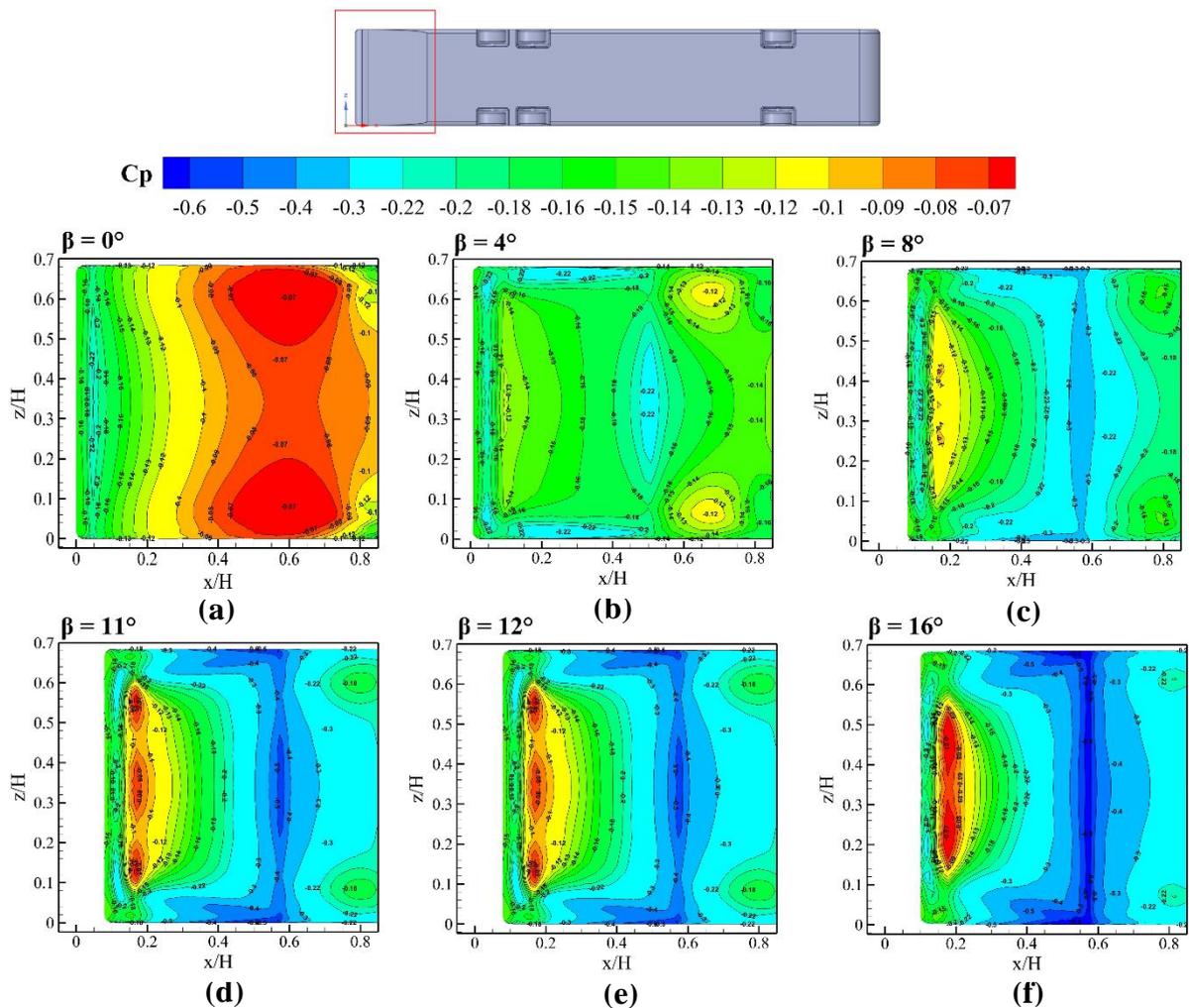
Devido a quase imperceptível diferença dos padrões de distribuições de pressão observados entre os planos mostrados na Figura 44, não é possível tirar grandes conclusões sobre como cada configuração influencia no valor final do coeficiente de arrasto. Por esse motivo, uma investigação das distribuições de pressão é realizada apenas na superfície de base do ângulo difusor.

A Figura 45 apresenta as distribuições de pressão na superfície do difusor do modelo para cada caso estudado (4, 8, 11, 12 e 16 graus). Como pode ser verificado nas figuras, a presença do difusor faz com que os gradientes de pressão na base inferior sejam reduzidos à medida que o ângulo é aumentado. Traçando um paralelo com a teoria de fluidos, esse comportamento é em excelência semelhante ao de um boca convergente-divergente. A Figura 45b é referente ao ângulo difusor de 4 graus, observe que essa configuração é a que menos sofre redução dos coeficientes de pressão, assumindo picos mínimos nas regiões da extremidade e do centro da superfície com $C_p = -0,22$. Em sequência, tem-se a Figura 45c referente ao difusor de 8 graus, observe que diferentemente da análise dos planos da superfície traseira (vide Figura 44) em que essa configuração apresentou uma forte semelhança com a configuração do difusor

de 4 graus, neste caso, na superfície do difusor de 8° a zona de baixa pressão possui uma distribuição maior.

As Figuras 45d, 45e e 45f são referentes aos ângulos difusores de 11, 12 e 16 graus. Observe que as zonas com menores gradientes de pressão dominam a base da superfície inferior. A consequência dessas zonas de baixa pressão é que o fluido que escoar na lateral do ônibus, na parte próximo ao difusor, tenderá a sofrer influências dessas zonas de baixas pressão observadas na Figura 45, pois o fluido que escoar da lateral do ônibus está localizado em uma região de maior pressão, por isso, ele tende a se deslocar para dentro do difusor a uma dada velocidade, contribuindo com os fenômenos indesejáveis de separação. Contudo, essas zonas de baixa pressão contribuem significativamente com a *downforce* devido a geração de sustentação negativa.

Figura 45 - Distribuições do coeficiente de pressão na superfície dos difusores analisados



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Um paralelo que pode ser traçado para explicar o comportamento físico dos resultados apresentados nas Figuras 43, 44 e 45, consiste no fenômeno denominado efeito solo, muito comum em veículos de auto performance. O efeito solo surge quando o escoamento de ar que incide sobre o modelo entra no canal da parte inferior do ônibus. Na área da seção entre o solo e a superfície inferior de modelo (AR – área da seção transversal do canal), o ar que circula tem menos espaço para se mover, assim ocorre o aumento da velocidade da área transversal na região do canal, e a consequência desse aumento de velocidade é a redução abrupta da pressão estática na superfície inferior do ônibus, esse efeito normalmente é chamado de efeito Venturi e é responsável pela produção de força descendente nos veículos.

É comum o incremento de difusores na parte traseira de veículos de competição com a finalidade de melhorar a sustentação negativa, pois com isso, o veículo ganha mais estabilidade nas acelerações sobre curvas. Segundo Schuetz (2016), a pressão estática na base inferior de um veículo é quase independente da eficiência do difusor, e, portanto, o aumento de pressão que é produzido pelo difusor resulta em uma redução da pressão em sua entrada. Consequentemente, a pressão média no difusor é reduzida e o resultado é o aumento na força descendente. Esta explicação está de acordo com os resultados observados das Figuras 43, 44 e 45.

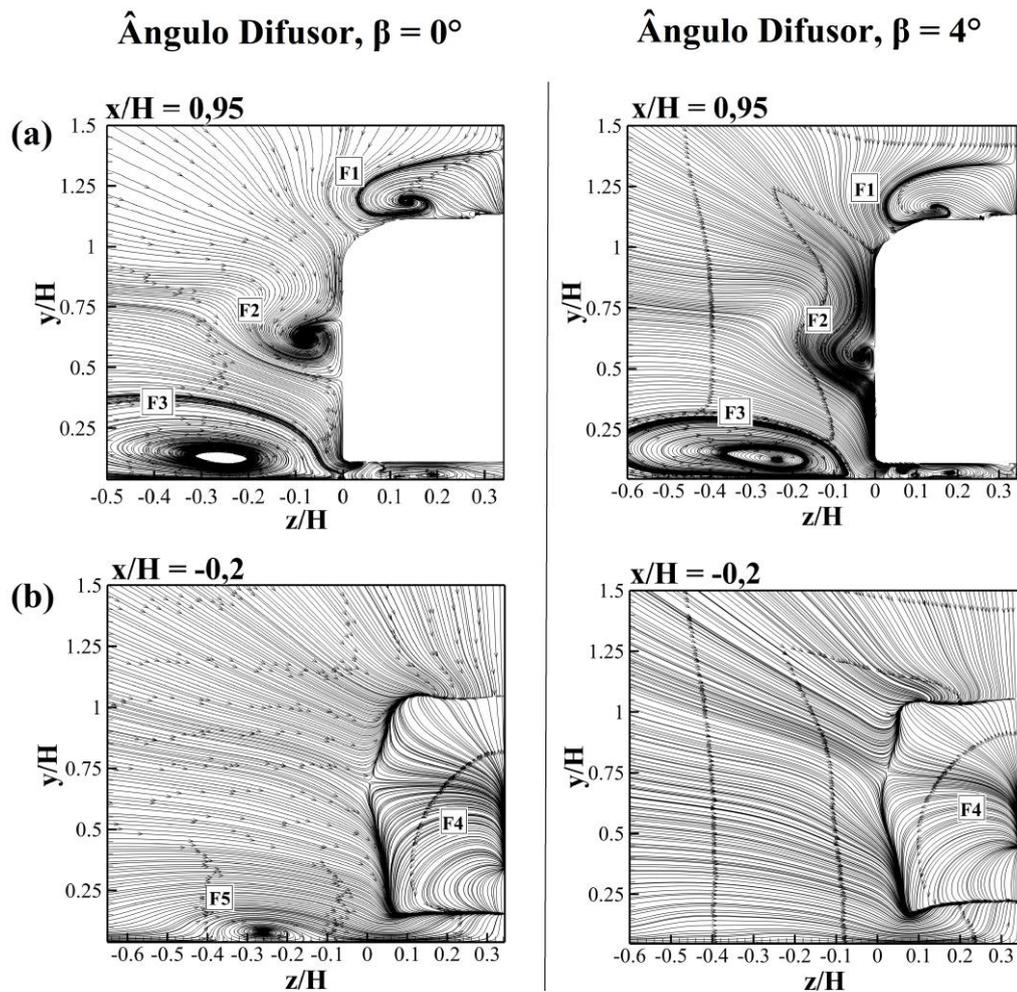
Já a explicação para o comportamento do coeficiente de arrasto também é explicada por Schuetz (2016). Segundo o autor, é visto no trabalho de Potthoff (1982) que para maiores proporções da área da seção transversal do difusor (AR), ocorre o arrasto induzido, por esse motivo a força descendente máxima e arrasto mínimo não podem ser alcançados simultaneamente (para maiores detalhes veja em Schuetz (2016) nas págs 686 a 688).

Dentre os casos analisados, a configuração com ângulo difusor de 4 graus é a que apresentou resultados que culminaram na melhoria dos coeficientes aerodinâmicos do modelo. O motivo dessa melhora está relacionado com o aumento das distribuições de pressão na base traseira e a leve redução das distribuições de pressão na superfície do difusor, essa configuração além de apresentar importante melhora na sustentação negativa, percebe-se que foi a única que pouco foi afetada pelo arrasto induzido em detrimento das demais.

A fim de entender o efeito que o ângulo difusor de 4 graus causa no escoamento, novos planos bidimensionais foram selecionados para o mapeamento das estruturas topológicas do escoamento, velocidade média adimensional e intensidade turbulenta. No entanto, será apresentada apenas as principais diferenças observadas entre o difusor ($\beta = 4^\circ$) e a configuração de referência ($\beta = 0^\circ$), o mapeamento completo dos planos conforme foi feito na subseção 5.2.1 pode ser consultado no Apêndice A deste trabalho.

Através do gráfico das linhas de corrente, na Figura 46 são apresentadas as principais mudanças na topologia do escoamento nos planos bidimensionais transversais em comparação com o caso de referência. No plano localizado em $x/H = 0,95$ da Figura 46a, nota-se que a estrutura “F2” teve um pequeno deslocamento em relação ao apresentado na configuração de referência, antes, o núcleo desse vórtice estava localizado em $(z/H \approx 0,065, y/H \approx 0,65)$, com o incremento do ângulo difusor de 4 graus, a estrutura “F2” se deslocou para próximo do corpo $(z/H \approx 0,022; y/H \approx 0,58)$. Nota-se também que na configuração do difusor de 4 graus não existe a estrutura de “F5” conforme é mostrado na Figuras 46b. Isso ocorre devido as mudanças das distribuições de pressão e velocidade de saída, causados pelo difusor. O comportamento dos demais planos mantiveram o padrão apresentado no caso de referência.

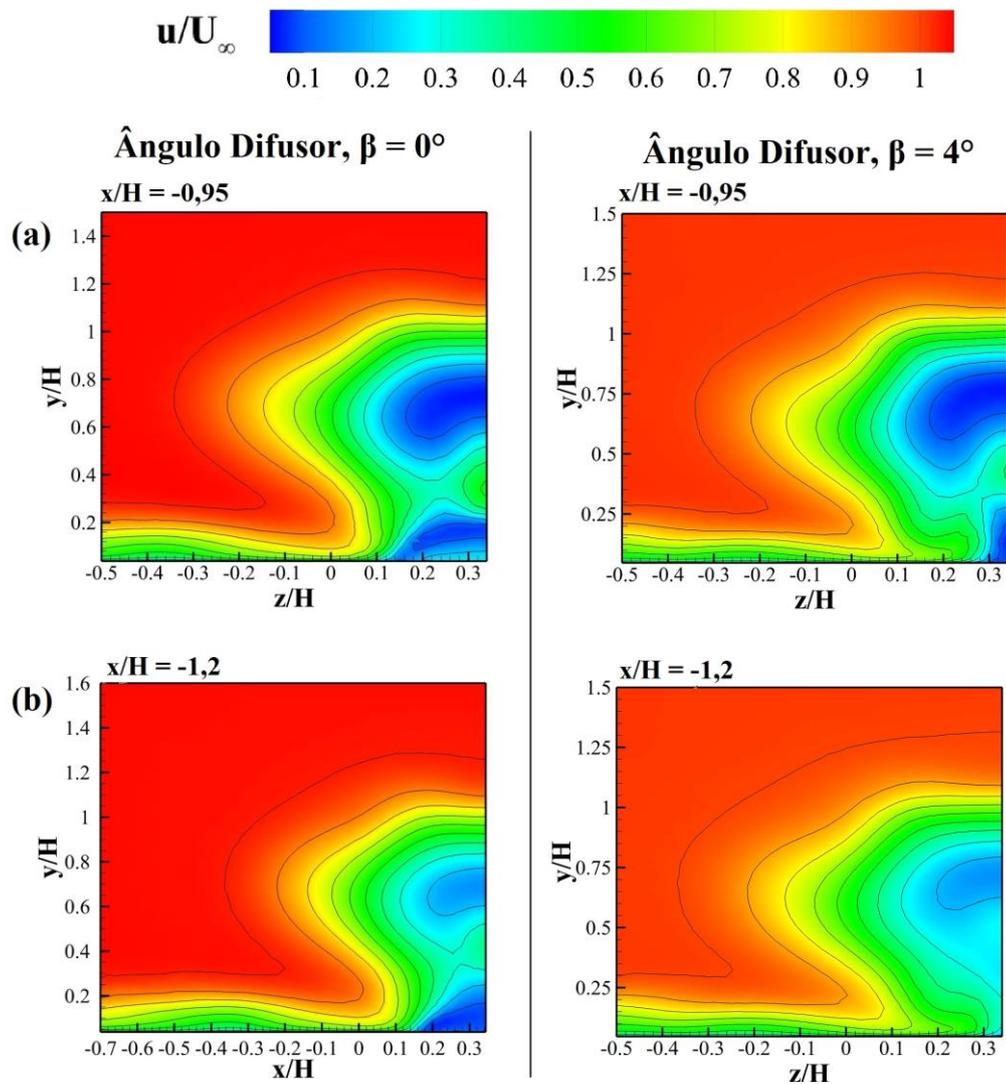
Figura 46 - Comparação das linhas de corrente dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para os planos transversais das posições: $x/H = 0,95$ e $x/H = -0,2$.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

A comparação da velocidade adimensional dos planos transversais é mostrada na Figura 47, onde são apresentados os planos localizados em $x/H = 0,95$ e $x/H = -1,2$ das duas configurações ($\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$). Observe que na Figura 47a e 47b, que a zona de baixa velocidade localizada entre $0,1 \leq z/H \leq 0,34$ do caso de referência é quase totalmente suprimida com a implementação do difusor de 4 graus (isso explica a ausência da estrutura “F5” anteriormente). O comportamento das distribuições de velocidades para os demais planos se repete.

