

PROJETO DE GRADUAÇÃO

ESTUDO AERODINÂMICO DE ASA MULTIELEMENTOS EM EFEITO SOLO GERANDO DOWNFORCE UTILIZANDO FERRAMENTAS DE DINÂMICA DE FLUIDOS COMPUTACIONAL

Por,
Rômulo de Souza Martins

Brasília, 29 de Junho de 2018

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA

FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica

PROJETO DE GRADUAÇÃO

**ESTUDO AERODINÂMICO DE ASA
MULTIELEMENTOS EM EFEITO SOLO
GERANDO DOWNFORCE UTILIZANDO
FERRAMENTAS DE DINÂMICA DE
FLUIDOS COMPUTACIONAL**

Por,
Rômulo de Souza Martins

Relatório submetido como requisito parcial para obtenção
do grau de Engenheiro Mecânico.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Luis Felipe de Aguilar Paulinyi

Prof. Braulio Gutierrez Pimenta (Orientador)

Prof. Roberto Francisco Bobenrieth Miserda

Brasília/DF, Junho de 2018.

RESUMO

O presente trabalho propõe-se a investigar os resultados de simulações numéricas, usando o pacote comercial STAR-CCM+, do escoamento sobre a asa dianteira modificada de um Fórmula 1 Tyrrel 26 para aplicação automobilística em efeito solo, para a qual se possui resultados realizados no Túnel de Vento com assoalho de cinta rotativa da Universidade de Southampton [1].

Por se tratar de um pacote com grande penetração na indústria, objetiva-se comparar diferentes configurações disponibilizadas pelo software, tais como modelos de turbulência, definições físicas e diferentes malhas, assim estabelecer diretrizes para estudos de escoamento sobre asas com efeito solo.

A maioria dos resultados gerados foram utilizados as equações médias não transientes de Navier-Stokes (RANS). Para estas equações médias, foram gerados resultados com condição de escorregamento e aderência.

Também foram gerados resultados transientes com as equações médias de Navier-Stokes (URANS), sendo estas apenas com condição de não escorregamento. Na tentativa de capturar pequenas escalas, o programa STAR-CCM+ dispõe de uma formulação que mistura uma abordagem Large Eddy Simulation (LES) e RANS, chamado de DES. Seus resultados foram comparados aos URANS.

Palavras-chave: Efeito Solo, CFD, Downforce, RANS

ABSTRACT

The present work proposes to investigate the results of numerical simulations, using the commercial package STAR-CCM+, of the flow on the measurement of modification of Formula 1 Tyrrel 26 for automotive application in ground effect, which a series of results in a moving belt rig wind tunnel of Southampton University are available [1].

Because it is a package with great penetration in the industry, it aims to compare different sets offered by the software platform, such as turbulence models, physical definitions and different mesh, thus establishing guidelines for studies of flow on wings with ground effect.

Most of the results were used the Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations (RANS) with wing Slip and Non-Slip condition.

Transient results were generated with Navier-Stokes equations (URANS), which were only non-slip condition. In an attempt to capture the smaller scales, the STAR-CCM+ program has a formulation that blends the Large-Eddy Simulation and RANS approach, called DES. Their results were compared to the URANS.

Keywords: Ground Effect, CFD, Downforce, RANS

Sumário

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Contextualização do tema	1
1.2	Objetivos	4
1.3	Revisão bibliográfica	5
2	Fundamentação teórica	20
2.1	Camada Limite	20
2.2	Tipos de arrasto	24
2.3	Aerofólios e Asas	25
2.4	Efeito Solo	31
2.5	Asa multielemento	32
2.6	Dinâmica de fluidos computacional - CFD	34
2.7	Equações Governantes	36
3	Metodologia	46
3.1	Parâmetros do estudo	47
3.2	Modelagem da Asa	48
3.3	Camada limite	51
3.4	y^+ na parede (Wall y^+)	57
3.5	Confecção do domínio	59
3.6	Refinamento da Malha	63
3.7	Definição Física	69
4	Resultados	73
4.1	Modelos de Turbulência	73
4.2	Resultados comparativos	75
4.3	Tipos de Arrasto	77
4.4	Simulações RANS	78
4.5	URANS	81
4.6	Pressão de Superfície	83
4.7	Vórtice de ponta de asa	92
5	Conclusões	104

Lista de Figuras

1.1	Emerson Fittipaldi 1993 Malboro Penske PC22 Indianapolis 500 Winner.	1
1.2	Peugeot 1916 vencedor do ano da Indy 500.	2
1.3	Variação do recorde de uma volta no circuito de Indianapolis. [2].	2
1.4	Túnel de vento da equipe de fórmula 1 RedBull Racing. [2].	3
1.5	Geometria de meia asa usada nas simulações.	4
1.6	Downforce com a variação da altura [1].	5
1.7	Arrasto com a variação de altura [1].	6
1.8	Efeito da variação horizontal e vertical dos elementos [1].	7
1.9	$h/c = 0,395$ para baixo ângulo de flap [3].	8
1.10	$h/c = 0,211$ para alto ângulo de flap [3].	8
1.11	Downforce por altura para asa de elemento simples para $\alpha = 1^\circ$ [1].	10
1.15	Curva de sustentação em efeito solo com software CFD para asa de elemento simples [4].	10
1.12	Arrasto por altura para asa de elemento simples para $\alpha = 1^\circ$ [1].	11
1.13	Downforce por altura para asa duplo elemento [3].	11
1.14	Arrasto por altura para duplo elemento [3].	12
1.16	Curva de arrasto em efeito solo com software CFD para asa de elemento simples [4].	12
1.17	Pressões no centro do alongamento sobre a corda para uma altura $h/c = 1,97$ [3].	13
1.18	Distribuição de pressão ao longo da corda no centro da asa para baixo ângulo de flap [3].	14
1.19	Distribuição de pressão ao longo da corda no centro da asa para alto ângulo de flap [3].	15
1.20	Distribuição de pressão ao longo da corda no centro da asa de elemento simples com $\alpha = 1^\circ$ [1].	15
1.21	LDA u/U_∞ contornos de velocidade para alturas $h/c = 0,395; 0,211; 0,105$ para alto ângulo de flap [1].	17
1.22	LDA u/U_∞ contornos de velocidade para alturas $h/c = 0,395; 0,211; 0,105$ para baixo ângulo de flap [1].	18
1.23	Off-surface PIV: contorno u/U_∞ (a) $h/c = 0,058$ high flap angle; (b) $h/c = 0,158$ high flap angle; (c) $h/c = 0,058$ low flap angle; (d) $h/c = 0,158$ low flap angle [3].	19
2.1	Região onde os efeitos viscosos são predominantes [5].	20
2.2	Perfil laminar e turbulento [5].	21
2.3	Efeitos dos gradientes de pressão no perfil da camada limite [5].	22
2.4	Divisão da região interna da camada limite [6].	23

2.5	Seção de aerofólio em asa genérica retangular [2]	25
2.6	Visão lateral da asa em corte [2]	25
2.7	Linhas de corrente aproximando aerofólio. [2]	26
2.8	Distribuição de pressão resultante. [2]	26
2.9	Distribuição de pressão com diferentes ângulos de ataque. [5]	27
2.10	Ponto de separação em gradiente adverso. [5]	28
2.11	Separação da camada limite. [5]	28
2.12	Asa finita e linhas de corrente para balanceamento da pressão. [7]	29
2.13	Vórtice de ponta de asa. [7]	30
2.14	Efeito do arrasto induzido. [7]	31
2.15	Distribuição de pressão em efeito solo.	31
2.16	Vórtice de ponta de asa em efeito solo.	32
2.17	Efeito Venturi.	32
2.18	Exemplo de asa multielemento.	32
2.19	Tipos de flaps aeronáuticos [5].	33
2.20	Gurney Flap.	33
2.21	Volume de controle com escoamento bidimensional turbulento.	36
2.22	Da esquerda para direita DNS, LES e RANS [8].	37
2.23	Velocidade turbulenta em um ponto [9].	38
2.24	Comprimento de mistura para escoamentos turbulentos bidimensionais [9].	41
3.1	Modelo instalado no túnel de vento [3].	48
3.2	Esquema da asa duplo elemento em efeito solo [3].	49
3.3	Perfil Tyrrell e perfil modificado NASA GA (W) [1].	49
3.4	Geometria gerada no SolidWorks renderizada.	50
3.5	Discretização da asa.	51
3.6	Prism layer região do gap.	53
3.7	Discretização da asa.	54
3.8	Prism layer asa em corte em $x/c = 0,5$ com a configuração da primeira etapa do trabalho.	55
3.9	Nova prism layer asa em corte em $x/c=0,5$.	56
3.10	Camada limite do elemento flap.	57
3.11	Wall y^+ na asa.	59
3.12	Asa duplo elemento no túnel de vento 2,1m x 1,7m [1].	60
3.13	Vista superior do esquema da cinta rotativa do túnel de vento 2,1m x 1,7m [1].	60

3.14	Vista lateral do esquema da cinta rotativa do túnel de vento 2, 1m x 1, 7m [1].	61
3.15	Seção do domínio.	62
3.16	Nova geometria do domínio.	63
3.17	Exemplo de malha poliédrica [10].	64
3.18	Exemplo de malha tetraédrica [10].	65
3.19	Exemplo de malha trimmed [10].	66
3.20	Malha no plano de simetria.	68
3.21	Modelagem física.	70
4.1	Resíduos da simulação transiente com modelo de turbulência $\kappa - \omega$	73
4.2	Resíduos da simulação permanente com modelo de turbulência Spalart-Allmaras.	74
4.3	Resíduos da simulação transiente com modelo de turbulência Spalart-Allmaras.	75
4.4	Curva de sustentação para diversas configurações.	76
4.5	Curva de arrasto para diversas configurações.	76
4.6	Comparativo de arrasto de pressão.	77
4.7	Comparativo de arrasto de cisalhamento.	78
4.8	Curva de sustentação para asa com escorregamento.	79
4.9	Curva de arrasto para asa com escorregamento.	80
4.10	Curva de sustentação URANS.	81
4.11	Curva de arrasto URANS.	82
4.12	Representação da região a e b junto a intensidade de vorticidade antes e depois da descontinuidade.	83
4.13	Curva de pressão para região b.	84
4.14	Curva de pressão no centro da asa para diferentes alturas.	85
4.15	Pressão ao longo da envergadura o elemento principal $x = 0, 146$	86
4.16	C_p em 1/4 da corda do elemento principal gerado por simulações.	87
4.17	Pressão ao longo da envergadura do elemento flap $x = 0, 683$	87
4.18	C_p em 1/4 da corda do elemento flap gerado por simulações.	88
4.19	Coefficiente de pressão no centro e na ponta para altura $h/c = 0, 263$	89
4.20	Coefficiente de pressão gerado por simulações no centro e na ponta para $h/c = 0, 263$	90
4.21	Coefficiente de pressão no centro e ponta para altura $h/c = 0, 105$	91
4.22	Coefficiente de pressão gerado por simulações no centro e na ponta para $h/c = 0, 105$	92
4.23	Vorticidade do escoamento URANS em $t = 1, 027s$ para $h/c = 0, 263$ em $x/c = 0, 672$	93

4.24	Vorticidade do escoamento URANS em $t = 1,027s$ para $h/c = 0,263$ em $x/c = 1,092$	93
4.25	Vorticidade do escoamento médio para $h/c = 0,263$ em $x/c = 0,672$ acima e $x/c = 1,092$ abaixo.	94
4.26	Vorticidade do escoamento URANS em $t = 0,175s$ para $h/c = 0,211$ em $x/c = 0,672$	95
4.27	Vorticidade do escoamento URANS em $t = 0,175s$ para $h/c = 0,211$ em $x/c = 1,092$	95
4.28	Vorticidade do escoamento médio para $h/c = 0,211$ em $x/c = 0,672$ acima e $x/c = 1,092$ abaixo.	96
4.29	Vorticidade do escoamento URANS $t = 0,447s$ para $h/c = 0,158$ em $x/c = 0,672$	97
4.30	Vorticidade do escoamento URANS em $t = 0,447s$ para $h/c = 0,158$ em $x/c = 1,092$	97
4.31	Vorticidade do escoamento médio para $h/c = 0,158$ em $x/c = 0,672$ acima e $x/c = 1,092$ abaixo.	98
4.32	Vorticidade do escoamento URANS em $t = 0,512s$ para $h/c = 0,105$ em $x/c = 0,672$	99
4.33	Vorticidade do escoamento URANS em $t = 0,512s$ para $h/c = 0,105$ em $x/c = 1,092$	99
4.34	Vorticidade do escoamento médio para $h/c = 0,105$ em $x/c = 0,672$ acima e $x/c = 1,092$ abaixo.	100
4.35	LDA u/U_∞ contorno de velocidade para alturas $h/c = 0,395$, $h/c = 0,211$ e $0,105$ respectivamente.	101
4.36	Perfil de velocidade no centro para altura de $h/c = 0,105$	102
4.37	Perfil de velocidade no centro para altura de $h/c = 0,263$	103

Lista de Tabelas

2.1	Exemplos de Modelos de turbulência.	39
3.1	Características do experimento	47
3.2	Hardware Sgi	47
3.3	Hardware da estação doméstica	47
3.4	Características da superfície.	51
3.5	Prism layer	57
3.6	Dimensões do domínio em função da corda.	63
3.7	Especificações da malha.	69
4.1	Parcela de cada arrasto.	78
5.1	Coordenadas do flap com ângulo incidência de referência de $\alpha = 14, 1^\circ$ [1].	107
5.2	Coordenadas do elemento principal com incidência de referência $\alpha = 14, 1^\circ$ [1].	108

Lista de Símbolos

Símbolos Latinos

b	Envergadura da asa.
C	Constante adimensional de proporcionalidade.
C_{b1}	Coefficiente empírico de modelo de turbulência.
C_{b2}	Coefficiente empírico de modelo de turbulência.
C_D	Coefficiente de arrasto.
C_f	Coefficiente de fricção.
C_L	Coefficiente de sustentação.
C_p	Coefficiente de pressão.
C_{w1}	Coefficiente empírico de modelo de turbulência.
$C_{1\varepsilon}$	Coefficiente empírico de modelo de turbulência.
$C_{2\varepsilon}$	Coefficiente empírico de modelo de turbulência.
C_ε	Coefficiente empírico de modelo de turbulência.
C_κ	Coefficiente empírico de modelo de turbulência.
C_μ	Coefficiente empírico de modelo de turbulência.
c	Corda.
D	Força de arrasto.
D_i	Arrasto induzido.
\mathbf{f}_i	Força em três direções.
f_{v1}	Função de amortecimento da parede.
f_w	Função de amortecimento da parede.
f_{v2}	Função de amortecimento de parede.
h	Distância da asa ao solo.
K	Energia cinética turbulenta média.

\mathbf{k}	Energia cinética turbulenta instantânea.
k	Energia cinética turbulenta flutuante.
L	Força de sustentação.
l	Comprimento característico.
l_m	Comprimento de mistura.
P	Pressão.
p'	Flutuação da pressão.
p_∞	Pressão do escoamento não perturbado.
S	Área de projeção da asa.
S_{ij}	Tensor taxa de deformação média.
s_{ij}	Tensor taxa de deformação turbulenta.
t	Variável no tempo.
\mathbf{U}	Vetor velocidade média.
U	Velocidade em x.
\bar{u}	Média da velocidade em x.
u'	Flutuação da velocidade em x.
V_∞	Velocidade do escoamento livre.
v	Velocidade em y.
v'	Flutuação de velocidade em y.
w	Velocidade em z.
w'	Flutuação de velocidade em z.
\mathbf{x}	Vetor coordenada Espacial.
\mathbf{y}	Vetor coordenada Espacial.
\mathbf{z}	Vetor coordenada Espacial.

Símbolos Gregos

α	Ângulo de ataque.
α_{eff}	Ângulo de ataque efetivo.
α_i	Ângulo de ataque induzido.
Δ	Variação.
δ	Espessura da camada limite.
δ_{ij}	Delta de Kronecker.
ε	Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta por unidade de massa.
ϑ	Velocidade característica.
κ	Energia cinética turbulenta.
μ	Viscosidade dinâmica.
μ_t	Viscosidade turbulenta - Eddy Viscosity.
ν	Viscosidade cinemática.
$\tilde{\nu}$	Parâmetro de viscosidade cinemática turbulenta.
ν_t	Viscosidade cinemática turbulenta.
ρ	Massa específica.
σ_ε	Coefficiente empírico de modelo de turbulência.
σ_k	Coefficiente empírico de modelo de turbulência.
σ_ν	Coefficiente empírico de modelo de turbulência.
τ	Tensão de cisalhamento.
τ_w	Tensão de cisalhamento na parede.
Φ	Propriedade média do escoamento.
ϕ	Propriedade genérica do escoamento.
ϕ'	Propriedade genérica flutuante do escoamento.
Ω	Vorticidade média.

$\tilde{\Omega}$ Vorticidade média corrigida.

Grupos adimensionais

h/c Distância adimensional até o solo.

Re Número de Reynolds.

u/U_∞ Velocidade Adimensional.

u_τ Velocidade de atrito.

u^+ Velocidade adimensional.

x/c Posição adimensional ao longo da corda.

y^+ Distância adimensional da parede.

Subscritos

D Arrasto.

eff Efetivo.

i Induzido.

L Sustentação.

p Pressão.

w Parede.

∞ Escoamento não perturbado.

Sobrescritos

' Flutuação.

— Média.

Siglas

CAD Computer-Aided Design.

<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics.
<i>DNS</i>	Direct Numerical Simulation.
<i>LDA</i>	Laser Doppler Anemometry.
<i>LES</i>	Large Eddy Simulation.
<i>PIV</i>	Particle Image Velocimetry.
<i>RANS</i>	Reynolds Averaged Navier-Stokes.

1 INTRODUÇÃO

1.1 Contextualização do tema

O presente trabalho começa com a imagem de dois veículos. A figura 1.1 ilustra o carro vencedor da corrida de Indianápolis de 1993 e a figura 1.2 ilustra o carro vencedor de 1916.



Figura 1.1: Emerson Fittipaldi 1993 Marlboro Penske PC22 Indianapolis 500 Winner.

Observando mais atentamente a figura 1.2, possivelmente o formato de navio com traseira afunilada deve-se a redução do arrasto. O arrasto é de grande importância em corridas de alta performance. No entanto, a principal diferença na aparência exterior do mais novo modelo é o uso de asas em conjunto com o modelamento do corpo para geração de *Downforce* [2].



Figura 1.2: Peugeot 1916 vencedor do ano da Indy 500.

No projeto de carros de corrida, a redução do arrasto é secundária [2]. A criação de aderência com elementos aerodinâmicos (como o uso de asas invertidas) é extrema importância e resulta em melhoramentos na performance do carro. A figura 1.3 mostra a evolução dos recordes de velocidade na pista de Indianápolis com o passar dos anos.

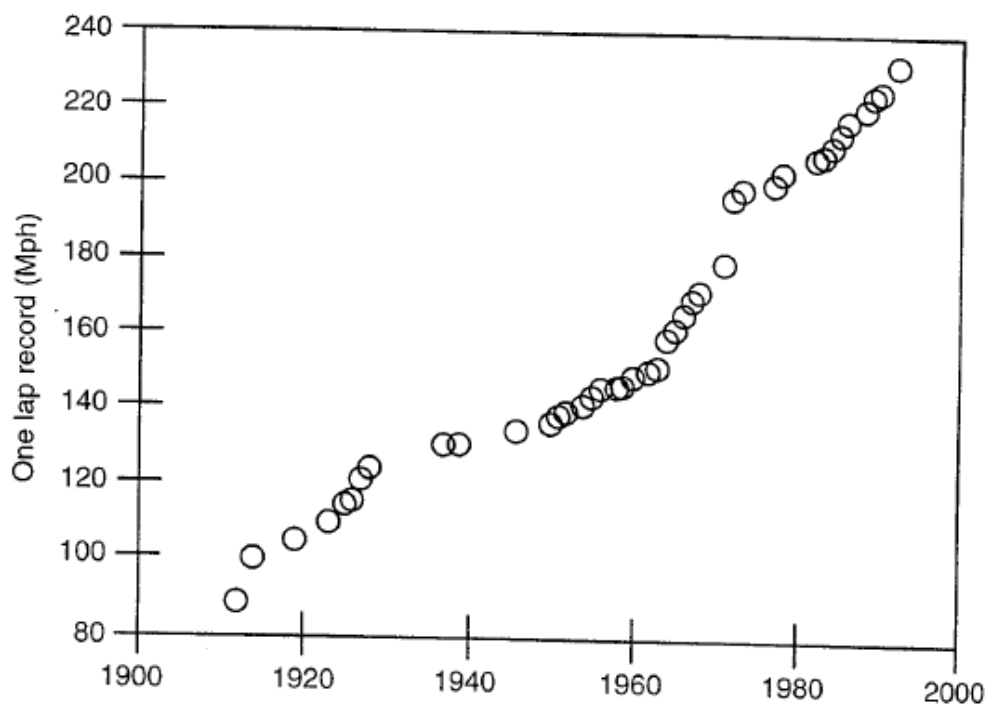


Figura 1.3: Variação do recorde de uma volta no circuito de Indianápolis. [2].

A maior diferença entre recordes ocorreu em 1972 com o primeiro uso eficiente de asas dianteiras e traseiras de maneira similar à figura 1.1.

De acordo com Zhang e Zerihan [3], existe falta de literatura a respeito do estudo correto do efeito solo. Este ponto aponta a relevância para o estudo deste efeito, que está muito presente na indústria automobilística.

Na indústria automobilística, ainda é muito comum o uso de túneis de vento. No entanto, experimentos ainda apresentam um custo superior as simulações computacionais, embora não deixem de ser usados.



Figura 1.4: Túnel de vento da equipe de fórmula 1 RedBull Racing. [2].

Segundo Versteeg [9], as simulações numéricas podem ser um bom começo para projeto de uma peça aerodinâmica. A fabricação de um elemento aerodinâmico não ocorre sem que antes haja um estudo prévio com uma simulação computacional para análise aerodinâmica da geometria gerada.

Por isso, a dinâmica de fluidos computacional apresenta grande relevância no dias atuais como uma ferramenta de menor custo que os experimentos e que apresenta sua precisão aumentada com o aumento do poder computacional.

Portanto, a motivação para este trabalho é o estudo de um efeito com tantas aplicações, juntamente com a ferramenta de fluidos computacional que fará a união entre o conhecimento teórico e as habilidades adquiridas ao longo do trabalho para operação do software CFD.

1.2 Objetivos

O presente trabalho propõe-se investigar os resultados de simulações numéricas, usando um pacote comercial STAR-CCM+, do escoamento sobre a asa dianteira multielemento modificada de um *Formula 1 Tyrrel 26* com a adição de um flap para aplicação automobilística em efeito solo, para a qual se possui resultados realizados no Túnel de Vento com assoalho de cinta rotativa da Universidade de Southampton [1]. Na figura 1.5 está representação da asa multielemento bem como o sistema de orientação utilizado nas simulações:

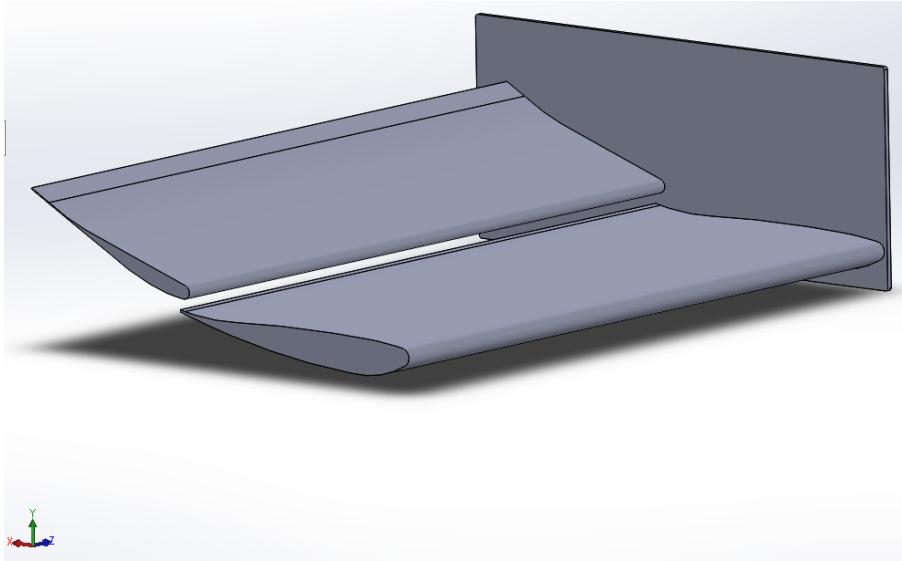


Figura 1.5: Geometria de meia asa usada nas simulações.

Tendo em vista o grande número de simulações para investigar o efeito solo, utilizou-se recursos de automatização do software para criação da malha, execução da simulação numérica e extração de dados para o pós-processamento. Os itens abordados para conclusão do projeto estão abordados a seguir:

- Revisão bibliográfica dos fenômenos físicos que estão presentes na asa aerodinâmica;
- Descrição dos modelos de turbulência utilizados e os seus limites sobre o desenvolvimento dos resultados;
- Detalhamento da importância da modelagem em dinâmica dos fluidos computacional e o estudo do pacote de software utilizado para o modelamento;
- Validar e verificar a malha criada através de processos de análise numérica e comparação dos resultados com os resultados experimentais;
- Criar a malha que ofereça o melhor resultado com o menor custo computacional;
- Realizar o pós-processamento com o intuito de visualizar os efeitos descritos pela bibliografia, resultados experimentais e trabalhos similares;

1.3 Revisão bibliográfica

Zerihan, em sua tese de doutorado [1], realizou uma pesquisa em efeito solo abrangente no perfil de asa dianteira do *Formula 1 Tyrrel 26*, abordando diversos aspectos relacionados à dispositivos associados a asas de competição, como gurney flaps, asas multielementos, transicionadores, além de comparações de características do escoamento da asa em efeito solo e em escoamento livre. Assim como esse trabalho se propõe, ele também realizou um estudo CFD (no entanto, bidimensional), tentando examinar a aplicabilidade desta ferramenta para efeito solo.

Nesse estudo de Zerihan [1], o principal foco foi o estudo de uma asa de elemento simples, porém, ele dedicou uma parte do seu tempo para o estudo de uma asa de duplo elemento. Ele gerou a curva C_L por h/c e C_D por h/c para diferentes ângulações do flap:

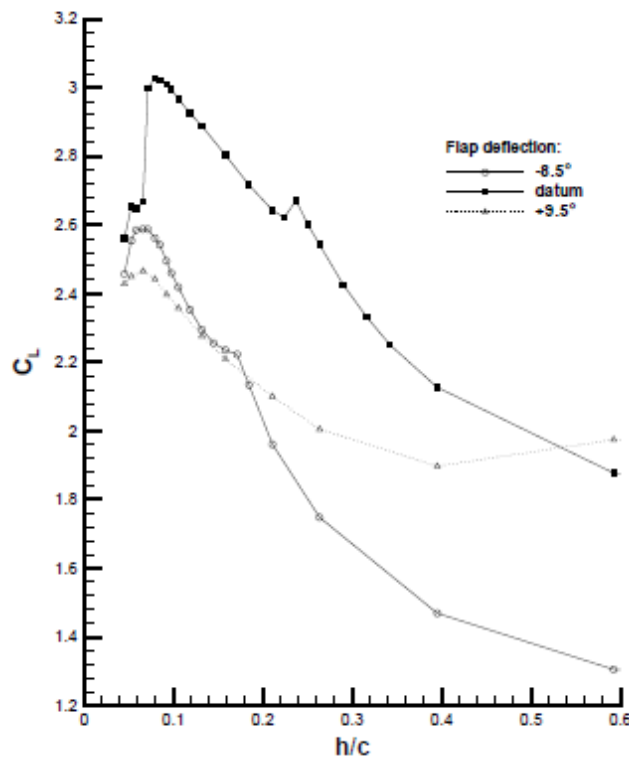


Figura 1.6: Downforce com a variação da altura [1].

Uma atenção maior será dada aos resultados obtidos para a asa duplo elemento, pois a geometria da asa estudada neste trabalho é a mesma abordada por ele, possibilitando a comparação de resultados e comportamento de fenômenos. A angulação abordada no trabalho foi a datum representada na figura 1.7, esta curva também é referenciada como alto ângulo do flap (*high flap angle*). Esta configuração corresponde a uma incidência efetiva de $14,1^\circ$.

Em seus estudos em conjunto com Zhang [3], observou-se que o Downforce aumenta assintoticamente com a proximidade do solo, e então, existindo uma região plana para a curva de baixo ângulo de flap ou uma redução no Downforce para o alto ângulo do flap. Após isto, o Downforce volta a crescer alcançando seu máximo, e após o ponto de máximo reduzindo-se com

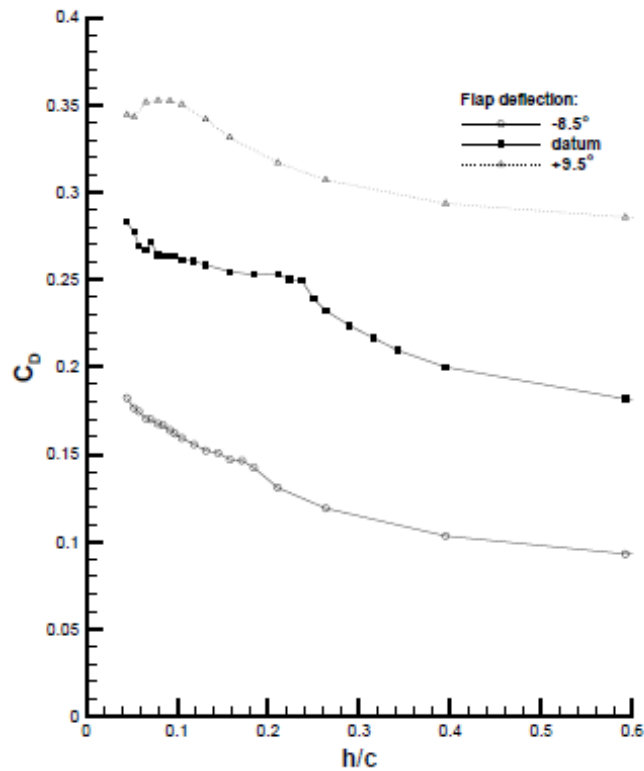


Figura 1.7: Arrasto com a variação de altura [1].

a aproximação do solo (figura 1.6).

Zhang e Zerihan [11], também estudaram o efeito solo em uma asa de elemento simples e mostraram que para o uso de um chão estático, o Downforce tem uma drástica redução a partir de $0,3c$. Acima desta altura os efeitos predominantes são os mesmos do escoamento livre e abaixo desta altura aparecem efeitos de instabilidade. Estes efeitos são resultantes da má simulação do fenômeno do efeito solo.

Knowles [12] executou o primeiro estudo experimental com uma asa de elemento simples com sucção da camada limite em cinta rotativa. Investigou-se a distribuição do campo de pressão e as forças resultantes para diferentes ângulos de ataque e distâncias do solo. No entanto, não foi observado o fenômeno do da redução do Downforce.

Em seu trabalho, Smith [13] apresenta os benefícios do espaçamento entre o elemento principal e o flap:

- Efeito Slat: na região do bordo de ataque do elemento a jusante do espaçamento, as velocidades devidas a circulação do elemento a jusante, o elemento slat, vão de encontro as velocidades do elemento a jusante, reduzindo assim os picos de pressão do elemento a jusante.
- Efeito circulação: o elemento a jusante causa uma região de alta velocidade inclinada em relação ao escoamento no bordo de fuga do elemento a montante. Este escoamento inclinado induz uma considerável circulação no elemento à montante.

- Efeito Dumping: como o bordo de fuga do elemento a montante está com uma velocidade maior que a do escoamento não perturbado, a camada limite salta para esta velocidade. A descarga de velocidade alivia o aumento de pressão imposto pela camada limite, evitando efeitos de separação ou permitindo o aumento da sustentação.
- Off-the-surface pressure recovery: como a camada limite do elemento a montante apresenta velocidade maior que a do escoamento não perturbado, a desaceleração para a velocidade livre é feita de maneira eficiente. A desaceleração da esteira é feita sem contato com a parede. Tal método é mais eficiente que a desaceleração em contato com a parede.
- Efeito Fresh boundary-layer: cada novo elemento começa com uma nova camada limite a ser desenvolvida no bordo de ataque. Finas camadas limites podem suportar maiores gradientes adversos de pressão.

Em sua tese de doutorado [1], Zerihan realizou diversos testes para localizar a posição ótima do flap para a maior geração de Downforce. Variou-se a distância horizontal (*overlap*) e vertical (*gap*) entre o bordo de fuga do elemento principal e o bordo de ataque do elemento flap. A otimização da posição do flap foi feita para a deflexão deste estudo, com uma altura arbitrária de $h/c = 0,263$. Os resultados da otimização está representado na figura 1.8.

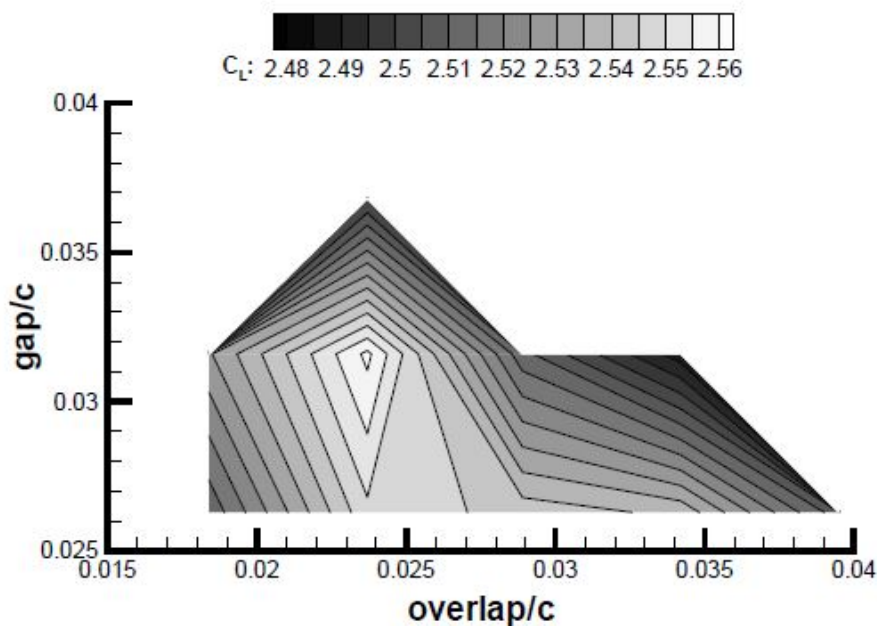


Figura 1.8: Efeito da variação horizontal e vertical dos elementos [1].

Razenbach [14] fez um estudo em efeito solo com uma asa duplo elemento. Foram usados dois modelos bidimensionais em um tunel de vento sem cinta rotativa para estudar efeitos de força. Jasinski e Selig [15] apresentaram um estudo experimental de uma asa multielemento tridimensional, com piso estático. Foi observada a infiltração dos vórtices de aresta do intradorso pro extradorso na região das placas de fim de asa, a estrutura dos vórtices aumentava seu tamanho com o aumento da deflexão do flap.

Zhang e Zerihan [3] notaram que para o estudo correto de uma asa em efeito solo, deveria-se empregar as condições corretas para suas simulações. Em complemento a isto, as corretas condições adotadas para o solo fazem um profundo efeito na performance aerodinâmica. E, associando as diretrizes do escoamento e observações das medidas de pressões e forças, é possível um grande entendimento da física do escoamento.