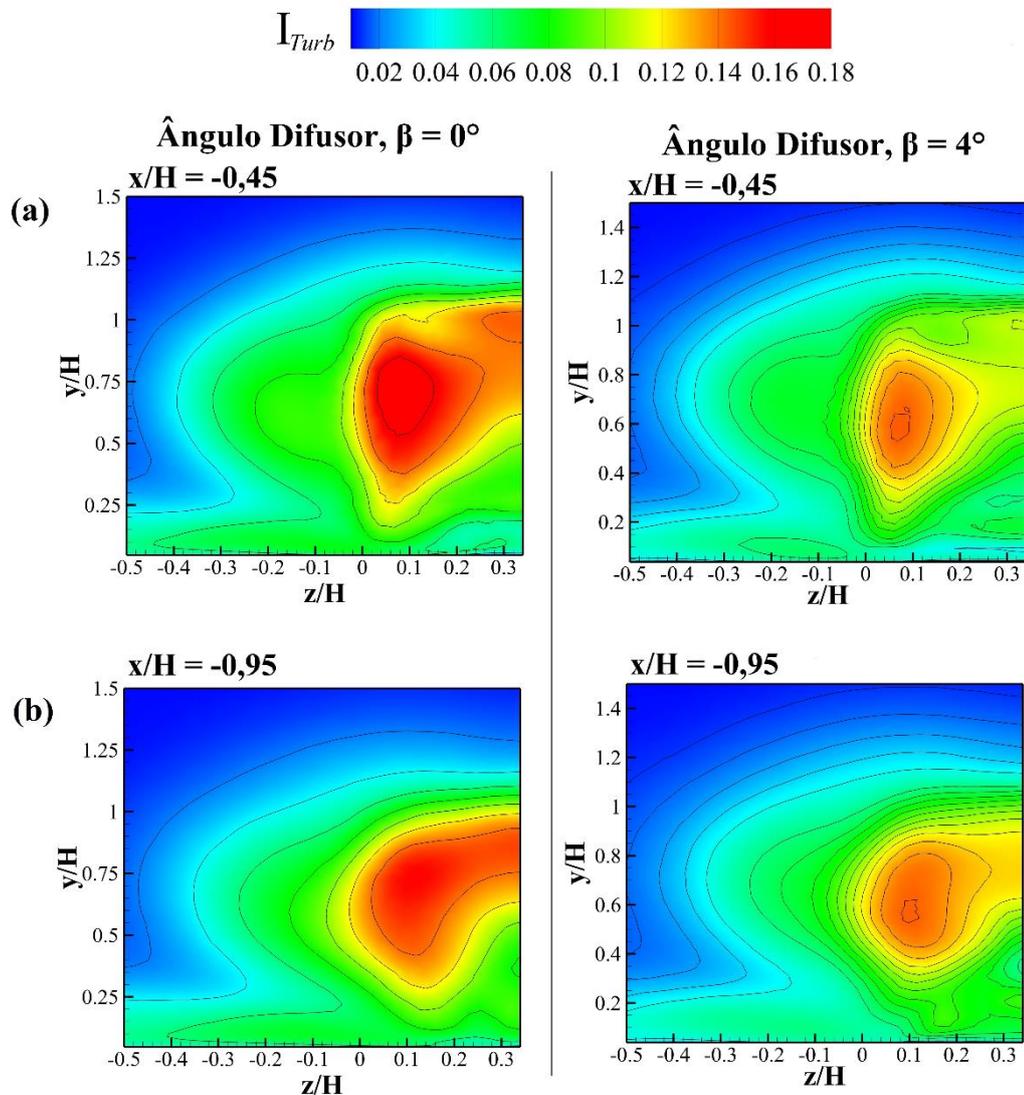
Figura 47 - Comparação dos mapeamentos das velocidades média adimensional dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para os planos transversais das posições: $x/H = -0,95$ e $x/H = -1,2$.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Nota-se também que com o incremento do ângulo difusor, a zona de maior intensidade turbulenta nos planos transversais da configuração de ângulo difusor de 4° é aumentada nas regiões de recirculação em relação ao caso de referência, conforme é mostrado na Figura 48. Isso significa que as flutuações na região da esteira são intensificadas com a implementação do ângulo de 4° . Contudo, não se sabe ao certo a natureza desse aumento da intensidade turbulenta nessas regiões documentadas na Figura 48, mas, acredita-se que os aumentos das flutuações turbulentas estão correlacionados com a alteração nas estruturas turbilhonares causadas pelo difusor.

Figura 48 - Comparação da intensidade turbulenta dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para os planos transversais das posições: $x/H = -0,45$ e $x/H = -0,95$.

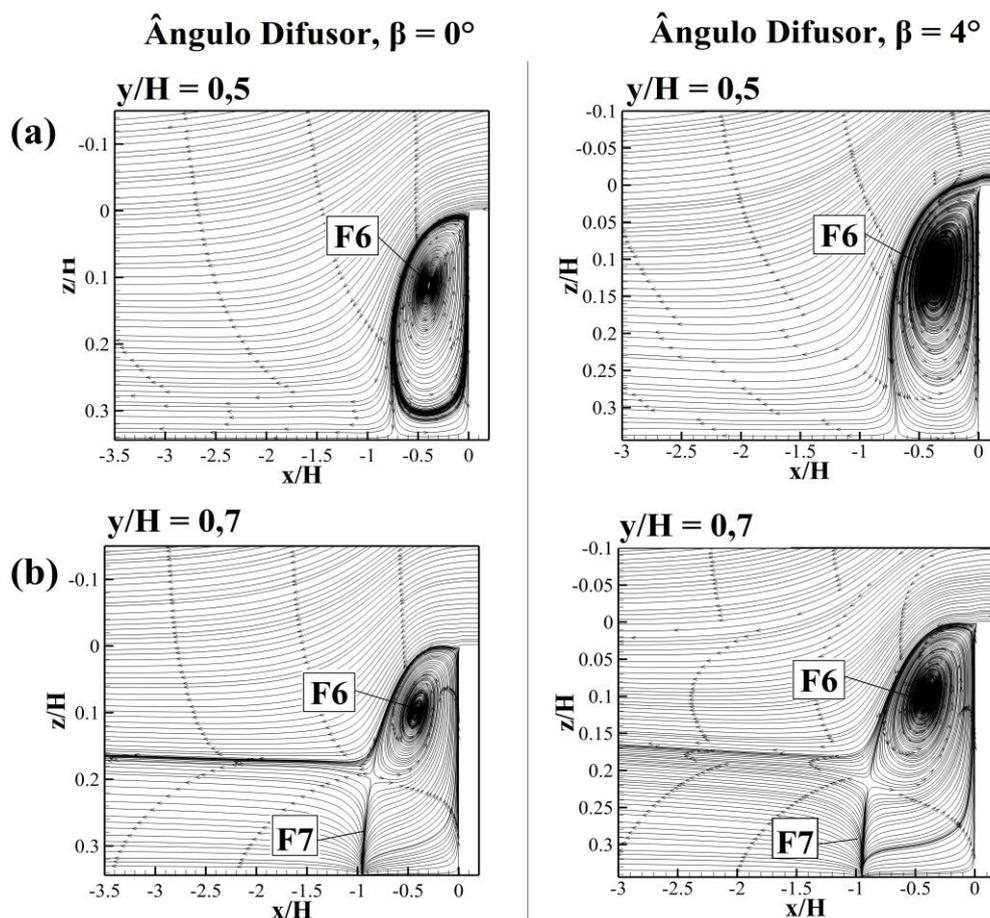


Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Nas Figuras 49, 50 e 51 são apresentadas as comparações entre os dois modelos ($\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$) das linhas de corrente, mapeamento das velocidades adimensionais e mapeamento da intensidade turbulenta, respectivamente nos planos horizontais. Com relação as estruturas bidimensionais do escoamento representadas pelas linhas de corrente da Figura 49, não é notado nenhuma diferença entre os modelos. O núcleo do vórtice “F6” não foi deslocado e as interações entre as camadas “F7” permanecem inalteradas.

Já no mapeamento das velocidades adimensionais da Figura 50, nota-se que a única alteração observada foi em relação ao plano da posição de $y/H = 0,2$, que está localizado próximo do chão na região da traseira do ônibus. Observe que as zonas que possuem baixas velocidades no caso de referência foram reduzidas com o incremento do ângulo difusor de 4 graus. No modelo de referência as baixas distribuições de velocidades estavam localizadas entre $-1,6 \leq z/H \leq -0,9$ e $-0,5 \leq z/H \leq 0$, já para o caso de $\beta = 4^\circ$, essas zonas de baixos gradientes passaram a ser entre $-1,2 \leq z/H \leq -0,7$ e $-0,3 \leq z/H \leq 0$.

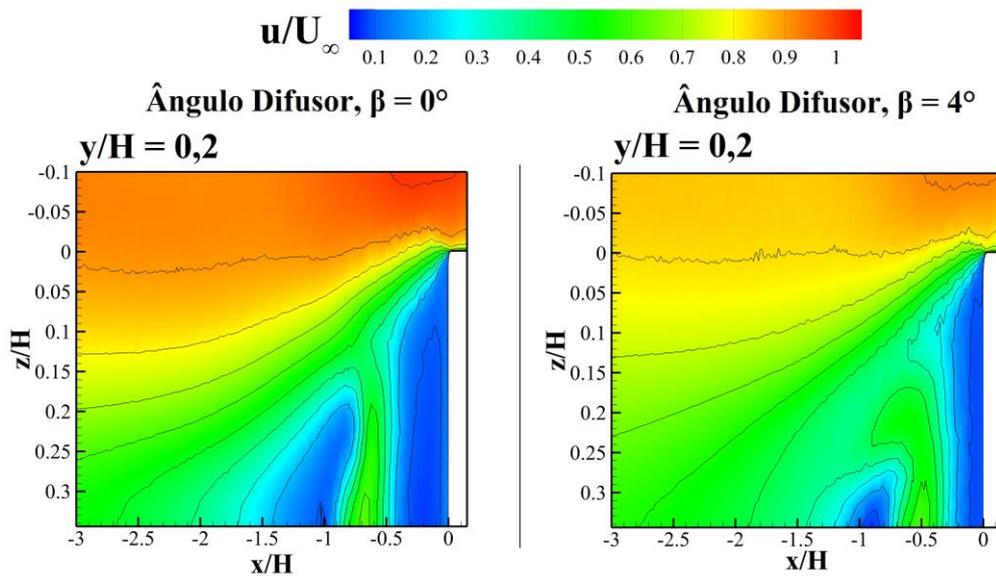
Figura 49 - Comparação das linhas de corrente dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para os planos horizontais das posições: $y/H = 0,5$ e $y/H = 0,7$.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

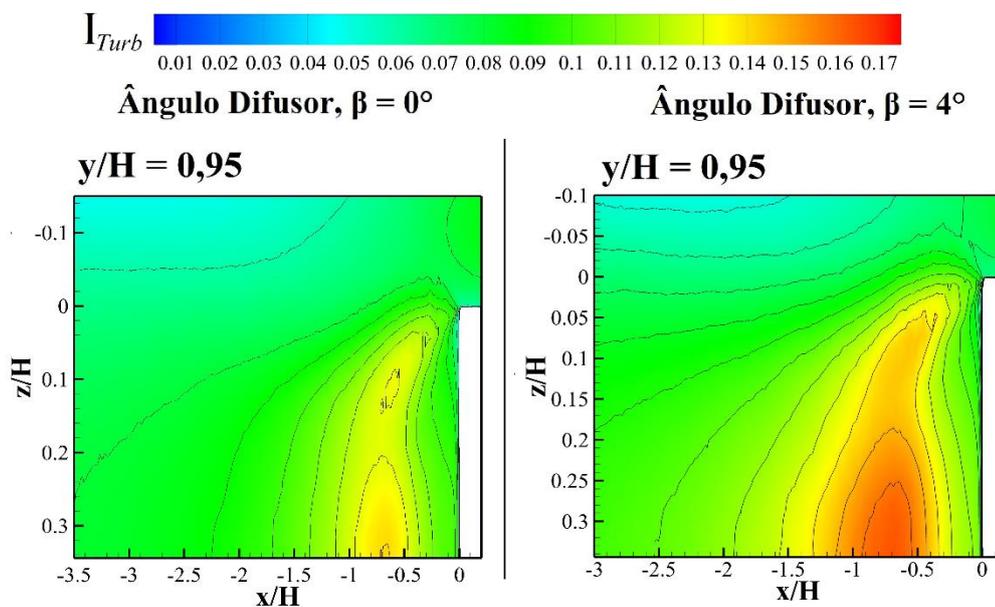
Observou-se também que a intensidade turbulenta variou muito pouco com a inclusão do ângulo difusor de 4 graus nos planos horizontais selecionados. Apenas o plano localizado em $y/H = 0,95$ que é notado um aumento da intensidade turbulenta na região entre $-1,5 \leq x/H \leq -0,4$.