Para seus estudos sobre uma asa de duplo elemento, Zhang e Zerihan [3], dentre os diversos estudos, fizeram uma visualização do escoamento à óleo (*oil flow visualization*), feita em diversas alturas para diferentes deflexões. A figura 1.9 ilustra a visualização para uma altura de $h/c = 0,395$ de baixo ângulo do flap e a figura 1.10 ilustra a visualização para uma altura de $h/c = 0,211$ de alto ângulo de flap (*datum*).

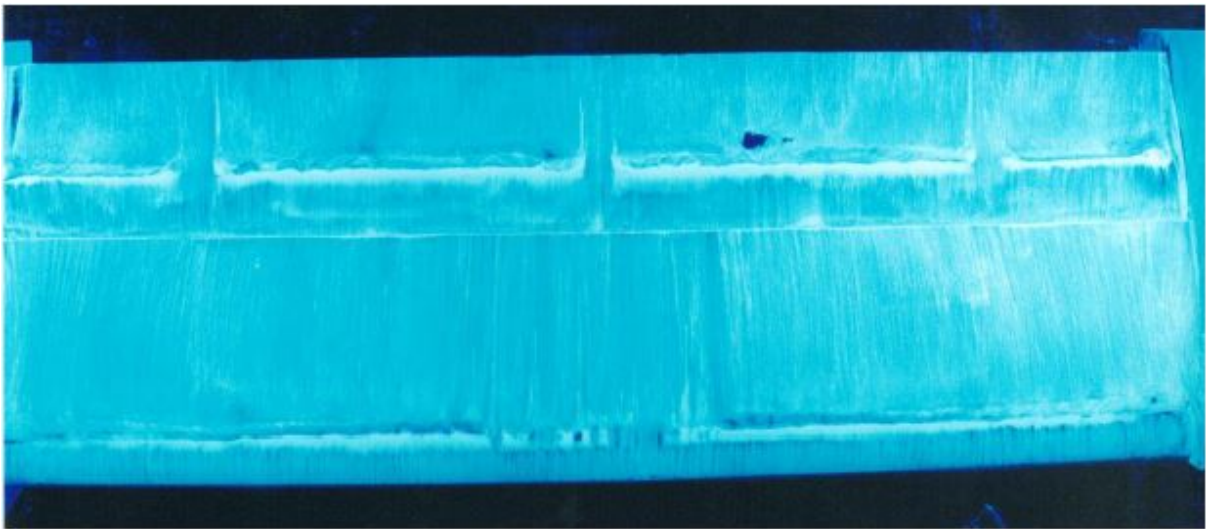


Figura 1.9: $h/c = 0,395$ para baixo ângulo de flap [3].

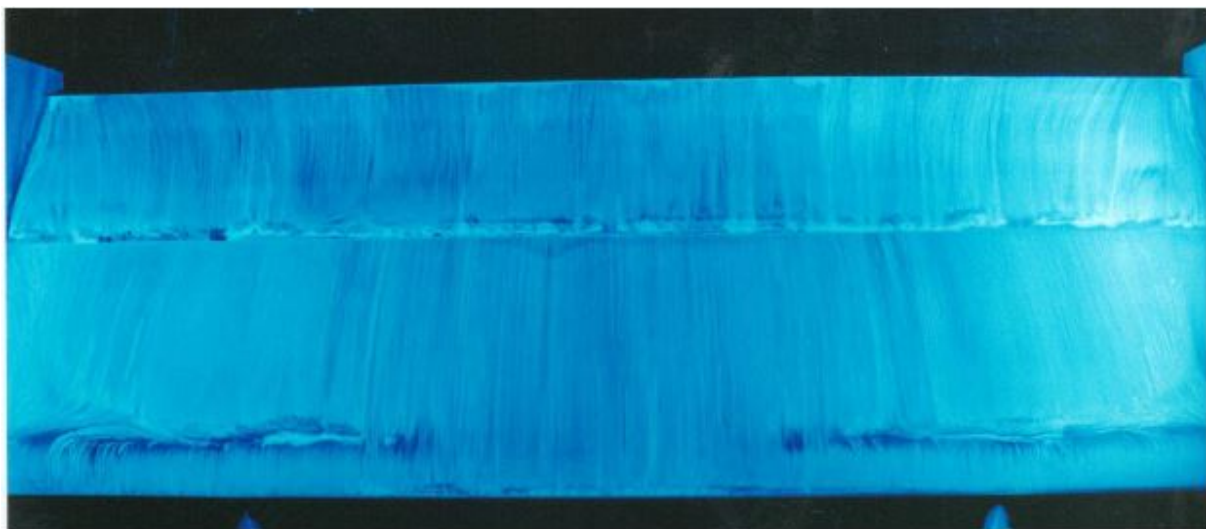


Figura 1.10: $h/c = 0,211$ para alto ângulo de flap [3].

Nas figuras 1.9 e 1.10, pode-se observar que as linhas de emissão apresentam componentes na direção do alongamento (*spanwise*), direção z representado na figura 1.5, principalmente

na região próxima das pontas, realçando a tridimensionalidade desta região. No entanto, na parte central não se percebe estas componentes, caracterizando este escoamento como *quasi-bidimensional*. A tridimensionalidade pode estar associada aos vórtices de aresta [7]. Zhang e Zehiran [4], sugerem em estudos sobre a quebra dos vórtices de ponta de asa, que esta pode ser a causa do declive que separa as regiões *a* e *b* da figura 1.13.

Na figura 1.9 a bolha de separação está presente em grande parte do alongamento do elemento principal, com separação na região $x/c = 0,11 - 0,13$ e reanexação turbulenta em $x/c = 0,16$. Na região do flap existem três regiões de quebra referentes a localização dos suportes de fixação da asa. O ponto de separação foi medido em $x/c = 0,69 - 0,72$ com recolação turbulenta em $x/c = 0,75$.

A figura 1.10 apresenta algumas diferenças da figura 1.9. A transição no bordo de ataque do elemento principal representa 36% do alongamento. Na região central as bolhas estão presentes no bordo de ataque, na regiões laterais, elas estão presentes em $x/c = 0,11 - 0,18$. Neste estudo foi constatado que as bolhas no bordo de ataque se reduzem em representatividade com o decréscimo da altura h . Para todas as alturas de alto ângulo de flap, a transição no flap se deu no bordo de ataque em $x/c = 0,58$.

Em seus estudos de uma asa de elemento simples, Zhang e Zehiran [11], foram obtidas curvas de Downforce e arrasto pela altura representadas nas figuras 1.11 e 1.12. Eles também fizeram as mesmas curvas para asa de duplo elemento 1.13 e 1.14 em outro estudo [3]. Comparando as figuras, pode-se notar que as curvas de Downforce apresentam as mesmas características básicas.

A figura 1.13 apresenta três regiões *a*, *b* e *c*. Na curva para baixo ângulo de flap, no ponto de $h/c = 0,171$ há uma descontinuidade para o aumento de Downforce com a redução de altura, seguida de declive. Logo acima desta altura o gradiente de pressão é alto e abaixo deste ponto o gradiente de pressão é baixo. Após o declive a curva volta a crescer atingindo seu ponto máximo e reduzindo-se novamente após este ponto. Neste trabalho, para regiões de alturas superiores ao ponto $h/c = 0,171$ serão referenciadas como região *a*. A região entre esta descontinuidade e o ponto de máximo será chamada de região *b* e a região de declive do ponto de máximo será chamada de região *a*.

Em seu projeto de conclusão de curso, Oliveira [16] usou o software *Star CCM+* para investigar o efeito solo com o mesmo perfil usado por Zerihan [1]. Em seu trabalho, Oliveira comparou resultados com diversos modelos de turbulência com os resultados obtidos experimentalmente por Zhang e Zerihan [11]. Oliveira gerou duas curvas em efeito solo de C_L por h/c e C_D por h/c com o modelo de turbulência Spalart-Allmaras mostradas nas figuras 1.15 e 1.16 e comparou diversos modelos de turbulência.

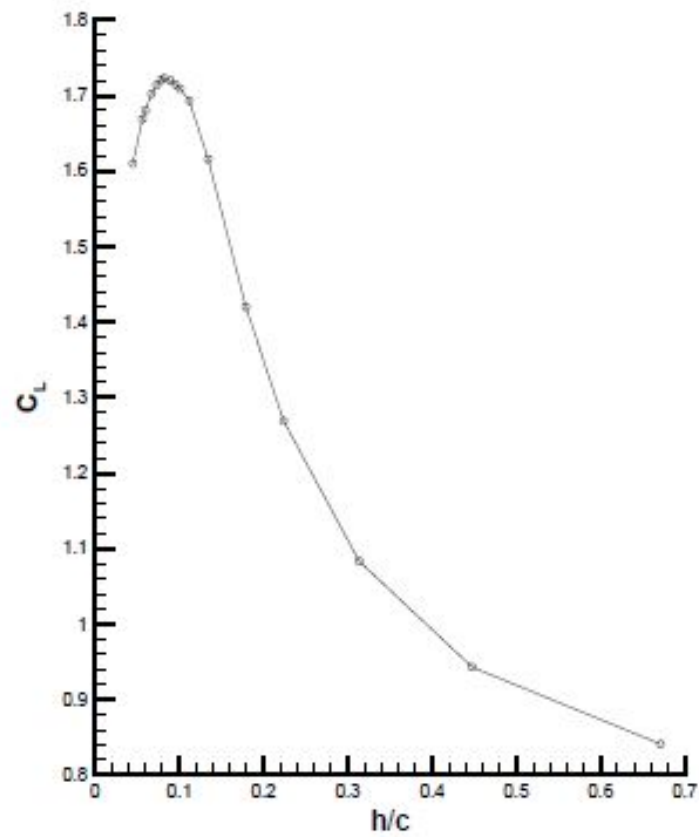


Figura 1.11: Downforce por altura para asa de elemento simples para $\alpha = 1^\circ$ [1].

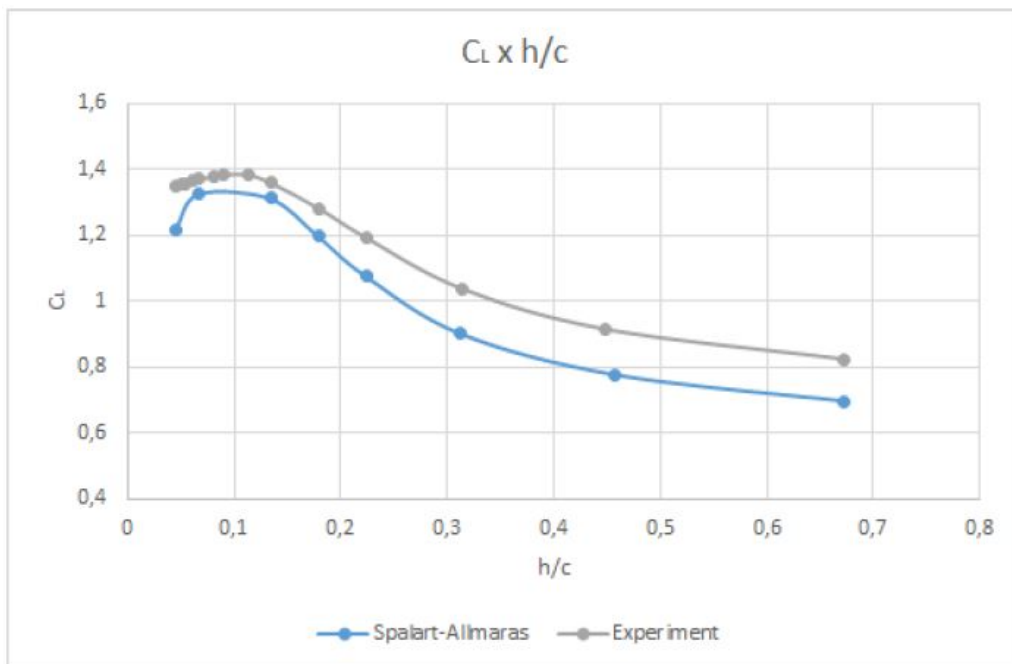


Figura 1.15: Curva de sustentação em efeito solo com software CFD para asa de elemento simples [4].

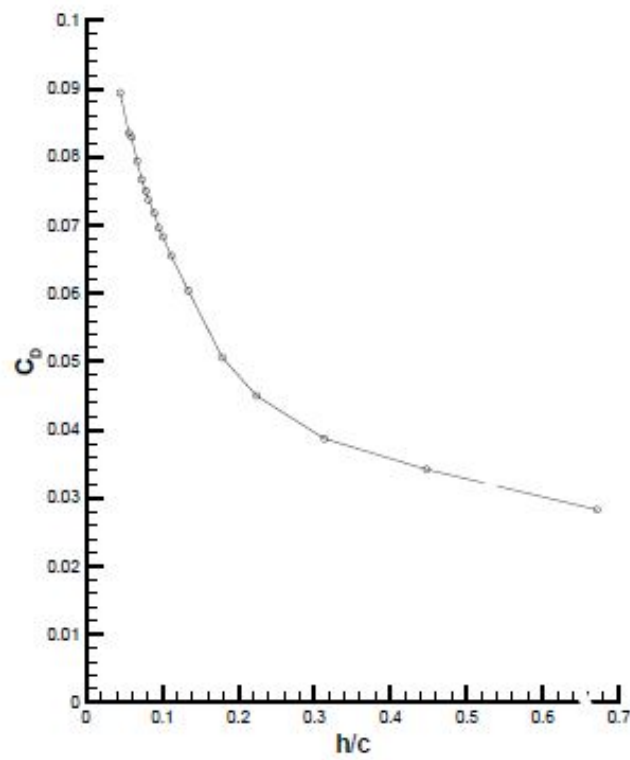


Figura 1.12: Arrasto por altura para asa de elemento simples para $\alpha = 1^\circ$ [1].

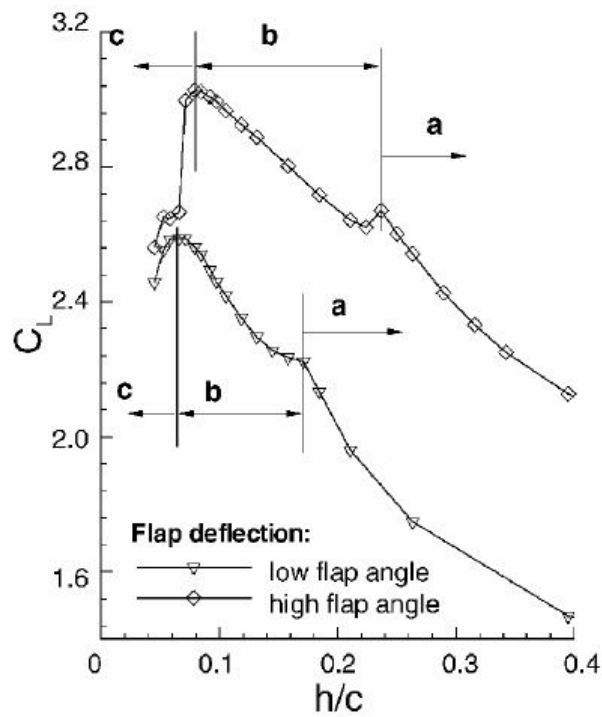


Figura 1.13: Downforce por altura para asa duplo elemento [3].

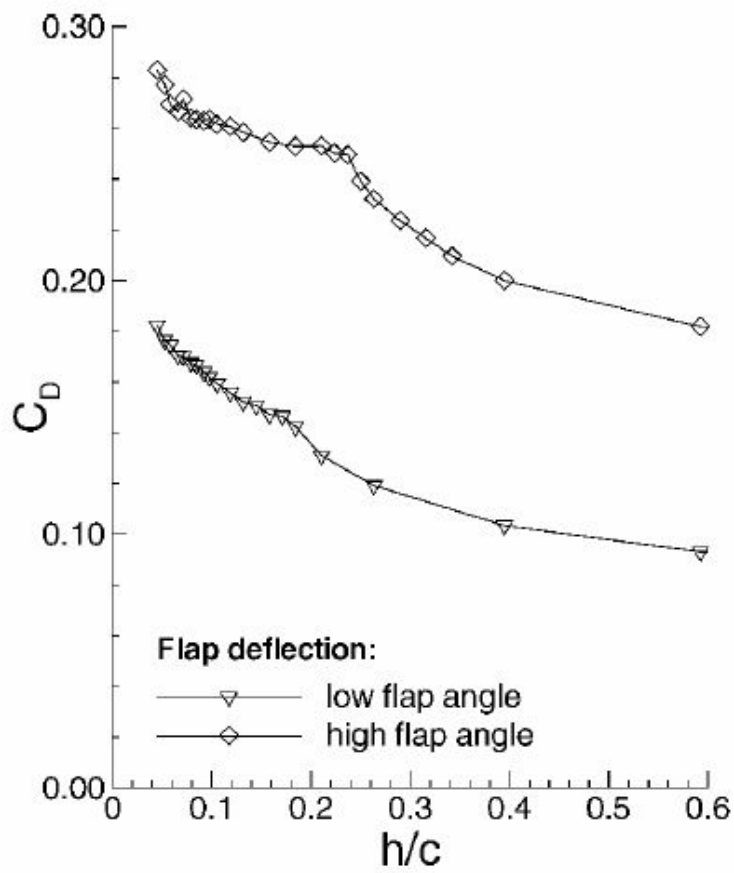


Figura 1.14: Arrasto por altura para duplo elemento [3].

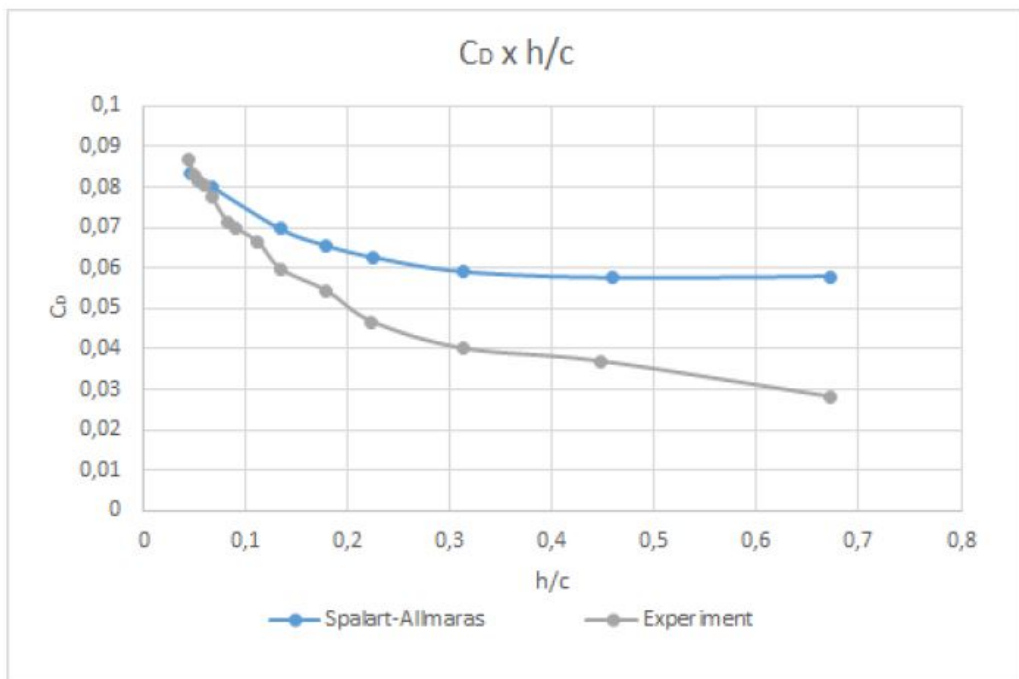


Figura 1.16: Curva de arrasto em efeito solo com software CFD para asa de elemento simples [4].

Outro estudo recente feito com o software *Star CCM+* foi o estudo aerodinâmico de um corpo rombudo com difusor em efeito solo por Colus [17]. Colus investigou o efeito solo com variação de altura do corpo rombudo e angulação do difusor. Colus utilizou modelos de turbulência como Spalart-Allmaras, $\kappa\text{-}\epsilon$ e $\kappa\text{-}\omega$. Seus resultados foram comparados com os obtidos por Zhang e Ruhrmann [18].

Zhang e Zerihan em seus trabalhos [3] e [11], compararam as distribuições de pressão no perfil da asa com um elemento simples e na asa com duplo elemento em duas angulações. A partir da figura 1.17, eles concluíram que o flap tem um efeito introdutório de pressão sobre o bordo de fuga do elemento principal. As pressões no extradorso são elevadas, e a sucção gerada no intradorso aumenta comparada com a asa de elemento simples.

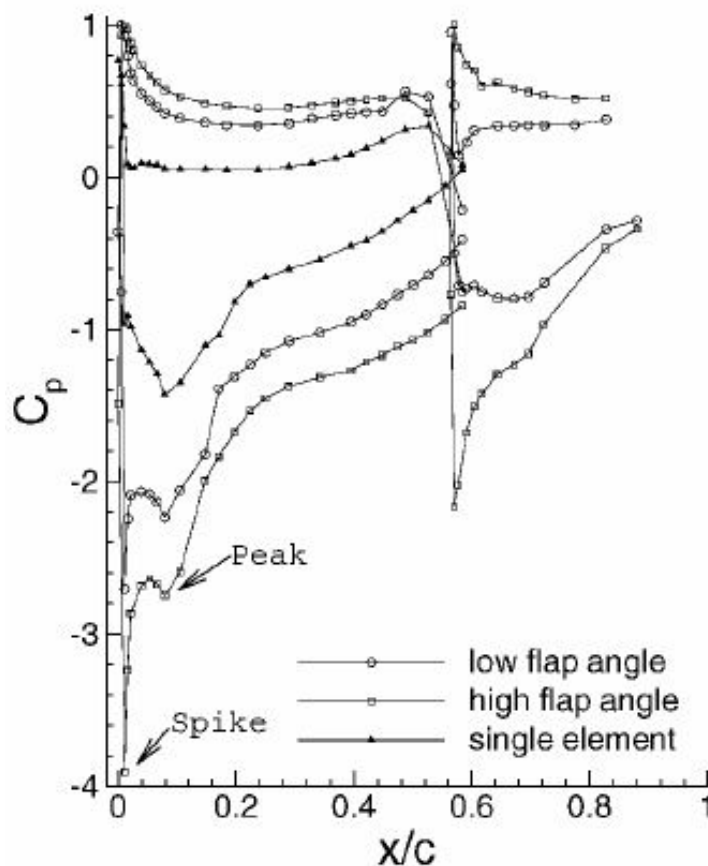


Figura 1.17: Pressões no centro do alongamento sobre a corda para uma altura $h/c = 1,97$ [3].

Ainda na figura 1.17, a região do extradorso apresenta uma aceleração mais suave do ponto de estagnação do bordo de ataque na asa com flap, em $x/c \approx 0,1$. A asa com elemento simples se aproxima da velocidade do escoamento não perturbado em aproximadamente $x \approx 0,02$. O pico (*peak*) de sucção para as três configurações permanecem no mesmo ponto $x/c = 0,08$. No entanto, uma ponta (*spike*) de sucção aparece com o incremento do flap, perto do bordo de ataque $x/c = 0,01 - 0,02$. Na região de sucção do elemento simples, percebe-se que em $x/c = 0,17$ aparece um pulso (*bump*) representando a transição da bolha de separação, não observando esse fenômeno para as asas com flap.

Comparando as distribuições de pressão para os dois ângulos de flap, percebe-se que para o ângulo de incidência inferior, o escoamento é acelerado da velocidade acima da velocidade do escoamento não perturbado em um ponto perto do bordo de fuga do elemento principal, $C_p \approx 1$ até $x/c = 0,72$ e então a recuperação começa até o bordo de fuga. Para o flap com incidência superior, o fluido é acelerado rapidamente do bordo de ataque $x/c = 0,564$ para um pico de sucção em $x/c = 0,570$ e então o fluido é retardado até o bordo de fuga. As pressões no extradorso são parcialmente constantes, sendo superiores para o alto ângulo de flap.

Zhang e Zerihan [3], também compararam a distribuição de pressão para diferentes incidências de flap. Conclui-se que para a redução de altura, a sucção aumenta no intradorso para o elemento principal e elemento flap. No entanto, o crescimento aparenta ser maior no elemento principal quando comparado com o flap (figuras 1.18 e 1.19).

As figuras 1.18 e 1.19 apresentam um formato similar. No entanto, para a alturas mais próximas do solo (*b*), a sucção no elemento principal aumenta substancialmente com a proximidade do solo. O pico de sucção para baixo ângulo de flap alcança seu máximo em $h/c = 0,79$ correspondendo a $C_p = -8,7$, sendo este valor muito superior aos obtidos para a asa de elemento simples mostrados na figura 1.20. Oliveira [16] não forneceu curvas de distribuição de pressão para comparação de resultados.

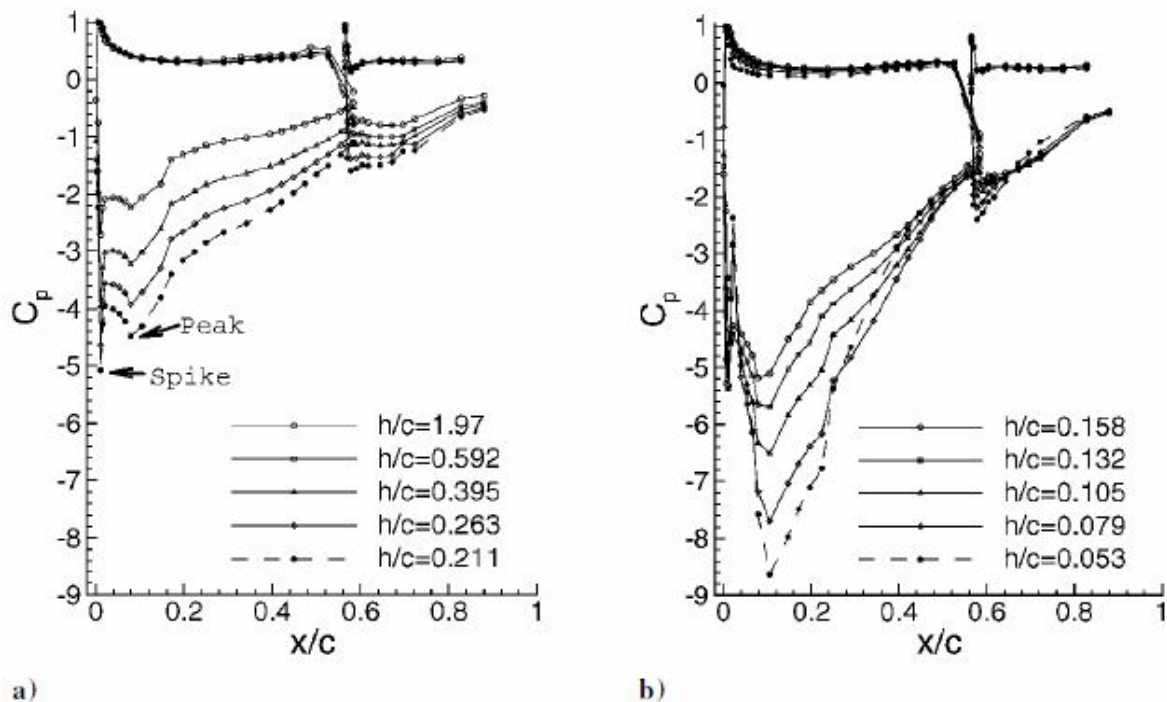


Figura 1.18: Distribuição de pressão ao longo da corda no centro da asa para baixo ângulo de flap [3].

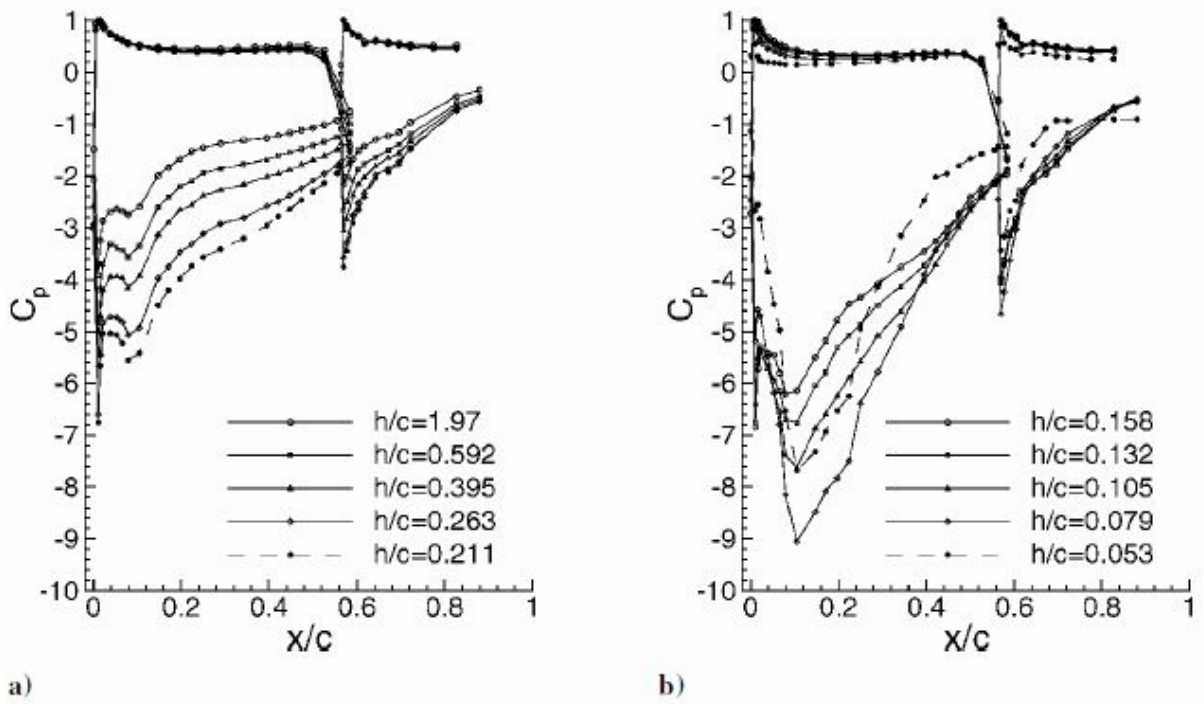


Figura 1.19: Distribuição de pressão ao longo da corda no centro da asa para alto ângulo de flap [3].

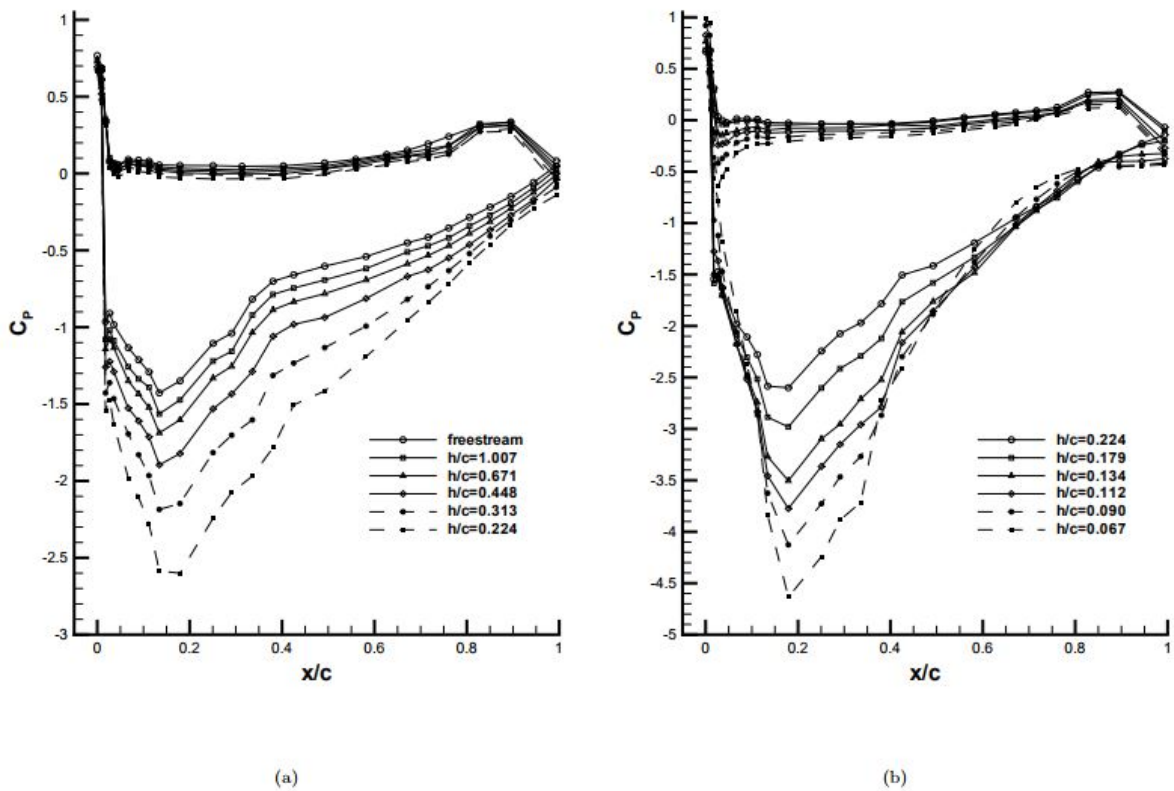


Figura 1.20: Distribuição de pressão ao longo da corda no centro da asa de elemento simples com $\alpha = 1^\circ$ [1].

Dentre os fenômenos apresentados por Smith [13], Zhang e Zerihan [3] utilizaram *Laser Doppler Anemometry* (LDA) e *particle image velocity* (PIV) na região posterior e inferior da asa para investigar a esteira turbulenta e os vórtices de aresta. Com a aproximação do escoamento não perturbado para o solo, o Downforce sofre um aprimoramento rápido (região *a* da figura 1.13).

Este processo é acompanhado por um vórtice concentrado na ponta da asa, ao lado das *end plates* e o efeito difusor da asa. Para uma altura crítica o vórtice se quebra e o Downforce gerado por ele é perdido. Esta quebra cria um gradiente gerando um declive no Downforce. O aprimoramento da força volta a aumentar com a redução de altura (região *b*), onde o efeito difusor continua efetivo.

O Downforce se reduz após o seu ponto de máximo (região *c*), sua redução é devida a grande separação na asa. Pode-se observar nas figuras 1.18 e 1.19 a curva de $h/c = 0,58$ não atinge o maior pico de sucção.

As figuras 1.21 e 1.22 mostram o rastreamento de Laser Doppler Anemometry na região da esteira da asa multielemento utilizada por Zhang e Zerihan [3]. Observa-se nas imagens que uma grande esteira turbulenta é gerada na direção do escoamento do flap. As esteiras dos elementos parecem se misturar e a espessura parece ser causa do elemento principal.

Também pode-se observar que o escoamento aumenta sua velocidade da esteira para o solo, sendo superior a do escoamento livre na região posterior ao bordo de fuga.