Figura 50 - Comparação dos mapeamentos das velocidades média adimensional dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para o plano horizontal da posição $y/H = 0,2$.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

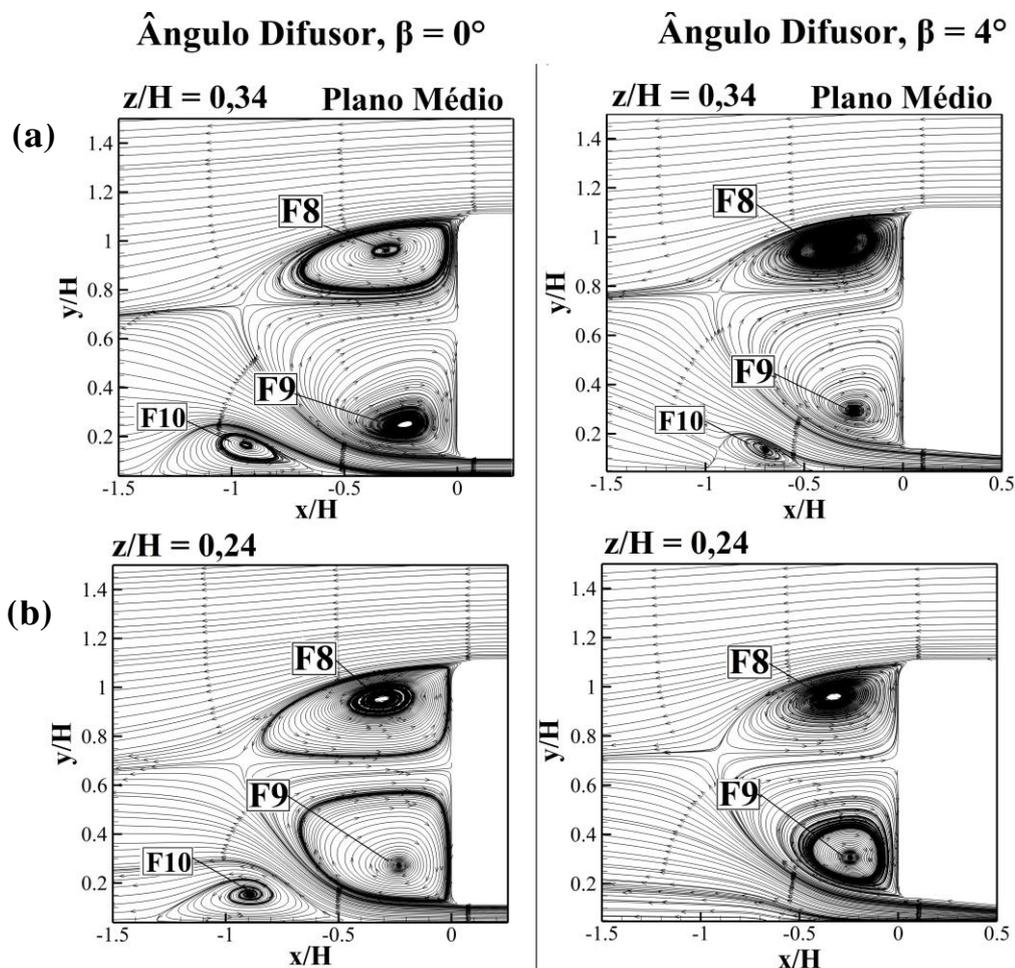
Figura 51 - Comparação da intensidade turbulenta dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para o plano horizontal da posição $y/H = 0,95$.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Por fim, são apresentadas as comparações das linhas de corrente, campo de velocidade média adimensional e intensidade turbulenta dos dois modelos para os planos de seção lateral. Na Figura 52, tem-se as linhas de correntes nos planos localizados nas posições $z/H = 0,34$ e $z/H = 0,24$. Nesta figura, percebe-se que os vórtices contra rotativos “F8” e “F9” praticamente não se alteram, no entanto é constatado um pequeno deslocamento do núcleo do vórtice inferior (F9) que se distancia da parede, no caso de referência o núcleo estava localizado em $x/H = -0,25$ e no caso do ângulo de 4 graus o núcleo deste vórtice passa a ser localizado em $x/H = -0,3$. Esse afastamento decorre devido ao aumento das distribuições de pressão na superfície do modelo constatado anteriormente. Ainda na Figura 52, observa-se que no plano da posição $z/H = 0,34$ (plano médio) o vórtice “F10” tem uma redução de tamanho, antes esse vórtice tinha um tamanho adimensional de 1 e com o difusor ele passa a ter o tamanho adimensional de 0,5. Além disso, nota-se na Figura 52b que esse vórtice some por completo no plano da posição de $z/H = 0,24$.

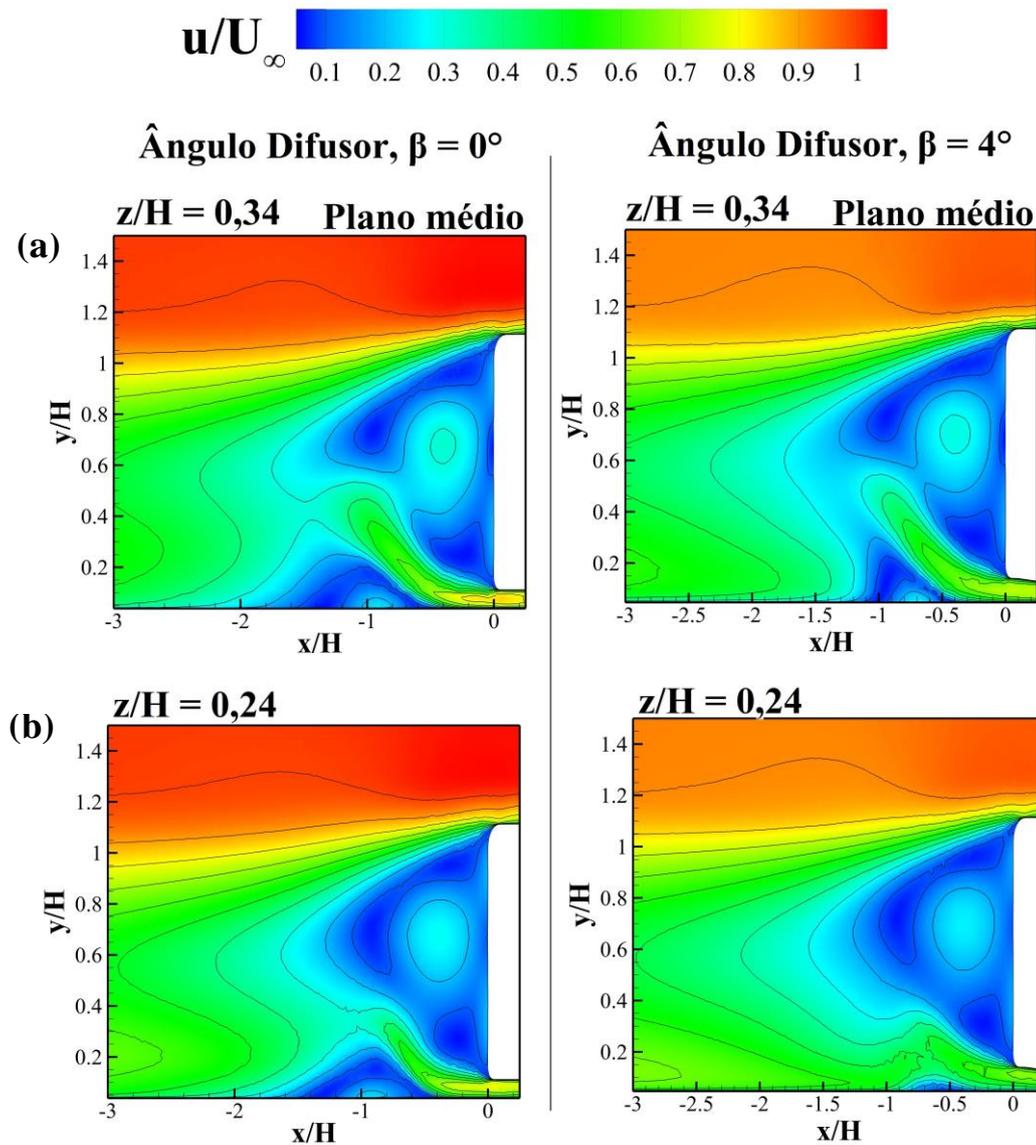
Figura 52 - Comparação das linhas de corrente dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para os planos Laterais das posições: $y/H = 0,34$ e $y/H = 0,24$.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Na Figura 53 são mostrados o mapeamento das velocidades adimensional planas localizados em $z/H = 0,34$ (Figura 53a) e $z/H = 0,24$ (Figura 53b). Nota-se que na região onde encontra-se os vórtices contra rotativos (“F8” e “F9”) não há uma grande distinção entre os perfis apresentados, contudo percebe-se que a velocidade de saída da parte inferior traseira é reduzida devido ao efeito da presença do difusor. Observa-se também que a área de baixa velocidade ocasionada pelo vórtice “F10” é suprimida com a inclusão do difusor. Este resultado está de acordo com a redução da estrutura observada na Figura 52.

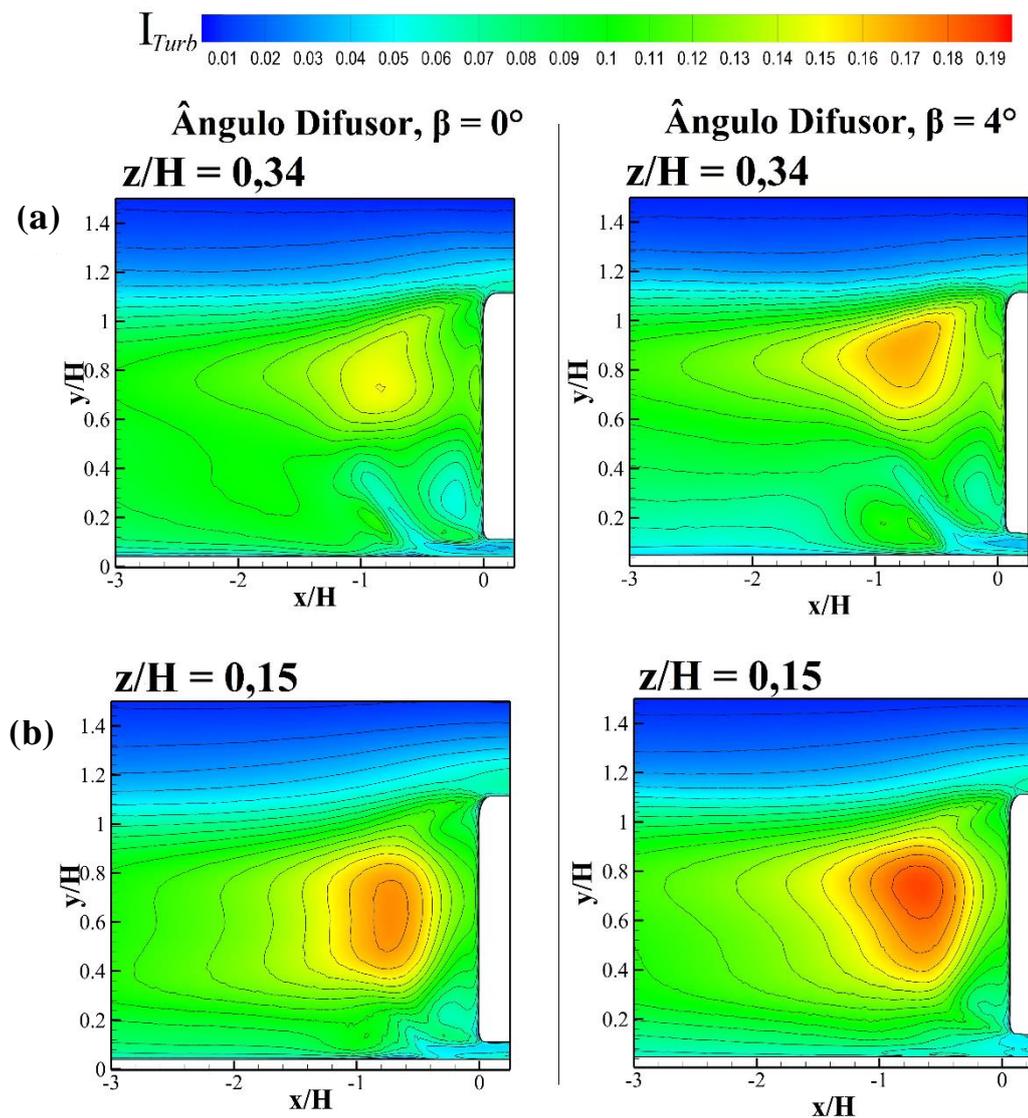
Figura 53 - Comparação dos mapeamentos das velocidades média adimensional dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para os planos Laterais das posições: $y/H = 0,34$ e y/H .



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Os planos laterais estudados que apresentaram maior diferença entre a intensidade turbulenta dos modelos são mostrados na Figura 54. Nota-se que tanto a Figura 54a e a Figura 54b, com a inclusão do ângulo de 4 graus no difusor, a intensidade turbulenta teve um discreto aumento nas regiões entre $-1 \leq x/H \leq -0,4$ dos dois planos. Os demais planos permaneceram com distribuições similares.

Figura 54 - Comparação da intensidade turbulenta dos modelos com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ para os planos Laterais das posições: $y/H = 0,34$ e $y/H = 0,15$.

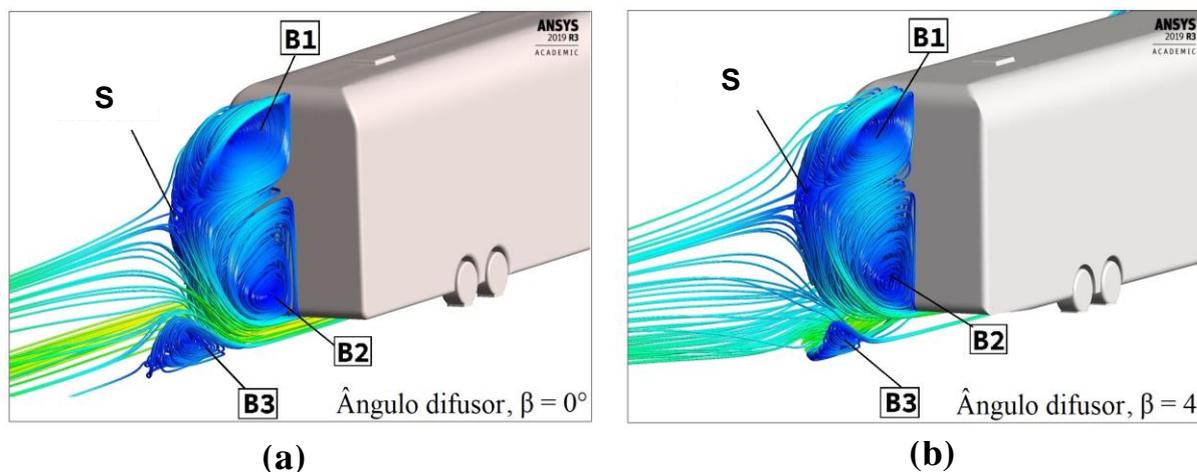


Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

A parti desse extenso estudo de comparação do comportamento do escoamento para os planos selecionados nas três direções (x, y e z) dos dois modelos, pode-se concluir que a principal alteração na topologia do escoamento foi em relação ao vórtice que é formado

próximo do chão a jusante dos vórtices contra rotativos. Com a inclusão do ângulo difusor, parte da velocidade de saída da superfície traseira inferior do ônibus é reduzida, dessa forma a estrutura que antes se formava devido aos efeitos da abrupta expansão do escoamento na saída é suavizada com o difusor. Contudo, percebe-se que este ângulo não foi suficiente para eliminar o efeito desse vórtice por completo. No pós-processamento dos casos analisados, observou-se que a partir do ângulo difusor de 11 graus, esse vórtice foi eliminado, no entanto, conforme foi visto, outros problemas aparecem devido a drástica diminuição das distribuições de pressão na superfície do difusor nos demais casos. A comparação da topologia tridimensional do escoamento entre as duas configurações é apresentada na Figura 55, onde são detalhadas as três estruturas de vórtices que são formadas na traseira dos modelos e o ponto de “S” que indica um sinal do fim da bolha de separação na esteira. Desta forma, a Figura 55a é referente ao caso com ângulo difusor de 0 graus e a Figura 55b é referente à configuração com ângulo difusor de 4 graus.

Figura 55 - Comparação da topologia do escoamento das configurações de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

5.3 EFEITO DO ÂNGULO DE GUINADA

Difícilmente veículos automotores encontram-se em uma situação em que o escoamento que incide sobre o corpo apresenta um ângulo de guinada nulo. Numa situação real, os veículos sofrem com ventos em diversas direções, e neste sentido a análise do ângulo de guinada é fundamental para entender como essas variações podem afetar o desempenho aerodinâmico do automóvel.

Por esse motivo, todas as configurações apresentadas na subseção 5.3 foram analisadas, porém para diferentes ângulos de guinada. Para tanto, foram conduzidas novas simulações para as configurações com ângulo difusor traseiro de 0, 4, 8, 11, 12 e 16 graus, e para cada caso, os ângulos de guinadas, γ , de 0, 5, 10 e 15 graus foram analisados. Ressalta-se que devido a condição de simetria do escoamento, os ângulos de guinada negativos não foram necessários para este estudo. As mesmas condições de contorno, simplificações e processo de geração de malha do domínio foram mantidas a fim de manter a padronização do processo. Contudo, como o modelo é girado em torno do seu eixo, a condição de simetria no plano central do ônibus não é mais aceita. Assim, o domínio computacional engloba no volume de controle o modelo de carroceria de ônibus completo. Além disso, para todos os casos as velocidades de entrada foram corrigidas para os ângulos de guinada estudados.