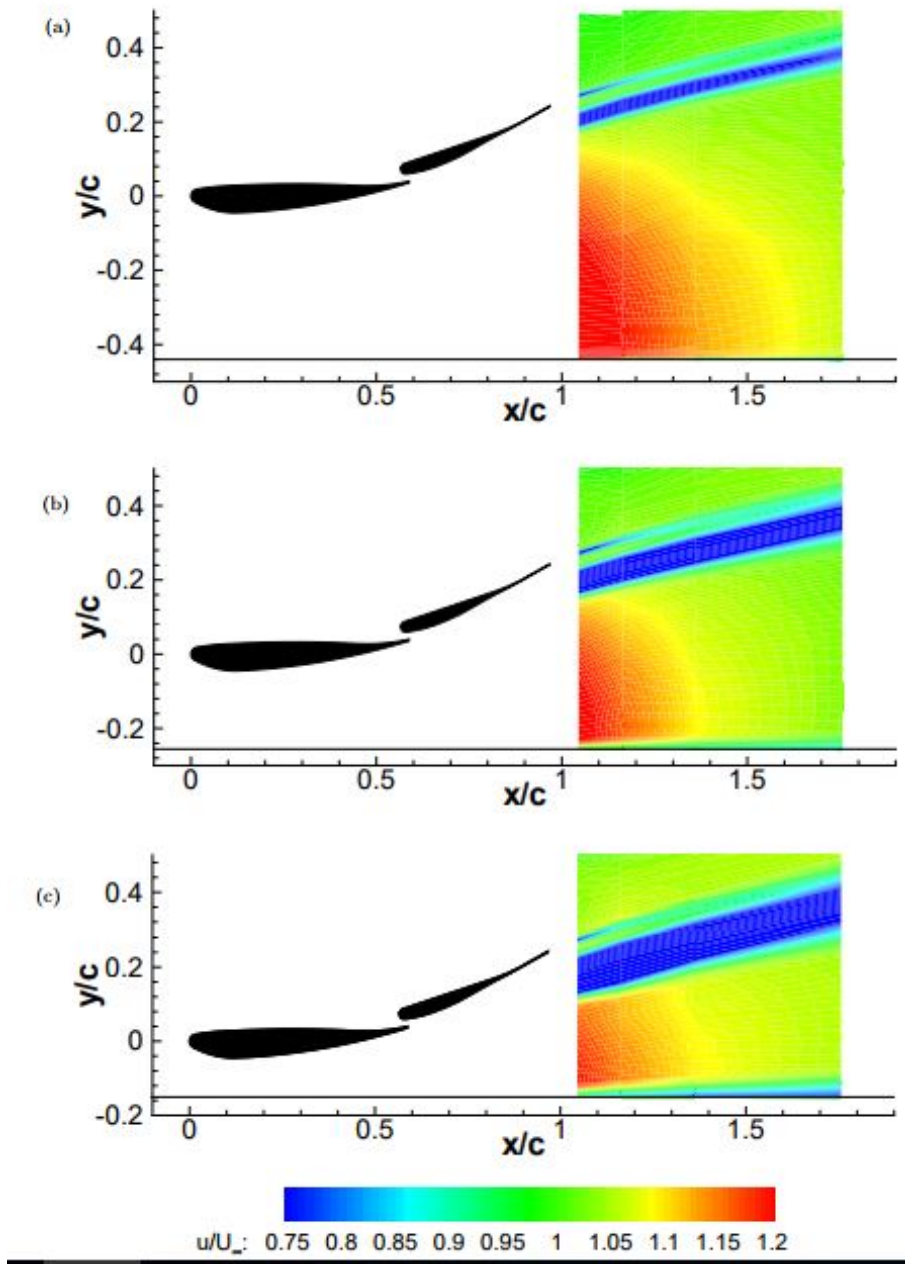


Figura 1.21: LDA u/U_∞ contornos de velocidade para alturas $h/c = 0,395; 0,211; 0,105$ para alto ângulo de flap [1].

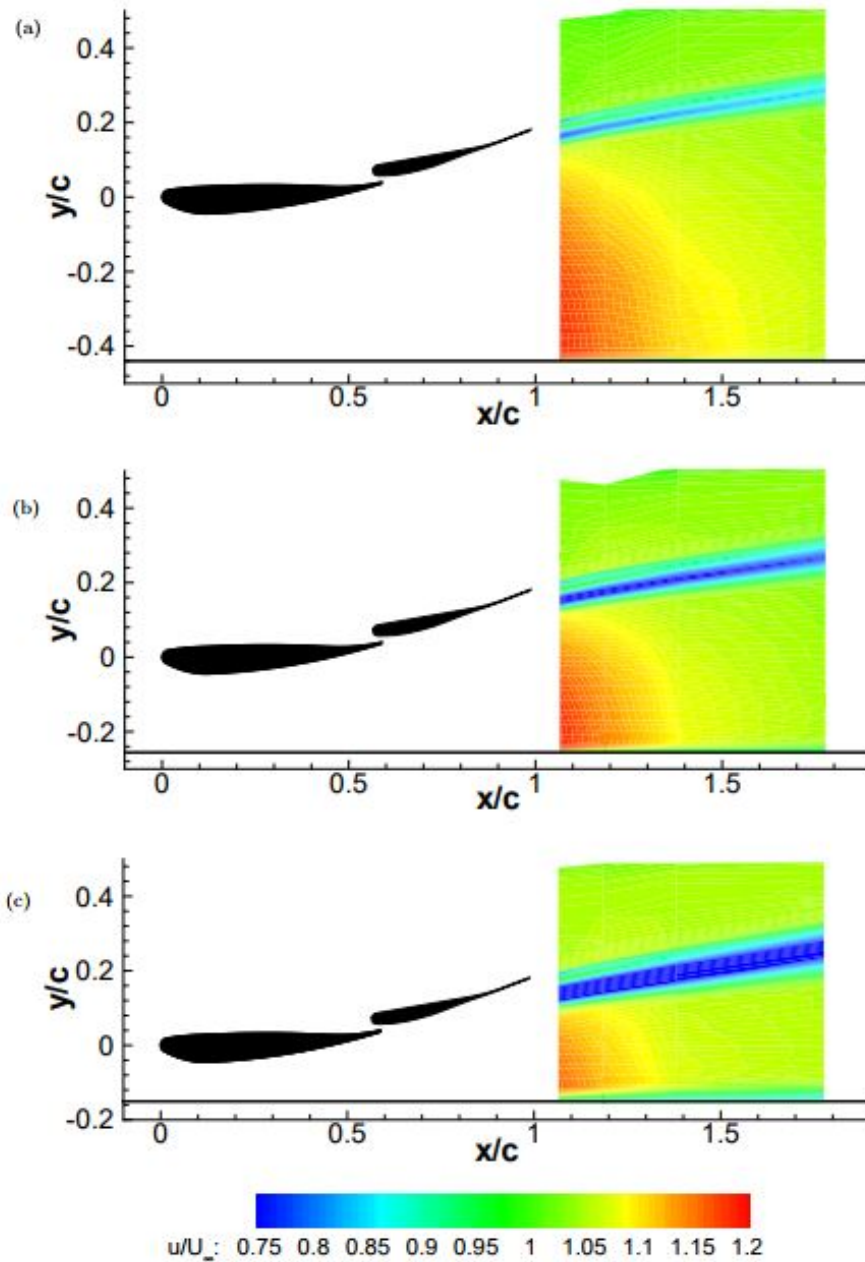


Figura 1.22: LDA u/U_∞ contornos de velocidade para alturas $h/c = 0,395; 0,211; 0,105$ para baixo ângulo de flap [1].

No mesmo estudo, Zhang e Zerihan também fizeram observações do escoamento na região entre flap e o solo. O laser Doppler anemometry só coletou informações do escoamento na esteira. O particle image velocimetry captou informações sobre o escoamento em regiões não observadas pelo LDA.

Com o PIV é possível confirmar que a esteira do elemento principal é predominante e aumenta sua espessura com a proximidade do solo. Após o ponto de máxima sucção, a asa funciona como um difusor com o solo, desacelerando o escoamento até a velocidade do escoamento livre. As imagens com PIV são mostradas nas figuras 1.23.

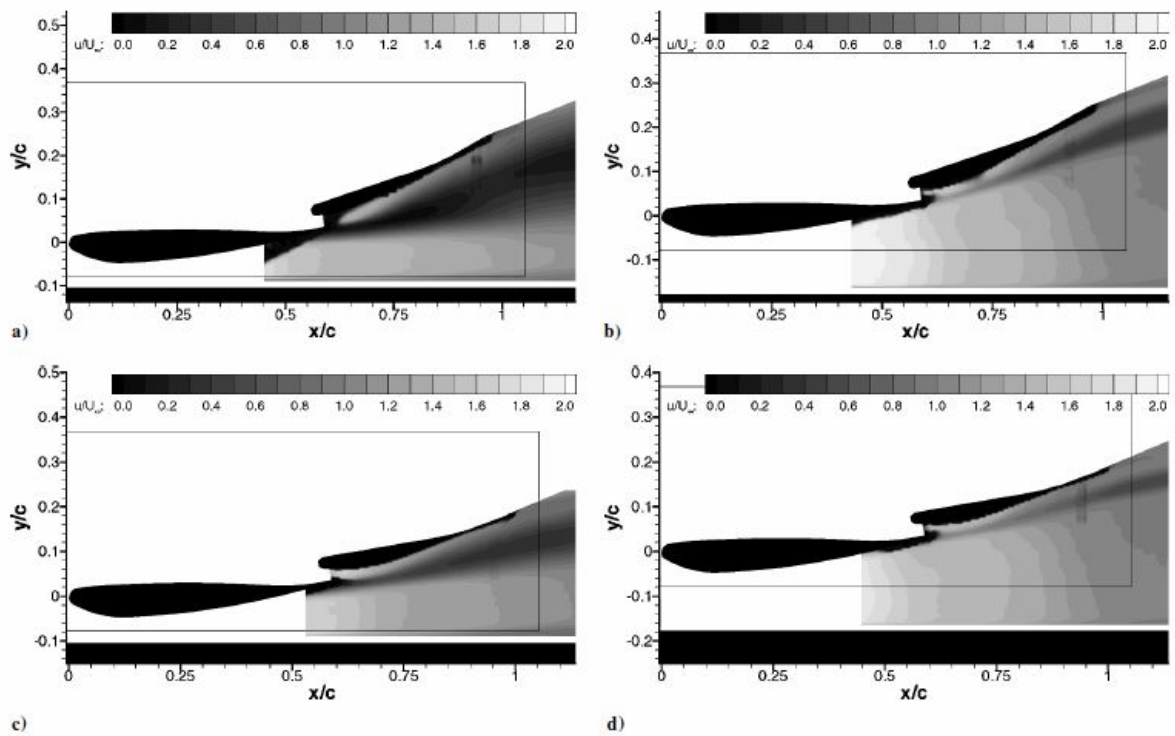


Figura 1.23: Off-surface PIV: contorno u/U_∞ (a) $h/c = 0,058$ high flap angle; (b) $h/c = 0,158$ high flap angle; (c) $h/c = 0,058$ low flap angle; (d) $h/c = 0,158$ low flap angle [3].

Estes efeitos só podem ser observados devido ao ensaio feito em túnel de vento com a instrumentação correta. Portanto, com essa disposição de literaturas sobre o estudo das consequências do efeito solo, tenta-se reproduzir parte desses fenômenos com ferramentas computacionais e compará-los com os resultados obtidos experimentalmente.

2 Fundamentação teórica

2.1 Camada Limite

Aerodinâmica viscosa

A aerodinâmica não viscosa é uma simplificação que permite o cálculo da sustentação por meio de diversos métodos. Porém, para cálculo do arrasto é necessário que os termos viscosos das equações governantes sejam considerados.

Devido a condição de não escorregamento em superfícies sólidas, o escoamento deve ir da velocidade igual a zero para a velocidade do escoamento não perturbado em uma fina camada, gerando forças cisalhantes que são dadas por:

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.1)$$

Em corpos afilados, o campo de pressão é pouco modificado pela presença da camada limite, sendo quase toda sustentação gerada pelas pressões normais à superfície. Isto possibilita o cálculo da sustentação, no entanto, para o cálculo do arrasto de fricção, deve-se estudar os esforços cisalhantes presentes na camada limite.

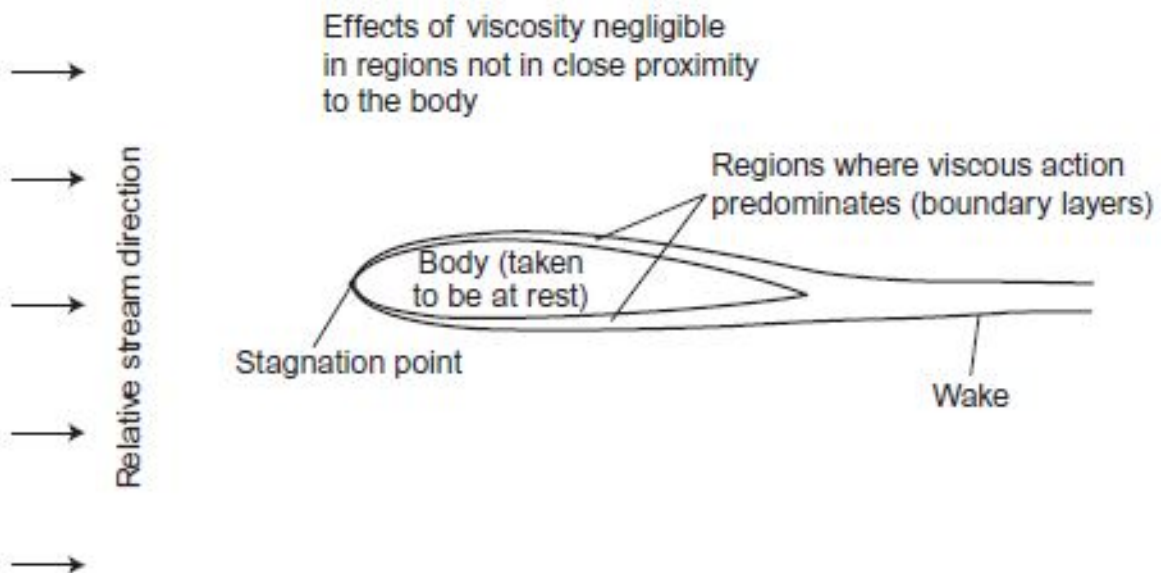


Figura 2.1: Região onde os efeitos viscosos são predominantes [5].

Escoamento laminar e turbulento

Para escoamentos laminares, as camadas de fluido se deslocam uma sobre as outras de maneira suave com pouca troca de massa entre as camadas de fluido adjacentes e o cisalhamento é decorrente da viscosidade do fluido.

No escoamento turbulento há um movimento aleatório gerado pelas flutuações de velocidade. Estas flutuações ocorrem em todas as direções do escoamento. Há o transporte de massa e variações do perfil de velocidade com o tempo [5]. Contudo, o perfil de velocidade médio pode ser construído e é possível determinar a transferência de momento médio entre as camadas. A camada limite turbulenta é controlada pelas tensões viscosas e as tensões das flutuações, chamadas de tensões de Reynolds. Estas tensões serão descritas na seção 2.7.

Na camada limite laminar a energia do escoamento livre é transmitida entre as camadas de fluido por meio da viscosidade, resultando em uma porção da camada limite com velocidade reduzida.

Na camada limite turbulenta, as tensões das flutuações trocam massa na região longitudinal à parede, penetrando a energia do escoamento livre nas camadas mais próximas à parede, resultando em um perfil mais espesso. A figura 2.2, mostra a comparação entre o perfil laminar e o turbulento.

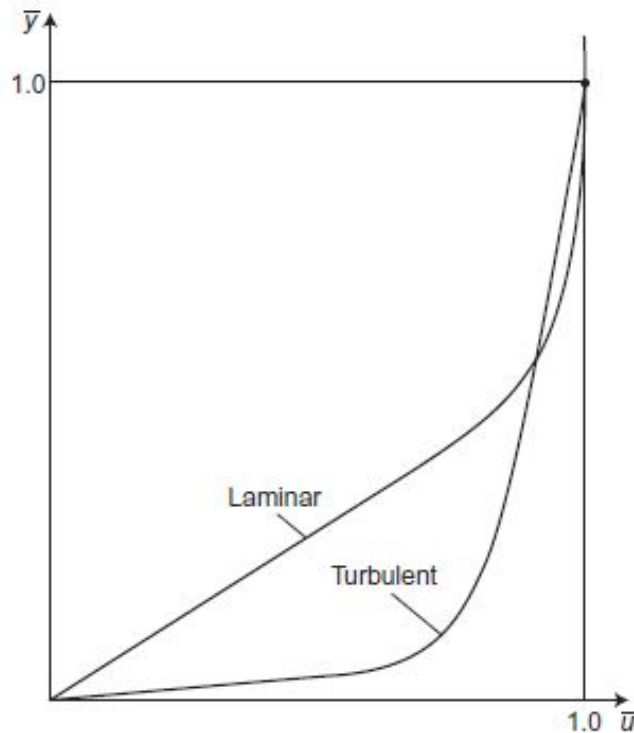


Figura 2.2: Perfil laminar e turbulento [5].

Gradientes de pressão

A variação da pressão e da velocidade de corrente livre impactam o desenvolvimento da camada limite. Para um elemento de fluido, a força atuando dentro da camada limite pode ser dada pela seguinte representação:

$$F = \frac{\partial \tau}{\partial y} \delta y - \frac{\partial p}{\partial x} \delta x \quad (2.2)$$

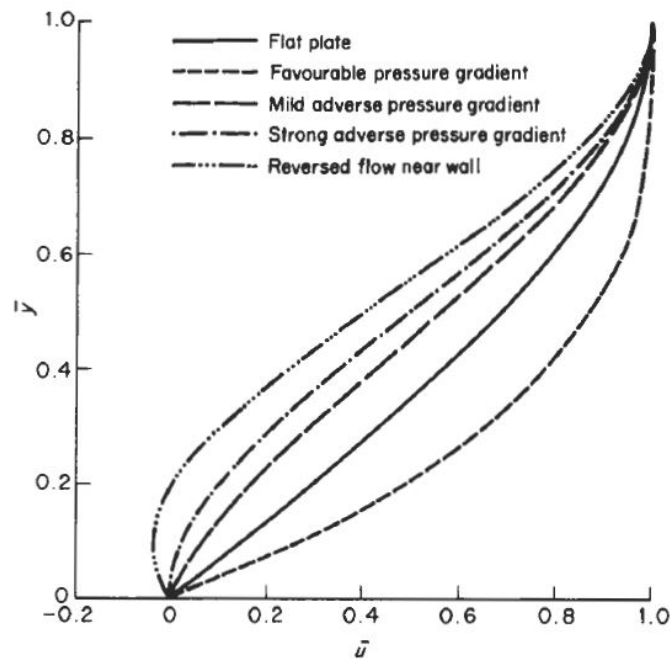


Figura 2.3: Efeitos dos gradientes de pressão no perfil da camada limite [5].

A partir da figura 2.3 e da equação 2.2, pode-se observar:

- Se a pressão diminui, a velocidade de corrente livre aumenta (**gradiente de pressão favorável**)
- Se a pressão aumenta, a velocidade de corrente livre diminui (**gradiente de pressão adverso**)

No gradiente de pressão favorável as forças decorrentes da pressão aceleram o fluido levando a um perfil de velocidade mais espesso e a camada limite cresce mais lentamente ao longo da superfície.

No gradiente de pressão adverso as forças de pressão reforçam os efeitos das tensões de cisalhamento, levando a camada limite a crescer mais rapidamente e formando um perfil menos espesso. Se o gradiente de adverso for suficientemente forte para reverter o escoamento, bolhas de separação são geradas na superfície. Mais detalhes serão apresentados na próxima seção.

Características físicas da camada limite turbulenta

Neste estudo a camada limite é completamente turbulenta. Desta forma, faz-se necessário descrever algumas características para melhor entendimento deste fenômeno [19]:

1. Estrutura composta

- Região interna é totalmente dependente da natureza da parede e é praticamente insensível ao escoamento fora da camada limite (10% a 20% da espessura total da camada limite)

Subcamada viscosa: 0,1% a 1,0% da espessura da região interna

Região de transição (Buffer layer): 5% da região interna

Região turbulenta ou região logarítmica: 94% a 95% da região interna

- Região externa depende pouco da natureza da parede e é fortemente dependente do escoamento externo (80% a 90% da espessura total da camada limite)
2. No interior da camada limite turbulenta as forças de inércia tem mesma ordem de grandeza das forças viscosas
 3. Altas taxas de produção e dissipação de energia cinética turbulenta
 4. Alto-similaridade confirmada experimentalmente
 5. Formulação analítica setorizada
 6. Leis de parede e leis de esteira
- Leis de parede: formulações matemáticas que descrevem a região interna
 - Leis de esteira: formulações matemáticas que descrevem a região externa

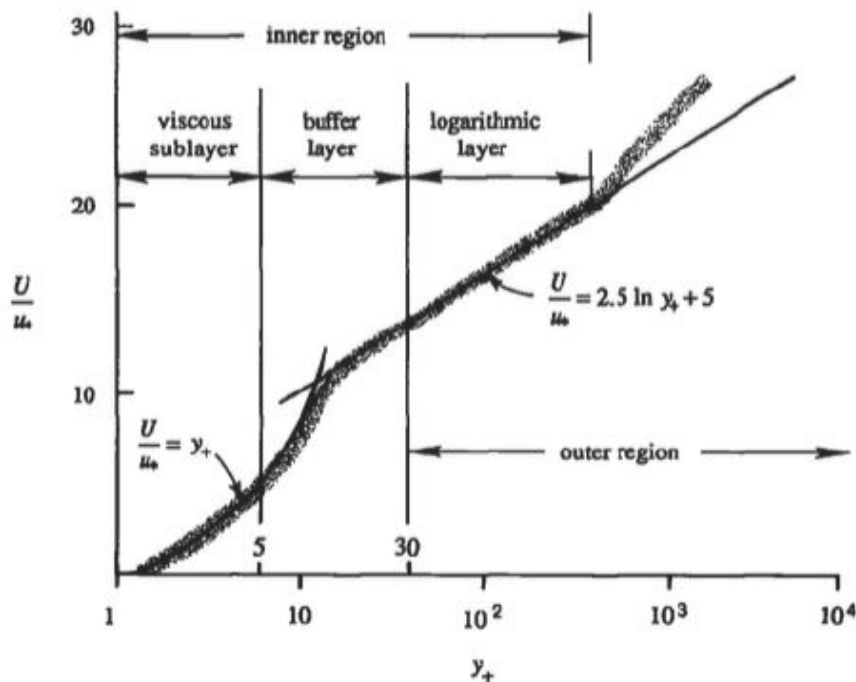


Figura 2.4: Divisão da região interna da camada limite [6].

Para descrever as relações da camada limite turbulenta, variáveis adimensionais são apresentadas:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (2.3)$$

Onde u_τ é a velocidade de atrito, τ_w é a tensão de cisalhamento na parede, u^+ é a velocidade adimensional na camada limite e y^+ é o comprimento adimensional da camada limite.

Na forma adimensional, as regiões da camada limite podem ser classificadas da seguinte maneira:

- Subcamada viscosa: $0 < y^+ < 10$
- Região de transição: $10 < y^+ < 30a50$
- Região turbulenta: $50 < y^+ < 500$
- Região externa: $500 < y^+ < 5000$

2.2 Tipos de arrasto

Arrasto total

Segundo [5], o arrasto total pode ser definido como a taxa de diminuição do momento na direção do escoamento externo não perturbado. Esse decréscimo pode ser calculado entre estações a montante e a jusante do corpo, e sua direção é a mesma do escoamento livre. Também pode ser definido pela força total de resistência do corpo ao movimento do fluido.

Este arrasto pode ser dividido em duas parcelas físicas relacionadas a pressão e a fricção da superfície.

Arrasto de fricção

O arrasto de fricção pelas componentes de cisalhamento na superfície do corpo. Esta tensão é devido as tensões viscosas e são tangenciais à superfície do corpo. O efeito total é dado pelo somatório de todas as componentes, ou seja, integrando sobre toda a superfície do corpo. O atrito viscoso não existe para fluidos invíscidos.

Arrasto de pressão

O arrasto de pressão é dado pela componente da força devido a pressão em todos os pontos da superfície. Este arrasto pode ser dado pelas diversas contribuições:

- Arrasto induzido;
- Arrasto de onda;
- Arrasto de forma;

O arrasto induzido é devido aos efeitos de tridimensionalidade, não dependendo diretamente de efeitos viscosos. Este será melhor apresentado na seção 2.3. O arrasto de onda é devido a formação de ondas de choque com altas velocidades, não tem representação neste estudo.

O arrasto de forma é causado pelas diferenças na distribuição de pressão ao longo do corpo, resultando em uma força resultante chamada arrasto de forma.

2.3 Aerofólios e Asas

Primeiramente, deve-se entender a diferença entre asa e aerofólio. Segundo [2], um aerofólio é a seção bidimensional de uma asa. Portanto, uma asa tridimensional consiste em várias seções de aerofólio, podendo variar o arqueamento, o ângulo de torção e o afilamento. A figura 2.5 pode-se ilustrar em uma asa genérica retangular o perfil do aerofólio. Este tipo de asa é simples por apresentar simetria ao longo da envergadura, porém, pode-se observar na figura 2.6 que existe a possibilidade de arqueamento na seção transversal do perfil.

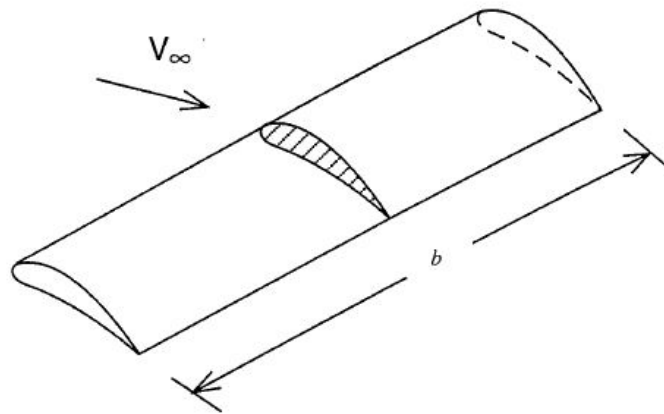


Figura 2.5: Seção de aerofólio em asa genérica retangular [2]

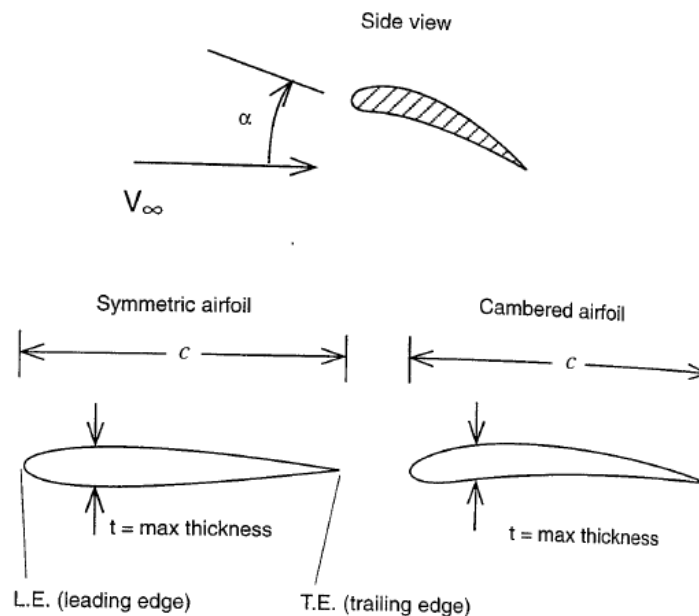


Figura 2.6: Visão lateral da asa em corte [2]

A equação de Bernoulli descreve a relação entre velocidade do fluido e pressão. Esta equação pode ser aplicada para linhas de corrente, relacionando pressão estática p , massa específica ρ , e

velocidade V pela seguinte equação:

$$\frac{P}{\rho} + \frac{V^2}{2} = Constante \quad (2.4)$$

Portanto, a distribuição de pressão é uma consequência direta do perfil de velocidade. Observando a figura 2.7, percebe-se que a partícula de fluido que percorre a linha de corrente logo acima da linha de estagnação, irá contornar o ponto de estagnação. Logo, como esta partícula encontra uma superfície sólida, esta terá sua velocidade reduzida, resultando em uma pressão maior na parte inferior do perfil. Porém, quando esta partícula encontra o bordo de ataque (leading edge), esta é forçada a contorná-lo, por consequência, acelerando-se, resultando em uma baixa pressão no bordo de ataque [2].

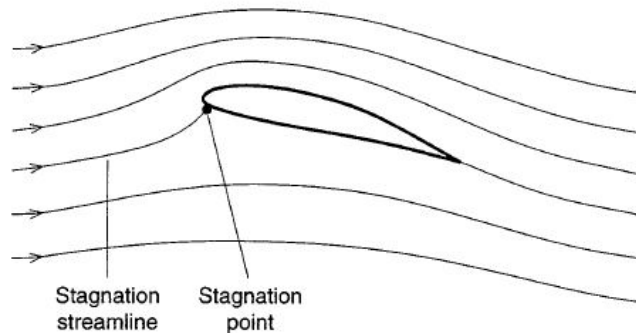


Figura 2.7: Linhas de corrente aproximando aerofólio. [2]

A partícula que se move abaixo da linha de corrente de estagnação não percebe mudanças bruscas de direção, e, gradualmente, reduzirá sua velocidade e aumentará a pressão na superfície inferior do aerofólio. O sinal positivo (+) na figura 2.8 representa onde a pressão é maior que a do escoamento desenvolvido, enquanto o sinal negativo (-) representa uma menor pressão.

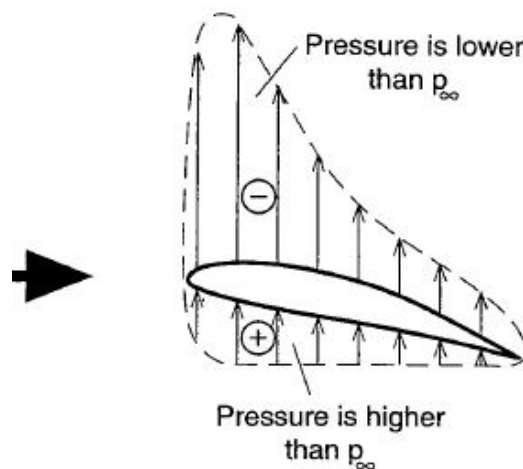


Figura 2.8: Distribuição de pressão resultante. [2]

Distribuição de pressão em um aerofólio

A distribuição de pressão em um aerofólio não é uniforme. Para mensurar diferenças de pressão, o conceito de um coeficiente adimensional é introduzido. Este coeficiente mensura diferenças de pressão em relação ao escoamento não perturbado (p_∞) e é dado por:

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2} \quad (2.5)$$

A figura 2.9 mostra que para o ângulo de incidência ($\alpha = 0^\circ$), o C_p só é positivo em uma pequena região no bordo de ataque e no bordo de fuga. A distribuição de pressão na parte superior tende a elevar o aerofólio e a da inferior tende ao movimento oposto, gerando assim uma força resultante para cima chamada *sustentação*.

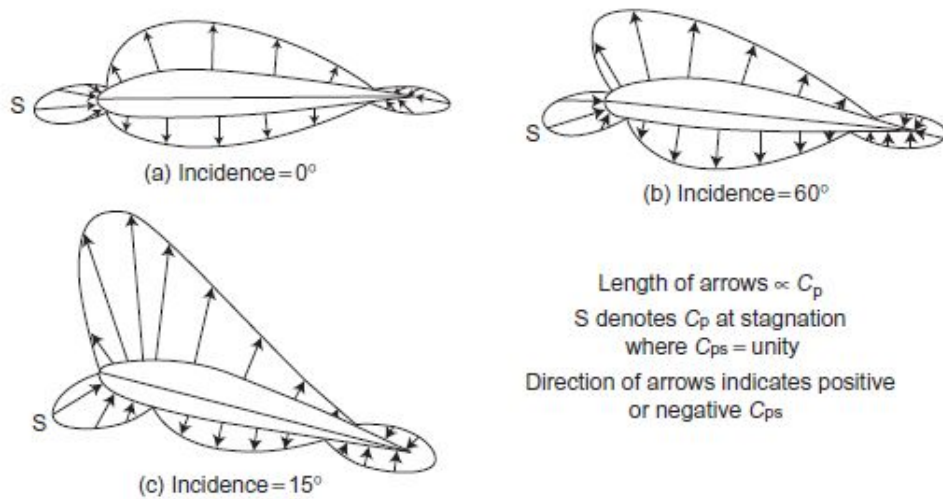


Figura 2.9: Distribuição de pressão com diferentes ângulos de ataque. [5]

Transição e bolhas de separação

A figura 2.10 mostra o comportamento de uma camada limite sobre uma superfície de arqueamento convexo constante, com gradiente de pressão adverso, ou seja, a pressão aumenta no sentido do escoamento. Pode-se considerar que esta superfície é a região posterior ao ponto de espessura máxima do aerofólio. Desconsiderando as variações de pressão na direção normal a superfície, com o aumento de pressão na direção do escoamento, as forças do campo de pressão e as tensões viscosas vão desacelerar o escoamento.

Para um ponto S na superfície, o gradiente de velocidade $(\frac{\partial u}{\partial y})_w$ é nulo. Este ponto é chamado de ponto de separação. A jusante deste, o escoamento adjacente move-se para cima, abrindo uma região de circulação. Para garantir a continuidade, a camada limite deve engrossar.

A consequência da separação a jusante do aerofólio é a região da esteira, com uma redução no aumento de pressão que deveria acontecer no bordo de fuga. Portanto, as forças de pressão

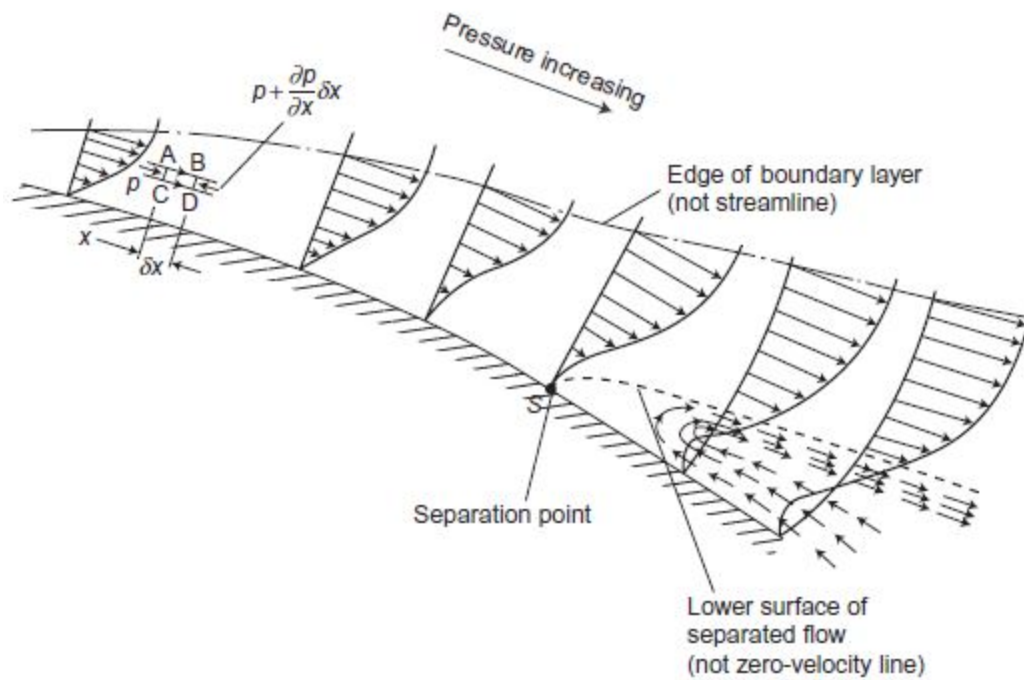


Figura 2.10: Ponto de separação em gradiente adverso. [5]

no bordo de fuga não conseguem compensar as forças de pressão do ponto de estagnação do bordo de ataque, assim, aumentando o arrasto.

Com altos ângulos de incidência, a separação pode ocorrer após o ponto de máxima velocidade, gerando uma grande esteira. Este efeito causará a redistribuição do escoamento sobre o aerofólio reduzindo a área de baixa pressão sobre a superfície superior, logo, reduzindo a sustentação. Este efeito é chamado de *Stall* [5].