Na Figura 56 são apresentados os resultados dos coeficientes de arrasto aerodinâmico em função dos ângulos de guinadas para todos os casos analisados. Nota-se que, o coeficiente de arrasto aerodinâmico aumenta significativamente com a inclusão do ângulo de guinada. Esse aumento está de acordo com a teoria pois com o aumento do ângulo, a área de estagnação que o escoamento incide sobre o ônibus é aumentada, e novas regiões de separações são formadas devido ao aumento das zonas de gradientes adverso de pressão no corpo. O gráfico da Figura 56 mostra que dentre os casos analisados, os que apresentam um menor incremento do arrasto aerodinâmico são as configurações com ângulo difusor de $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$, corroborando com as conclusões das subseções anteriores.

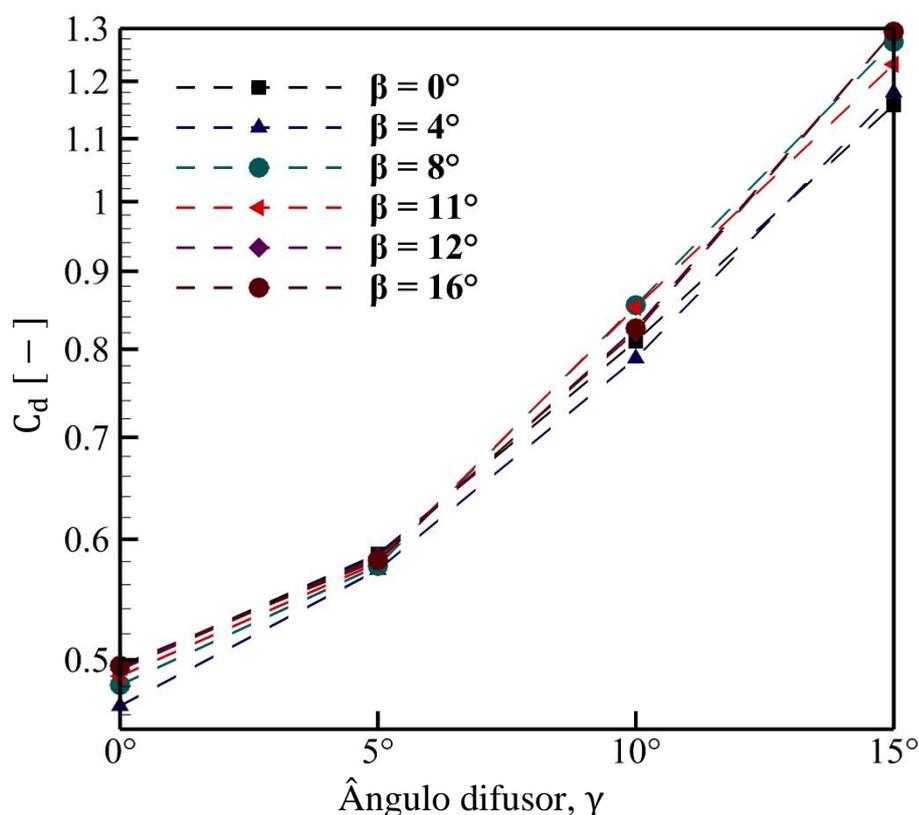
A Tabela 3 descreve melhor os resultados apresentados no gráfico da Figura 56. Na tabela são mostrados os percentuais de incremento dos coeficientes de arrasto aerodinâmico para cada configuração de difusor. Assim são apresentadas as percentagens de incremento do arrasto em relação a situação com ângulo de guinada nulo até a situação com ângulo de guinada de 15° . Observe que o aumento percentual do coeficiente de arrasto aerodinâmico da configuração de difusor com $\beta = 0^\circ$ e $\beta = 4^\circ$ foi de aproximadamente 134% e 153%, respectivamente. Já para os demais casos esse aumento percentual foi superior. Assim, observa-se que o caso mais crítico foi o da configuração de difusor de $\beta = 8^\circ$, que apresentou um aumento percentual no C_d na ordem de 164,7%. Os ângulos difusores $\beta = 12^\circ$ e $\beta = 16^\circ$ também apresentaram altos índices de percentagens no incremento de C_d .

Tabela 3 - Aumento percentual do coeficiente de arrasto com a inclusão do ângulo de guinada para as configurações de ângulos difusores analisadas.

CONFIGURAÇÕES	ÂNGULO DE GUINADA, γ	INCREMENTO DE CD [%]
Difusor, $\beta = 0^\circ$	$0^\circ - 15^\circ$	134,6%
Difusor, $\beta = 4^\circ$	$0^\circ - 15^\circ$	153,06%
Difusor, $\beta = 8^\circ$	$0^\circ - 15^\circ$	164,7%
Difusor, $\beta = 11^\circ$	$0^\circ - 15^\circ$	153%
Difusor, $\beta = 12^\circ$	$0^\circ - 15^\circ$	162,7%
Difusor, $\beta = 16^\circ$	$0^\circ - 15^\circ$	161%

Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Figura 56 - Gráfico do coeficiente de arrasto aerodinâmico em função do ângulo de guinada para os casos com ângulo difusor de 0, 4, 8, 11, 12 e 16 graus.



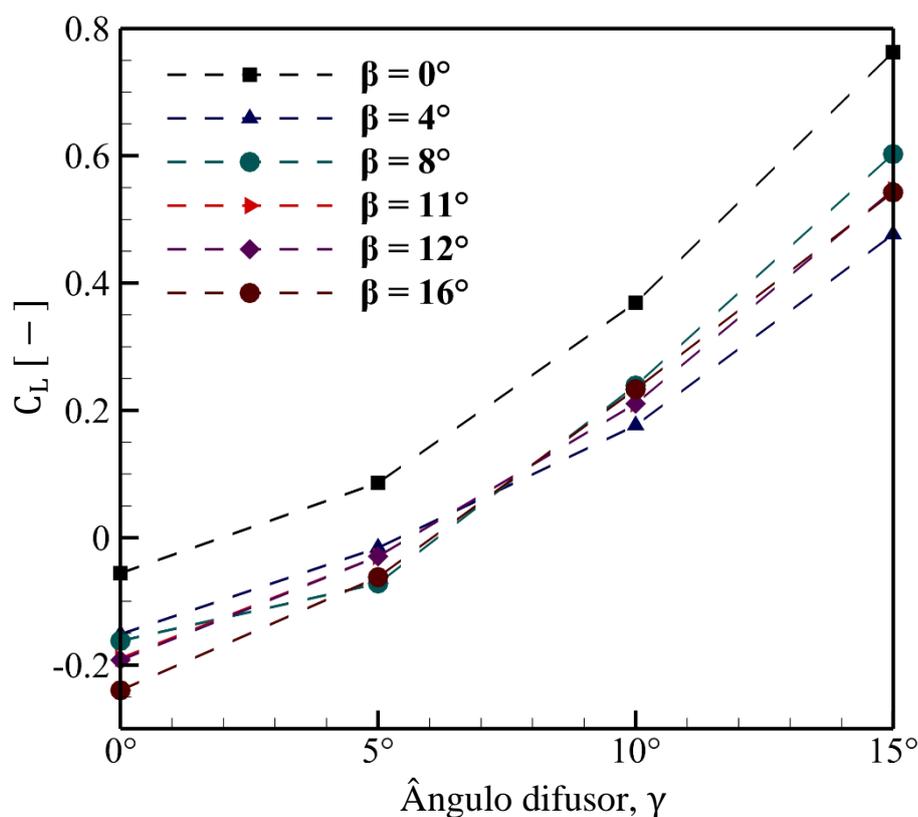
Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

A Figura 57 apresenta o gráfico dos coeficientes de sustentação em relação aos ângulos de guinada. Observa-se na figura que com o aumento do ângulo de guinada, o modelo tende a perder sustentação, isto é, o coeficiente de sustentação deixa de ser negativo e passa a assumir valores positivos a partir de $\gamma = 5^\circ$ para a configuração de referência, $\beta = 0^\circ$ e a partir de $\gamma =$

10° para as demais configurações. Dentre os casos analisados, as configurações que menos sofrem com efeito dos ângulos de guinadas são os difusores de $\beta = 4^\circ$ e $\beta = 12^\circ$, que assumem os menores Cl quando o ângulo de guinada é 15° em relação aos demais casos.

A Tabela 4 descreve o aumento percentual do coeficiente de sustentação entre o ângulo de guinada nulo até o ângulo de guinada de 15 graus de cada configuração de ângulo difusor estudado. O objetivo dessa tabela é mostrar qual configuração apresenta maior instabilidade quando submetido a ventos cruzados. Observa-se pela tabela que para o caso da configuração de referência ($\beta = 0^\circ$) o aumento percentual do coeficiente de sustentação atinge um incremento de Cl significativamente grande, isto é, um aumento de 1464% do Cl quando o ângulo de guinada é 15 graus em relação a situação de ângulo de guinada nulo. Pela tabela é possível observar que, quanto maior o ângulo difusor, menor é o aumento percentual do Cl quando submetido a ventos cruzados. No entanto, conforme já mencionado sobre a Figura 56, os menores Cl observados para o caso extremo (ângulo de guinada de 15°) foram os das configurações de difusor $\beta = 4^\circ$ e $\beta = 12^\circ$.

Figura 57 - Gráfico do coeficiente de sustentação em função do ângulo de guinada para os casos com ângulo difusor de 0, 4, 8, 11, 12 e 16 graus.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Tabela 4 - Aumento percentual do coeficiente de sustentação com a inclusão do ângulo de guinada para as configurações de ângulos difusores analisadas.

Configurações	Ângulo de Guinada, γ	Incremento de C_l [%]
Difusor, $\beta = 0^\circ$	$0^\circ - 15^\circ$	1464%
Difusor, $\beta = 4^\circ$	$0^\circ - 15^\circ$	414%
Difusor, $\beta = 8^\circ$	$0^\circ - 15^\circ$	471,5%
Difusor, $\beta = 11^\circ$	$0^\circ - 15^\circ$	388%
Difusor, $\beta = 12^\circ$	$0^\circ - 15^\circ$	383,8%
Difusor, $\beta = 16^\circ$	$0^\circ - 15^\circ$	326,17%

Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

A Figura 58 mostra a variação do coeficiente de arrasto (C_d) em função das configurações dos ângulos difusores analisados para os quatro ângulos de guinada estudados ($\gamma = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ$ e 15°). O objetivo desse gráfico é mostrar o comportamento do coeficiente de arrasto das configurações em situações de ângulos de guinada diferentes. Observa-se que, dentre as configurações analisadas, o ângulo difusor de 4° é a única configuração que apresenta uma redução do coeficiente de arrasto em relação ao ângulo difusor de 0 graus nas situações com ângulos de guinada de 0, 5 e 10 graus. Contudo, percebe-se um pequeno aumento do C_d na situação em que o ângulo de guinada está em 15 graus. Já as demais configurações, não é possível determinar um padrão de diminuição ou aumento do arrasto.

Os principais resultados dessa subseção mostram que de fato o caso com ângulo difusor de 4 graus é a melhor configuração em termos aerodinâmicos analisados, pois como foi visto, esse caso apresentou um padrão de redução nos coeficientes de arrasto aerodinâmico mesmo quando o modelo foi submetido a diferentes ângulos de guinada. Além disso, a sustentação negativa foi melhorada em comparação com o ângulo difusor de 0 graus.

Nota-se pelos os gráficos das Figuras 55, 56, 57 e 58 que dentre todas as configurações analisadas, a que apresentou o pior desempenho em relação ao caso de referência foi a configuração de ângulo difusor de 16 graus. Foi visto na análise das distribuições de pressão na superfície traseira e do difusor (vide Figuras 44 e 45) que essa configuração é a que apresenta os gradientes de pressão mais negativos em relação aos demais.

A partir dessas análises, constata-se que o principal mecanismo de aumento de arrasto nos casos analisados foi o aumento nas distribuições de pressão na superfície do ângulo difusor,

em contrapartida, o incremento do ângulo melhora a estabilidade do veículo com o aumento da *downforce*.

A fim de confrontar o melhor e o pior caso em relação a configuração de referência, foram plotadas as distribuições de pressão no modelo tridimensional para os casos dos ângulos difusores de 0° (configuração 1), 4° (configuração 2) e 16° (configuração 3) conforme é apresentado na Figura 59. Assim, são mostrados na figura as distribuições dos coeficientes de pressão para as situações em que o ângulo de guinada assume valores de 5, 10 e 15 graus.

As Figuras 59a, 59b e 59c representam os mapeamentos dos coeficientes de pressão para a situação em que o ângulo de guinada é 5°. Observe que a superfície da base superior da traseira (representado por “2”), os gradientes de pressão são menores para configurações 1 e 3 em relação a configuração 2. Nota-se também que, os gradientes de pressão da superfície de base lateral da frente do modelo (representado por “1”) são semelhantes para ambos os casos.

A situação em que o ângulo de guinada é 10 graus está representada nas Figuras 59d, 59e e 59f para as configurações 1, 2 e 3, respectivamente. Observa-se que os gradientes de pressão da extremidade inferior da superfície traseira das configurações 2 e 3 (representados em “2”) possuem valores inferiores aos da configuração 1. Essas zonas de coeficiente de pressão negativo observados nas configurações 1 e 2 são devido a inclusão do ângulo no difusor. Nota-se também um aumento da área de baixa pressão em “1” nas três configurações. Os menores picos de coeficientes de pressão são observados na configuração 3 que é ocasionado pelo maior ângulo difusor.

Com o aumento do ângulo de guinada para 15°, as zonas de baixas pressões representadas no mapeamento dos coeficientes de pressão são aumentadas em ambos os casos conforme são mostrados nas Figuras 59g, 59h e 59i. Nota-se que o caso mais extremo dos três modelos é o da configuração 3 (Figura 59i) em que apresenta uma grande área com coeficientes de pressão negativos com picos mínimos de $C_p = -1,8$ na quina da extremidade inferior da superfície traseira em “2”. Já na superfície lateral de “1” os gradientes de pressão ficam mais negativos para o caso da configuração 1 que para as demais configurações.

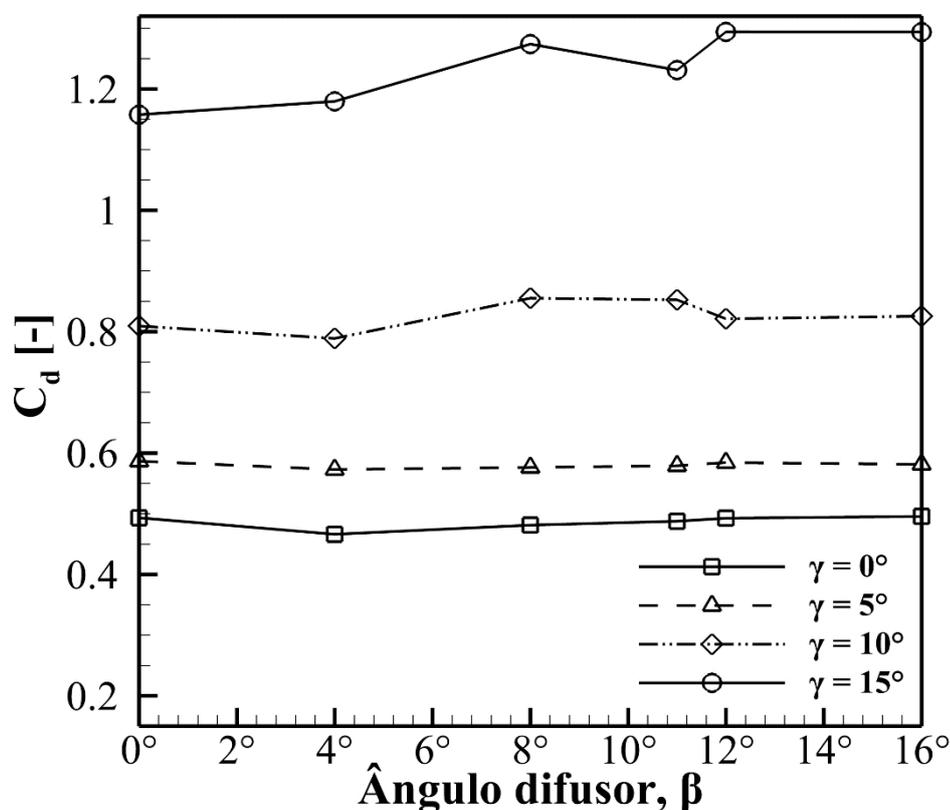
A parti da Figura 59, pode-se concluir que, quando os modelos são submetidos ao escoamento com ângulo de guinada diferente de zero, percebe-se que novas zonas de baixas pressão são formadas no corpo. Esse efeito é maximizado quando o modelo possui um ângulo difusor diferente de zero, pois ele desloca as zonas de baixas pressões que estava na superfície do difusor para a extremidade inferior da superfície traseira. Como a configuração que apresentava menores gradientes de pressão no difusor foi o da configuração 3, como

consequência, ocorre um grande incremento no coeficiente de arrasto aerodinâmico devido ao aumento do arrasto de pressão devido as zonas de baixas pressão.

A topologia tridimensional do escoamento dos três casos analisados na situação em que o ângulo de guinada é 15° é mostrada na Figura 60. Observa-se que a perturbação do escoamento na lateral do corpo é intensificada para o ângulo de guinada de 15° , neste caso o escoamento se desprende da lateral e é incorporado na esteira atrás do corpo nos três casos. Nota-se também que o escoamento atrás do corpo é altamente perturbado, os vórtices são mais intensos nas extremidades inferiores dos corpos, o que justifica os baixos gradientes de pressão atrás dos modelos.

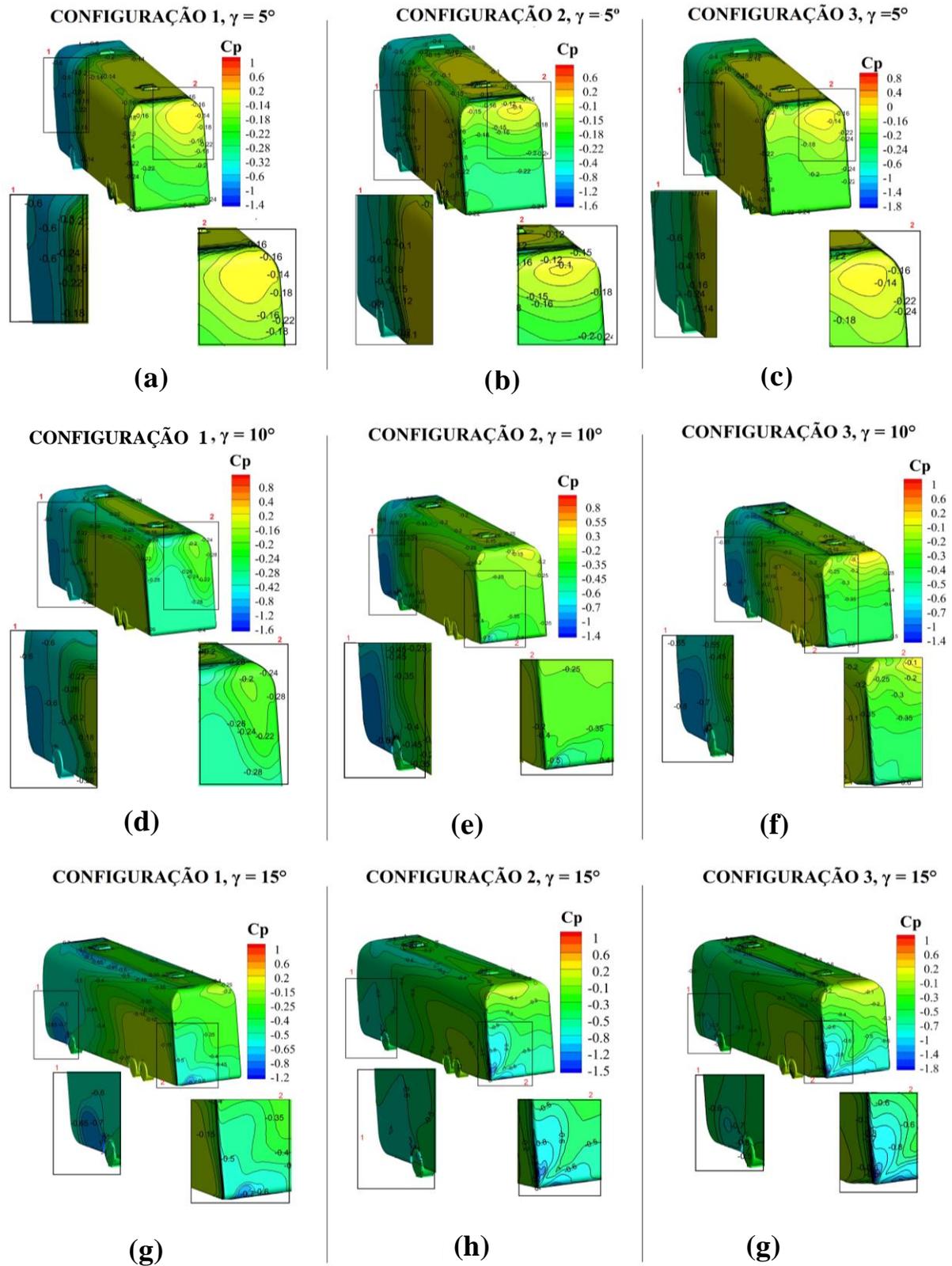
Dos três modelos mostrados na Figura 60, nota-se que de fato o comportamento do escoamento para a configuração com ângulo difusor de 16° é mais perturbado na traseira do modelo que os demais, isso justifica o desempenho aerodinâmico ruim observado anteriormente.

Figura 58 - Comparação do coeficiente de arrasto para diferentes ângulos difusores nas situações com ângulos de guinadas de 0, 5, 10 e 15 graus.



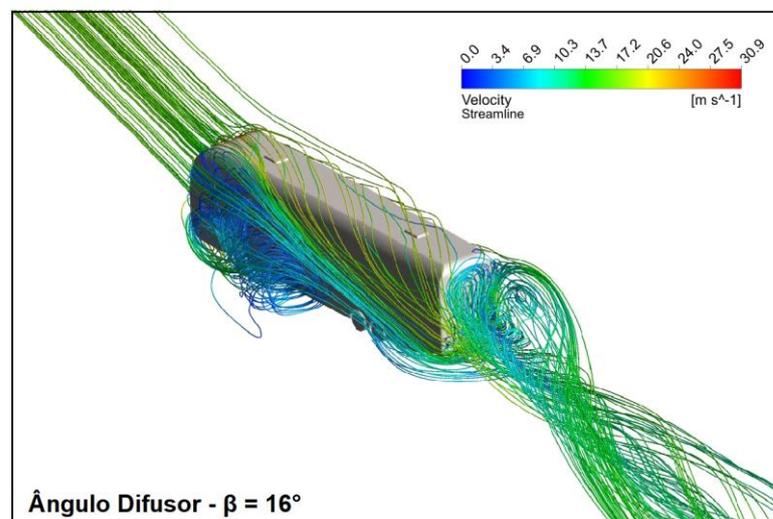
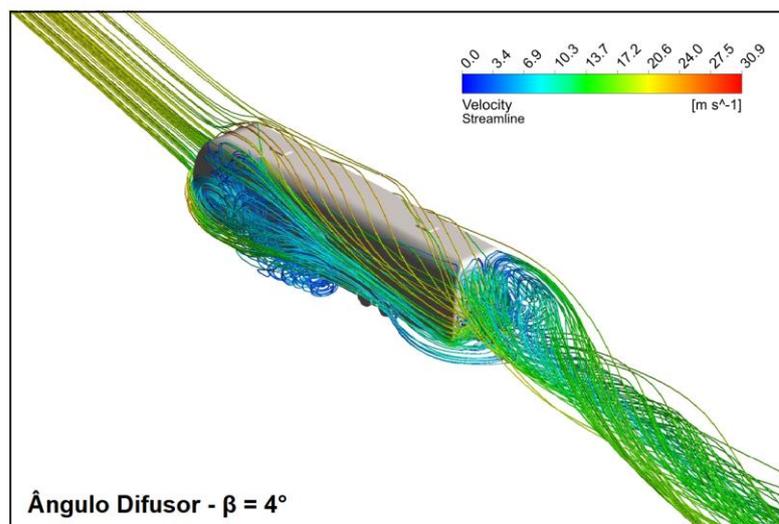
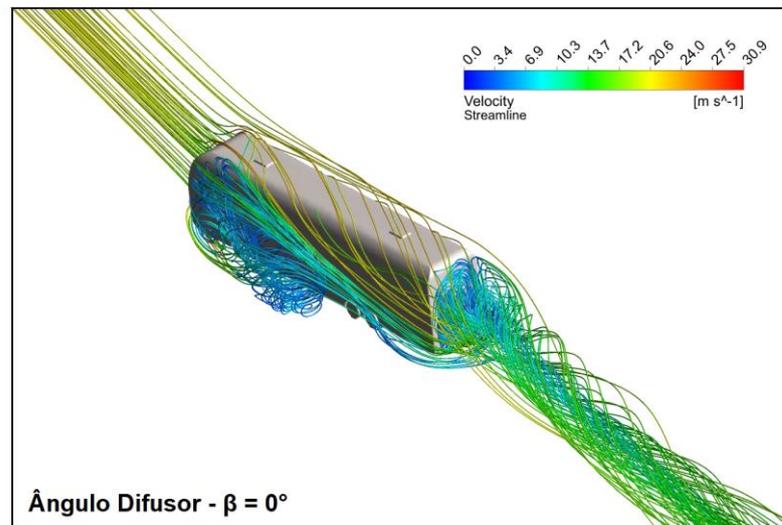
Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Figura 59 - Distribuições de pressões ao longo dos modelos nos casos analisados com ângulos de guinada de $\gamma = 5^\circ, 10^\circ$ e 15° .



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Figura 60 - Topologia do escoamento para as configurações de ângulo difusores de 0, 4 e 16 graus para ângulo de guinada de 15°.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

6 CONCLUSÃO

6.1 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Os resultados obtidos neste trabalho através do estudo numérico proposto se mostraram eficazes, apresentando boa concordância com a literatura científica. As simplificações adotadas para solução da modelagem física e matemática do problema foram verificadas na etapa de validação e verificação, onde foi possível observar resultados com boa acurácia, apesar das limitações das aproximações impostas com a aplicação de RANS e dos modelos de duas equações adotados para solucionar o problema da turbulência. Também foi visto que os resultados numéricos do modelo de carroceria O-400 RSD apresentaram uma forte concordância com os resultados experimentais observados por Videira (2001), onde o erro numérico ficou dentro da faixa de incerteza experimental.

A alteração frontal do modelo de ônibus proposto apresentou uma leve redução no coeficiente de arrasto em relação ao estudado por Videira (2001). A partir do mapeamento do campo de velocidade, intensidade turbulenta e das linhas de corrente do modelo da configuração com ângulo difusor de referência ($\beta = 0^\circ$), foi possível traçar um perfil de como as estruturas turbilhonares presentes nos planos influenciam no comportamento aerodinâmico do modelo para o caso em que o ângulo de guinada é nulo ($\gamma = 0^\circ$). Como era esperado em estudos de corpos rombudos, notou-se que próximo a base da superfície traseira do modelo, os níveis de turbulência e velocidades médias são baixos.

Com o incremento dos ângulos difusores, verificou-se que as distribuições de pressão na superfície da base traseira do ônibus apresentaram poucas variações. No entanto, na superfície do difusor, à medida que o ângulo era aumentado, os gradientes de pressão tiveram reduções significativas, apresentado um comportamento semelhante ao de um bocal convergente-divergente.

Dos casos analisados, o difusor de $\beta = 4^\circ$ foi a configuração que apresentou a maior melhoria no desempenho aerodinâmico, isso devido a suave redução dos coeficientes de pressão na superfície do difusor. A consequência disso foi uma redução do coeficiente de arrasto aerodinâmico em aproximadamente 5,5% em relação a configuração de referência. Além disso, nesta configuração a sustentação negativa do ônibus obteve uma melhora com uma redução de 171% em relação ao caso de referência, melhorando a *downforce* do veículo. Para as demais configurações, a sustentação negativa também aumentou. Contudo, apesar do efeito de

melhoria na sustentação, o coeficiente de arrasto aerodinâmico obteve pouca melhora, devido ao fenômeno do efeito solo em conjunto com o difusor. O mapeamento das estruturas topológicas do escoamento da configuração do difusor de 4° graus, mostraram que com o incremento do ângulo, ocorreu um leve afastamento dos núcleos dos principais vórtices da superfície de base traseira e uma redução significativa no vórtice “B3” (Figura 55) apresentado na análise tridimensional, o que culminou na redução do arrasto.

No estudo aerodinâmico para diferentes ângulos de guinada, foi visto que em todas as configurações, o coeficiente de arrasto aerodinâmico e de sustentação foram elevados à medida que o ângulo de guinada aumentava. Observou-se novamente que a configuração com ângulo difusor de 4 graus apresentou o melhor desempenho em relação aos demais ângulos. A partir das topologias tridimensionais, verificou-se que à medida que o ônibus era girado em torno do seu eixo, as distribuições de pressão da direita do corpo sofriam um elevado aumento enquanto as distribuições de pressão da esquerda do modelo, ocorria uma grande redução dos gradientes de pressão. Esse fenômeno ocorreu devido ao fato de os vórtices da direita serem afastados do corpo quando o modelo era girado, enquanto o vórtice da esquerda se aproximava cada vez mais do corpo, influenciando nas quedas de pressão e conseqüentemente no aumento da força de arrasto.

Além disso, foi visto que as estruturas turbilhonares que são formadas na lateral do modelo se intensificaram com o giro do ônibus em relação ao seu eixo, e como consequência, um vórtice longitudinal altamente complexo foi gerado, influenciando diretamente no arrasto induzido conforme visto nos esquemas tridimensionais dos modelos da Figura 60.

A partir do gráfico de C_d em função das configurações dos ângulos difusores estudados (Figura 58), é visto que a configuração com o difusor de 4° apresenta um comportamento de redução do C_d na presença dos ângulos de guinada. Contudo, as demais configurações não são possíveis notar um padrão de diminuição ou aumento, isso porque as variações de ambos os modelos são muito pequenas e apresentam uma forte sensibilidade nos resultados conforme foi visto nas análises de variações de C_d .

Através das análises realizadas, é evidente que a melhor configuração de ângulo difusor é para $\beta = 4^\circ$, devido a melhoria no desempenho aerodinâmico. Notou-se também que os ângulos difusores de veículos possuem uma forte sensibilidade na variação devido à natureza dos gradientes adverso de pressão presentes.

Neste trabalho também foi visto a importância em analisar o coeficiente de arrasto (C_d) em função do Ângulo de guinada (γ), pois em condições reais de tráfego, o veículo certamente

estará sujeito a influências de ventos laterais que influenciam no aumento do arrasto e consequentemente no desempenho aerodinâmico.

Por fim, ressalta-se que assim como o trabalho de Videira (2001), o presente trabalho tem uma importante contribuição no campo da aerodinâmico, pois como foi mostrado, a configuração com ângulo difusor de 4° apresentou uma interessante redução no coeficiente de arrasto aerodinâmico, e um melhor desempenho na resposta sob ventos cruzados. Além disso, a extensa discussão apresentada através das análises qualitativas e quantitativas contribuem diretamente para o avanço no entendimento do comportamento fluidodinâmico de problemas de corpos rombudos no ramo da engenharia automotiva.