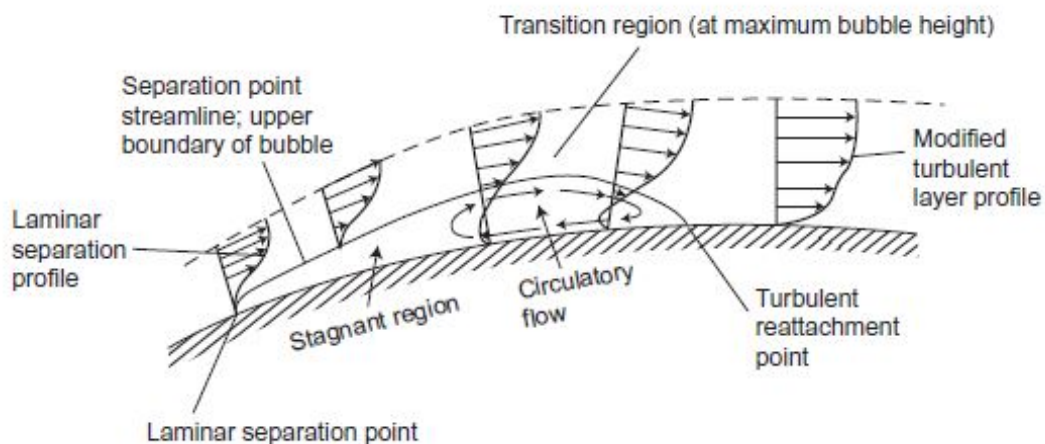


Figura 2.11: Separação da camada limite. [5]

A figura 2.11, mostra um perfil arqueado para moderados ângulos de incidência e baixo número de Reynolds. A camada limite laminar, após sua separação, transiciona para camada

limite turbulenta com o rápido engrossamento. Este engrossamento pode ser suficiente para o reanexar a camada limite sobre a superfície. Com este fenômeno, forma-se uma bolha de separação entre o ponto de separação e o ponto de recolamento.

Esta separação laminar é chamada de bolha de separação e as razões para a importância deste fenômeno são:

- Bolhas de separação são áreas de alta sensibilidade. Sua separação pode ocorrer sem que ocorra seu retorno, resultando no aumento do arrasto
- É possível forçar a transição da camada limite introduzindo perturbações. Assim, a camada limite turbulenta tem a tendência a se manter colada por mais tempo, resultando em benefícios no arrasto em relação as separações.

O experimento no qual este trabalho foi baseado, não houve a utilização de transicionadores para asa de duplo elemento. Porém, considerou-se que o escoamento era turbulento em todo o domínio em estudo.

Teoria das asas finitas

Uma asa finita é um corpo tridimensional, conseqüentemente o escoamento sobre uma asa finita também é tridimensional. O mecanismo físico para obtenção de sustentação positiva, em uma asa, é a existência de uma região de alta pressão na superfície inferior e uma de baixa pressão na superfície superior [7].

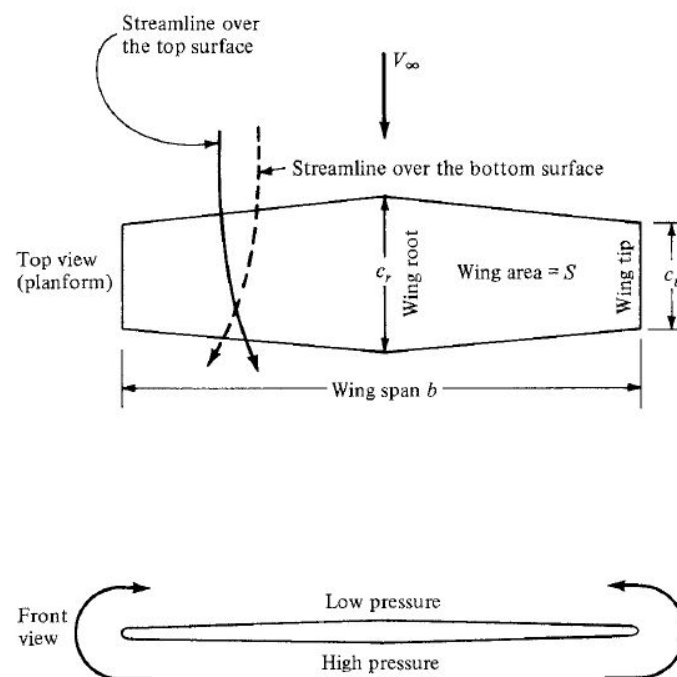


Figura 2.12: Asa finita e linhas de corrente para balanceamento da pressão. [7]

No entanto, por ser um escoamento em três dimensões, como consequência desta diferença de pressão, o escoamento perto das pontas de asa tendem a se curvar, sendo forçado da região de maior pressão para a de menor pressão. Por consequência, o escoamento na região superior tem uma componente de velocidade da ponta da asa para o centro, raiz (*spanwise*). Por similaridade, na região inferior da asa, essa mesma componente posiciona o escoamento do centro da asa para a ponta da asa. Este fenômeno é ilustrado na figura 2.12.

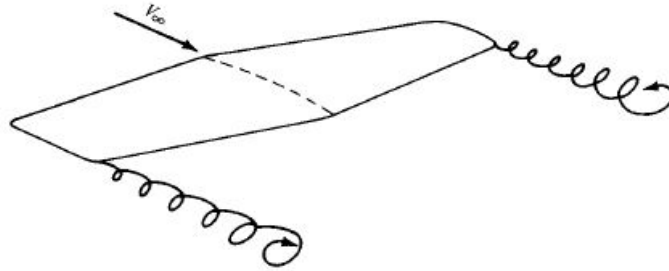


Figura 2.13: Vórtice de ponta de asa. [7]

Esta tendência do escoamento a se curvar nas pontas gera um efeito na direção do escoamento (*downstream*). Este efeito circular é um rastro que por definição é chamado de *vórtice de ponta de asa*. Estes vórtices de ponta de asa são pequenos tornados gerados como rastros. A figura 2.13 representa um esboço do fenômeno.

O efeito combinado dos dois vórtices de ponta de asa induzem uma componente de velocidade para baixo, chamada de *downwash*. Esta componente combinada com a componente do escoamento não perturbado (V_∞), resultam em um efeito de inclinar localmente a direção do escoamento.

Este efeito pode ser melhor ilustrado na figura 2.14. O ângulo α é o definido como ângulo de ataque ou ângulo geométrico entre a corda e a direção do escoamento não perturbado. O escoamento local forma um ângulo (ε) com o escoamento não perturbado (V_∞), definido como ângulo de ataque induzido.

A presença do *downwash* tem dois importantes efeitos:

- Reduzir o ângulo de ataque resultante para um ângulo efetivo dado pela seguinte equação:

$$\alpha_{eff} = \alpha - \varepsilon \quad (2.6)$$

- Induzir um arrasto adicional chamado de arrasto induzido (D_v)

O *downwash* reduz a sustentação da asa, e por se tratar de uma consequência do vórtice de ponta de asa, este efeito pode ser diminuído com o aumento do alongamento da asa. Portanto, quanto maior o alongamento da asa, menor o *downwash*. Para uma asa infinita seu efeito seria nulo [2].

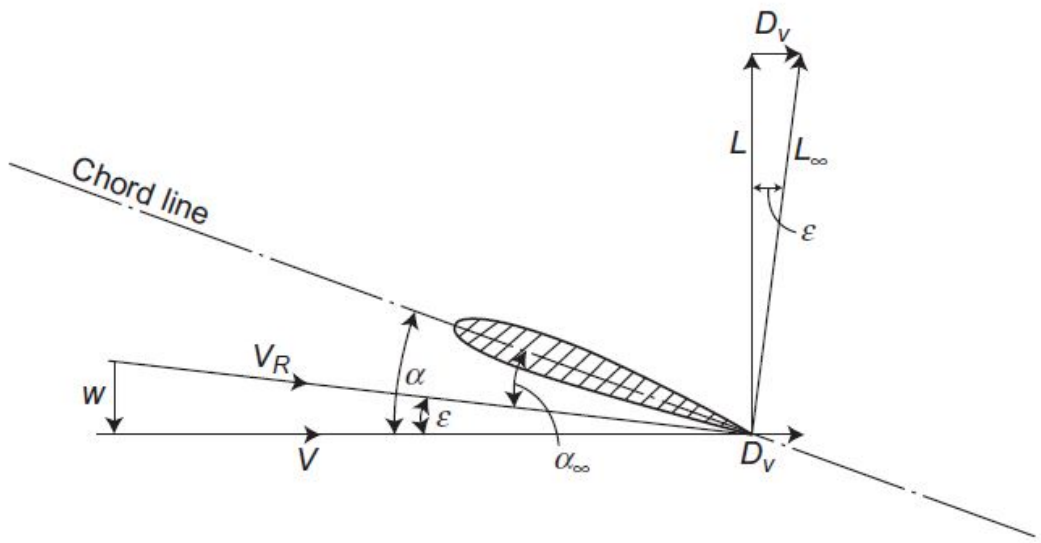


Figura 2.14: Efeito do arrasto induzido. [7]

2.4 Efeito Solo

As principais fontes de aderência em um carro de corrida são devidas ao efeito solo e asas invertidas [5]. Este ponto reforça a importância das asas dianteiras dos carros de alta performance na geração de Downforce, pois este é o primeiro elemento aerodinâmico a sentir a influência do escoamento portanto, todo o escoamento a jusante dependerá de um bom projeto desta.

O efeito solo é uma consequência da proximidade de uma superfície de velocidade não nula em relação a um escoamento e uma outra superfície (solo). Este efeito é provocado pela redução do escoamento induzido (*downwash*) nas proximidades do solo. O efeito efeito solo se faz presente a uma altura inferior a envergadura da asa [20].

De acordo com [5], o efeito solo não só reduz o arrasto induzido como modifica o centro de pressão. A figura 2.15 mostra a distribuição de pressão em uma asa em efeito solo. A figura 2.16 ilustra a influência do solo nos vórtices de ponta de asa.

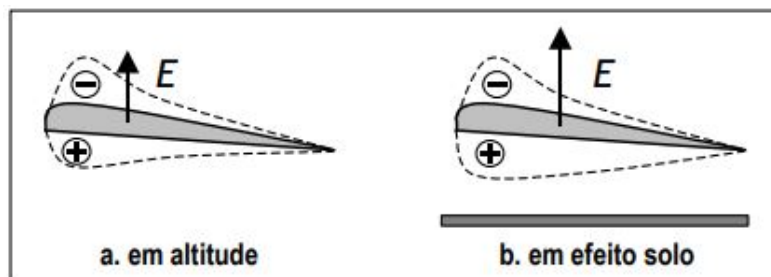


Figura 2.15: Distribuição de pressão em efeito solo.

Outro ponto importante sobre o efeito solo é o efeito *Venturi*. O efeito Venturi é resultado de uma aceleração do escoamento compensada de uma perda de pressão e vice versa. Esse efeito é garantido pela equação da conservação da massa e é ilustrado na figura 2.17.

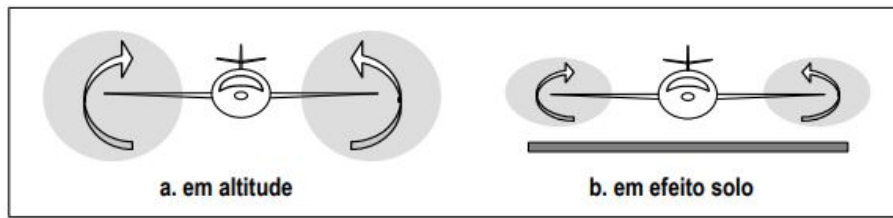


Figura 2.16: Vórtice de ponta de asa em efeito solo.

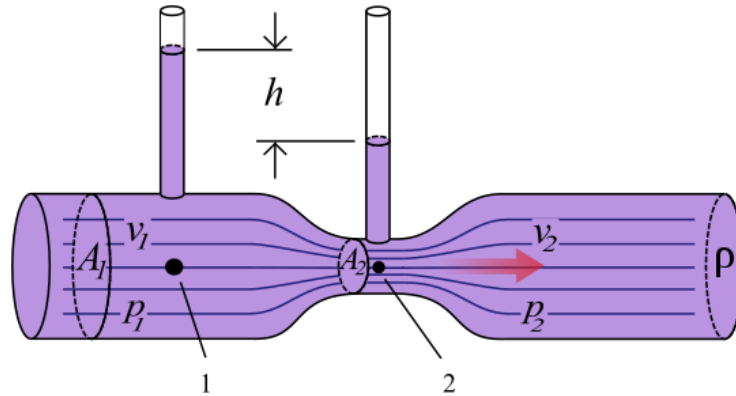


Figura 2.17: Efeito Venturi.

No entanto, o efeito solo não fica restrito apenas a aeronaves. No caso em estudo, utiliza-se esse efeito como principal foco de estudo para a geração de sustentação negativa (*Downforce*). Com a aproximação da asa ao solo este efeito vai se intensificando até valores máximos que serão estudados.

2.5 Asa multielemento



Figura 2.18: Exemplo de asa multielemento.

O uso de elementos adicionais na busca por Downforce é muito utilizada na indústria automobilística. A utilização de asas multielemento pode gerar um aumento na aderência e,

consequentemente, um aumento no arrasto. Porém, em certas aplicações, a geração de arrasto pode não ser um problema. A figura 2.18 ilustra uma asa dianteira multielemento de um carro de alta performance.

Uma asa com duplo elemento é formada por um elemento principal e um elemento secundário chamado de flap. O flap tem diversas funções como aumentar o arqueamento do conjunto e evitar os efeitos adversos da separação.

Existem diversos tipos de flaps, com diferentes aplicações. A figura 2.19 ilustra alguns exemplos usados na indústria aeronáutica. Um outro tipo de flap usado na indústria automobilística, mostrado na figura 2.20 é o *Gurney flap*. Dan Gurney era um piloto de corrida que inventou o Gurney Flap. Esse elemento é baseado em uma placa fixa e perpendicular ao bordo de fuga de asas traseiras para a geração de Downforce.

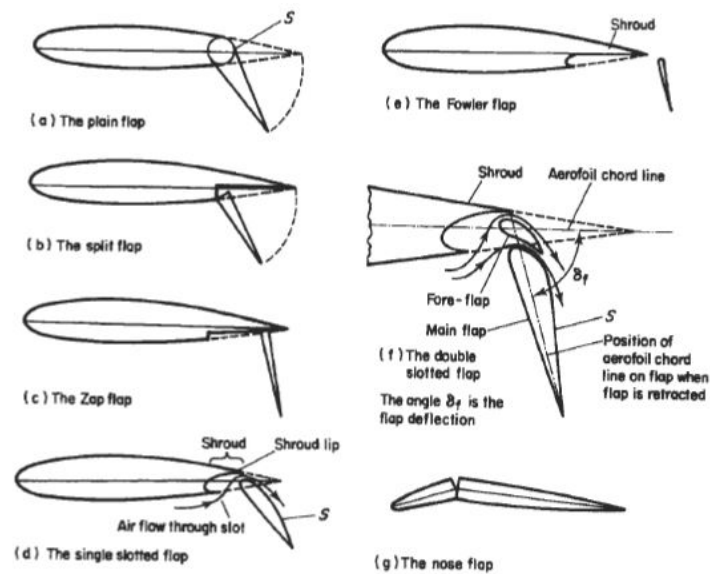


Figura 2.19: Tipos de flaps aeronáuticos [5].

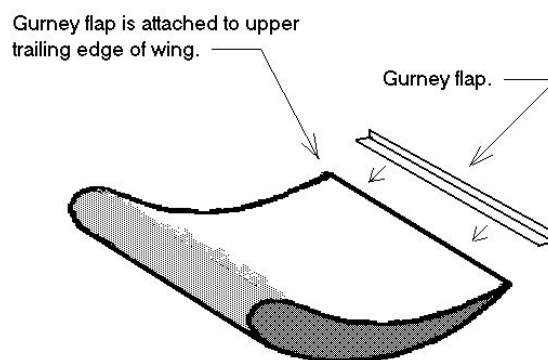


Figura 2.20: Gurney Flap.

Em aplicações práticas, para reduzir os efeitos de tridimensionalidade, são usadas algumas estratégias: variação do ângulo de ataque e o arqueamento da raiz para ponta, entretanto, por motivos didáticos, nenhuma destas técnicas foram utilizadas.

Outra solução adotada é o uso de placas de fim de asa (*end plates*), elas ajudam a diminuir os efeitos de tridimensionalidade. Porém, vale a pena ressaltar que as placas de fim de asa não eliminam os vórtices de ponta de asa.

2.6 Dinâmica de fluidos computacional - CFD

A Dinâmica de fluidos computacional é o nome português para *Computational Fluid Dynamics*. CFD é a análise de sistemas envolvendo escoamentos de fluidos, transferência de calor ou fenômenos associados a reações químicas por meio de simulações computacionais [9].

As simulações computacionais tem o objetivo de gerar resultados sem a presença física de aparatos experimentais. Pode-se citar algumas das vantagens do CFD ao estudos experimentais [9]:

- Redução de tempo e custo em novos designs;
- Possibilidade de estudar sistemas difíceis de serem implementados experimentalmente;
- Habilidade de estudar sistemas em condições perigosas;
- Nível ilimitado de detalhamento dos resultados;

Estruturalmente, CFD são códigos em algorítmicos para resolução de simulações de escoamento de fluidos. Para um melhor acesso de usuários, pacotes comerciais estão disponíveis com interface para entrada dos parâmetros do problema e avaliação dos resultados. No geral, pacotes de CFD comerciais contém três principais elementos:

- Pré-Processamento
- Solução
- Pós-Processamento

O programa utilizado neste trabalho (*Star CCM+*) apresenta uma árvore de simulação (*simulation tree*), com vários nós representando as ferramentas e definições da simulação.

Pré-Processamento

A etapa de pré-processamento abrange os seguintes itens:

- Definição da geometria
- Geração da malha
- Modelos físicos

- Propriedades do fluido
- Condições de contorno

A definição da geometria está associada ao domínio computacional. Quando a geometria do domínio está definida, deve-se gerar a malha. A malha consiste em dividir o domínio em volumes de controle. Quanto mais volumes de controle, mais refinada é a malha. Os modelos físicos vão descrever o comportamento do escoamento. A propriedade do fluido definirá a física do fluido e as condições de contorno apresenta o fechamento do sistema matemático a ser resolvido.

De acordo com [9], 50% do tempo gasto nos projetos de indústria de CFD são dedicados a definição do domínio e na geração da malha. Portanto, para um bom manuseio de ferramentas computacionais, deve-se conciliar a melhor malha com o menor custo computacional, logo, o conhecimento físico do problema e da ferramenta utilizada é de fundamental importância.

Solução

A etapa de solução para o método de volumes de controle é composta por:

- Integração das equações governantes sobre todos os volumes de controle
- Discretização: conversão do resultado das equações integrais em um sistema algébrico de equações
- Solução das equações algébricas por métodos iterativos

Existem três técnicas de solução numérica: diferenças finitas, elementos finitos e métodos espectrais. O método de diferenças finitas é o método mais abordado em pacotes comerciais como: ANSYS, FLUENT, PHOENICS e STAR CCM.

No método dos volumes finitos expressa a conservação das propriedades em cada volume de controle finito. A conservação das variáveis do escoamento em um volume de controle pode ser dado pela seguinte equação:

$$\begin{bmatrix} \textit{Taxa de variação} \\ \textit{da propriedade} \\ \textit{no tempo} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \textit{Variação da} \\ \textit{propriedade} \\ \textit{por Advecção} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \textit{Variação da} \\ \textit{propriedade} \\ \textit{por difusão} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \textit{Variação} \\ \textit{por} \\ \textit{geração} \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

Pós-Processamento

O Pós-Processamento pode incluir a visualização dos seguintes itens:

- Exibição do domínio e da malha
- Gráfico de vetores

- Gráficos de superfície 2D e 3D
- Rastreamento de partícula
- Animações

O pós-processamento é o estudo feito para observar os resultados obtidos. Depois de obtida uma solução, deve-se analisar se os fenômenos físicos estão sendo corretamente reproduzidos e a solução em questão é válida.

2.7 Equações Governantes

A turbulência é um fenômeno de grande frequência na engenharia. Diversas vezes deve-se evitá-la ou ao mesmo administrá-la. No entanto, para isso, uma quantidade substancial de pesquisa é investida nesse campo. Para o melhor entendimento da turbulência deve-se analisar suas características.

A principal característica do escoamento turbulento, quando existe o equilíbrio termodinâmico, é a cascata dissipativa e este fenômeno que parte do seguinte princípio:

$$[Produção] = [Dissipação] \quad (2.8)$$

Quando a produção é igual a dissipação, existe o equilíbrio termodinâmico da turbulência e esta é dita estacionária. A produção pode ser expressa como a taxa de geração de energia cinética turbulenta por unidade de massa. Esta energia cinética turbulenta será dissipada em escalas menores na forma de calor, ou seja, taxa de dissipação de energia cinética turbulenta.

A figura 2.21 ilustra as flutuações de velocidade em um volume de controle bidimensional.

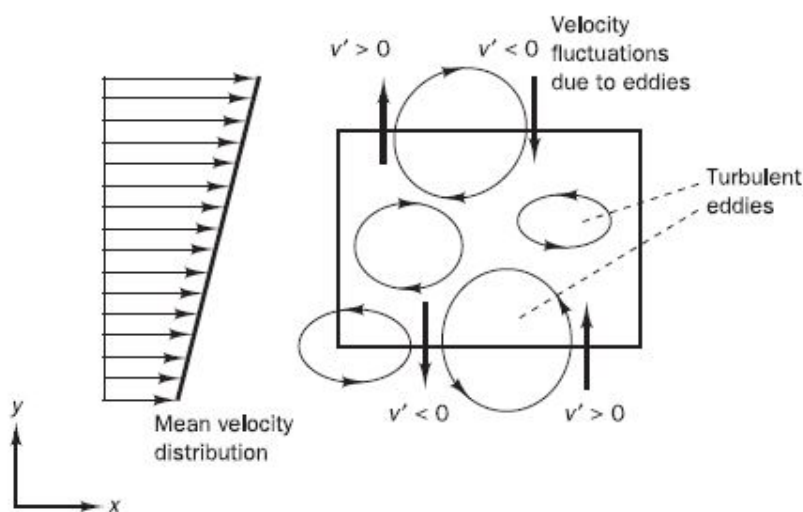


Figura 2.21: Volume de controle com escoamento bidimensional turbulento.

Para capturar o fenômeno da turbulência, existem três principais abordagens numéricas:

- Reynolds-averaged Navier Stokes (*RANS*)
- Large eddy simulation (*LES*)
- Direct numerical simulation (*DNS*)

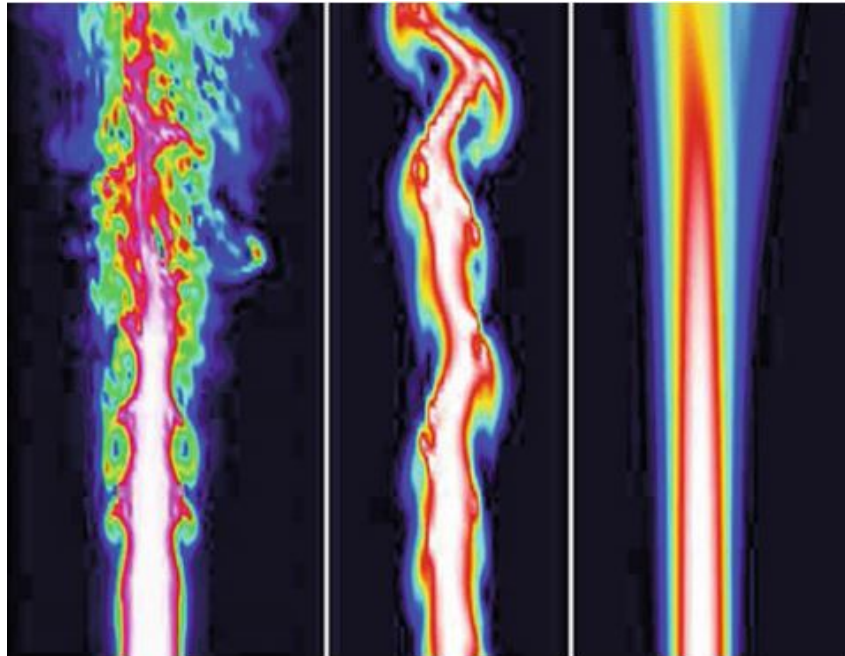


Figura 2.22: Da esquerda para direita DNS, LES e RANS [8].

O método RANS é baseado em equações médias, portanto, a turbulência também é modelada em equações médias. Sua aplicação é feita por médias temporais com termos extras à média: flutuações. Sua aplicação é ampla na engenharia pelo baixo custo computacional comparado à precisão [9].

Diferentemente do RANS, o método LES não aplica médias temporais. Esse método utiliza termos transientes, exigindo um custo computacional maior que o RANS. Este método captura o comportamento das grandes escalas turbulentas, usando um modelo *sub-grid scale* para as pequenas escalas.

O maior custo computacional está presente no método DNS. Esse método calcula o escoamento médio e todas as suas flutuações de velocidade. As equações transientes de Navier-Stokes são resolvidas em uma malha suficientemente pequena para resolver todas as escalas de tamanho de Kolmogorov.

A figura 2.22 representa uma comparação entre os três métodos computacionais.

Em virtude do método RANS apresentar o menor custo computacional e uma relativa precisão dos resultados, esse foi o método escolhido como ponto de partida para o estudo da asa em efeito solo.

Reynolds-averaged Navier Stokes

Em aplicações gerais de engenharia não é necessário resolver os detalhes das flutuações turbulentas. Quando o operador de CFD está satisfeito com as propriedades do escoamento com médias temporais, o método RANS é preferível.

A partir de um valor de Reynolds ($Re_{crítico}$) o escoamento se torna turbulento. Para um ponto qualquer de um escoamento, pode-se mensurar a velocidade no tempo. Com esses dados, faz-se uma média no tempo e valores acima ou abaixo desta média são chamados de flutuações. A figura 2.23 ilustra esta situação.

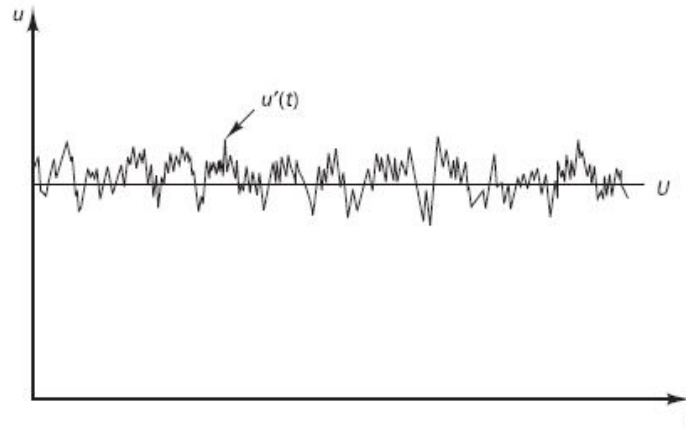


Figura 2.23: Velocidade turbulenta em um ponto [9].

A partir desse gráfico pode-se decompor a velocidade em duas componentes:

$$\mathbf{U}_i(\mathbf{x}, t) = U_i(x, t) + u'_i(x, t) \quad (2.9)$$

Esta decomposição é conhecida como **decomposição de Reynolds**. Um escoamento turbulento é caracterizado pelas propriedades médias (U, V, W, P etc) e suas flutuações (u', v', w', p' etc). Logo, a decomposição de Reynolds define uma propriedade do fluido ϕ em um ponto como a soma da componente permanente Φ e uma componente de flutuação variável no tempo ϕ' . A partir disso, define-se média da propriedade:

$$\Phi = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \phi(t) dt \quad (2.10)$$

Aplicando a decomposição de Reynolds para a equação do momentum de Navier-Stokes obtêm-se a seguinte equação em notação indicial:

$$\underbrace{\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_I = \underbrace{\mathbf{f}_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j}}_{II} \quad (2.11)$$

A equação 2.11 representa a equação média de Navier-Stokes. Para um melhor entendimento explica-se os termos enumerados:

- I Os termos do lado esquerdo da equação representam a variação da quantidade de movimento por unidade de massa
- II Os termos do lado direito representam as forças atuantes por unidade de massa
- III Termo transiente
- IV Termo advectivo
- V Termo de fonte ou termo independente
- VI Termo de tensões normais
- VII Tensor de Navier: difusão da quantidade de movimento feita por atrito viscoso
- VIII Termo de difusão turbulenta da quantidade de movimento provocada pelas flutuações de velocidade

Pode-se observar da equação 2.11 que o termo *VIII* foi adicionado. Este termo é chamado de Tensor de Reynolds. O tensor de Reynolds representa a matriz das flutuações e por ser uma matriz simétrica, seis novas incógnitas são adicionadas ao problema:

$$\overline{u'_i u'_j} = \begin{bmatrix} \overline{u'u'} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{v'u'} & \overline{v'v'} & \overline{v'w'} \\ \overline{w'u'} & \overline{w'v'} & \overline{w'w'} \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

A representação dos efeitos da turbulência se faz necessário pelo fato da equação média do momentum descartar todos os detalhes das flutuações instantâneas. E a consequência do tensor de Reynolds são seis incógnitas suplementares para o problema. Portanto, para processar escoamentos turbulentos com a metodologia RANS, faz-se necessário o uso de modelos de turbulência para fechar o sistema de equações. Os modelos de turbulência RANS são classificados de acordo com o número de equações complementares de transporte. Alguns exemplos são mostrados na tabela 2.1.

Tabela 2.1: Exemplos de Modelos de turbulência.

Número de equações de transporte	Nome
Zero	Modelo de Comprimento de Mistura
Uma	Modelo Spalart-Allmaras
Duas	Modelo $\kappa - \epsilon$ Modelo $\kappa - \omega$

Modelagem da turbulência

O surgimento dos modelos de turbulência vieram com a hipótese de Boussinesq. Essa hipótese é baseada na analogia entre tensões viscosas e tensões de Reynolds. Logo, surge a proposta de uma viscosidade turbulenta μ_t (*Eddy Viscosity*) [9].

Em 1877, Boussinesq propôs que as tensões de Reynolds poderiam ser modeladas da seguinte maneira:

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \kappa \delta_{ij} \quad (2.13)$$

Onde $\kappa = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ é a energia cinética turbulenta por unidade de massa.

Uma das inconsistências propostas desta hipótese está no fato da viscosidade turbulenta ser uma grandeza escalar, o que propõe sua isotropia. No entanto, a turbulência nas grandes escalas possui alto grau de anisotropia.

A partir disto, diversos modelos de turbulência foram criados com diferentes complexidades para a proposição de uma viscosidade turbulenta.

Comprimento de mistura de Prandtl

O modelo do comprimento de mistura se baseia em que uma viscosidade cinemática turbulenta ν_t possa ser modelada com uma velocidade característica e um comprimento característico:

$$\nu_t = C \vartheta l \quad (2.14)$$

Onde C é uma constante adimensional de proporcionalidade.

Como discutido anteriormente, a maior parte da energia cinética turbulenta está presente nas grandes escalas de vórtices e o comprimento característico deve ser relacionado a estes. Relacionando a velocidade característica com o comportamento das grandes escalas, pode-se obter uma relação para a velocidade característica:

$$\vartheta = cl \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (2.15)$$

Onde c é uma constante adimensional.

Combinando a equação 2.14 e 2.15, obtêm-se um novo comprimento característico l_m :

$$\nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (2.16)$$

A partir disso, as tensões de Reynolds são modeladas. A figura mostra o comprimento de mistura para diferentes situações:

Flow	Mixing length ℓ_m	L
Mixing layer	$0.07L$	Layer width
Jet	$0.09L$	Jet half width
Wake	$0.16L$	Wake half width
Axisymmetric jet	$0.075L$	Jet half width
Boundary layer ($\partial p / \partial x = 0$)		
viscous sub-layer and log-law layer ($y/L \leq 0.22$)	$\kappa y [1 - \exp(-y^+ / 26)]$	Boundary layer thickness
outer layer ($y/L \geq 0.22$)	$0.09L$	
Pipes and channels (fully developed flow)	$L[0.14 - 0.08(1 - y/L)^2 - 0.06(1 - y/L)^4]$	Pipe radius or channel half width

Figura 2.24: Comprimento de mistura para escoamentos turbulentos bidimensionais [9].

Modelo de turbulência Spalart-Allmaras

Como visto na tabela 2.1, o modelo de turbulência Spalart-Allmaras envolve uma equação de transporte para o modelamento da viscosidade cinemática turbulenta (*Eddy viscosity*) ($\tilde{\nu}$) e seu comprimento característico é dado por uma formulação algébrica.

O modelo Spalart-Allmaras foi desenvolvido para aplicações aeronáuticas e demonstra bons resultados para camadas limites com gradientes adversos de pressão com baixo custo computacional (Spalart-Allmaras, 1992).

A viscosidade dinâmica turbulenta se relaciona com ($\tilde{\nu}$) pela seguinte relação:

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{v1} \quad (2.17)$$

Onde f_{v1} é uma função de amortecimento da parede $f_{v1} = f_{v1}(\tilde{\nu}/\nu)$, na qual tende para 1 para altos valores de Reynolds, fazendo a viscosidade cinemática eddy ($\tilde{\nu}$) igual a viscosidade turbulenta (ν_t). Perto da parede essa função tende a zero.

A equação de transporte para ($\tilde{\nu}$) é dada por:

$$\frac{\partial(\rho \tilde{\nu})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \tilde{\nu} \mathbf{U}) = \frac{1}{\sigma_\nu} \nabla \cdot \left[(\mu + \rho \tilde{\nu}) \nabla(\tilde{\nu}) + C_{b2} \rho \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \right] + C_{b1} \rho \tilde{\nu} \tilde{\Omega} - C_{w1} \rho \left(\frac{\tilde{\nu}}{\kappa \gamma} \right)^2 f_w \quad (2.18)$$

Onde $\tilde{\Omega}$ é a vorticidade média corrigida, f_{v2} e f_w são funções de amortecimento na parede.

Modelo de turbulência κ - ε

O modelo de turbulência κ - ε é o mais validado [9] e isso demonstra a sua importância nas simulações numéricas. Visto isso, pretende-se estudá-lo na geração de Downforce no estudo da asa em efeito solo.

Nesse modelo, a energia cinética turbulenta instantânea $\mathbf{k}(\mathbf{t})$ é o somatório da energia

cinética média $K = \frac{1}{2}(U^2 + V^2 + W^2)$ e a flutuação da energia cinética turbulenta $k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$:

$$\mathbf{k}(\mathbf{t}) = K + k \quad (2.19)$$

A equação da energia cinética média é obtida multiplicando-se a equação de Reynolds por $\mathbf{U}(x, y, z)$.

$$\underbrace{\frac{\partial \rho K}{\partial t}}_I + \underbrace{\nabla \cdot (\rho K \mathbf{U})}_{II} = \underbrace{\nabla \cdot (-P\mathbf{U})}_{III} + \underbrace{2\mu \mathbf{U} S_{ij}}_{IV} - \underbrace{\rho \mathbf{U} \overline{u'_i u'_j}}_V - \underbrace{2\mu S_{ij} \cdot S_{ij}}_{VI} + \underbrace{\rho \overline{u'_i u'_j} \cdot S_{ij}}_{VII} \quad (2.20)$$

Pode-se notar que o termo (V) e (VII) aparecem com o tensor de Reynolds. O termo (V) representa o transporte de energia cinética pelas tensões de Reynolds. O termo (VII) representa a produção de turbulência. Os termos (IV) e (VI) representam, respectivamente, o transporte de energia cinética pelas tensões viscosas e a dissipação de energia cinética média. Para altos números de Reynolds, os termos (V) e (VII) serão superiores aos (IV) e (VI).

Analogamente, multiplicando a equação de Reynolds pelo vetor de flutuações, obtêm-se a seguinte equação:

$$\underbrace{\frac{\partial \rho k}{\partial t}}_I + \underbrace{\nabla \cdot (\rho k \mathbf{U})}_{II} = \underbrace{\nabla \cdot (-\overline{p' \mathbf{u}'})}_{III} + \underbrace{2\mu \overline{\mathbf{u}' s'_{ij}}}_{IV} - \underbrace{\rho \frac{1}{2} \overline{u'_i \cdot u'_i u'_j}}_V - \underbrace{2\mu \overline{s'_{ij} \cdot s'_{ij}}}_{VI} + \underbrace{\rho \overline{u'_i u'_j} \cdot S_{ij}}_{VII} \quad (2.21)$$

O termo (VII) aparece nas duas equações com sinais opostos, sendo o sinal positivo representando a produção de energia cinética turbulenta e o sinal negativo representando o termo de destruição da energia cinética média.

O termo (VI) contribui negativamente devido ao aparecimento de flutuações quadráticas. A dissipação de energia cinética turbulenta é devida as tensões das menores estruturas. Este termo é explicitado como um produto da massa específica (ρ) e a taxa de energia cinética turbulenta por unidade de massa (ε):

$$\varepsilon = 2\nu \overline{s'_{ij} \cdot s'_{ij}} \quad (2.22)$$

O modelo padrão κ - ε (Launder e Spalding, 1974) é baseado no modelamento de duas equações, uma para κ e outra para ε . Estes termos são usados para definir uma velocidade característica (ϑ) e um comprimento característico (l) da ordem das grandes escalas de turbulência:

$$\vartheta = k^{\frac{1}{2}} \quad l = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad (2.23)$$

Aplicando a análise dimensional, a viscosidade *eddy* pode ser modelada por:

$$\mu_t = C\rho\vartheta l = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.24)$$

Onde C_μ é uma constante adimensional.

Este modelo usa as seguintes equações de transporte para k e ϑ :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{U}) = \nabla \cdot \left[\frac{\mu_t}{\sigma_k} \nabla k \right] + 2\mu_t S_{ij} \cdot S_{ij} - \rho \varepsilon \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \varepsilon \mathbf{U}) = \nabla \cdot \left[\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t S_{ij} \cdot S_{ij} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.26)$$

As equações de transporte apresentam cinco constantes de calibração: C_μ , C_k , C_ε , $C_{1\varepsilon}$ e $C_{2\varepsilon}$. Estas constantes apresentam um valor padrão para a maioria dos escoamentos:

$$C_\mu = 0,09 \quad C_k = 1,00 \quad C_\varepsilon = 1,30 \quad C_{1\varepsilon} = 1,44 \quad C_{2\varepsilon} = 1,92 \quad (2.27)$$

Modelo de Turbulência κ - ω

O modelo κ - ω é um modelo de duas equações de transporte que surgiu a partir do modelo κ - ε .

A viscosidade turbulenta é dada pela seguinte relação:

$$\mu_t = \rho \kappa / \omega \quad (2.28)$$

O tensor de Reynolds é modelado a partir de duas equações pela relação de Boussinesq:

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u_i' u_j'} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3} \rho \kappa \delta_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \kappa \delta_{ij} \quad (2.29)$$

A equação de transporte para o κ ou ω pode ser representada pelas equação abaixo:

$$\frac{\partial(\rho \kappa)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \kappa \mathbf{U}) = \nabla \cdot \left[\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\kappa} \nabla \kappa \right] + P_\kappa + \beta^* \rho \kappa \omega \quad (2.30)$$

Onde

$$P_\kappa = \left(2\mu_t S_{ij} \cdot S_{ij} - \frac{2}{3} \rho \kappa \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \right) \quad (2.31)$$

É a taxa de produção de energia cinética turbulenta e

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \omega \mathbf{U}) = \nabla \cdot \left[\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \nabla \omega \right] + \gamma_1 \left(2\rho S_{ij} \cdot S_{ij} - \frac{2}{3} \rho \omega \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \right) - \beta_1 \rho \omega^2 \quad (2.32)$$

As constantes do modelo são:

$$\sigma_k = 2,0 \quad \sigma_\omega = 2,0 \quad \gamma_1 = 0,553 \quad \beta_1 = 0,075 \quad \beta^* = 0,09 \quad (2.33)$$

Discretização Temporal

A discretização no tempo se faz importante para a representação da variação do termo transiente das equações de Navier-Stokes $\left(\frac{\partial U_i}{\partial t}\right)$. No entanto, como se trata de uma equação diferencial parcial em que a velocidade varia no espaço e no tempo, deve-se obter uma relação entre tempo e espaço.

A equação 2.34 representa de forma didática a variável dependente u em função de x e t :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (2.34)$$

Substituindo a derivada temporal por uma diferença ascendente ou avançada e a derivada espacial por uma diferença centrada chega-se na seguinte equação:

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} = \frac{u_{i+1}^n - 2u_i^n + u_{i-1}^n}{(\Delta x)^2} \quad (2.35)$$

Os índices sobrescritos em CFD representam variações no tempo em que $(n+1)$ representa $(t + \Delta t)$. O índice subscrito representa o ponto da malha espacial.

Combinando as equações 2.34 e 2.35, tem-se a seguinte relação:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} - \frac{u_{i+1}^n - 2u_i^n + u_{i-1}^n}{(\Delta x)^2} + \left[- \left(\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)_i \frac{\Delta t}{2} + \left(\frac{\partial^4 u}{\partial x^4} \right)_i \frac{(\Delta x)^2}{12} + \dots \right] \quad (2.36)$$

Examinando a equação 2.36, os termos da esquerda representam a equação diferencial parcial original, os dois primeiros termos da direita representam a diferença finita e os termos em colchetes representam os termos de erro de truncamento.

Com o número de elementos da malha tendendo para o infinito, tem-se que $\Delta x \rightarrow 0$. Assumindo um $\Delta t \rightarrow 0$, tem-se que o erro de truncamento tende para zero, assim a equação de diferenças tende a equação parcial pode ser dito consistente [21].

A solução da equação 2.35 adquire forma de marcha em passos no tempo. Assumindo que se saiba a variável x em algum instante de tempo, a única variável desconhecida é u_j^{n+1} . A partir disso, a variável desconhecida é obtida explicitamente das variáveis conhecidas.

Uma outra abordagem seria reescrever a equação 2.34 de outra maneira. Desta vez, do lado

direito, as diferenças espaciais estão em termos de propriedades médias entre n e $n + 1$:

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} = \frac{1}{2} \left[\frac{u_{i+1}^{n+1} + u_{i+1}^n - 2u_i^{n+1} - 2u_i^n + u_{i-1}^{n+1} + u_{i-1}^n}{(\Delta x)^2} \right] \quad (2.37)$$

O termo u_i^{n+1} da equação 2.37 não é apenas expresso por termos com índice n no tempo. Portanto, a equação 2.37 deve ser resolvida de modo que o termo desconhecido u_i^{n+1} para todo i possa ser resolvida simultaneamente.

Isto é um exemplo de uma solução implícita de diferenças finitas.

Cada uma das abordagens de discretização no tempo apresenta vantagens e desvantagens.

A discretização explícita é relativamente simples de se preparar. No entanto, para um Δx o Δt deve ser menor que limites impostos pela estabilidade, isto resulta em um passo no tempo menor, aumentando o número de iterações para um dado intervalo no tempo.

A discretização apresenta a vantagem da estabilidade ser mantida com valores maiores de Δt , resultando em menor tempo computacional para um dado intervalo no tempo, entretanto é mais complicado de se preparar.

Outra desvantagem é que devido as manipulações massivas de matrizes o tempo por iteração acaba sendo maior. Somado a isso, quando o Δt for elevado, o erro de truncamento também é maior.

Em situações em que a solução no tempo é obtida no estado permanente, o método implícito é recomendado [21].

A partir disto, fez-se uso apenas do método implícito. Outro ponto para a escolha da discretização implícita é que o programa apresentava restrições quando escolhido a variação explícita no tempo.

Quando em regime transiente, simulou-se as equações RANS com variação implícita no tempo, resultando na abordagem implícita URANS.

3 Metodologia

Os resultados apresentados na metodologia do trabalho não foram apresentados em ordem cronológica. A configuração da malha foi com o tipo Trimmed Mesher e o modelo de turbulência abordado foi o Spalart-Allmaras. O ângulo de incidência de referência correspondente às *end plates* paralelas ao solo é de $\alpha = 1^\circ$. No entanto, o flap pode variar sua deflexão em um quarto da corda, e para a configuração usada nas simulações, a deflexão do flap é a *datum* (high flap angle) correspondente a uma incidência real de $\alpha = 14,1^\circ$.

A metodologia foi dividida em etapas com o intuito de mitigar incertezas para a validação e verificação da simulação. Dessa forma tentou-se obter um espaço computacional que melhor se adapta a geometria utilizando o menor número de células na região da malha, utilizando os critérios abaixo:

1. Descrição da camada limite

A camada limite representa uma pequena região do escoamento onde os gradientes de velocidades são elevados. Por se tratar de uma pequena região com grandes variações, seu custo computacional é alto. Portanto, seu estudo é importante para que se confeccione uma malha precisa.

2. Análise Wall y^+

A análise do Wall y^+ é relevante pelo fato das simulações utilizarem um modelo de turbulência para descrever o escoamento turbulento. Ao redor de toda superfície sólida existe uma primeira camada de células, o wall y^+ é referente a distância da primeira célula até a parede. Para cada modelo de turbulência existe uma região ótima para o wall y^+ .

3. Estudo de domínio

O domínio é a região onde a asa está imersa. O estudo de domínio busca uma distância a montante adequada para que a presença do corpo não influencie no campo de pressão e a distância a jusante suficientemente longa para capturar os efeitos da esteira. Diferentes domínios são simulados para que os valores de C_L e C_D se estabilizem.

4. Refinamento da malha

O refinamento da malha tem o intuito de obter um controle mais fino da malha em regiões críticas, principalmente em regiões de altos gradientes. Todos os valores são definidos a partir de um tamanho padrão chamado *base size*. Dessa forma, deve-se definir um número de células para que os valores dos coeficientes se mantenham no mesmo patamar para um maior refinamento da malha.

3.1 Parâmetros do estudo

Por motivos comparativos, as simulações apresentadas neste trabalho apresentam parâmetros de entrada similares aos executados no experimento de Zerihan [1].

Os parâmetros da instalação experimental são apresentados na tabela abaixo:

Tabela 3.1: Características do experimento

Características da instalação	
Número de Reynolds (Re)	$0.735 - 0.765 \times 10^6$
Velocidade do escoamento (m/s)	30.0
Dimensões da instalação	$2.1m \times 1.7m$
Intensidade de turbulência	0.2%

Estação computacional

O estudo foi realizado em duas estações computacionais: uma pertencente ao laboratório de aeroacústica da Universidade de Brasília e outro pertencente ao estudante, com diferentes configurações.

O computador disponibilizado pela universidade apresenta mais memória Ram e por isso tinha um poder de confecção de malha superior e demorava aproximadamente um segundo para processar 200 mil elementos de malha. As configurações da estação Sgi com as seguintes configurações apresentadas na tabela 3.2:

Tabela 3.2: Hardware Sgi

Computador Doméstico	
Sistema Operacional	Linux (OpenSUSE 12.1)
Processador	2x Intel Xeon E5440
Memória Ram	24Gb

O computador doméstico apresentava menos memória Ram e processador superior, demandando aproximadamente um segundo para processar 500 mil elementos de malha, sendo aproximadamente duas vezes mais rápido que o Sgi. Suas configurações de Hardware estão mostradas na tabela 3.3:

Tabela 3.3: Hardware da estação doméstica

Computador Doméstico	
Sistema Operacional	Windows 10
Processador	i5 7400
Memória Ram	16Gb

3.2 Modelagem da Asa

A confecção da asa foi baseada na asa estudada por Zhang e Zerihan [3] em um túnel de vento com cinta rotativa, com o intuito de validação das simulações com os resultados experimentais por eles obtidos.

A asa empregada é uma asa de duplo elemento, um elemento principal e um elemento flap. A lista com as coordenadas para cada elemento disponibilizadas por Zerihan [1], estão no Anexo 5. O elemento principal é uma modificação do aerofólio General Aviation-Whitcomb (GAW), tipo LS(1)-0413 MOD [11] e sua representação no túnel de vento estudado por Zhang [3] é ilustrado pela figura 3.1.

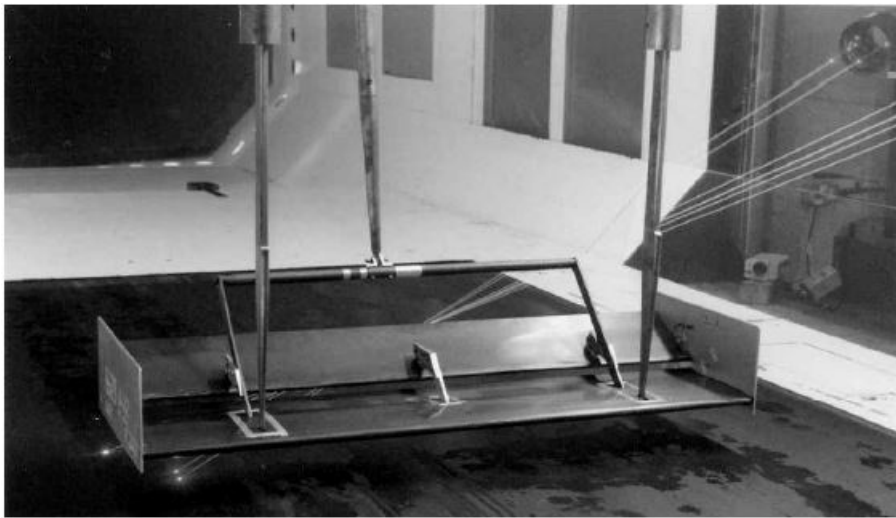


Figura 3.1: Modelo instalado no túnel de vento [3].

Embora as asas empregadas na indústria automobilística apresentem afilamento e torção, a asa em estudo não apresenta estas configurações, pois esses fenômenos não são o foco do estudo. A asa em estudo é uma asa sem afilamento (*untapered*) e não-torcida (*untwist*) com envergadura de 1100 milímetros.

O elemento principal apresenta uma corda constante de 223,4 milímetros. O flap apresenta uma corda constante de 165,7 milímetros. A posição do flap selecionada com o estudo de otimização do flap (figura 1.8), e duas incidências foram adotadas no estudo, mostradas na figura 3.2.

Para alta incidência do flap (high flap angle), a asa apresenta uma corda 378,9 milímetros. Para baixa incidência do flap (low flap angle), a asa apresenta uma corda de 381,5. O comprimento característico considerado é de 380,0 milímetros, correspondendo a uma razão de aspecto equivalente a 2,89. Nesta primeira etapa, estudou-se apenas a asa com alta incidência do flap.

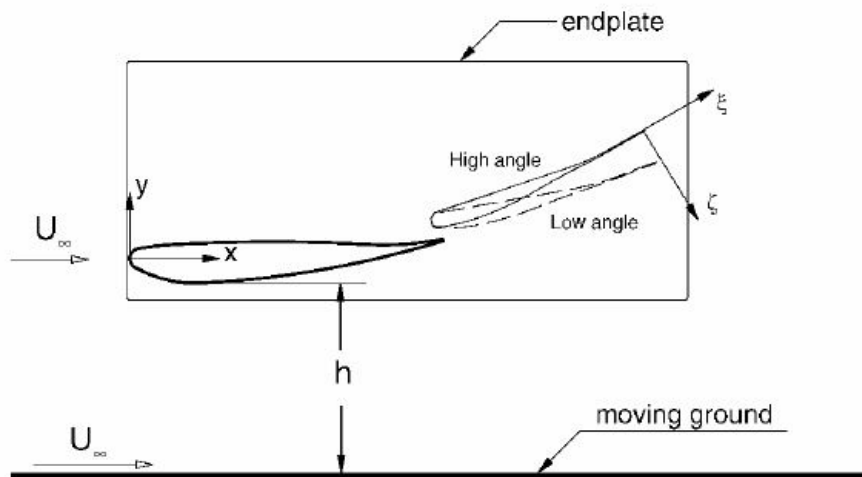


Figura 3.2: Esquema da asa duplo elemento em efeito solo [3].

Também foram utilizadas *end plates*, cada uma com comprimento de 400 milímetros, altura de 170 milímetros e espessura de 4 milímetros. A altura h é contabilizada até a parte asa mais próxima do solo, este ponto está 12 milímetros acima da parte inferior da end plate. O sistema de coordenadas utilizado na figura 3.2 é o mesmo utilizado na modelagem CAD.

O perfil do elemento principal é uma modificação do perfil do elemento principal da asa dianteira do Formula 1 Tyrrell 026. o perfil foi desenvolvido a partir de modificações do perfil NASA GA (W) tipo LS(1)-0413 MOD mostrado na figura 3.3

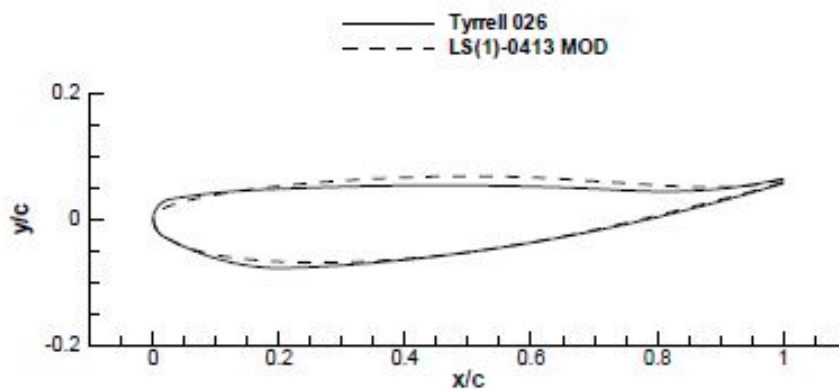


Figura 3.3: Perfil Tyrrell e perfil modificado NASA GA (W) [1].

O objetivo das modificações é minimizar o efeito da esteira a jusante da asa. O ponto de sucção mais baixo foi trazido para frente, houve o arqueamento da região de sucção e uma modificação do bordo de ataque [1].

A tabela com os pontos do perfil no Anexo 5, foram importadas no software *SolidWorks* para a gerar o perfil de cada elemento. Como as coordenadas estão em função da corda, a corda

foi definida como 380,0 milímetros. O perfil foi extrudado de forma a representar meia asa com uma end plate em sua extremidade. A outra extremidade representa o plano de simetria, como mostra a figura 3.4. Esta metodologia é abordada para economizar capacidade computacional, uma vez que os resultados seriam simétricos para ambos os lados.

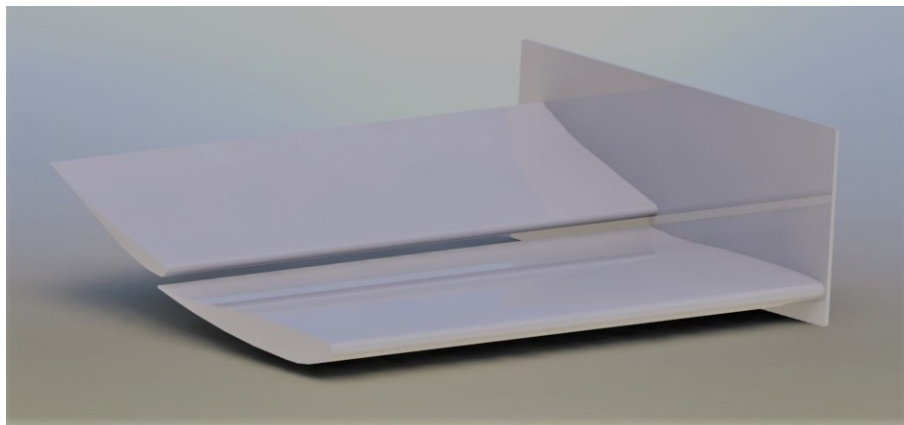


Figura 3.4: Geometria gerada no SolidWorks renderizada.

A geometria do *SolidWorks* foi salva no formato *.STEP* que permite sua importação para o programa *Star CCM+* mantendo o mesmo centro de coordenadas.

Superfície da Asa

A superfície da asa foi discretizada para obter elementos suficientemente pequenos para representar a geometria estudada. Portanto, para cada um dos elementos, fez-se uma análise da curvatura do bordo do ataque. Escolheu-se um tamanho mínimo que garantisse que a geometria fique bem representada.

Partindo deste princípio, no estudo de refinamento da superfície, separou-se a asa em três regiões: elemento principal, elemento flap e *end plate*.

O elemento principal teve sua superfície discretizada com um elemento de superfície menor que o elemento flap e a *end plate*. Isto foi feito pelo fato dos maiores gradientes estarem presentes na região do elemento principal.



Figura 3.5: Discretização da asa.

A figura 3.5 mostra a diferença no tamanho de cada elemento da asa. Esta diferenciação também acarreta em economia de recursos computacionais. A tabela 3.4 resume o tamanho de cada elemento da superfície.

Tabela 3.4: Características da superfície.

Elemento da Asa	<i>Surface size (mm)</i>
Principal	1,5
Flap	2,2
<i>End plate</i>	2,2

Na primeira etapa do estudo foi feita uma discretização que variava o tamanho de cada elemento na superfície, deixando as extremidades com um refinamento menor e os centros com um tamanho maior. Entretanto, a metodologia de refinamento de malha foi para um mudança para um refinamento uniforme em toda a superfície da asa.

3.3 Camada limite

A camada limite é a pequena região perto da superfície com altos gradientes. Para o seu refinamento, o programa *Star CCM+* apresenta um recurso chamado *Prism Layer Mesh*.

De acordo com o manual do software [10], prism layer mesh é usada para gerar células prismáticas ortogonais próximas a superfícies ou limites de parede. Essa camada é necessária para melhorar a acurácia da solução do escoamento, por exemplo regiões de separação.

No software utilizado, a *prism layer mesh* pode ser definida por quatro variáveis:

- Espessura
- Número de camadas de células
- Distribuição das células
- Função usada para gerar a distribuição de células

A primeira estimativa foi a espessura da camada limite turbulenta para uma placa plana. Com o comprimento característico $c = 0,380$ metros, propriedades do ar a 15°C e velocidade do escoamento não perturbado $V_\infty = 30 \text{ m/s}$, obteve-se uma espessura aproximada para a camada limite de $0,01$ metros.

Para o modelo Spallart-Almaras, o manual [10] recomenda que a camada limite subviscosa seja resolvida e não modelada, portanto isso implica em $y^+ \leq 1$.

O manual recomenda o uso de 20 a 30 células para resolver a sub-camada viscosa com o tratamento *low y^+* (seção 3.4). No entanto, para uma primeira estimativa, devido ao alto custo computacional, adotou-se 12 camadas de células para uma primeira estimativa.

As funções de alongamento disponíveis para a distribuição das camadas são: *progressão geométrica* e *tangente hiperbólica*. A progressão geométrica foi escolhida. Esta função apresenta uma variável chamada fator de alongamento (*stretching factor*). O fator de alongamento é a razão da progressão geométrica, portanto a razão entre células adjacentes e, conseqüentemente, será sempre uma constante. O fator de alongamento foi definido para o valor do $y^+ < 1$ (seção 3.4).

Por se tratar de de uma asa com duas geometrias, também fez-se a separação da confecção da camada limite. Analizando a geometria do espaço entre o bordo de fuga do elemento principal e o bordo de ataque do elemento flap, foi percebido que devido ao pouco espaço do *gap* entre os elementos, 9 milímetros horizontalmente e 12 milímetros verticalmente, a *prism layer* apresentava uma redução brusca nesta região como mostrado na figura

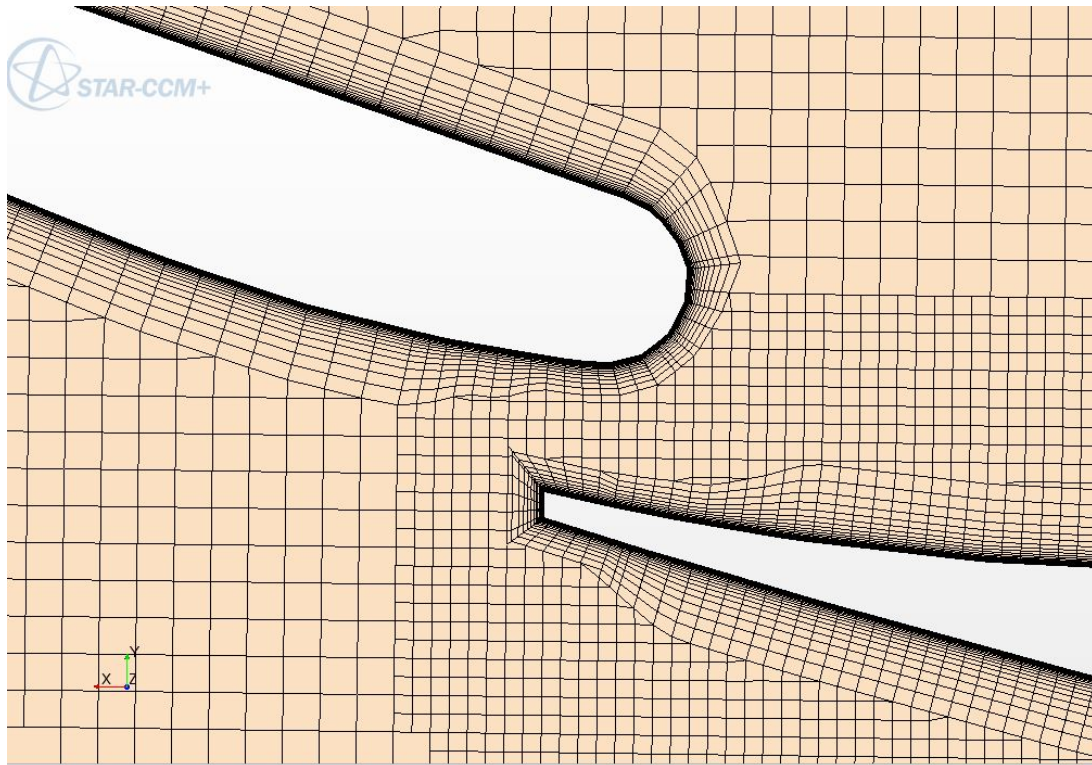


Figura 3.6: Prism layer região do gap.

Para obter-se uma melhor continuidade dos elementos das *prism layer* para os elementos próximos a asa, reduziu-se o tamanho da prism layer de modo que a última camada de células fique com uma magnitude próxima aos elementos fora da *prism layer*. Para isto, foi diminuído o tamanho da *prism layer* e aumentado o fator de alongamento.

Esta diminuição também foi possibilitada pelo fato da discretização da superfície da asa ter sido uniforme, fazendo com que o último elemento da *prism layer* não apresente um tamanho tão diferente do primeiro elemento da superfície.

Esta nova configuração possibilitou a redução do número de camadas da prism layer, reduzindo o custo computacional. Esta configuração pode ser observada na figura 3.7.

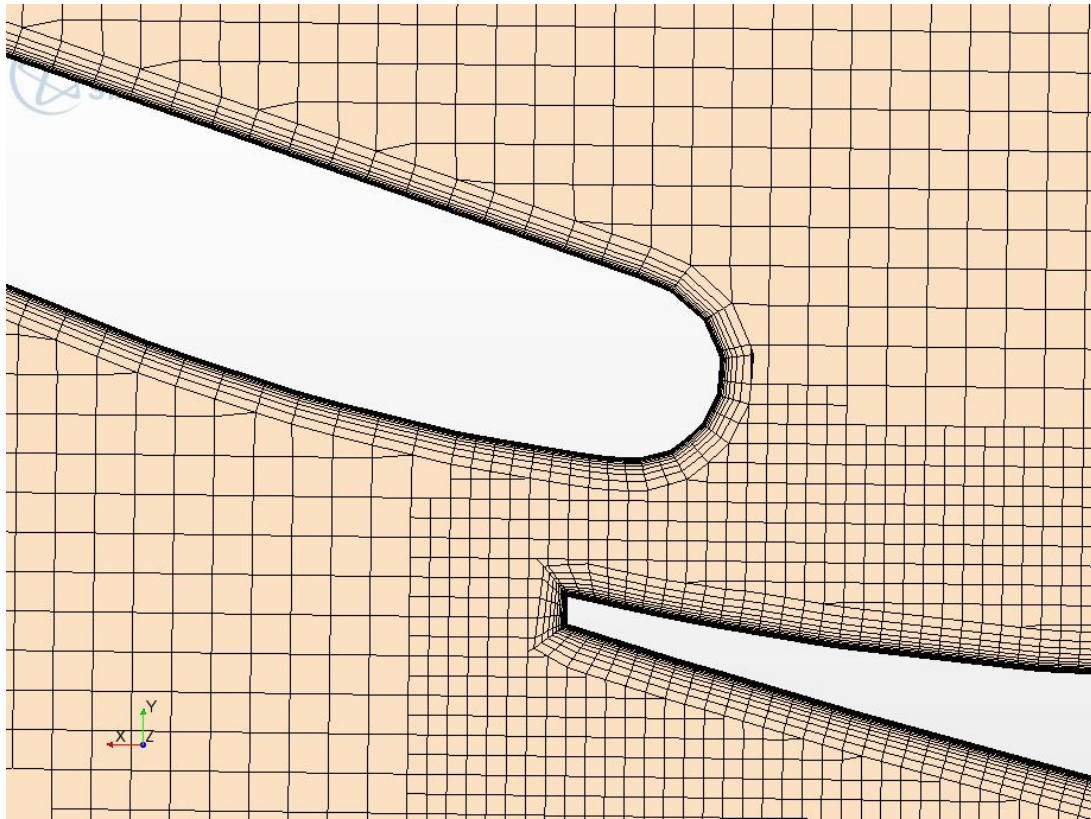


Figura 3.7: Discretização da asa.

Também foi possível reduzir o tamanho e o número de camadas da *prism layer* do perfil da *end plate*, como mostrado na figura 3.8, onde pode ser observado que o número de células para a espessura adotada é demasiado.

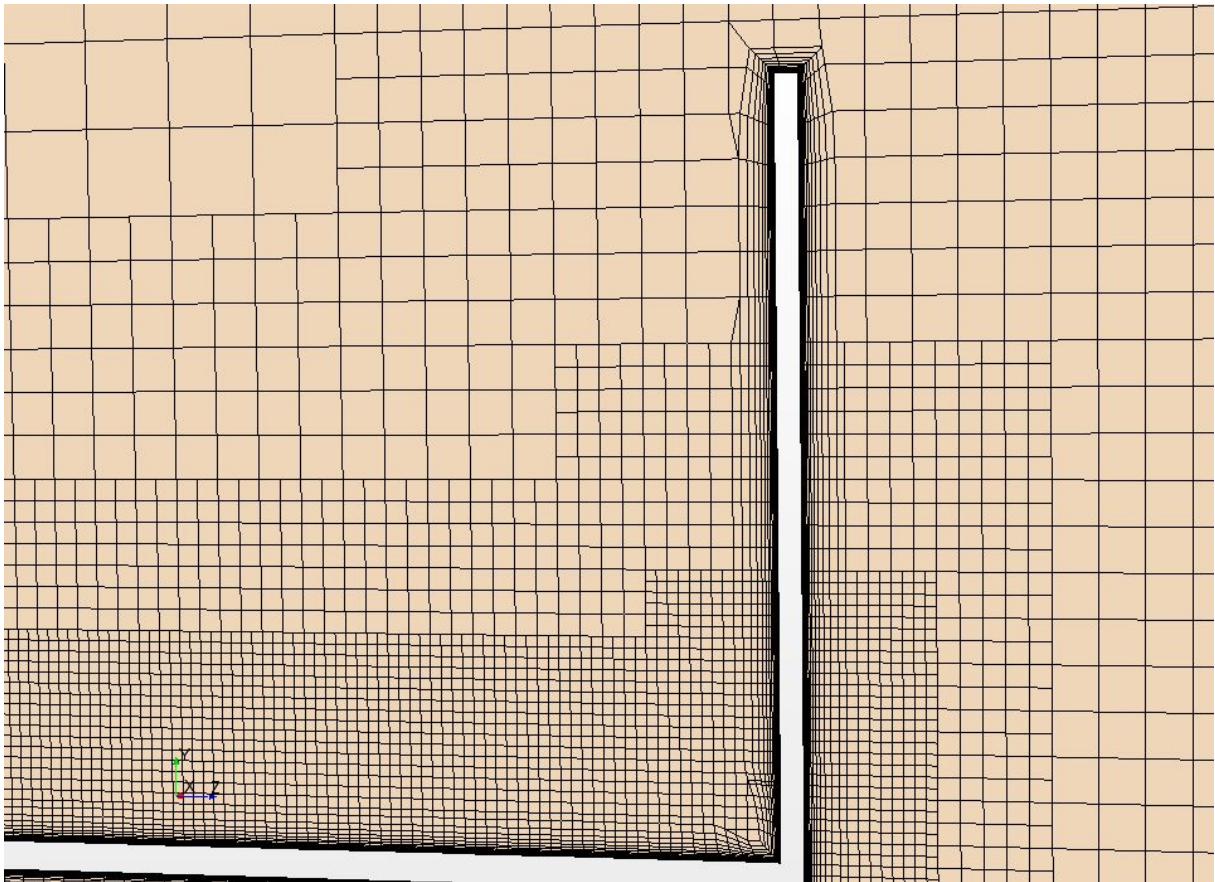


Figura 3.8: Prism layer asa em corte em $x/c = 0,5$ com a configuração da primeira etapa do trabalho.

Com intuito de reduzir custos computacionais, também foi reduzida a espessura e número de células da *prism layer* dos elementos *flap* e *end plate*, adotando-se a configuração mostrada nas figuras 3.9 e 3.10.

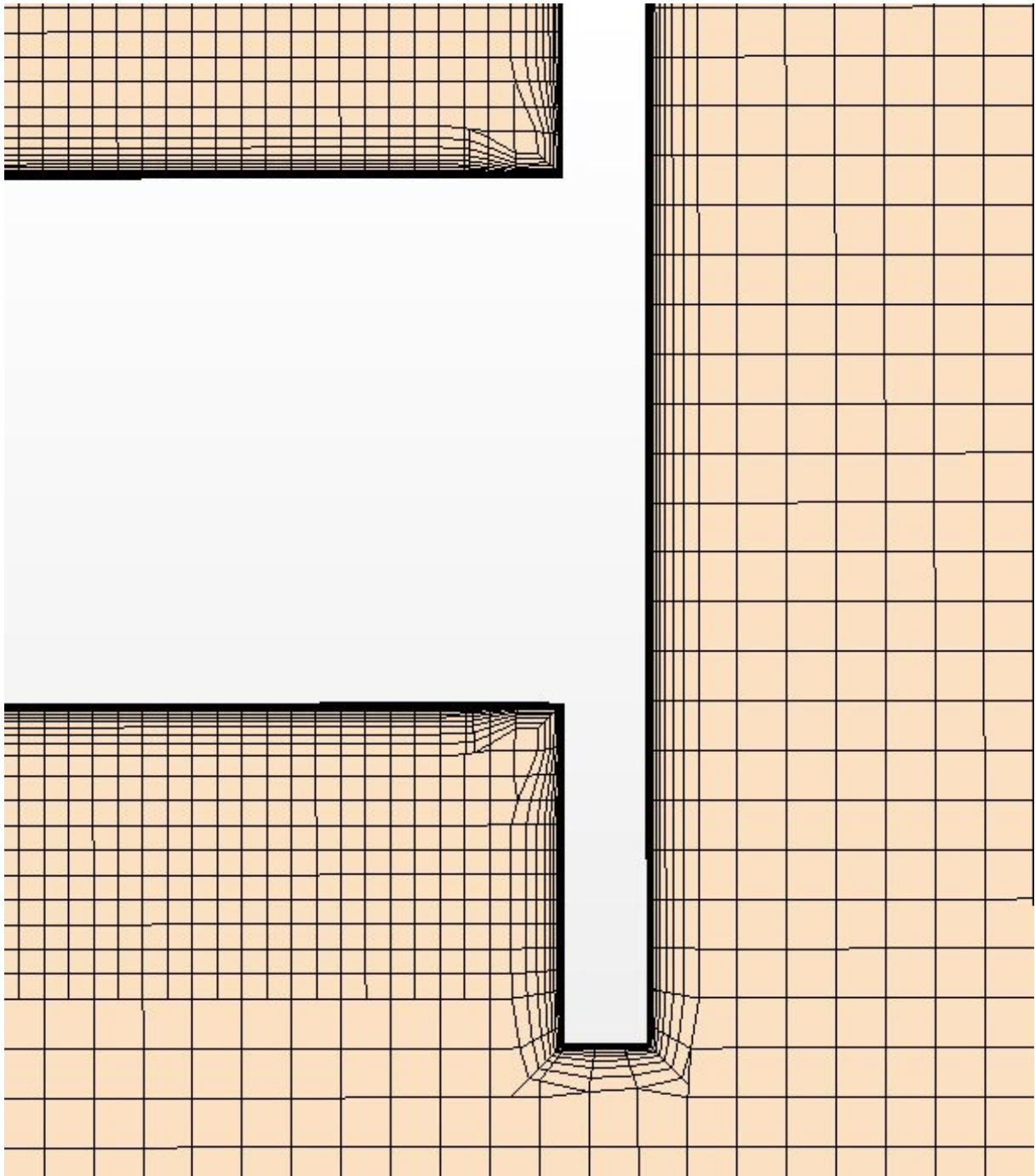


Figura 3.9: Nova prism layer asa em corte em $x/c=0,5$.