6.2 SUGESTÕES FUTURAS

O presente trabalho trouxe uma contribuição no entendimento dos complexos fenômenos presentes em escoamento sobre corpos rombudos. Contudo, a metodologia numérica adotada para a análise do problema apresenta simplificações que limitam os resultados em muitos aspectos, assim, esse primeiro esforço precisa ser continuado com técnicas numéricas mais eficazes. Sabe-se que este tipo de problema exige um esforço computacional elevado devido à natureza física do problema. No entanto, como foi visto na revisão bibliográfica desse trabalho, a aplicação de modelos híbridos tem favorecido o estudo de escoamentos instantâneos a qual tem apresentado soluções interessantes para este tipo de problema, como é o caso da técnica numérica *Detached eddy Simulation* (DES).

Além disso, este trabalho focou apenas na técnica de controle da camada limite passiva (variação do ângulo difusor). Sugere-se que novas técnicas sejam exploradas, tais como a implementação de saias laterais no modelo para reduzir os fenômenos de escoamento reverso da parte inferior do ônibus. Além disso, também foi visto na revisão bibliográfica que dispositivos sopradores na superfície traseira de corpos rombudos são altamente eficazes para redução das forças de arrasto de pressão, pois estes, tem a finalidade de afasta a bolha de separação do corpo e como consequência reduzir os efeitos de sucção presentes. Desta forma, é sugerido que seja desenvolvido dutos sopradores e implementado junto ao difusor traseiro, com a finalidade de usar o próprio escoamento da parte inferior do corpo para interferir nos vórtices que são formados na traseira do ônibus.

O laboratório de termoflúidos da Universidade do Estado de Santa Catarina dispõe de equipamentos importantes para estudos relacionados a aerodinâmica, tais como túnel de vento do tipo succionador e dispositivos de medições de flutuações de velocidade da DANTEC. No

entanto, devido a problemas externos, não foi possível realizar medições experimentais do modelo numérico estudado no presente trabalho. Assim, sugere-se que sejam feitas medições experimentais do modelo de ônibus proposto no presente trabalho a fim de enriquecer o entendimento dos fenômenos discutidos e avançar na fronteira do conhecimento.

REFERÊNCIAS

- ABBASI, Waqas Sarwar; MAHMOOD, Rashid; NAHEED, Anam. On the wake interference effects for flow around tandem bodies. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, v. 42, n. 1, p. 53, 2020.
- AHMED, S. R. Influence of base slant on the wake structure and drag of road vehicles. **Journal of Fluids Engineering**, Braunschweig, v. 105, p. 429-434, 1983.
- AHMED, Syed R. Wake structure of typical automobile shapes. **Journal of Fluids Engineering**, Braunschweig, v. 103, p. 162-169, 1981.
- AHMED, Syed R.; RAMM, G.; FALTIN, G. Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake. **SAE Transactions**, v. 93, p. 473-503, 1984.
- AKANSU, Yahya Erkan; FIRAT, Erhan. Control of flow around a square prism by slot jet injection from the rear surface. **Experimental Thermal and Fluid Science**, Niğde, v. 34, n. 7, p. 906-914, 2010.
- AKANSU, Yahya Erkan; FIRAT, Erhan; HACIALIOĞULLARI, Mustafa. Reduction of fluid forces acting on a square prism using a planar jet. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 86, p. 11-22, 2017.
- ANDERSON, John David; WENDT, J. **Computational fluid dynamics**. New York: McGraw-Hill, 278p, 1995.
- ANSYS, C. **Theory guide Fluent 2020R1**, ANSYS. [S.L.]: Inc, 2020.
- BELLO-MILLAN, F. J. et al. Experimental study on Ahmed's body drag coefficient for different yaw angles. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 157, p. 140-144, 2016.
- CAI, Jinsheng; CHNG, Tat Loon. On vortex shedding from bluff bodies with base cavities. **Physics of Fluids**, v. 21, n. 3, p. 034109, 2009.
- CANPOLAT, Cetin; SAHIN, Besir. Influence of single rectangular groove on the flow past a circular cylinder. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 64, p. 79-88, 2017.
- CHAUHAN, Manish Kumar; DUTTA, Sushanta; GANDHI, Bhupendra Kumar. Wake flow modification behind a square cylinder using control rods. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 184, p. 342-361, 2019.
- CONAN, Boris; ANTHOINE, Jérôme; PLANQUART, Philippe. Experimental aerodynamic study of a car-type bluff body. **Experiments in fluids**, v. 50, n. 5, p. 1273-1284, 2011.
- CNT. 2020. Anuário CNT do Transporte: Estatísticas consolidadas. **Confederação Nacional de Transportes**. Brasília, DF. Disponível em: <https://anuariodotransporte.cnt.org.br/2020/>. Acesso em: 21 jan. 2021.

DAI, Shaoshi et al. Prediction of vortex shedding suppression from circular cylinders at high Reynolds number using base splitter plates. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 182, p. 115-127, 2018.

ERCOFTAC. Classic Colletion Database: **Flow Around a Simplified Car Body (Ahmed Body)**. Disponível em: <http://cfd.mace.manchester.ac.uk/ercoftac/doku.php?id=cases:case082>
Acesso em: 21 jan. 2021.

FAGE, Arthur; JOHANSEN, F. C. On the flow of air behind an inclined flat plate of infinite span. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character**, v. 116, n. 773, p. 170-197, 1927.

GAD, Lubinsky; AVRAHAM, Seifert. Flow Control Applied to the Front Rounded Edge of a Bluff Body. **International Journal of Flow Control**, v. 6, n. 1, 2014.

GILLIÉRON, Patrick; CHOMETON, Francis. Modelling of stationary three-dimensional separated air flows around an Ahmed reference model. In: **ESAIM: Proceedings**. EDP Sciences, 1999. p. 173-182.

GUPTA, Abhinav; SAHA, Arun K. Suppression of vortex shedding in flow around a square cylinder using control cylinder. **European Journal of Mechanics-B/Fluids**, v. 76, p. 276-291, 2019.

GURLEK, Cahit; SAHIN, Besir; OZKAN, Gokturk Memduh. PIV studies around a bus model. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 38, p. 115-126, 2012.

HAN, Taeyoung. Computational analysis of three-dimensional turbulent flow around a bluff body in ground proximity. **AIAA journal**, v. 27, n. 9, p. 1213-1219, 1989.

HANFENG, Wang et al. Aerodynamic drag reduction of an Ahmed body based on deflectors. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 148, p. 34-44, 2016.

HUCHO, Wolf-Heinrich. **Aerodynamics of road vehicles**. SAE International, 1986.

HIRSCH, Charles. **Numerical computation of internal and external flows: The fundamentals of computational fluid dynamics**. 2. ed. Oxford: Elsevier, 2007.

JACUZZI, Eric; GRANLUND, Kenneth. Passive flow control for drag reduction in vehicle platoons. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 189, p. 104-117, 2019.

JADHAV, Chandrashekhar R.; CHORAGE, Rashmi P. Modification in commercial bus model to overcome aerodynamic drag effect by using CFD analysis. **Results in Engineering**, v. 6, p. 100091, 2020.

JENSEN, Kim D. Flow measurements. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, v. 26, n. 4, p. 400-419, 2004.

KARASU, İlyas. Flow control over a diamond-shaped cylinder using slits. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 112, p. 109992, 2020.

KAYS, W. M.; CRAWFORD, M. E. Convective heat and mass transfer. chapter 4. **The Differential Equations of the Laminae Boundary Layer**. McGraw-Hill, p. 19-43, 1993.

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

KIM, Jeong Jae et al. Considerable drag reduction and fuel saving of a tractor–trailer using additive aerodynamic devices. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 191, p. 54-62, 2019.

KIM, Jinsung; CHOI, Haecheon. Distributed forcing of flow over a circular cylinder. **Physics of Fluids**, v. 17, n. 3, p. 033103, 2005.

KOVASZNAY, L. S. G. Hot-wire investigation of the wake behind cylinders at low Reynolds numbers. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences**, v. 198, n. 1053, p. 174-190, 1949.

KRAJNOVIĆ, Siniša; FERNANDES, João. Numerical simulation of the flow around a simplified vehicle model with active flow control. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 32, n. 1, p. 192-200, 2011. LEHMKUHL, O. et al. Unsteady forces on a circular cylinder at critical Reynolds numbers. **Physics of Fluids**, v. 26, n. 12, p. 125110, 2014.

LAUNDER, Brian Edward; SPALDING, Dudley Brian. **Mathematical models of turbulence**. Academic press, 1972.

LIENHART, H.; BECKER, S. LDA measurements of the flow and turbulence structures in the wake of a simplified car model. **Institute of Fluid Mechanics (LSTM) University Erlangen-Nuremberg**, 2000.

LIENHART, H.; BECKER, S. LDA measurements of the flow and turbulence structures in the wake of a simplified car model. **Institute of Fluid Mechanics (LSTM) University Erlangen-Nuremberg**, 2000.

LIENHART, Hermann; BECKER, Stefan. Flow and turbulence structure in the wake of a simplified car model. **SAE transactions**, p. 785-796, 2003.

MALISKA, Clovis Raimundo. **Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional**. 2. ed. Rio de Janeiro: Grupo Gen-LTC, 2017.

MCCALLEN, Rose; BROWAND, Fred; ROSS, James (Ed.). **The aerodynamics of heavy vehicles: trucks, buses, and trains**. Berlin: Springer Science & Business Media, 2013.

MENTER F. R., “Two-equation eddy viscosity models for engineering applications”, **AIAA-Journal**, [s.l.]. v. 32, p. 1598-1605, agosto 1994.

MOGHADDAM, Tohid; NEISHABOURI, Nafiseh Banazadeh. On the Active and Passive Flow Separation Control Techniques over Airfoils. In: **ICSMME 2017, IOP Conf. Series: Materials and Science Engineering**. 2017. p. 012009.

OZKAN, Gokturk Memduh; FIRAT, Erhan; AKILLI, Huseyin. Control of vortex shedding using a screen attached on the separation point of a circular cylinder and its effect on drag. **Journal of Fluids Engineering**, v. 139, n. 7, 2017.

PATANKAR, S. V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**. Washington, New York, London: McGraw-Hill, 1980.

PATEL, Nainesh et al. Large-Eddy Simulation of the airflow around a truck. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 195, p. 104017, 2019.

POPE, Stephen B. **Turbulent flows**. 1ed. Cambridge Press: 2000, 754p.

ROSHKO, Andrey. Perspectives on bluff body aerodynamics. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 49, n. 1-3, p. 79-100, 1993.

SCHUETZ, Thomas. **Aerodynamics of road vehicles**. 5ed. SAE, 2016.

SCHLICHTING, Hermann; GERSTEN, Klaus. **Boundary-Layers Theory**. 9. ed. Berlin: Springer, 2017, 799p.

SERRE, Eric et al. On simulating the turbulent flow around the Ahmed body: A French–German collaborative evaluation of LES and DES. **Computers & Fluids**, v. 78, p. 10-23, 2013.

SERSON, Douglas et al. Wake transition in the flow around a circular cylinder with a splitter plate. **Journal of fluid mechanics**, v. 755, p. 582-602, 2014.

SOHANKAR, A.; KHODADADI, M.; RANGRAZ, E. Control of fluid flow and heat transfer around a square cylinder by uniform suction and blowing at low Reynolds numbers. **Computers & Fluids**, v. 109, p. 155-167, 2015.

TENNEKES, Hendrik; LUMLEY, John L. **A first course in turbulence**. Crambridg: MIT press, 1972.

VERSTEEG, H K; MALALASEKERA, W. **COMPUTATIONAL FLUD DYNAMICS: An Introduction to the finite volume method**. 2. ed. Harlow, England: Pearson, 2007. 495 p.

VIDEIRA, Luis Carlos Pires. **Estudo Experimental de um modelo de ônibus com ênfase no escoamento da esteira**. 2001. Tese (Mestrado em Ciências) – ITA, São José dos Campos, 2001.

WANG, Bing-xin; YANG, Zhi-gang; ZHU, Hui. Active flow control on the 25° Ahmed body using a new unsteady jet. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 79, p. 108459, 2019.

WANG, X. W. et al. Turbulent near wake of an Ahmed vehicle model. **Experiments in fluids**, v. 54, n. 4, p. 1490, 2013.

ZHU, Hongjun; ZHAO, Honglei; ZHOU, Tongming. Direct numerical simulation of flow over a slotted cylinder at low Reynolds number. **Applied Ocean Research**, v. 87, p. 9-25, 2019.

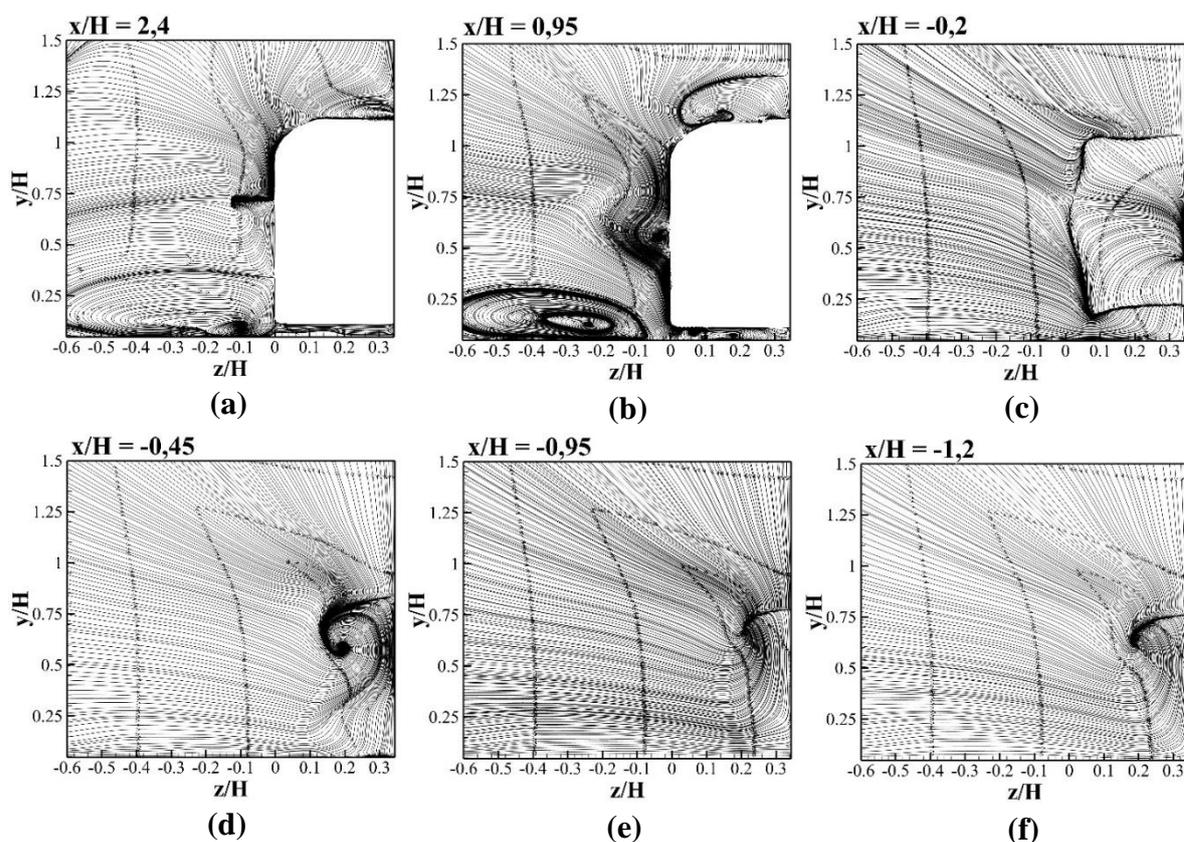
WILCOX, D. C. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. **AIAA- Journal**. [s.l], v. 26, p. 1299-1310, novembro 1988.

WILCOX, D. C. **Turbulence Modeling for CFD**. 3. ed. La Canãda: DCW Industries, 1998. 460 p.

APÊNDICE A – TOPOLOGIA DO ESCOAMENTO NOS PLANOS BIDIMENSIONAIS PARA CONFIGURAÇÃO $\beta = 4^\circ$

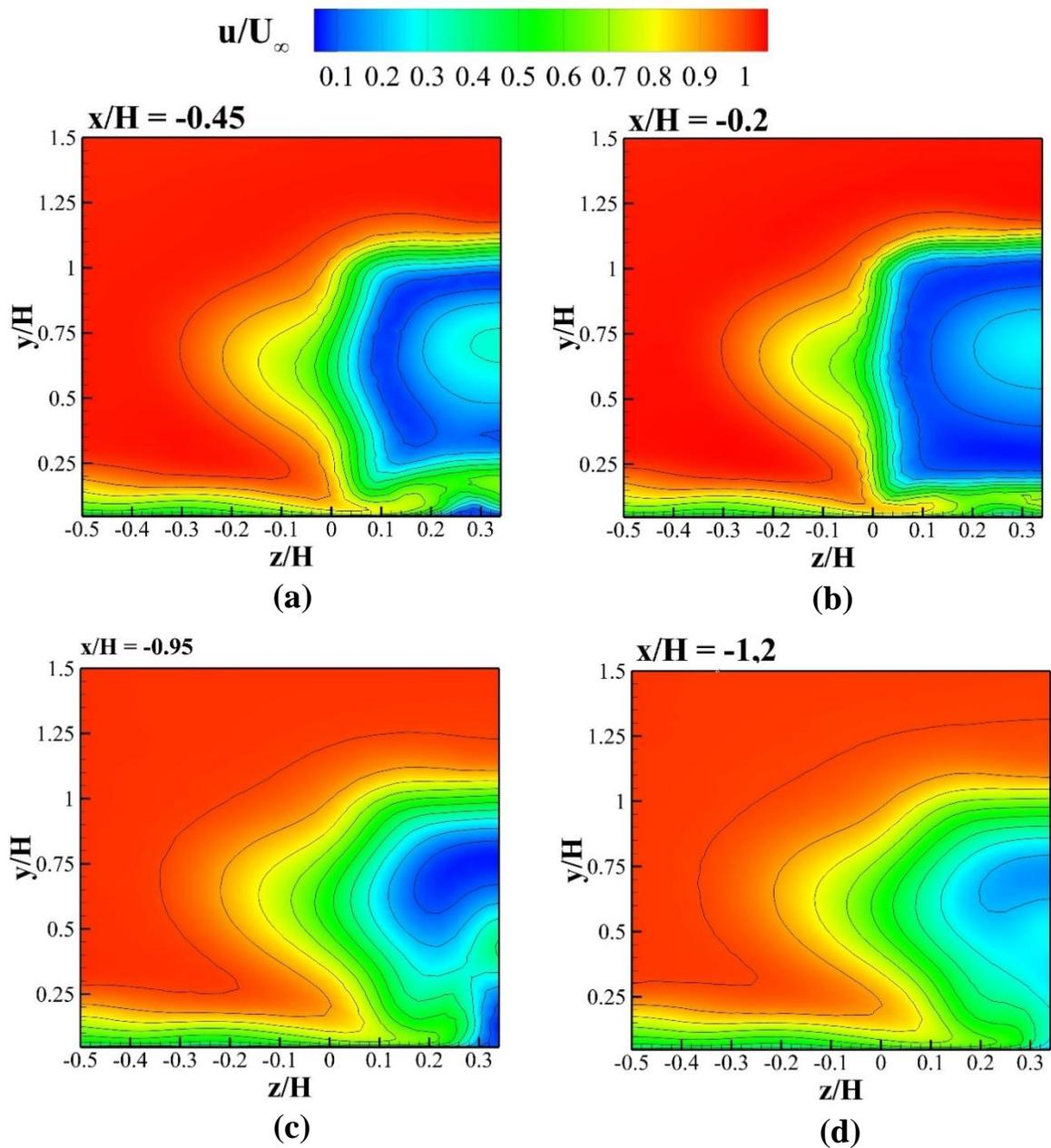
Neste apêndice são apresentadas as linhas de correntes, campos de velocidade média adimensional e mapeamento das intensidades turbulentas para as mesmas posições de planos bidimensionais analisados na seção 5.2.1 para o caso do modelo de ônibus com ângulo difusor de 4° .

Figura A 1 – Linhas de corrente dos planos transversais adimensionais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 4^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.



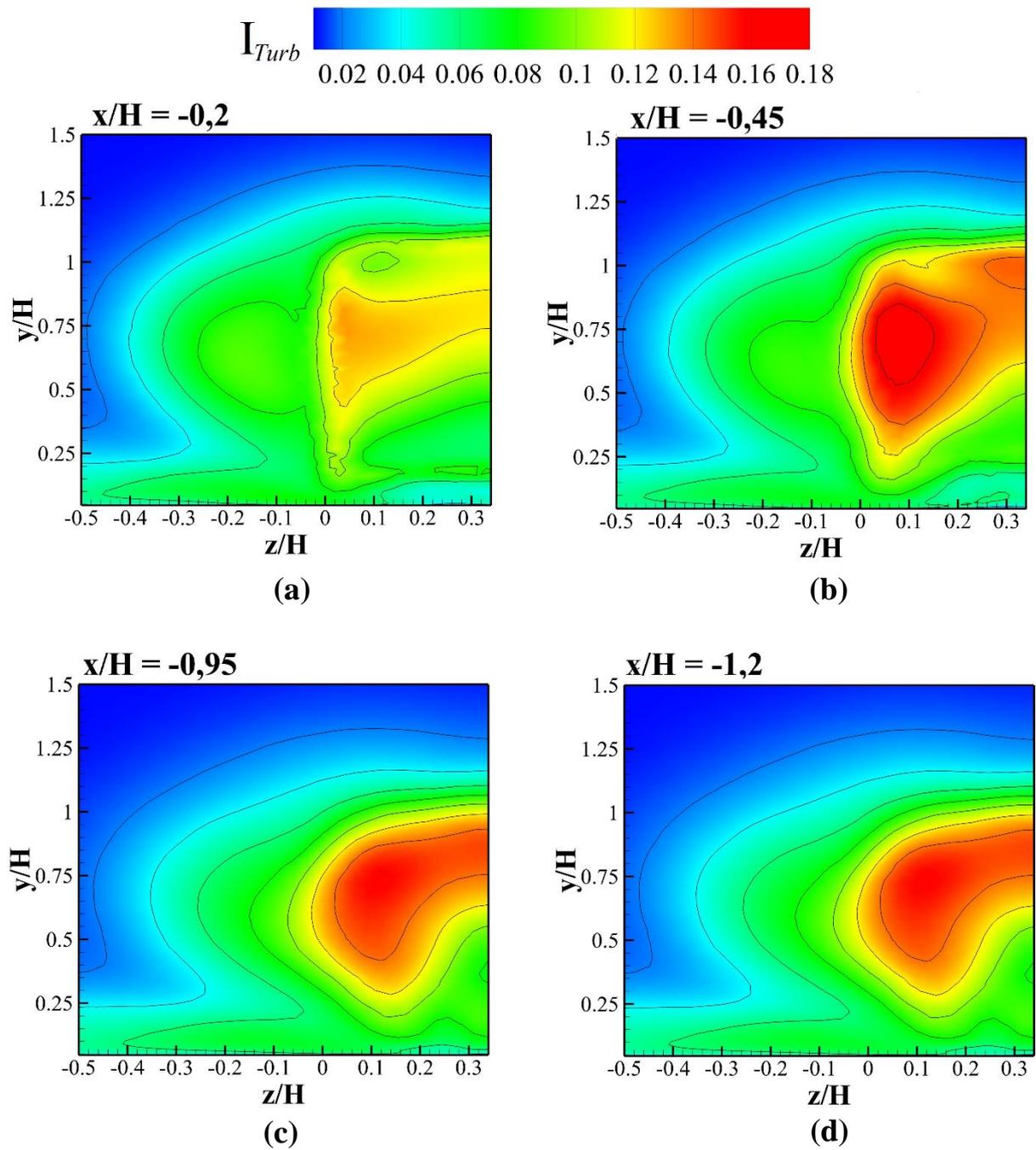
Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Figura A 2 - Campo de velocidade adimensional nos planos transversais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 4^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.



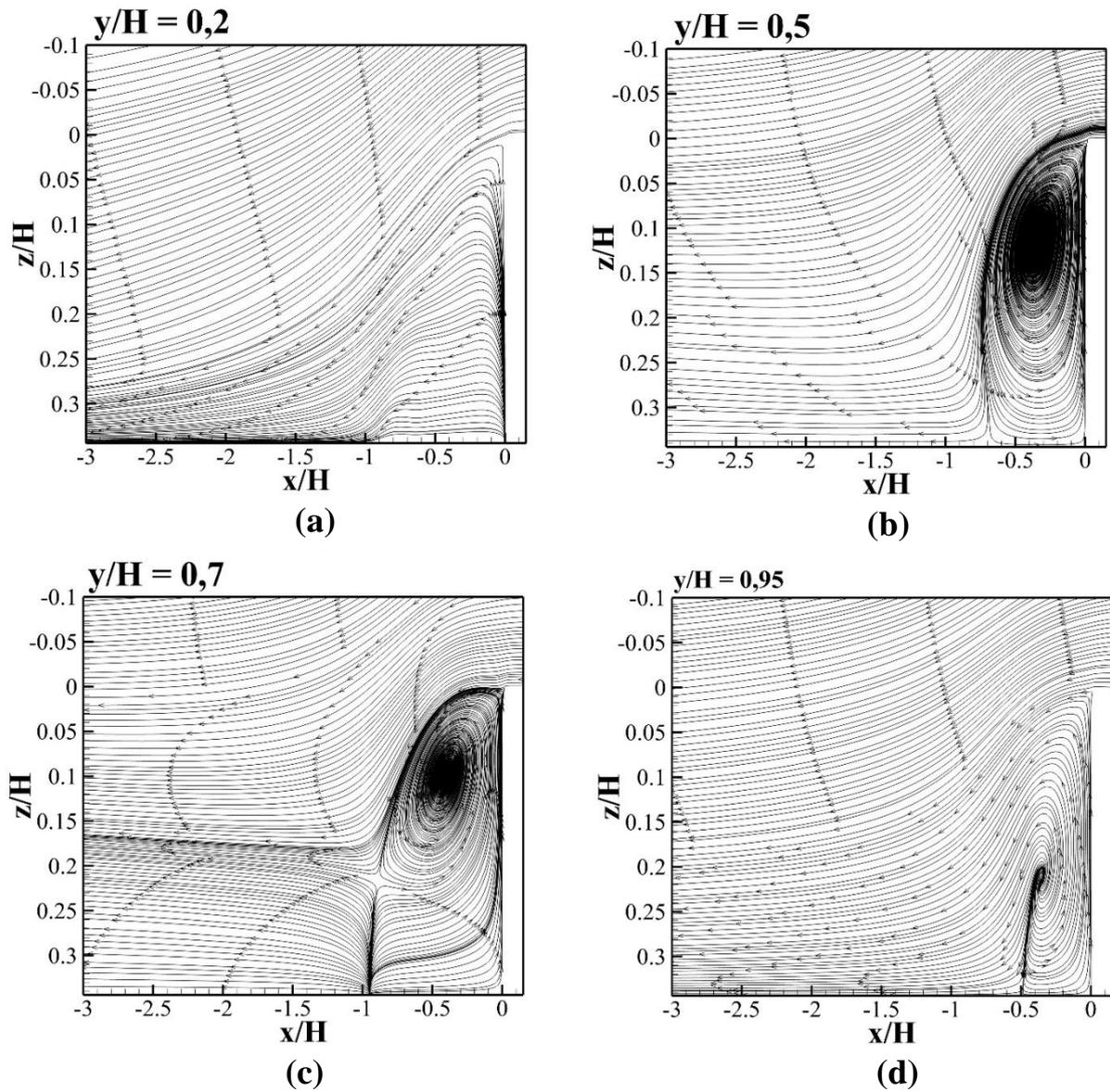
Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Figura A 3 - Perfis de intensidade turbulenta nos planos transversais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 4^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.



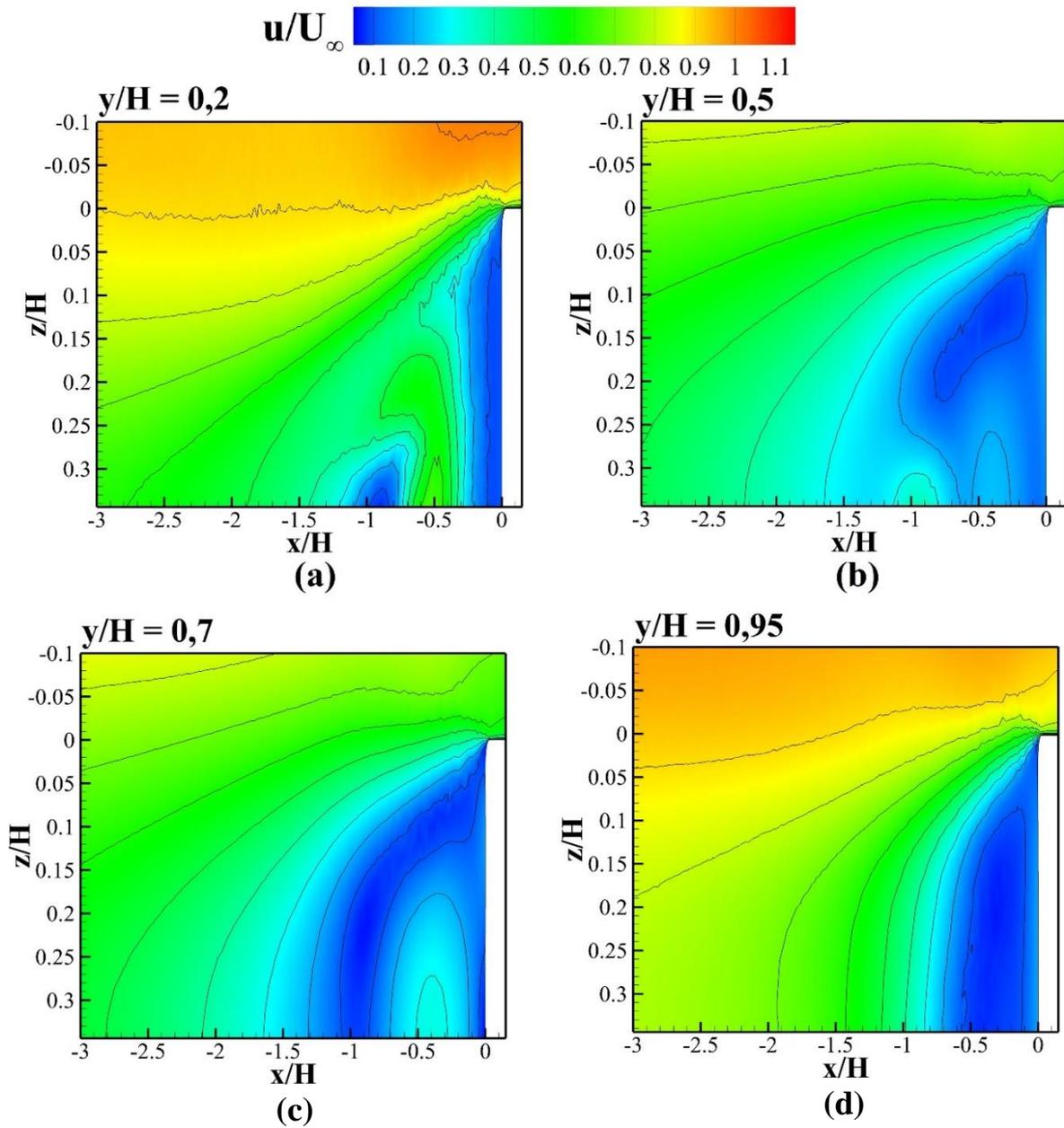
Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Figura A 4 – Linhas de corrente nos planos horizontais adimensionais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 4^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.