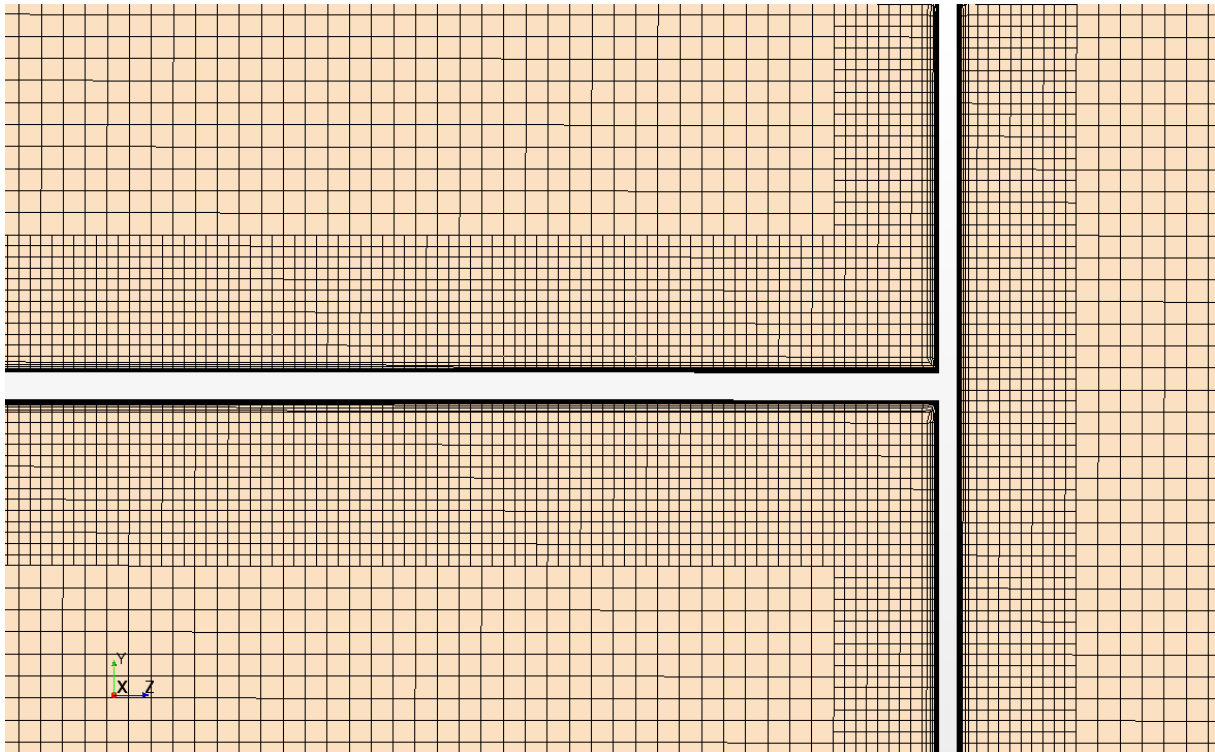


Figura 3.10: Camada limite do elemento flap.

A tabela 3.5 apresenta os valores para cada um dos elementos:

Tabela 3.5: Prism layer

Parâmetro	Elemento principal	Elemento Flap	End plate
Número de camadas	20	16	16
Espessura (mm)	2,5	2,0	2,5
Fator de alongamento	1,3	1,4	1,4

3.4 y^+ na parede (Wall y^+)

Como introduzido anteriormente, y^+ representa a distância da parede até a metade da primeira célula, no entanto, alguns critérios devem ser definidos para a definição de um valor para este.

Wall Treatment

O tratamento da parede no STAR-CCM+ é um modelamento para a parede com suposições para cada modelo de turbulência. Neste programa estão disponíveis três tratamentos:

- **High- y^+** wall treatment implica no tipo de lei de parede: este tratamento assume que as células perto da parede estão na região logarítmica da camada limite.

- **Low- y^+** wall treatment é adequado para modelos de turbulência com baixo número de Reynolds: este tratamento assume que a sub-camada viscosa é devidamente resolvida.
- **All- y^+** wall treatment é um modelo híbrido que tenta emular o tratamento high- y^+ para malhas grosseiras e low- y^+ para malhas refinadas. Provém bons resultados quando usado com resoluções intermediárias (quando o centroide das células está na região de transição).

Wall Function

De acordo com o manual do usuário, funções de parede são relações matemáticas para obter condições de contorno para as equações do continuum por meio de:

- Um conjunto de suposições são feitas para distribuição de velocidade, turbulência e grandezas escalares.
- O modelo de turbulência só é válido para a região viscosa fora da camada limite e regiões viscosas não são resolvidas.
- O centroide das células da parede estão na região logarítmica da camada limite.

A principal vantagem das funções de parede é a economia de resolução próxima à parede.

Wall Law

As leis de parede são descrições matemáticas para as quantidades médias do escoamento, como velocidade, na região turbulenta da camada limite [10].

Neste programa não é possível selecionar a lei de parede, ela é dependente do modelo de turbulência adotado.

Abordagem

O modelo de turbulência adotado para as simulações iniciais do projeto foi o Spalart-Allmaras, que foi um modelo criado para aplicações aeronáuticas. O manual do usuário sugere que para perfis afilados, é preferível abordagem wall $y^+ < 1$, pois a sub-camada viscosa deve ser resolvida.

Escolheu-se um tratamento All- y^+ que é compatível com o modelo de turbulência Spalart-Allmaras e a partir disto, definiu-se um valor de alongamento para que a primeira célula da prism layer estivesse com $y^+ < 1$.

O All- y^+ é um modelo híbrido cuja aplicação é recomendada para a maioria das simulações. Este modelo gera resultados mais precisos para primeira célula da parede em $5 < y^+ < 30$, referente a camada de transição e apresenta resultados semelhantes ao *Low y^+* quando $y^+ < 1$ e resultados semelhantes ao *High y^+* quando $y^+ > 30$.

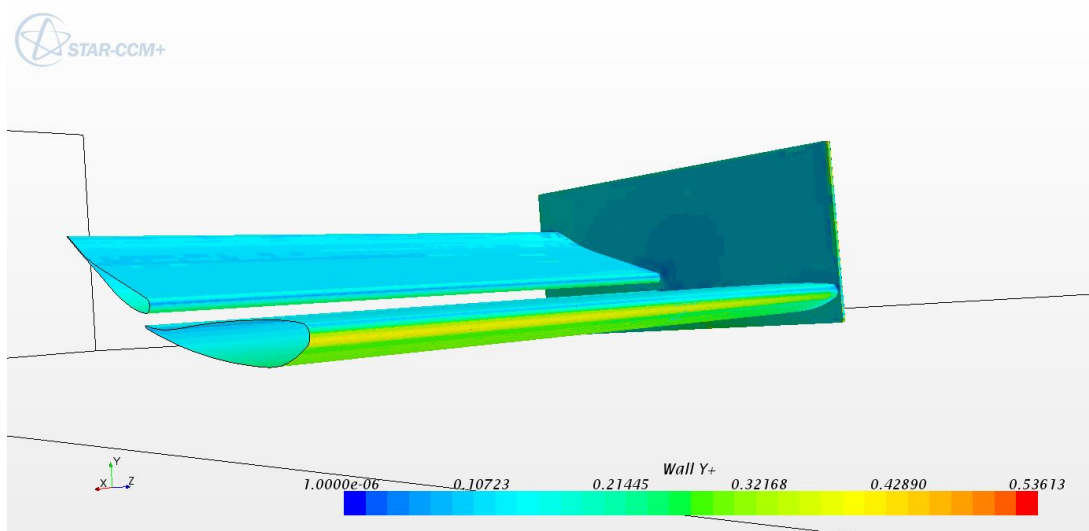


Figura 3.11: Wall y^+ na asa.

3.5 Confecção do domínio

A definição do domínio é feita através de uma ferramenta de geometria do Star-CCM+. Após a confecção do domínio, faz-se a subtração da geometria da asa, formando-se apenas uma geometria. Dessa forma, o domínio contém uma região representativa da asa, fazendo com que o escoamento a contorne da mesma forma que um escoamento real.

Na confecção da asa, fez-se a extrusão de 550 milímetros no sentido positivo do eixo z e 1 milímetro para o sentido negativo. Esta extrusão negativa serve para que haja a superposição clara dos volumes, uma vez que o domínio é feito com extrusão de 0 para um z positivo.

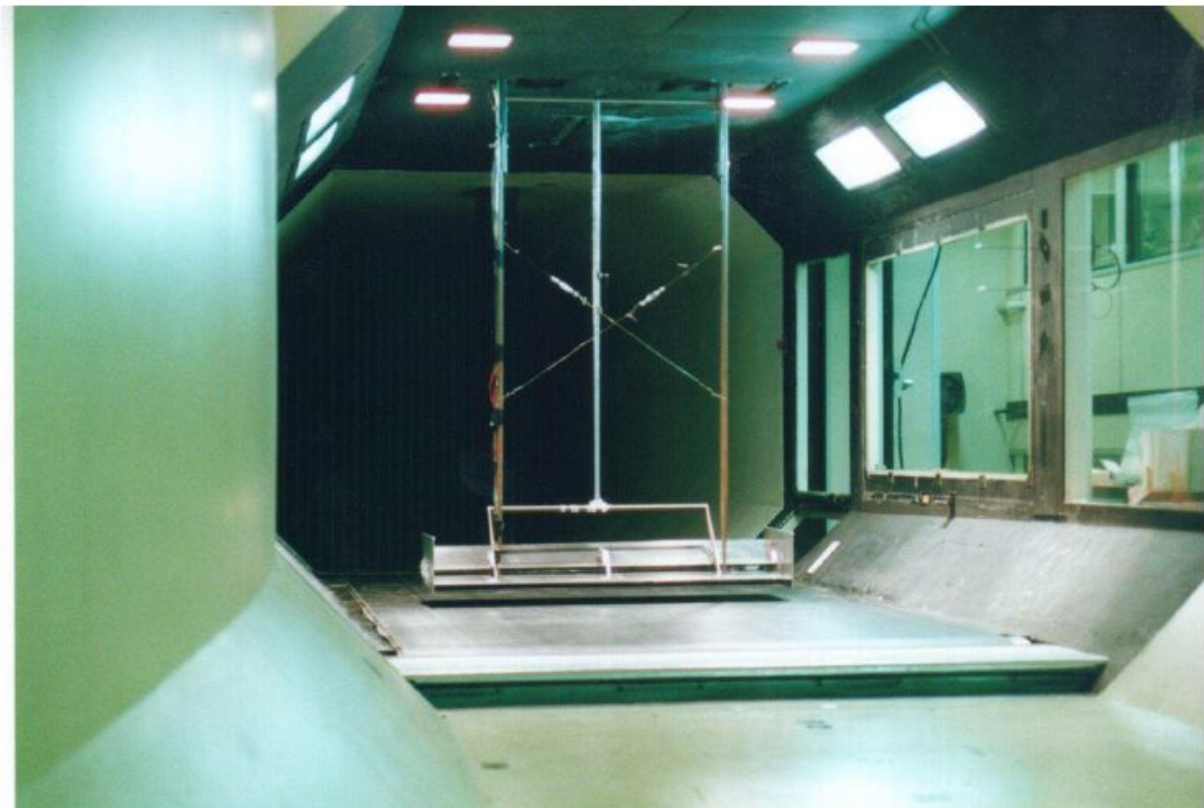


Figura 3.12: Asa duplo elemento no túnel de vento 2,1m x 1,7m [1].

Primeiramente, decidiu-se confeccionar um domínio para simular a geometria do túnel de vento utilizado por Zerihan [1] na Universidade de Southampton. A geometria do túnel apresenta 2,1 metros de largura por 1,7 metros de altura, a asa é posicionada no centro de uma esteira rotativa com 3,4 metros de comprimento. No início da esteira existe área para sucção do escoamento como mostrado na figura 3.12. As imagens 3.13 e 3.14 esboçam a cinta rotativa.

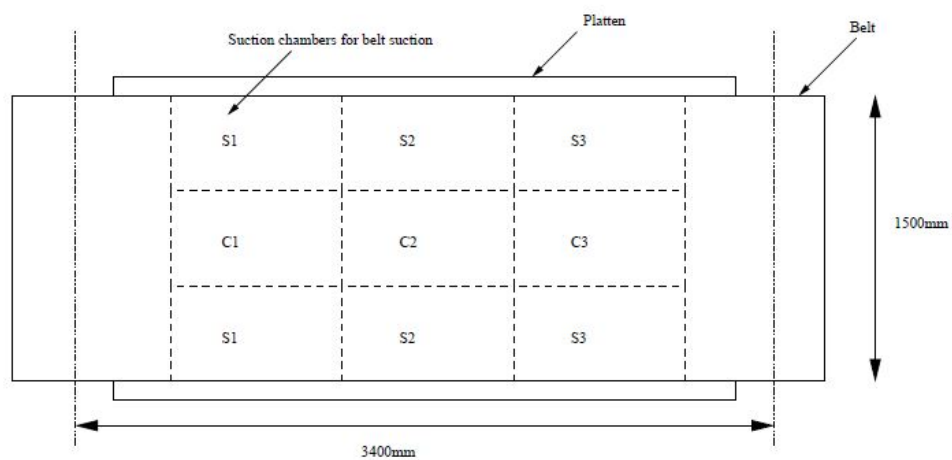


Figura 3.13: Vista superior do esquema da cinta rotativa do túnel de vento 2,1m x 1,7m [1].

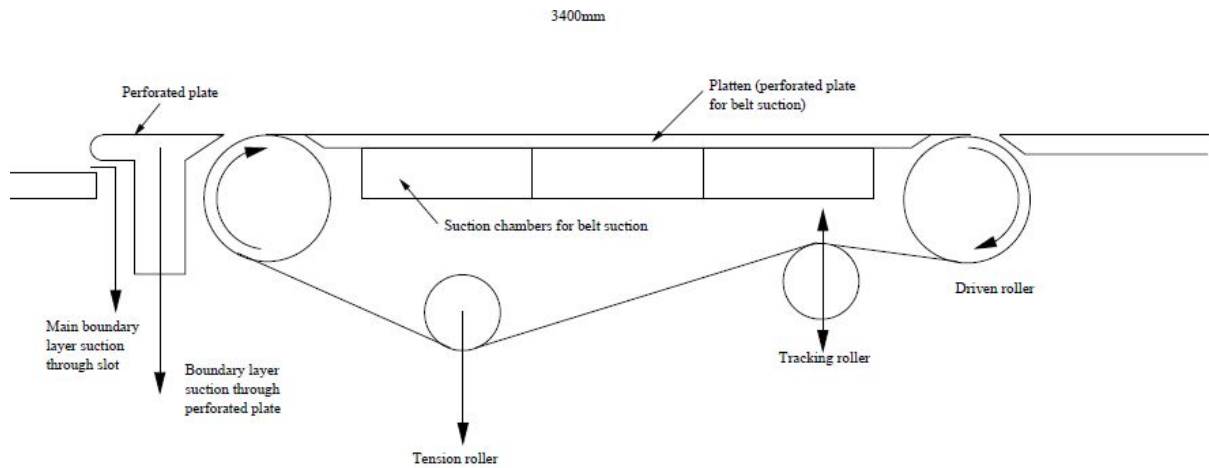


Figura 3.14: Vista lateral do esquema da cinta rotativa do túnel de vento 2,1m x 1,7m [1].

Inicialmente, confeccionou-se um domínio com 1,05 metros de largura por 1,7 metros de altura, pois a simulação da asa é realizada com um plano de simetria. A asa foi colocada no centro e variou-se o mesmo número de cordas a jusante e a montante.

Na primeira etapa do trabalho foi estudado a variação do domínio com enfoque nos resíduos, pois havia um problema de convergência nos resíduos das simulações que pareciam não apresentar um padrão.

Após várias observações se concluiu que o problema de convergência do estudo estava relacionada as características transientes do estudo abordado.

No entanto, já tinha sido confeccionado um domínio com seção lateral no formato de uma semi-circunferência para que os efeitos de parede fossem diminuídos. Somado a isto, também foi acrescentada a condição de escorregamento à parede para evitar a produção de turbulência.

Quando se concluiu que os problemas de convergência não estava associado à geometria do domínio, decidiu-se por não fazer modificações posteriores na geometria abordado. Portanto, o domínio permaneceu com a geometria apresentada nas figuras 3.15 e 3.16.

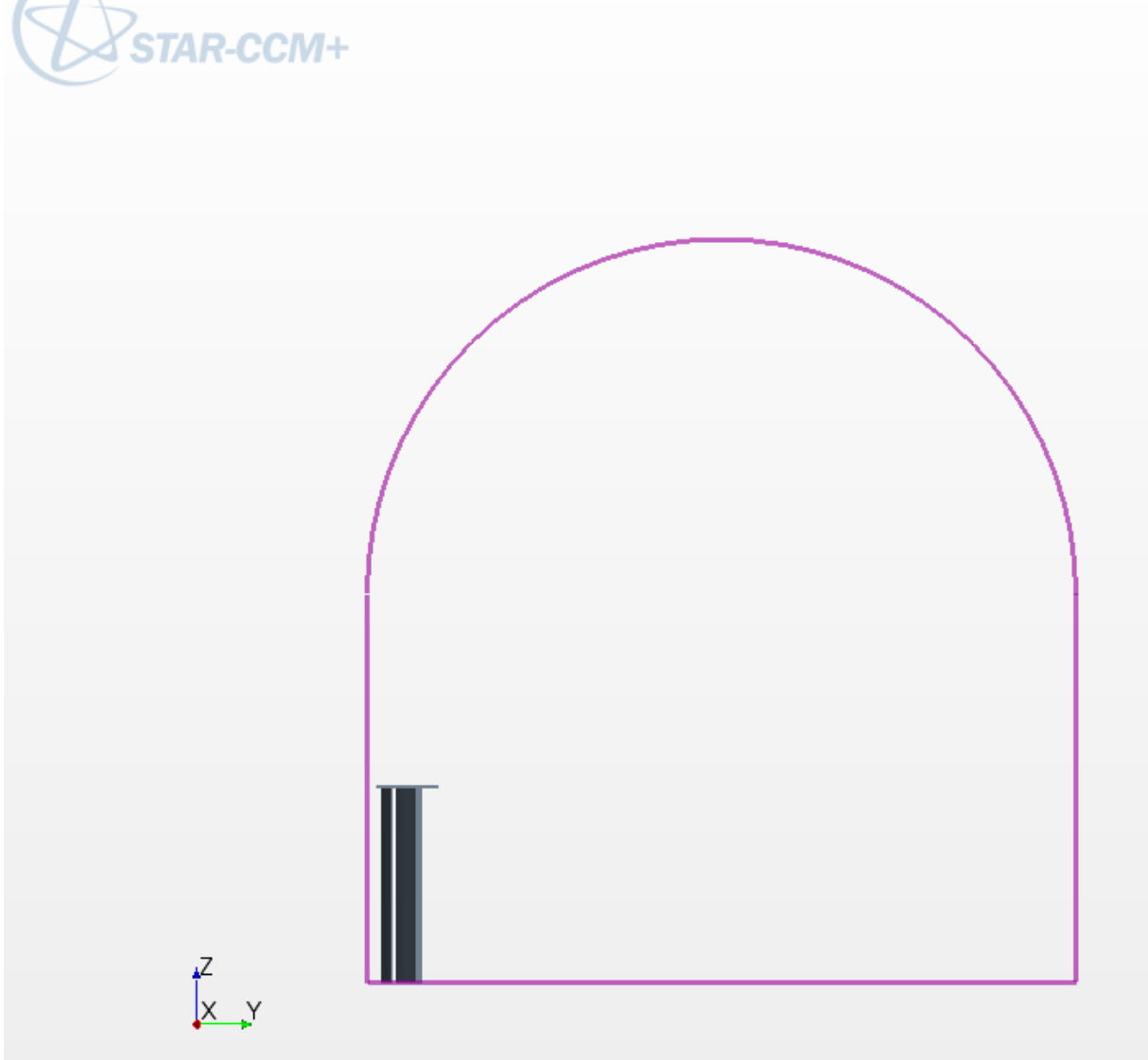


Figura 3.15: Seção do domínio.

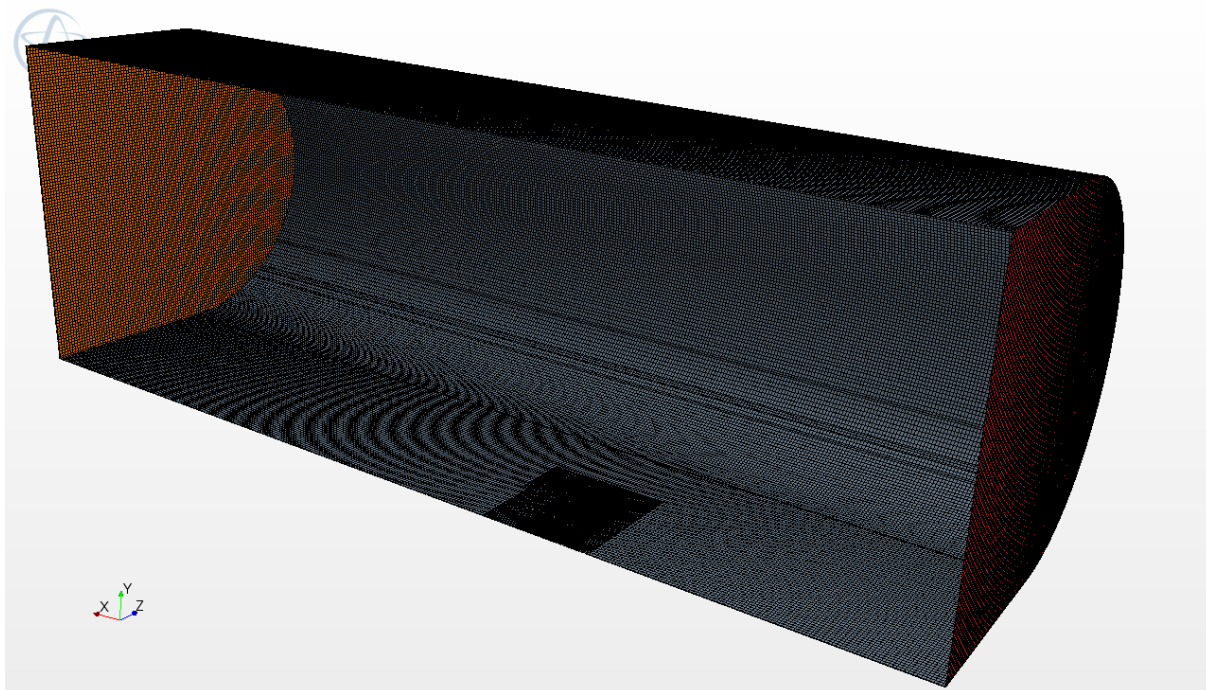


Figura 3.16: Nova geometria do domínio.

A dimensões do domínio são apresentadas na 3.6:

Tabela 3.6: Dimensões do domínio em função da corda.

Referência	Número de cordas
Montante	5
Jusante	10
Altura	5
Profundidade	2,5 + Raio de 1 m

3.6 Refinamento da Malha

O estudo do refinamento começa com a escolha dos tipos de malhas volumétricas e superficiais. De acordo com o manual, [10] os fatores são decisivos na escolha de malha volumétrica são:

- Tempo disponível para construção da malha
- Acurácia da solução e taxa de convergência
- Memória disponível no computador
- Malha única ou múltiplas regiões
- Qualidade da malha superficial
- Geometria predominante fina

Dos modelos disponíveis no software, considerou-se três modelos para discussão.

Polyhedral Mesher

Malhas poliédricas fornecem uma solução balanceada para problemas complexos de geração de malha [10].

Esta malha é facilmente construída, não exigindo maior preparo das superfícies do que a malha tetraédrica, podendo ter menor volume para construções em superfícies [10]. Células poliédricas apresentam em média 14 faces.

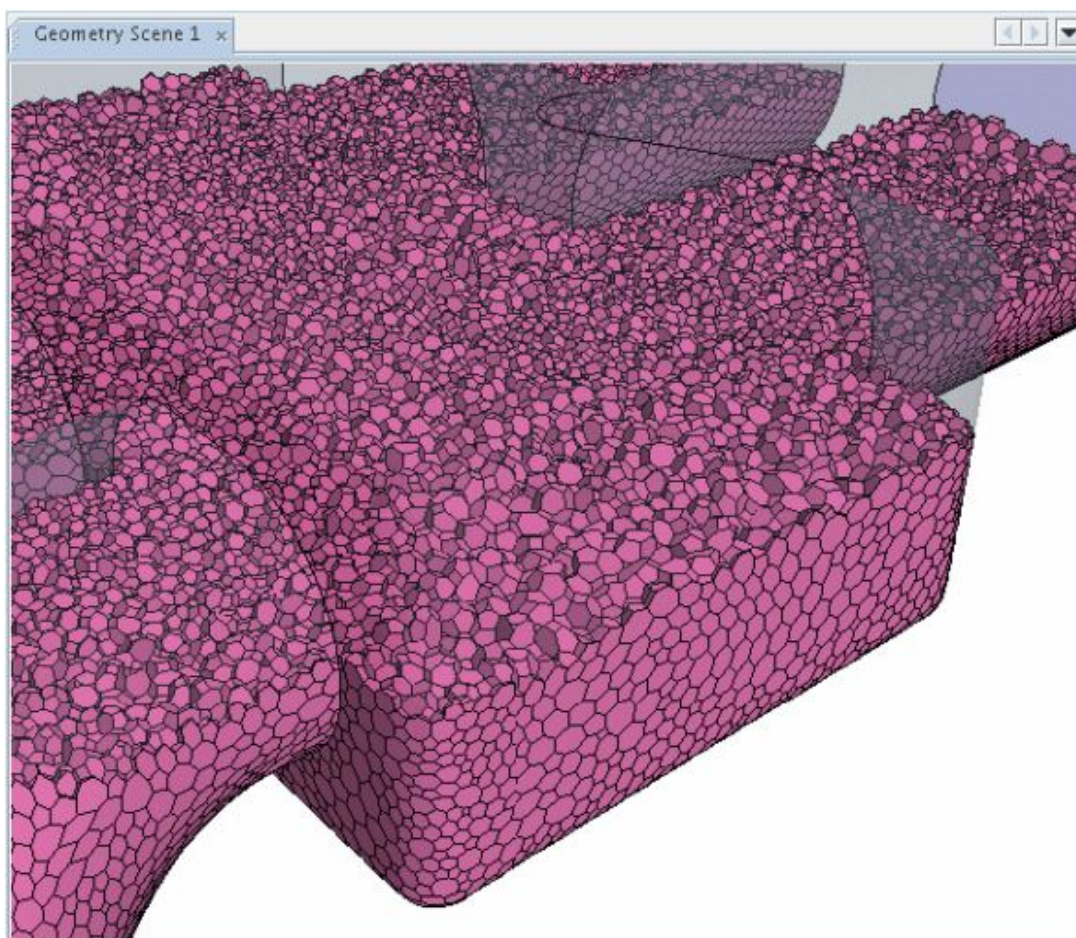


Figura 3.17: Exemplo de malha poliédrica [10].

A figura 3.17 exemplifica uma malha poliédrica.

Tetrahedral Mesher

Malhas tetraédricas fornecem uma eficiente e simples solução para problemas complexos de geração de malha.

Dentre os três modelos, o tetraédrico é o mais rápido e usa menos memória para o mesmo

número de células. O programa utiliza o método de Delaunay para construir a malha iterativamente, colocando pontos no domínio. O resultado depende da triangulação da superfície, portanto, uma boa malha tetraédrica depende de um bom tratamento das superfícies.

A figura 3.18 exemplifica uma malha tetraédrica.

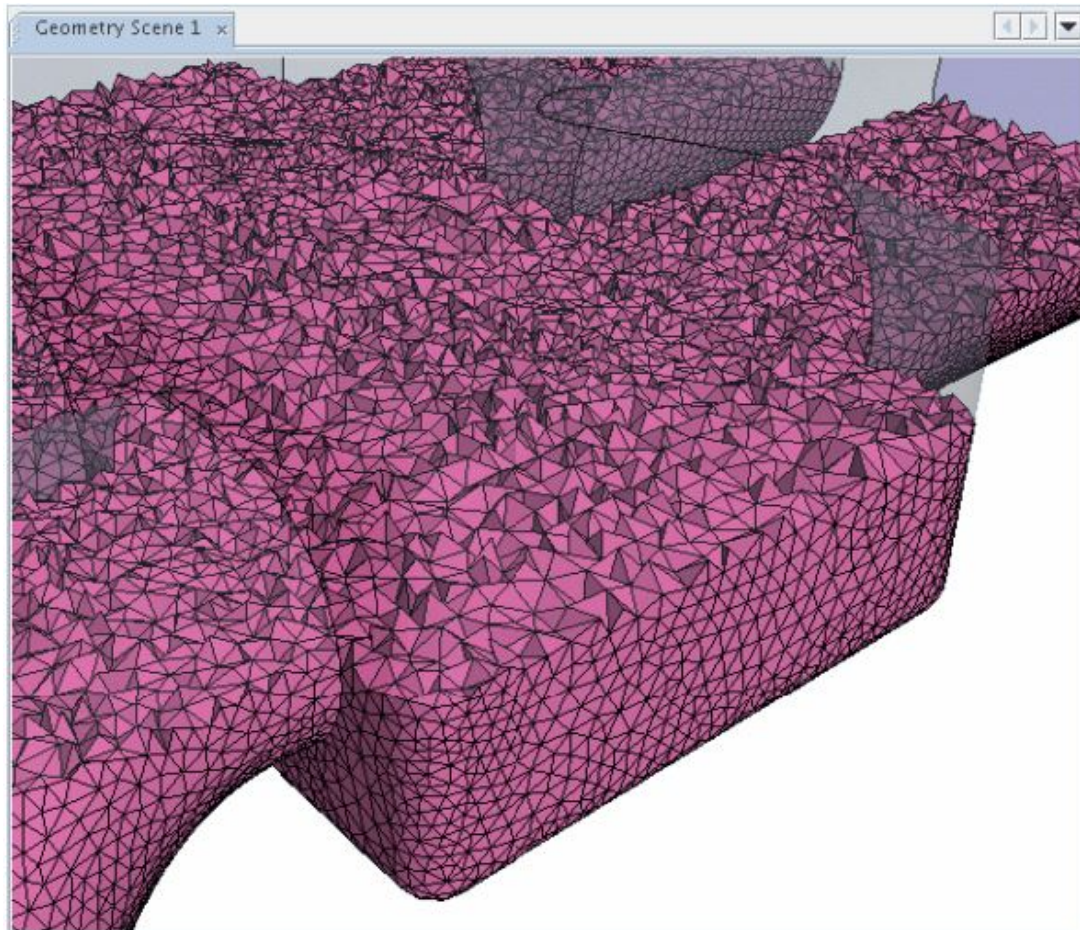


Figura 3.18: Exemplo de malha tetraédrica [10].

Trimmed Mesher

A malha *trimmed*, providencia um eficiente e robusto método de produção de malhas de boa qualidade para problemas simples e complexos de geração de malha [10].

Esta malha apresenta as seguintes vantagens: células hexaédricas que podem ser construídas sem afinidade; o refinamento é baseado no tamanho das células de superfícies e nos controles realizados pelo usuário; qualidade da superfície independente; e alinhamento com o sistema de coordenadas especificado pelo usuário.

Esta malha também possui a vantagem aerodinâmica de refinamento de esteira [10].

A figura 3.19 exemplifica uma malha trimmed.

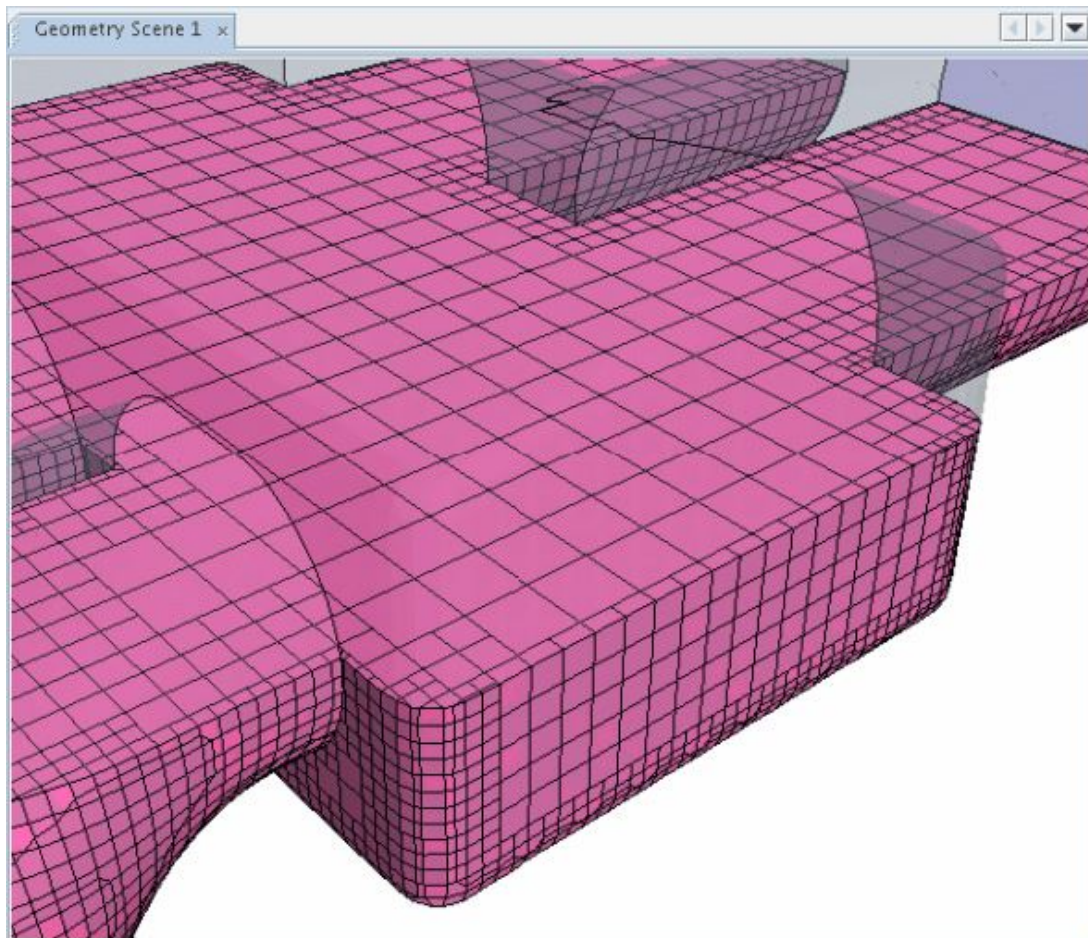


Figura 3.19: Exemplo de malha trimmed [10].

Surface Meshers

O programa Star-CCM+ apresenta dois tipos de malhas de superfície que são geradas antes da malha de superfície.

A primeira é a *surface wrapper*. Este tratamento é usado para geometrias importadas com baixa qualidade.

A segunda é a *surface remesher*. Esta malha é usada para triangular superfícies onde a malha começa a ser gerada, obtendo uma malha de alta qualidade.

O manual destaca as situações em que cada tipo de tratamento deve ser preferencialmente usado:

Situações nas quais surface remesher pode ser usado:

- Quando um alto nível de fidelidade da superfície é exigido
- Quando a superfície é fechada mas é composta por má resolução triangular
- Quando a superfície importada é fechada mas não apresenta a resolução triangular ade-

quada

- Quando *surface wrapper* é usado e superfície ainda precisa de tratamento

Situações nas quais a *surface wrapper* pode ser usado:

- Quando o grau de acurácia da superfície não é necessário
- Quando a superfície importada apresenta um grande número de espaços (gaps)
- Quando a superfície importada apresenta múltiplos volumes que se interceptam
- Quando a superfície importada apresenta múltiplas sobreposições de superfície
- Quando a superfície apresenta grande nível de detalhamento

Confecção da Malha

Disposto das recomendações do manual do usuário, optou-se por usar o tratamento superficial *surface remesher* pelo fato da geometria não apresentar falhas e a busca por alto grau de fidelidade na superfície.

Somado a isto, fez-se uso da malha volumétrica Trimmed, pois esta apresenta menor nível de complexidade computacional para geração das malhas.

De acordo com Roberto Miserda, professor da Universidade de Brasília, uma malha computacional deve ser homogeneamente refinada. No entanto, o custo computacional para se obter uma malha com alta resolução não está disponível para uso doméstico.

O estudo da confecção começa com a determinação de um tamanho padrão chamado *base size*. Esse tamanho base é a referência para todos os outros parâmetros de volume da malha. O estudo de refinamento de malha começou com o tamanho base de 0,38 metros, pois este tamanho representa o tamanho característico, a corda.

Com o *base size* determinado, fez-se um estudo do refinamento de alguns parâmetros da simulação. O programa Star-CCM+ apresenta possibilidade de customizar diversos elementos da malha. Todos os parâmetros relativos são vinculados ao tamanho padrão, por isso se faz conveniente adotar o valor do comprimento característico.

Após a definição da superfície da asa, da *prism layer mesh*, do wall y^+ e do base size, analisou-se os pontos críticos da malha para um melhor refinamento.

Na etapa um do trabalho foi utilizada uma metodologia de refinamento de malha na qual se faz utilização de quatro tipos de refinamento de malha: um volume de controle na região de maiores gradientes, um volume de controle imerso na asa, um cone esteira para capturar o vórtice de ponta de asa e um refinamento de esteira. No entanto, para a segunda parte adotou-se uma nova metodologia.

Para a nova metodologia de refinamento de malha, montou-se uma malha que cresce da região da superfície da asa até o tamanho máximo das células do domínio. Para um melhor entendimento, fez-se um roteiro a ser seguido:

1. Discretização da superfície

Faz-se uma malha em que o tamanho dos elementos da superfície seja suficientemente pequeno para representar a geometria de forma homogênea;

2. Fator de alongamento

Define-se um fator de alongamento, este fator define qual a taxa de crescimento das células de menor tamanho para as maiores;

3. Crescimento das células

Este fator define o crescimento das células se faz rapidamente ou lentamente;

4. Tamanho máximo das células do domínio

Define-se o tamanho máximo das células do domínio;

5. *Prism Layer*

Adiciona-se a *Prism Layer Mesh* ao redor da asa;

Com esta metodologia de refinamento de malha, obteve-se uma malha padrão na qual foi usada como referência no estudo. Seus parâmetros são mostrados na tabela 3.7 e a figura 3.20 representa a malha no plano de simetria.

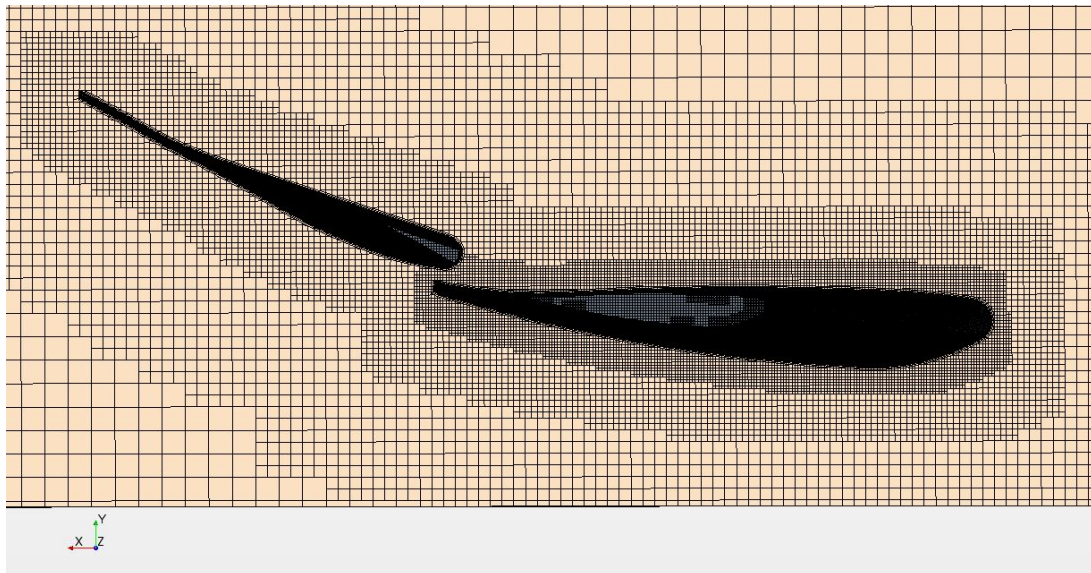


Figura 3.20: Malha no plano de simetria.

Na figura 3.20 fica mais claro como a metodologia de refinamento de malha foi representada. O contorno da asa é a única região em que se apresenta um refinamento maior que o tamanho das células do domínio.

A tabela 3.7 apresenta as características do novo refinamento de malha.

Tabela 3.7: Especificações da malha.

Base size (m)	0,38
Number of Prism Layers	20 e 16
Prism Layer Streching	1,3 e 1,4
Prism Layer Thickness (m)	0,002 e 0,0025
Surface Curvature	100
Surface Growth Rate	1,1
Surface Size (m)	0,0015 e 0,0022
Boundary Growth rate	Very Slow

3.7 Definição Física

A definição física é dividida em duas partes: física do escoamento e condições de contorno.

Física do escoamento

O programa Star-CCM+ apresenta uma seção para seleção dos modelos físicos chamado *Physics 1*.

No Physics 1 é selecionado toda a física relacionada ao escoamento, modelos de turbulência e leis de parede. As opções escolhidas para modelar a física da simulação foram:

- Espaço Tridimensional
- Regime permanente
- Fluido - Gás
- *Segregated Flow*
- Cálculo de gradientes
- Massa específica constante
- Regime viscoso turbulento
- Reynolds-Avaraged Navier-Stokes
- Spalart-Allmaras Turbulence
- Standard Spalart-Allmaras
- Tratamento de parede *All y^+*

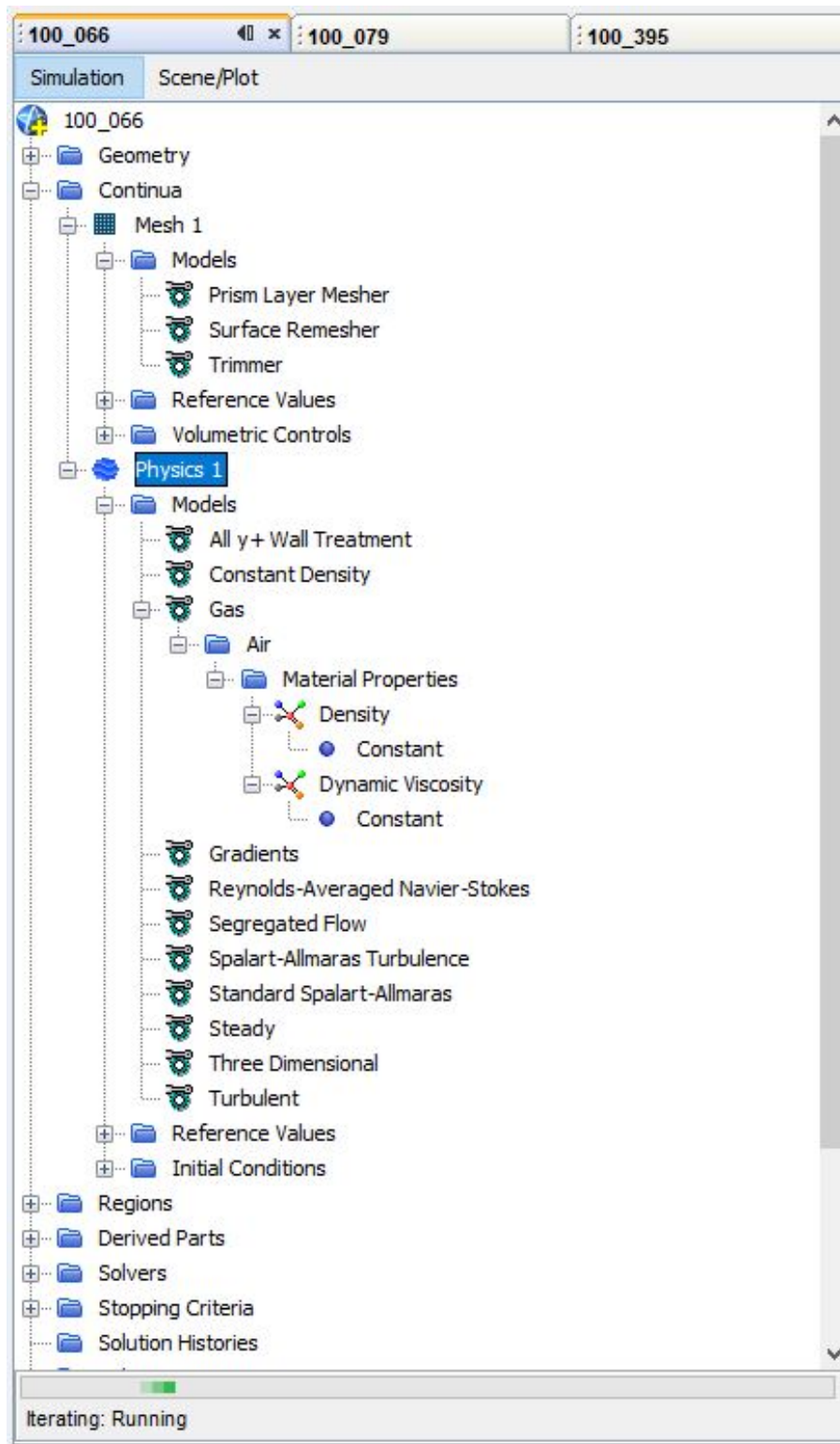


Figura 3.21: Modelagem física.

Nas seções anteriores, se discutiu sobre os métodos numéricos, modelos de turbulência e abordagem do tratamento da parede. Para o fechamento da modelagem física, alguns pontos ainda devem ser discutidos.

A simulação é feita no espaço tridimensional, ou seja, o programa gera malhas e volumes com referências ao plano de coordenadas (x,y,z) .

Na primeira etapa o estudo do efeito solo é feito para um escoamento totalmente desenvolvido, sem variações no tempo. Entretanto, os resultados gerados com essa definição física faziam o método numérico convergir para o infinito. Portanto, os principais resultados da segunda etapa foram feitos com a definição física de escoamento transiente com método implícito no tempo.

O fluido em questão foi o ar com propriedades para 15°C .

De acordo com o manual do usuário [10], o *segregated flow* resolve de forma desacoplada as equações do escoamento para velocidade (uma para cada componente) e pressão. Esta opção é automaticamente selecionada com a condição de escoamento incompressível.

A condição de incompressibilidade é dada para todo o domínio do escoamento. De acordo com a literatura [7], o ar pode ser considerado um fluido incompressível para mach menor que 0,3. Na análise em estudo a velocidade do escoamento é de 30 metros por segundo tendo variações ao longo do escoamento, no entanto estas variações não chegam próximas desse valor, portanto a incompressibilidade pode ser considerada uma boa aproximação.

Para definir os parâmetros da turbulência, o programa Star-CCM+ apresenta três entradas: uma entrada de difusão turbulenta modificada; uma entrada com dados da intensidade de turbulência e tamanho característico; e razão de viscosidade turbulenta.

Foi adotada a entrada da intensidade de turbulência e o tamanho característico. No trabalho de Zhang e Zerihan [3], o túnel de vento usado apresenta uma intensidade de turbulência de 0,02%.

Com esse dado em mãos, definiu-se esse parâmetro como dado de entrada e adotou-se o tamanho característico comentado nas seções anteriores igual a 380,0 milímetros.

Definida a física do problema, se definiu as condições de contorno do problema.

Condições de contorno

As condições de contorno da simulação são adotadas no domínio. Cada região do domínio apresenta uma condição de contorno especificada pelo usuário.

Para isso, fez-se a separação do domínio em cinco regiões:

- Entrada - Condição de velocidade igual a 30 m/s .
- Saída - Condição de gradiente de pressão nulo.
- Superfície da asa - Condição de parede sem deslizamento.
- Solo - Condição de parede sem deslizamento e velocidade de 30 m/s .
- Plano de simetria - Condição de simetria.

- Envoltória - Para a simulação do túnel de vento a envoltória foi definida com parede com deslizamento, com intuito de eliminar problemas de convergência.

4 Resultados

Os resultados gerados utilizaram abordagem RANS, URANS e DES.

Na análise parâmetros pontuais, como representatividade da camada limite, usou-se apenas o RANS, pois este apresenta menor custo computacional.

Para resultados de pós-processamento, fez-se uso de abordagens com variação no tempo, como URANS e DES.

4.1 Modelos de Turbulência

As simulações feitas com os diferentes modelos de turbulência para comparação do arrasto e da sustentação com as equações RANS não apresentaram resultados satisfatórios.

O modelo $\kappa - \omega$ não apresentou convergência dos resíduos nas simulações RANS. A malha gerada para o modelo $\kappa - \omega$ foi a mesma utilizada para o modelo de turbulência Spalart-Allmaras.

Quando simulado com o regime do escoamento transiente, o modelo $\kappa - \omega$ apresentou uma convergência nos resultados, porém essa convergência não apresentou a recomendação dos resíduos apresentada pelo manual do usuário, que seria uma convergência para valores inferiores que 10^{-3} .

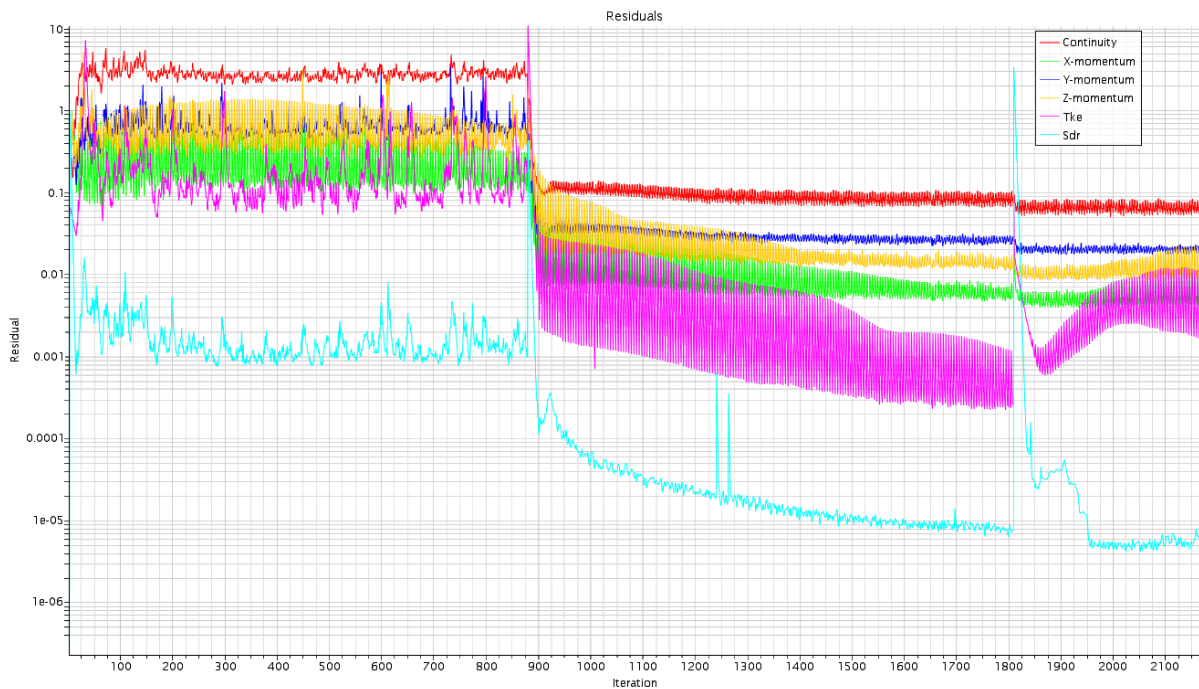


Figura 4.1: Resíduos da simulação transiente com modelo de turbulência $\kappa - \omega$.

A figura 4.1 apresenta os resíduos da simulação transiente com o modelo de turbulência $\kappa - \omega$ para altura de $h/c = 0,263$. A primeira etapa de 900 iterações foi feita para uma malha de aproximadamente quatro milhões de elementos. Após observar que os resíduos da

continuidade não eram inferiores a 10^0 , aumentou o refinamento do domínio, gerando uma malha de aproximadamente seis milhões e meio de elementos.

Os resíduos foram diminuído em uma ordem de grandeza, porém, ainda não eram satisfatórios. Com mais 900 iterações fez-se mais um refinamento do domínio em que o número de elementos foi aumentado para dez milhões, gerando resultados com resíduos um pouco inferiores à malha anterior.

Os resultados gerados usando o modelo de turbulência Spalart-Allmaras com a nova configuração de malha e definição física transiente apresentaram uma boa convergência, porém, a definição física transiente fez, além do tempo por iteração ser aumentado, também aumentar o número de iterações.

Uma imagem dos resíduo das simulações permanente e transiente são mostradas nas figuras 4.2 e 4.3

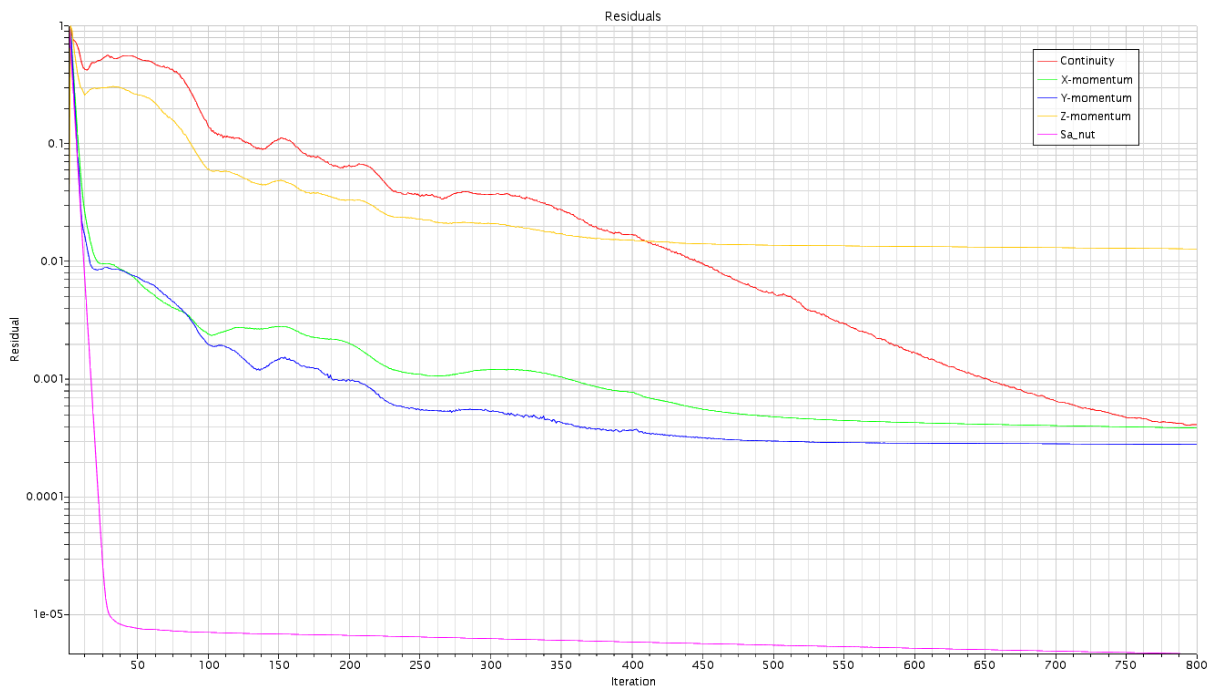


Figura 4.2: Resíduos da simulação permanente com modelo de turbulência Spalart-Allmaras.

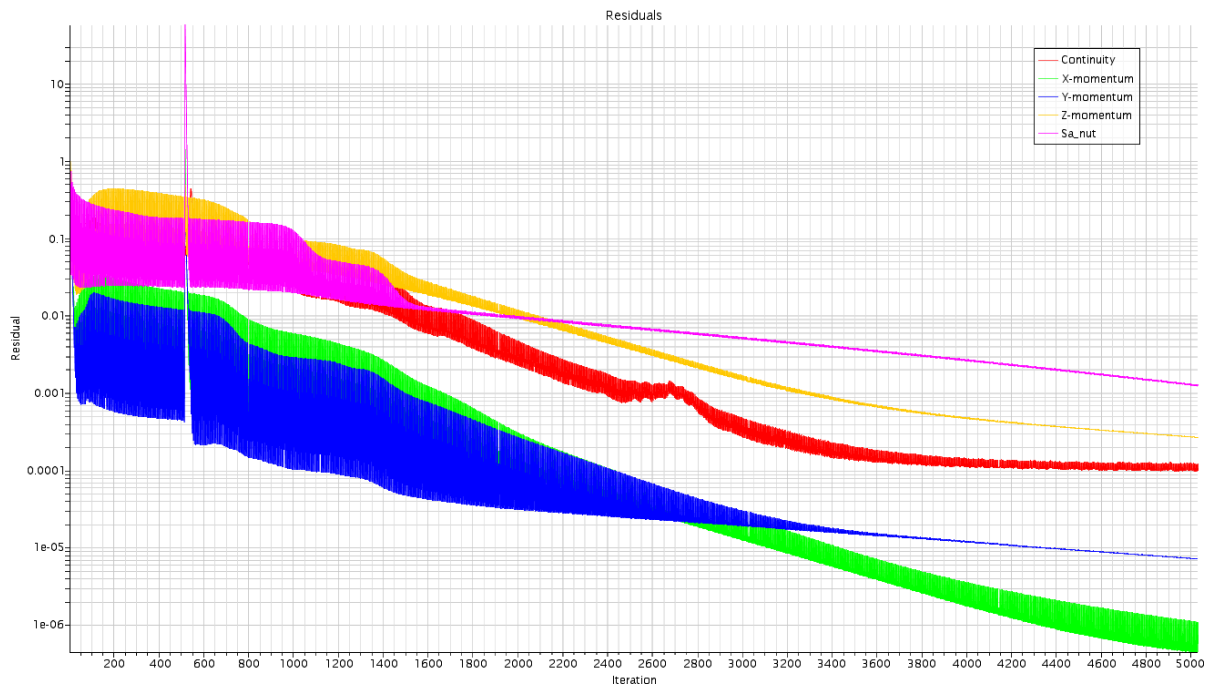


Figura 4.3: Resíduos da simulação transiente com modelo de turbulência Spalart-Allmaras.

Das figuras pode ser observado que os resíduos das simulações transientes apresentam uma convergência mais tardia, podendo ser um dos motivos pelos quais os resíduos da figura 4.1 não se ter alcançaram valores satisfatórios recomendados pelo manual do software, resíduos inferiores a 10^{-3} , com o modelo de turbulência $\kappa - \omega$.

Diante dos resultados apresentados, foi decidido continuar a geração de resultados com o modelo de turbulência Spalart-Allmaras, pois ainda não foi possível obter resultados com o mesmo nível de comparação.

O estudo do modelo de turbulência $\kappa - \omega$ foi escolhido para comparação diante do modelo de turbulência $\kappa - \epsilon$ pelo fato do Star-CCM+ apresentar possibilidade de simulações DES e porque este modelo foi criado com intuito de melhorar os resultados gerados com o modelo $\kappa - \epsilon$. Por falta de tempo não foi possível gerar a curva transiente para o modelo $\kappa - \epsilon$, no entanto pretende-se apresentá-la no dia da apresentação do trabalho.

4.2 Resultados comparativos

Na primeira etapa do trabalho foi gerada a curva de sustentação e arrasto para o modelo de turbulência Spalart-Allmaras. Porém, como a abordagem do problema foi mudada, gerou-se resultados para o modelo de turbulência Spalart-Allmaras, $\kappa - \omega$, sendo este somente em regime transiente e aquele em regime permanente e transiente. Estes resultados foram comparados aos resultados da primeira etapa e os resultados da primeira etapa, gerando o gráfico a seguir:

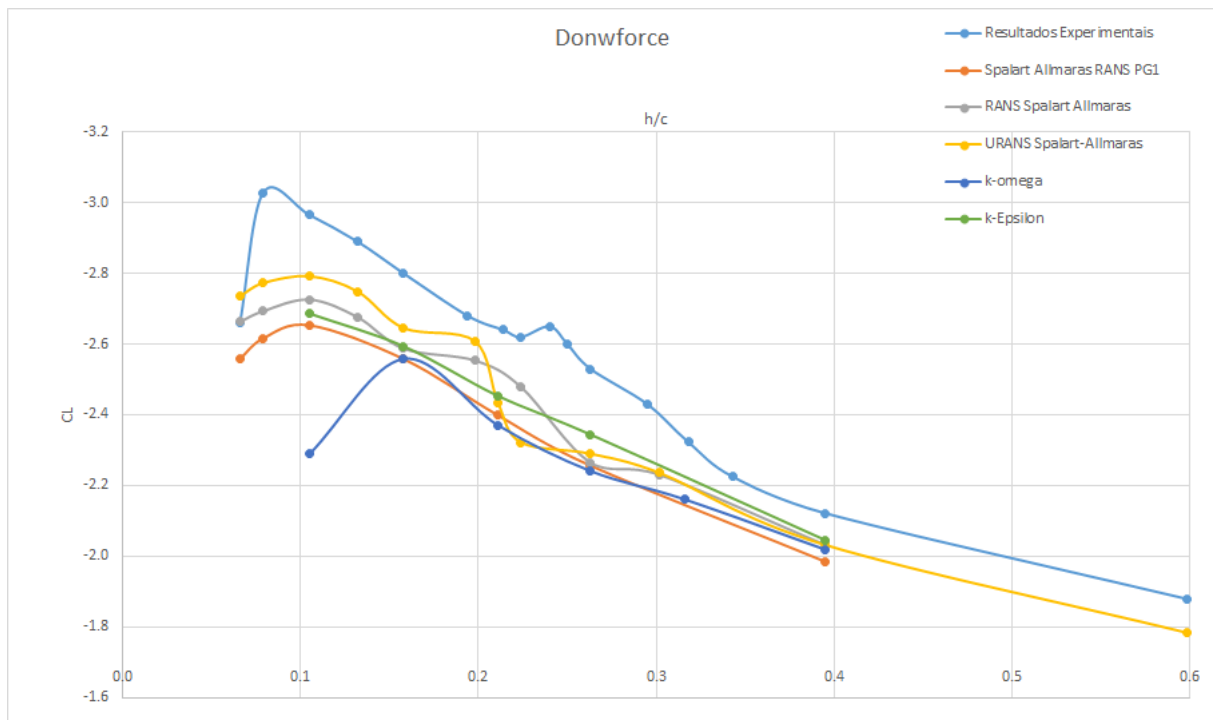


Figura 4.4: Curva de sustentação para diversas configurações.

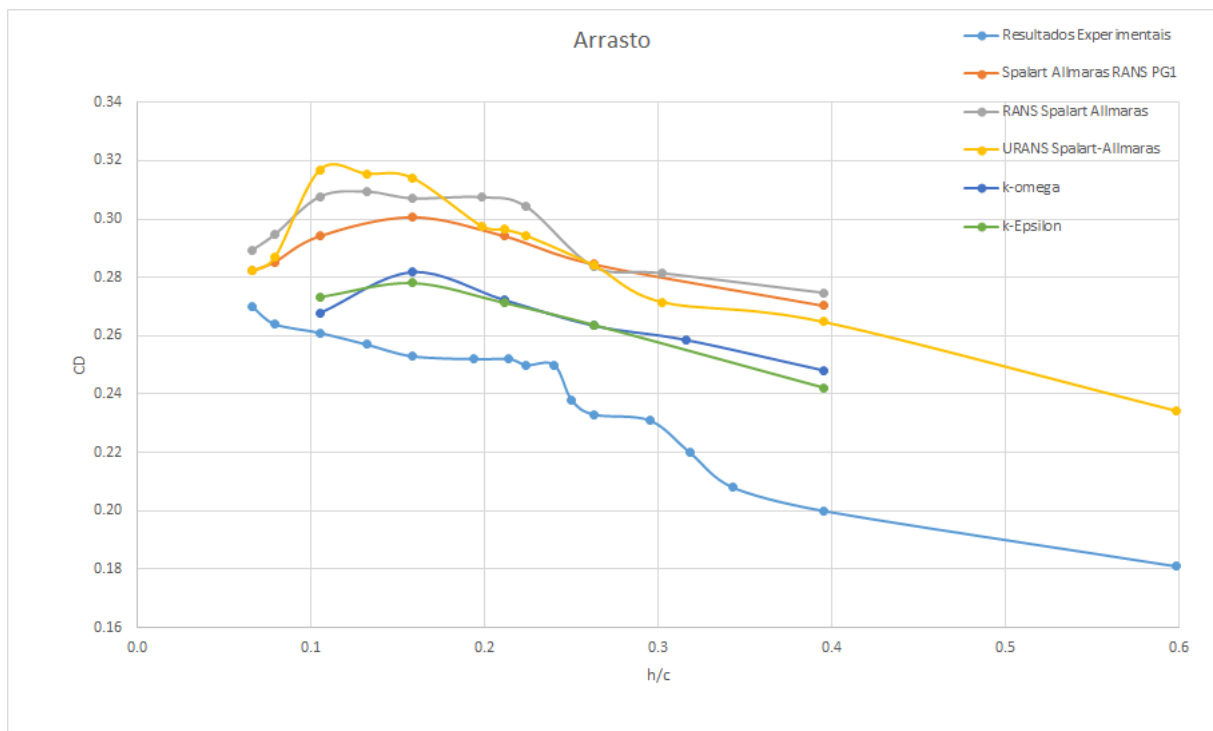


Figura 4.5: Curva de arrasto para diversas configurações.

Das figuras pode ser observado que o modelo de turbulência $\kappa - \omega$ não conseguiu continuar sua tendência em alturas com o efeito solo mais intenso.

Todas as simulações parecem representar de maneira satisfatória os resultados para região

a , explicada na seção 1.3, dispersando sua tendência depois da descontinuidade experimental, onde os gradientes do efeito solo são mais intensos.

Diferentemente dos resultados da primeira etapa (PG1), a descontinuidade que marca a região b é bem percebida nos dois resultados em que o modelo de turbulência Spalart-Allmaras é usado. Não foi possível observar a descontinuidade com os modelos $\kappa - \omega$ e $\kappa - \varepsilon$.

Diante disso, o modelo Spalart-Allmaras foi usado para gerar resultados de pós processamento, pois, das simulações transientes, este apresentava melhor tendência.

4.3 Tipos de Arrasto

Primeiramente, fez-se um estudo comparativo das influências na geração de resultados pela modificação da malha. A camada limite, que é discretizada pela prism layer, apresenta um custo computacional muito alto e para o modelo de turbulência Spalart-Allmaras, não é recomendado o uso de lei de parede, por isso, para modelar $y^+ < 1$, faz-se o uso de muitas camadas, aumentando o custo da simulação.

O programa Star-CCM+ apresenta uma funcionalidade na geração de resultados que possibilita a separação da parcela dos coeficiente de arrasto e sustentação devido à pressão e a tensão cisalhante. Disposto disto, fez-se um gráfico e uma tabela com os valores referentes a cada uma das contribuições para o arrasto, pois, como os resultados anteriores não foram capazes de alcançar a tendência da curva de arrasto, decidiu-se aprofundar a análise deste.

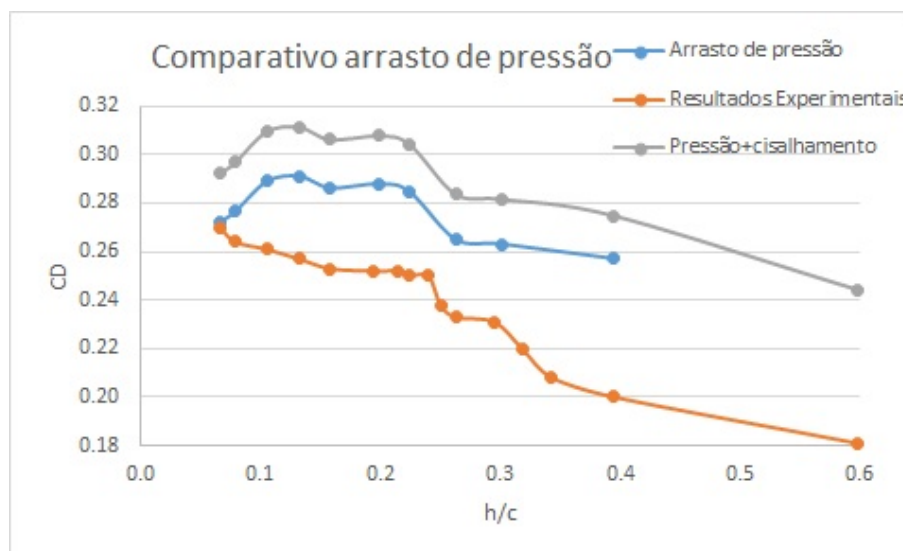


Figura 4.6: Comparativo de arrasto de pressão.

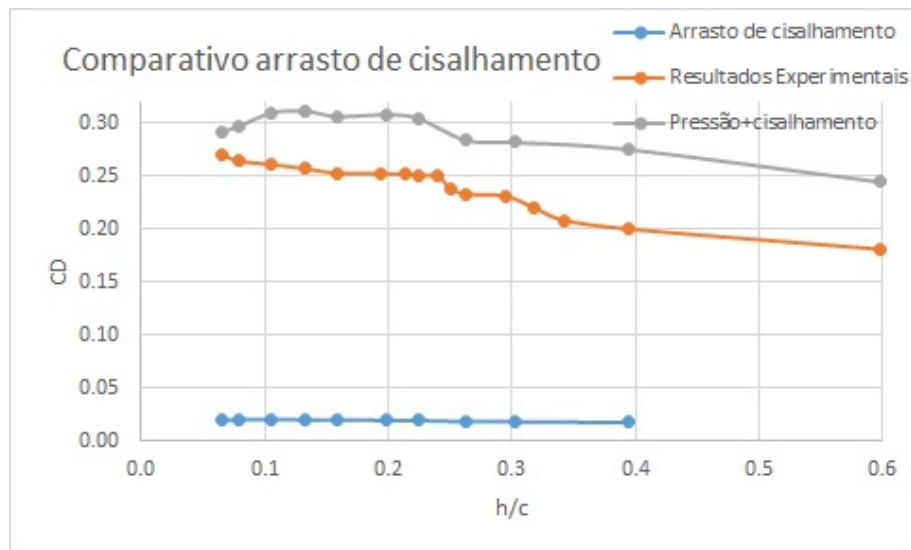


Figura 4.7: Comparativo de arrasto de cisalhamento.