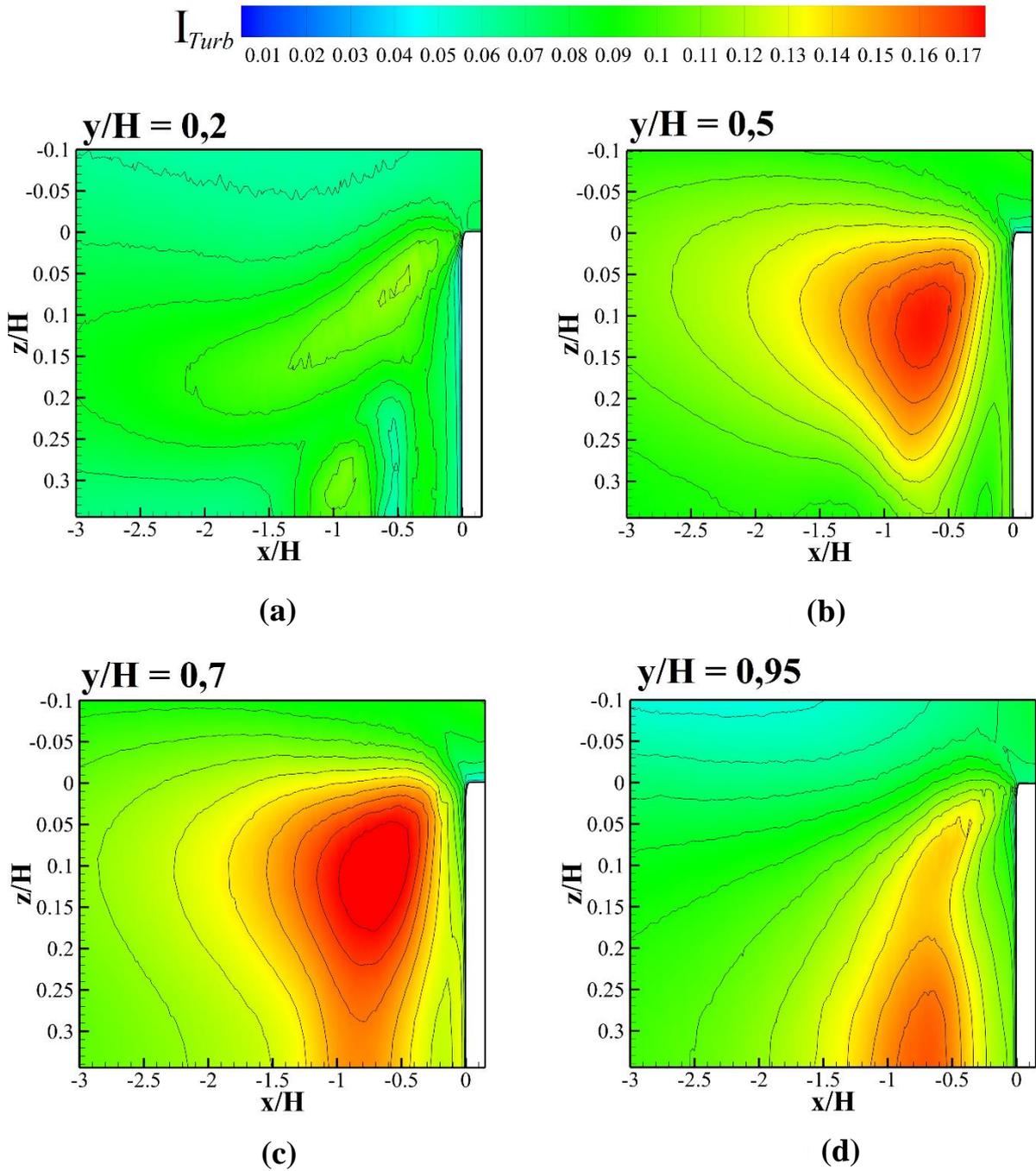
Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Figura A 5 - Campo de velocidade adimensional nos planos horizontais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 4^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.



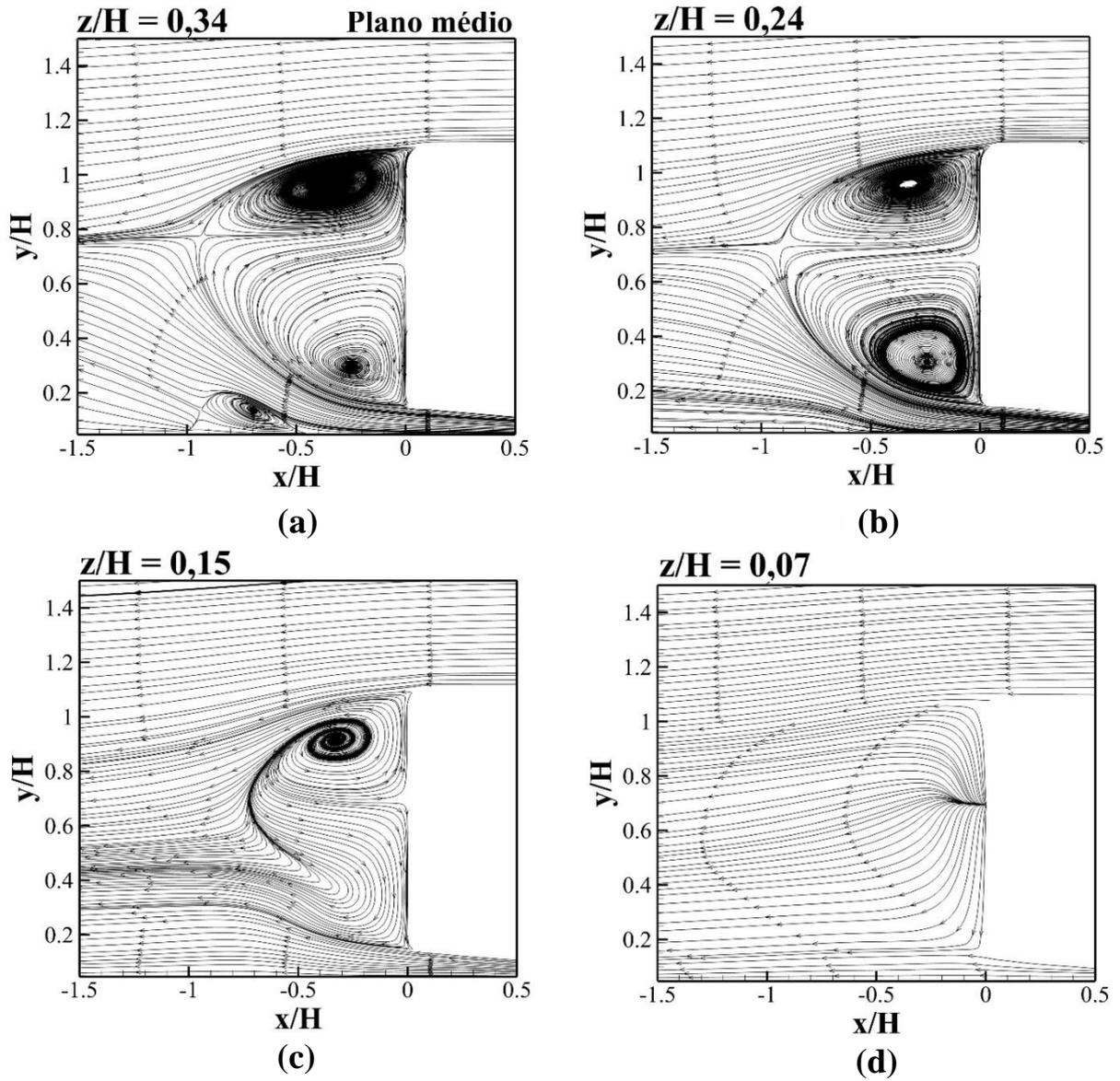
Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Figura A 6 - Perfis de intensidade turbulenta nos planos horizontais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 4^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.



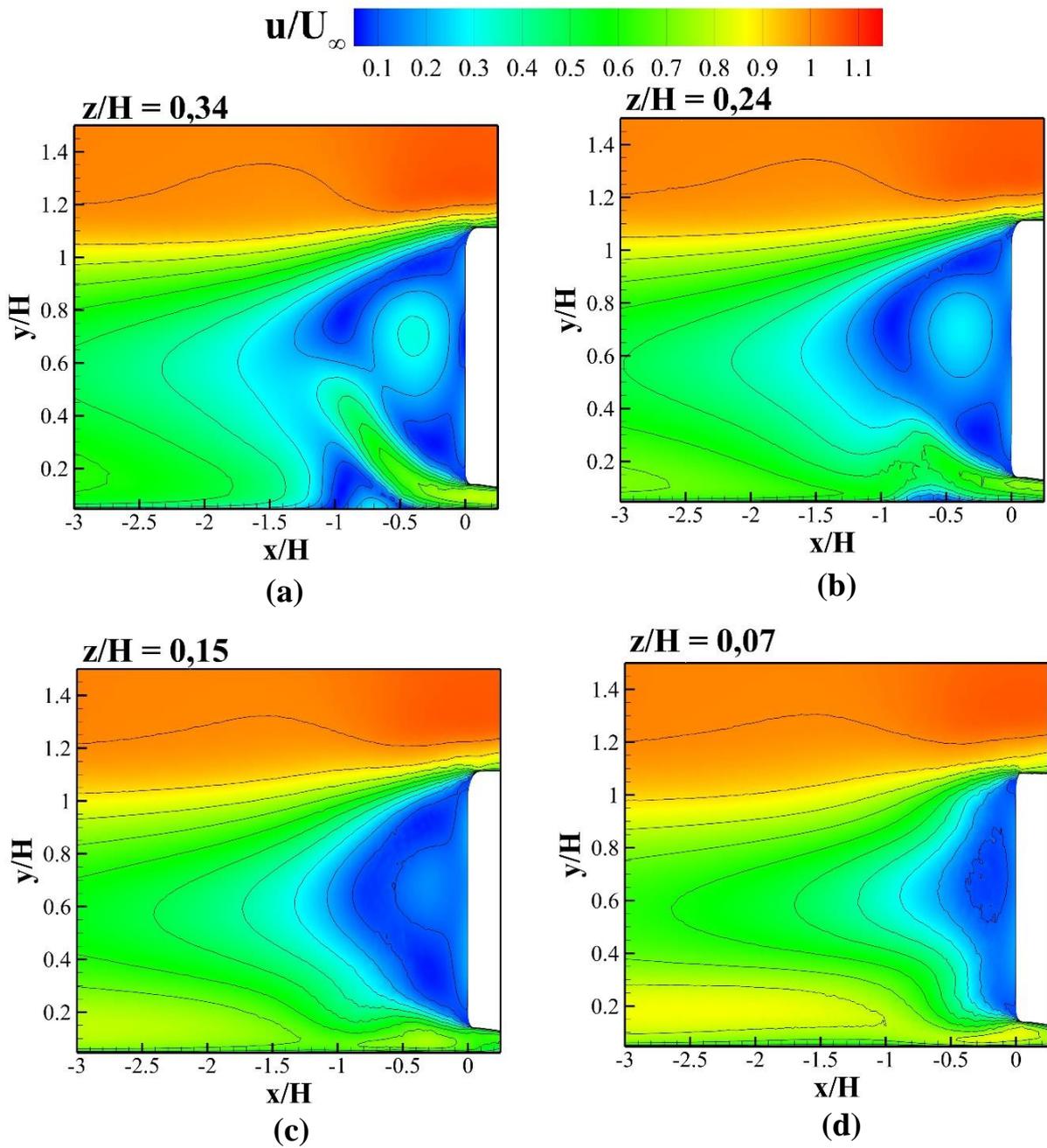
Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Figura A 7 – Linhas de corrente dos planos laterais adimensionais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 4^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.



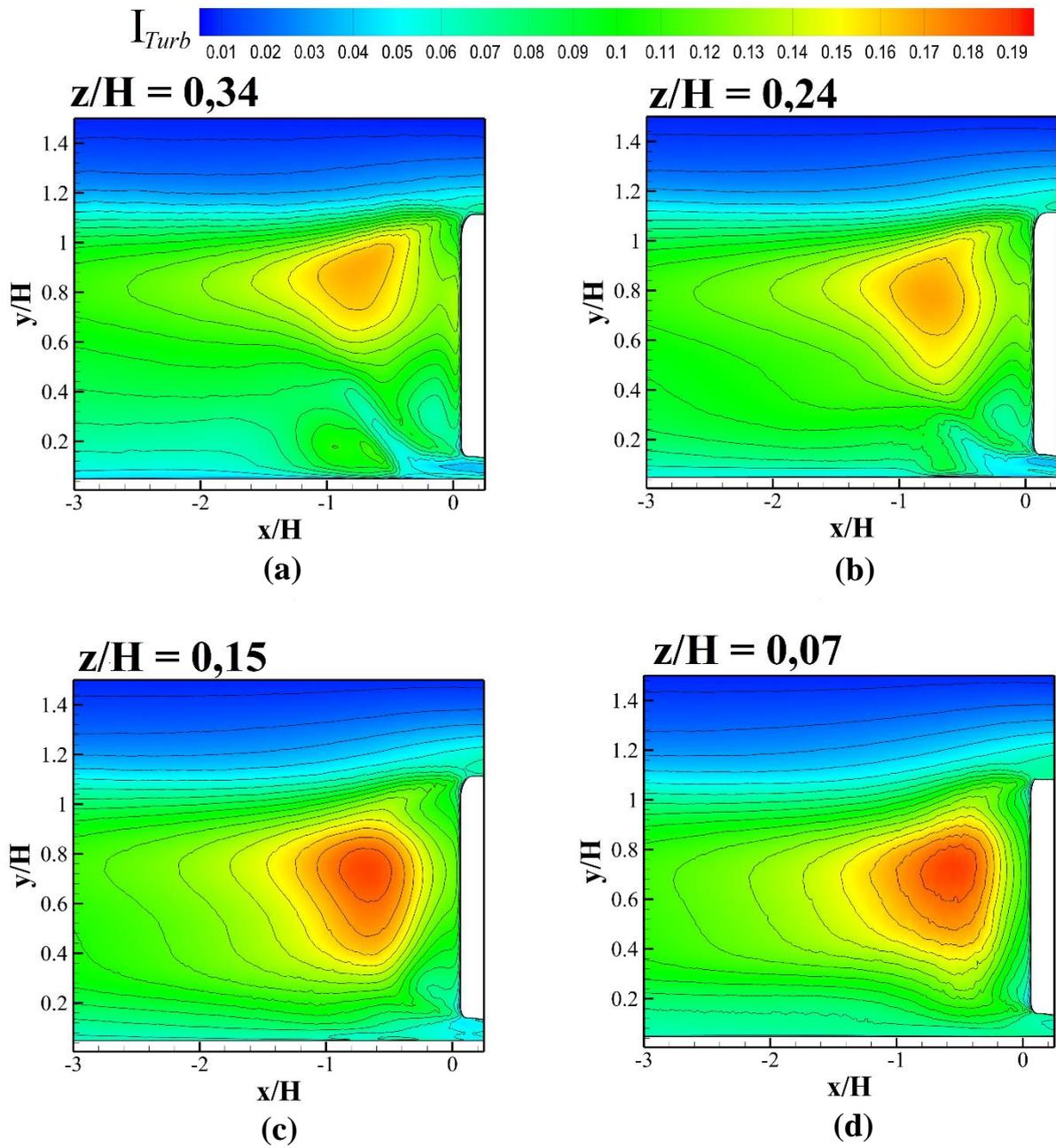
Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Figura A 8 - Campo de velocidade adimensional nos planos laterais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 4^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).

Figura A 9 - Perfis de intensidade turbulenta nos planos laterais do modelo com ângulo difusor traseiro $\beta = 4^\circ$ e ângulo de guinada $\gamma = 0^\circ$.



Fonte: Elaborada pelo autor (2021).