Das figuras 4.6 e 4.7 percebe-se que a parcela de arrasto de pressão é predominante sobre o arrasto de cisalhamento. Também é razoável observar que o arrasto de cisalhamento não apresenta grandes variações com a redução da altura, fazendo com que a curva de arrasto de pressão seja apenas deslocada em relação a curva de arrasto total.

A tabela 4.1 mostra a parcela de influência do arrasto com a variação da altura em relação ao solo.

Tabela 4.1: Parcela de cada arrasto.

Porcentagem de cada tipo de arrasto									
Altura h/c	0.079	0.105	0.132	0.158	0.198	0.224	0.263	0.302	0.395
Arrasto de pressão	93.19	93.38	93.53	93.53	93.61	93.60	93.47	93.46	93.60
Arrasto de cisalhamento	6.81	6.62	6.47	6.47	6.39	6.40	6.53	6.54	6.40

Pela tabela 4.1, pode ser observado que o arrasto de cisalhamento tem uma representatividade de aproximadamente 6,5% do arrasto total obtido. Também pode ser observado que a proporção de influência de cada tipo de arrasto não apresenta muitas variações com a proximidade do solo.

4.4 Simulações RANS

Com os resultados obtidos da influência do arrasto e ao elevado custo computacional da *prism layer*, fez-se um estudo comparativo com diversas configurações com intuito de explorar o fato da alta representatividade do arrasto de pressão.

Retirou-se a condição de aderência da asa para observar os resultados na presença de efeito solo. A imagem 4.8 mostra a curva de sustentação com a condição de escorregamento na asa, a curva de sustentação com o modelo Spalart-Allmaras sem escorregamento e a curva

dos resultados experimentais do túnel de vento.

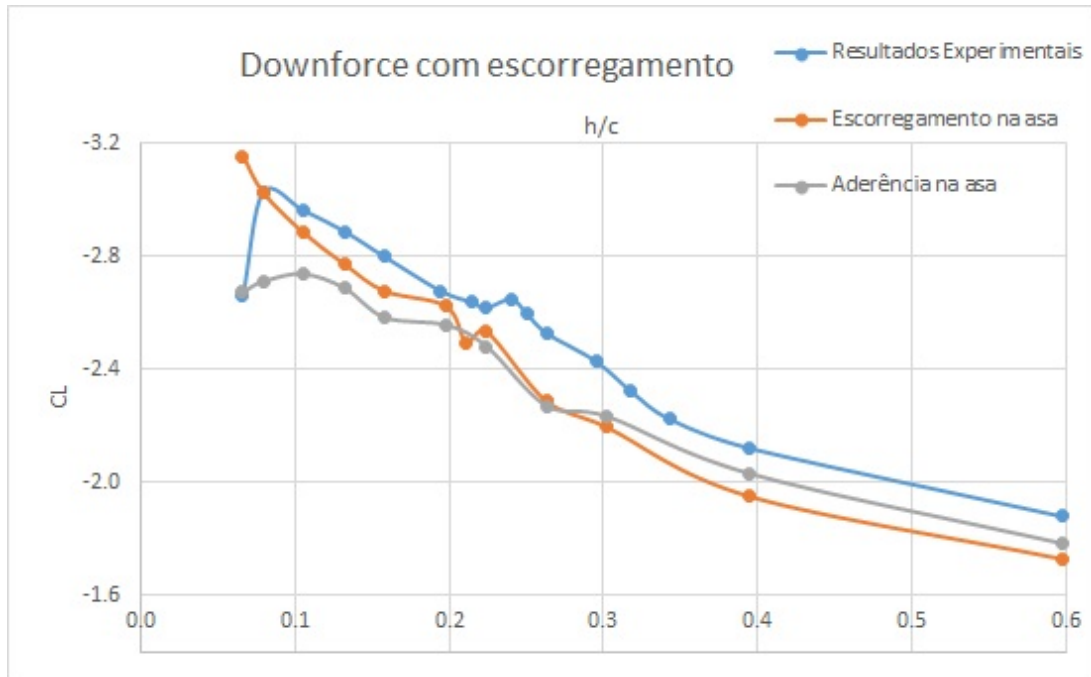


Figura 4.8: Curva de sustentação para asa com escorregamento.

Observa-se do figura 4.8 que, para a região c mostrada na seção 1.3, os resultados experimentais e a simulação com condição de não escorregamento apresentam o seu ponto de máximo por volta $h/c \approx 0,1$ e então ocorre a separação do escoamento, ocorrendo a queda brusca de sustentação. Mesmo sem conseguir capturar os fenômenos de separação, a simulação com condição de escorregamento apresenta resultados similares às simulações com camada limite para valores de $h/c > 0,1$.

A região a apresenta a mesma tendência até aproximadamente $h/c > 0,3$, apresentando uma descontinuidade, que na condição de escorregamento é representada entre $0,2 < h/c < 0,26$. Esta região de descontinuidade é marcada pela ruptura do vórtice de aresta. Sendo este fenômeno melhor representado nesta configuração física.

A imagem 4.9 mostra a mesma comparação feita na imagem 4.8, porém agora o arrasto é o parâmetro da ordenada.

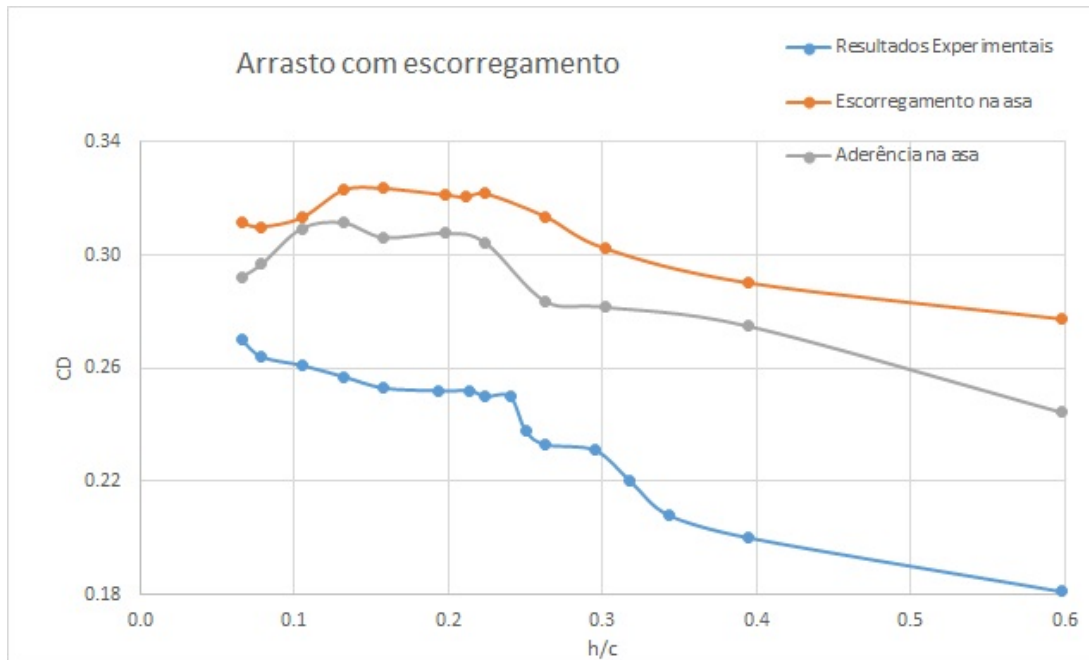


Figura 4.9: Curva de arrasto para asa com escorregamento.

Comparando a curva de arrasto com escorregamento e sem escorregamento, pode ser observado que ambos apresentam a mesma tendência, isto pode estar relacionado pelo fato do arrasto de pressão ser predominante. A região *a* em que a ascensão do arrasto é devido a intensificação do vórtice de aresta é observada em ambas configurações físicas.

Para a condição com aderência, é melhor observado a região de desintegração do vórtice de aresta marcada pela região plana entre $0,26 < h/c < 0,3$ e pela ascensão após esta altura. Esta tendência também é observada com a condição de escorregamento, porém de forma mais suave.

Nas curvas observadas na imagem 4.9, o arrasto obtido por meio de simulação computacional apresenta decaimento a partir de aproximadamente $h/c \approx 0,12$, (região *c*) o que não é observado nos resultados experimentais. O arrasto crescente na curva experimental é devido a separação da camada limite, no entanto, as equações médias não conseguem capturar este fenômeno, fazendo com que o arrasto diminua junto o Downforce.

Fez-se então um comparativo com a diferença dos resultados entre a simulação com camada limite e as simulações com a condição de escorregamento, comparou-se também o número de elementos necessários para geração de resultados.

Os resultados da condição de escorregamento na asa trazem resultados com divergência não maior que 10% em comparação aos resultados com o uso de camada limite, no entanto, o custo do número de elementos para representação da camada limite chega a 50% a mais do valor total de elementos dependendo do refinamento da superfície da asa.

4.5 URANS

Na primeira etapa do projeto de graduação ocorreu um problema de convergência que suspeitava-se que era devido à geometria do domínio, entretanto, essas divergências aconteciam em menor quantidade quando se abordava o problema de forma transiente.

Sabe-se que o escoamento é predominantemente transiente e por isso, decidiu-se fazer a análise de pós-processamento com variações no tempo.

As simulações transientes apresentam maior custo computacional e exigem maior número de iterações, por isso, após todo o trabalho feito na análise da malha e de simulações usando as equações RANS, escolheu-se a malha e o domínio apresentados na metodologia para toda a análise de pós-processamento.

Escolheu-se quatro alturas para comparação de resultados, estas alturas são as mesmas usadas no experimento de Zerihan, elas são: $h/c = 0,105$, $h/c = 0,158$, $h/c = 0,211$ e $h/c = 0,263$.

Curva de sustentação e arrasto

Usando o modelo de turbulência Spalart-Allmaras, gerou-se a curva de sustentação e arrasto usando as equações URANS.

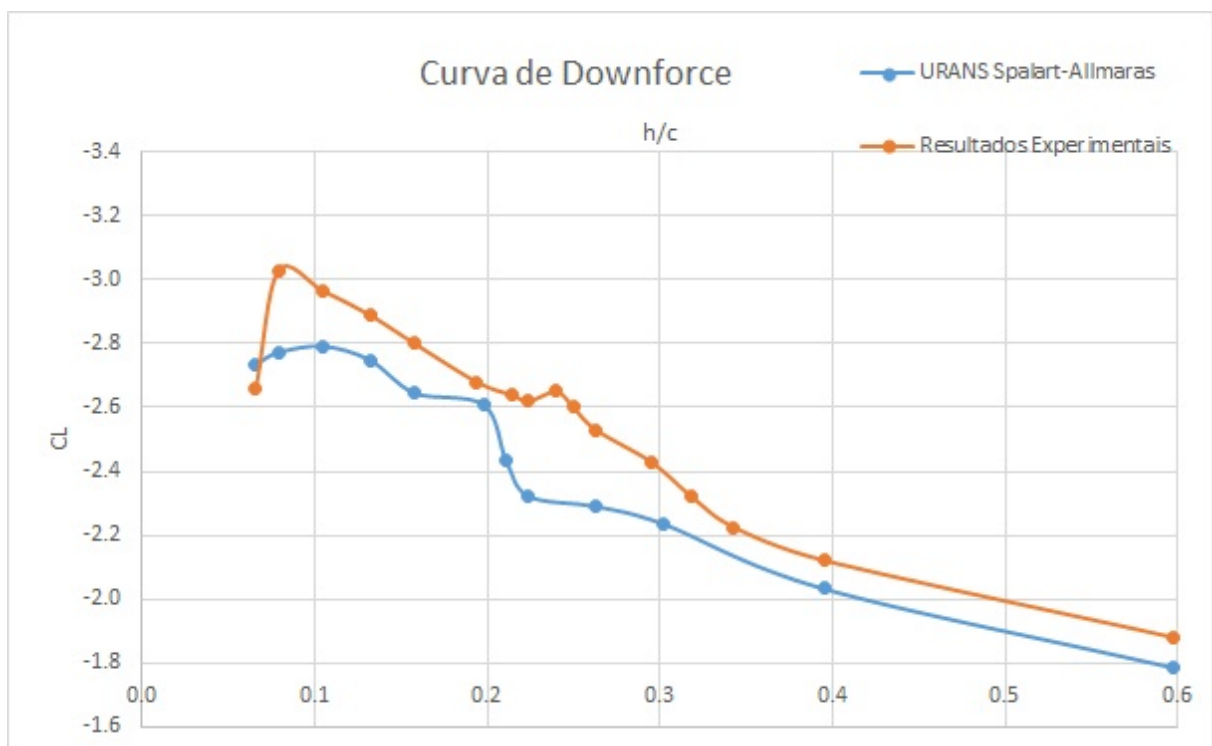


Figura 4.10: Curva de sustentação URANS.

A figura 4.10 mostra a curva de sustentação gerada pela simulação URANS e a curva experimental gerada por Zerihan. A partir da curva experimental, pode-se separar a curva em

três regiões:

- Região a: acentuação do vórtice de ponta de asa que aumenta com a aproximação do solo até aproximadamente $h/c \approx 0,237$;
- Região b: quebra do vórtice de ponta de asa que é demarcada pela descontinuidade na curva até o ponto de máximo Downforce $h/c \approx 0,79$;
- Região c: separação onde o Downforce se reduz bruscamente;

Pode ser observado que a curva gerada pelas simulações URANS está um pouco deslocada em relação aos resultados experimentais, subestimando os valores da sustentação.

Também pode ser observado uma descontinuidade em aproximadamente $h/c \approx 0,211$, podendo representar a quebra do vórtice de ponta de asa, com contínua ascensão até o ponto de máximo $h/c \approx 0,105$ e então sua redução.

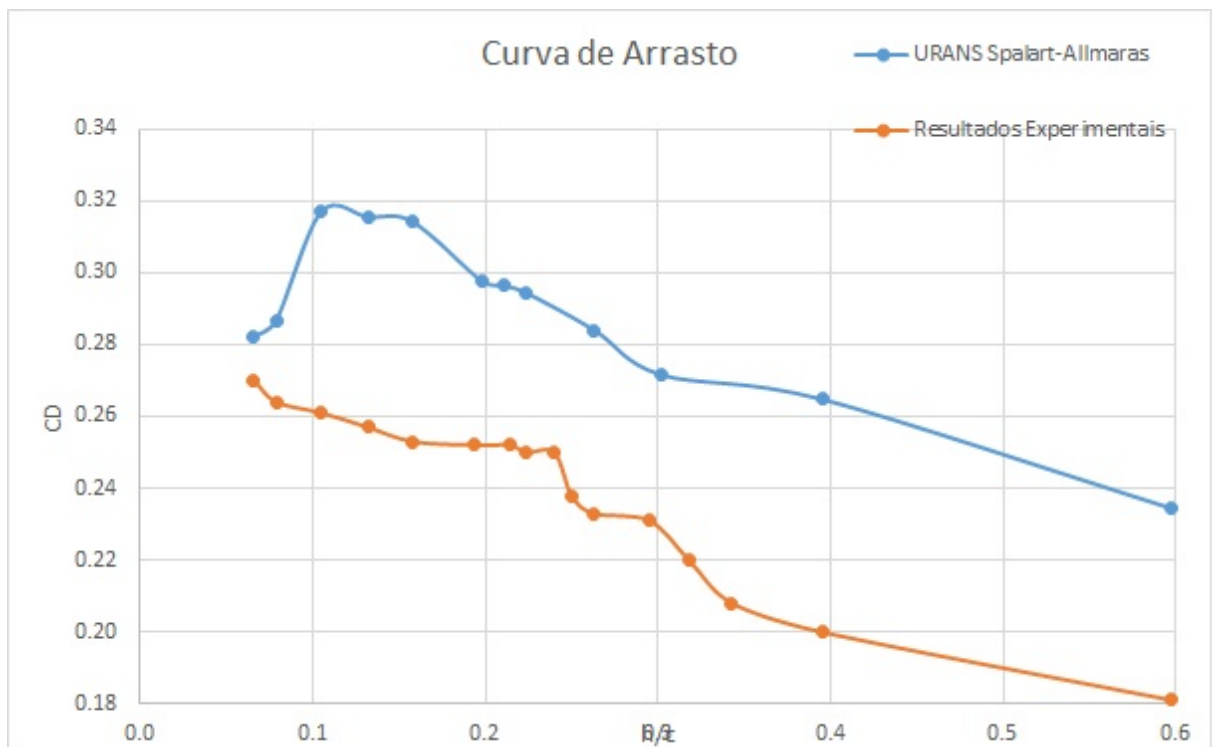


Figura 4.11: Curva de arrasto URANS.

Os resultados apresentados na figura 4.11 não foram capazes de acertar a tendência da curva de arrasto experimental. Por se tratar de um modelo de turbulência com equações médias, provavelmente não é possível capturar o efeito da separação da camada limite.

A curva de arrasto gerada pelas simulações apresenta uma tendência aproximadamente linear até $h/c \approx 0,2$, onde o gradiente da curva é superior ao da região de $h/c \approx 0,1$ a $h/c \approx 0,17$. Estas duas regiões poderiam ser comparadas as regiões *a* e *b* da curva experimental,

onde a região *a* apresenta maior gradiente devido a presença do vórtice de aresta e a região *b* onde o gradiente é menor pelo fato deste vórtice apresentar menor intensidade.

Para a região de separação não houve relação entre as curvas.

A figura 4.12 apresenta a curva de sustentação com a indicação da vorticidade em um quarto da corda do elemento principal e no bordo de fuga. Pode ser observado que após o ponto de declive, na região do bordo de fuga o vórtice de aresta já foi dissipado, confirmando a razão da diminuição do gradiente da curva de arrasto.

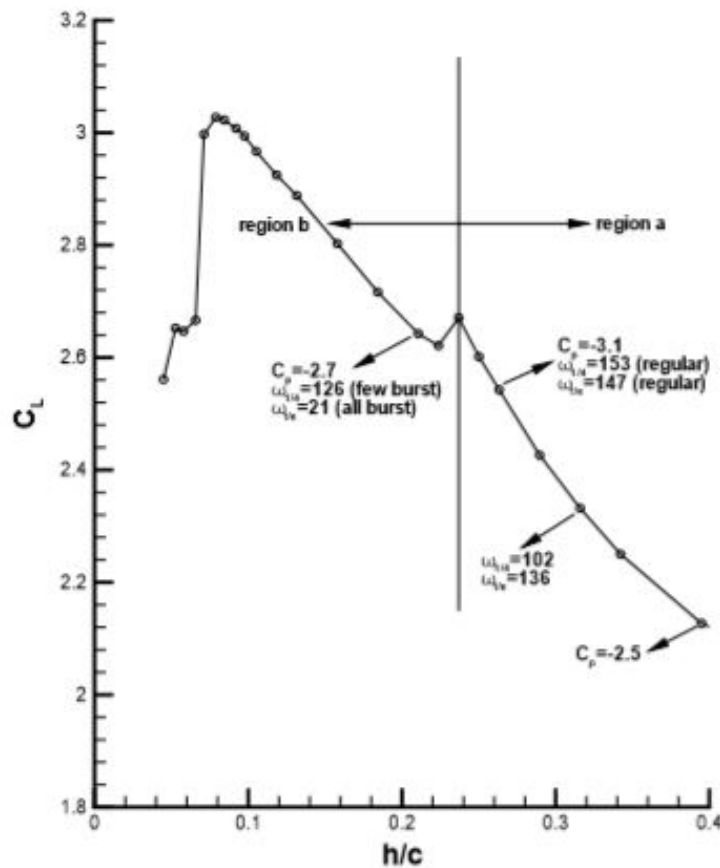


Figura 4.12: Representação da região a e b junto a intensidade de vorticidade antes e depois da descontinuidade.

4.6 Pressão de Superfície

A curva de pressão ao longo do perfil do aerofólio é de extrema importância para validar os valores obtidos na curva de sustentação e arrasto. Portanto, traçou-se curvas de pressão para dois perfis de aerofólio: um no centro e um na ponta da asa. Estes dois pontos foram escolhidos para ser possível uma análise de tridimensionalidade do escoamento.

Também se gerou curvas de pressão ao longo da envergadura para um quarto de corda do elemento principal, representando $x/c = 0, 15$ e para um quarto da corda do elemento flap,

representando $x/c = 0,697$.

Pressões ao longo da corda no centro da asa

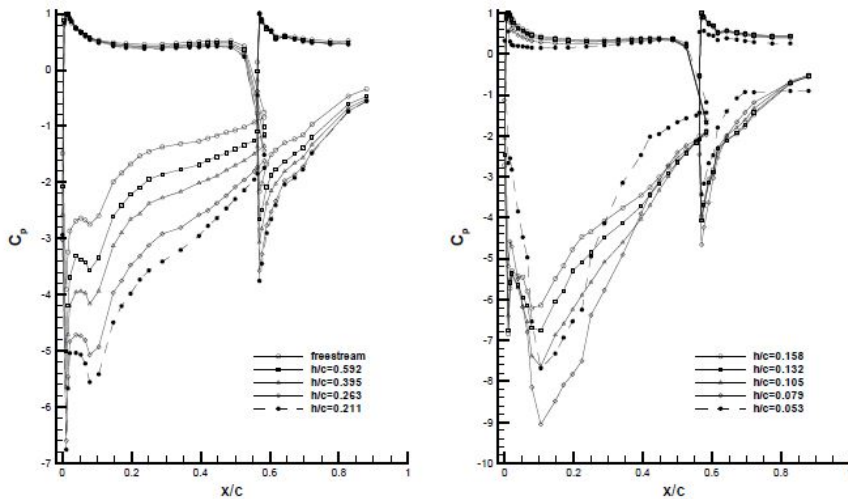


Figura 4.13: Curva de pressão para região b.

Os gráficos da figura 4.13 apresentam a curva de C_p para diferentes alturas do efeito solo obtidos no experimento de Zerihan [1]. Para o gráfico da esquerda, onde estão representadas as alturas mais altas, percebe-se o crescimento do pico de sucção até aproximadamente $C_p \approx -7$ e no gráfico da direita seu valor se mantém neste patamar.

No entanto, o ponto de sucção das proximidades de $x/c \approx 0,1$ apresenta um crescimento contínuo com a intensificação do efeito solo.

O mesmo padrão também é observado com menor intensidade para o pico de reenergização da sucção gerada pelo flap.

No programa Star-CCM+ foi possível gerar uma curva do coeficiente de pressão no centro da asa para diferentes alturas. Foram escolhidas apenas quatro alturas para deixar o desenho mais limpo.

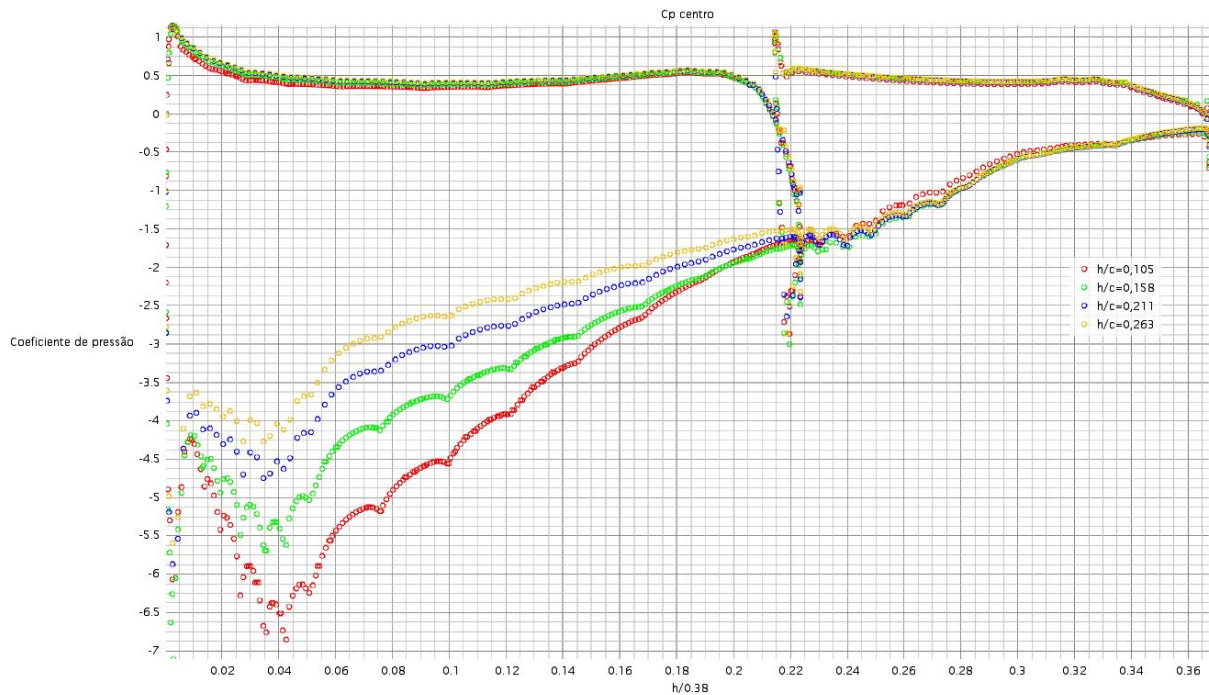


Figura 4.14: Curva de pressão no centro da asa para diferentes alturas.

No gráfico da figura 4.14 foi observado que a superfície de pressão apresenta um patamar constante em todas as alturas, sendo consistente com os resultados obtidos experimentais.

Mesmo não estando claro, pelo fato do pequeno número de elementos, os picos de sucção estão próximos de $C_p \approx -5$, não tendo variações grandes entre as alturas.

Também pode ser observado que a única altura em que o ponto de sucção de $0,04m$ que representa $x/c = 0,1$ supera o pico de sucção é na altura de $h/c = 0,105$. Isto também foi observado nos resultados experimentais.

A reenergização do flap pode ser observada em $h = \frac{0,22}{0,38}$, mas não está representada com a mesma intensidade dos resultados experimentais, isto pode estar associado ao fato deste fenômeno ser de alta complexidade para equações médias.

Mesmo subestimados, a tendência da curva foi satisfatória. Foi possível mostrar como a intensidade do efeito solo influencia na geração da curva de pressão no aerofólio.

Pressões ao longo da envergadura

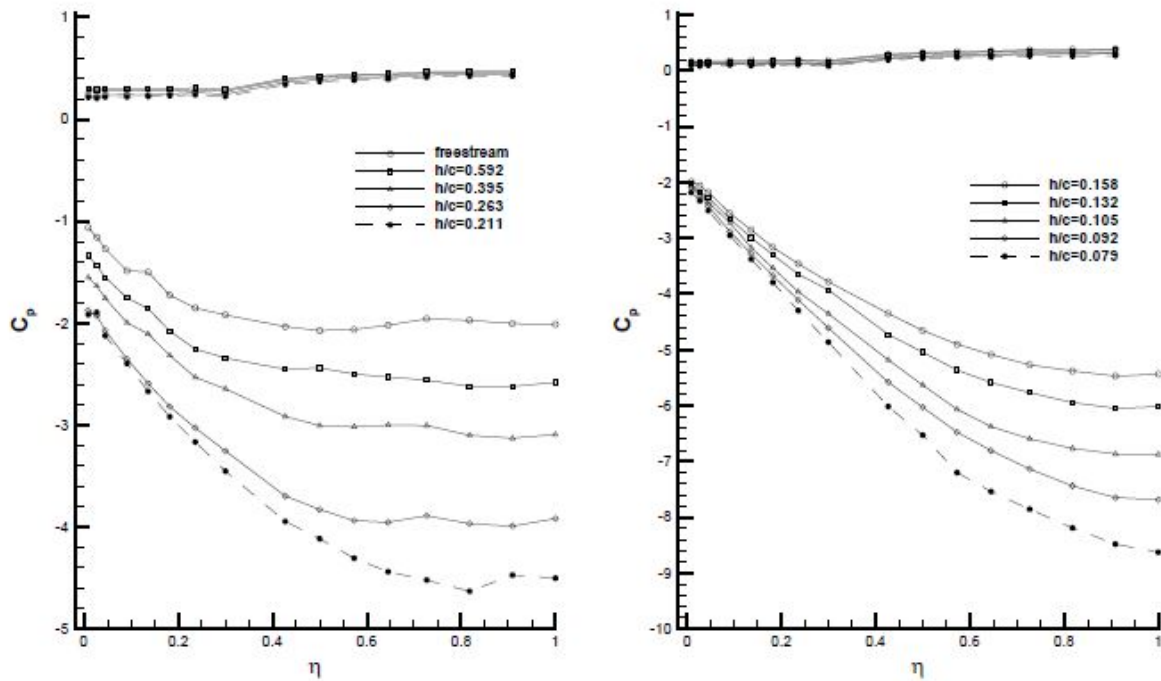


Figura 4.15: Pressão ao longo da envergadura o elemento principal $x = 0,146$.

A imagem 4.15 mostra a pressão ao longo da envergadura, obtida nos estudos de Zerihan [1], para enfatizar os efeitos de tridimensionalidade do caso em estudo. A imagem da esquerda representa as altas alturas e a da direita as menores alturas. Pode ser observado que o efeito de tridimensionalidade se acentua com a proximidade do solo.

Na tentativa de reproduzir os resultados, gerou-se a mesma curva obtida experimentalmente.

A figura 4.16 mostra os resultados obtidos das simulações e pode-se observar que a tendência foi reproduzida e que os efeitos de tridimensionalidade se acentuam com a proximidade do solo.

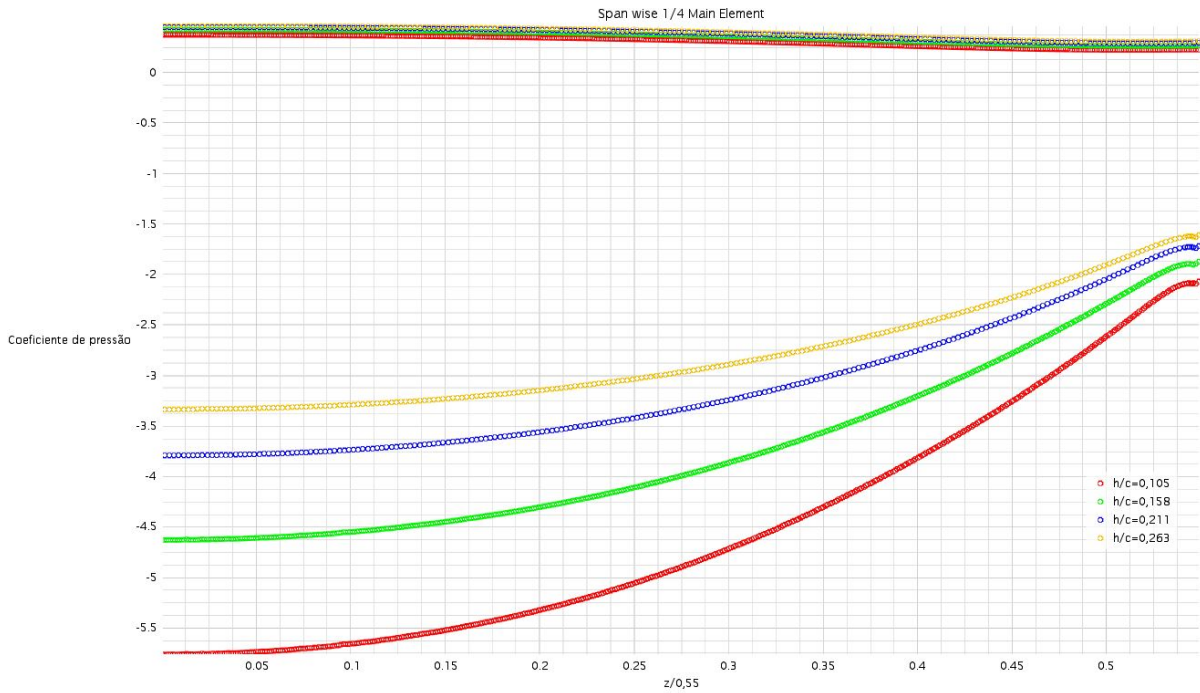


Figura 4.16: C_p em 1/4 da corda do elemento principal gerado por simulações.

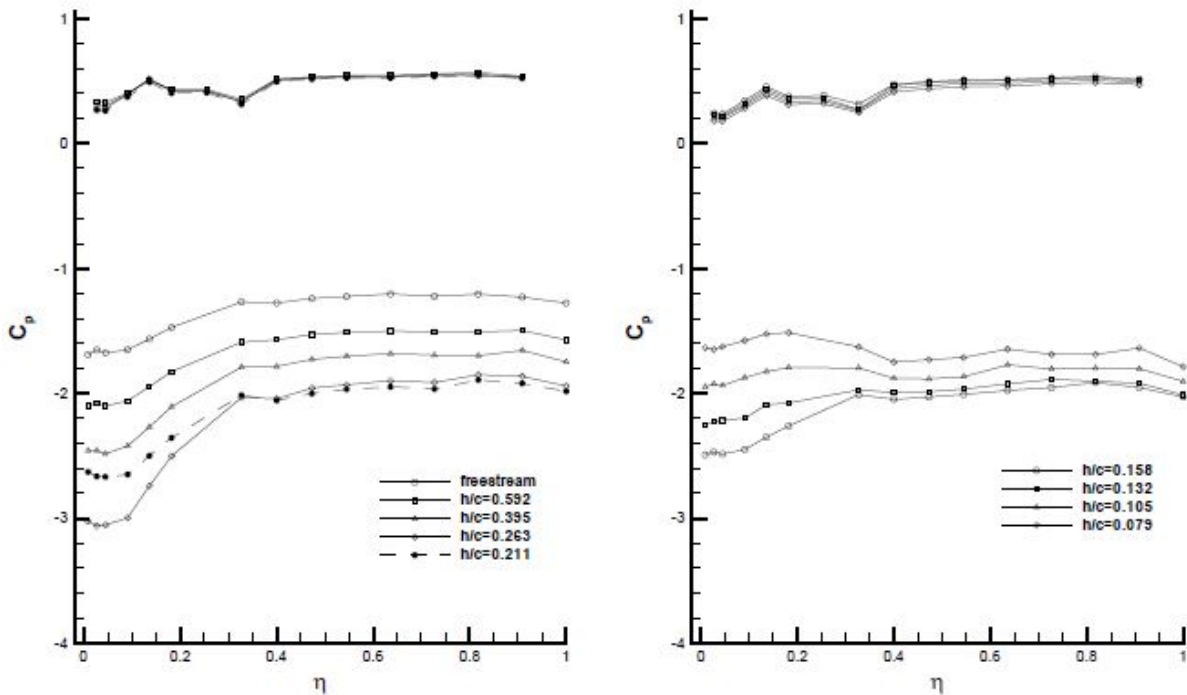


Figura 4.17: Pressão ao longo da envergadura do elemento flap $x = 0,683$.

Os resultados experimentais observados na figura 4.17 mostra que, diferentemente dos resultados da figura 4.15, a pressão do centro para ponta permanece constante por aproximadamente 60% da envergadura e cai na região da ponta, resultando em um aumento na sucção, enfatizando efeito de tridimensionalidade cruzado com a distribuição de pressão do elemento principal.

Para o gráfico de altas alturas a pressão de sucção aumenta e diminui no gráfico da direita para altas alturas. É interessante observar que o ponto de máxima sucção para o flap ocorre na região da descontinuidade da região a/b .

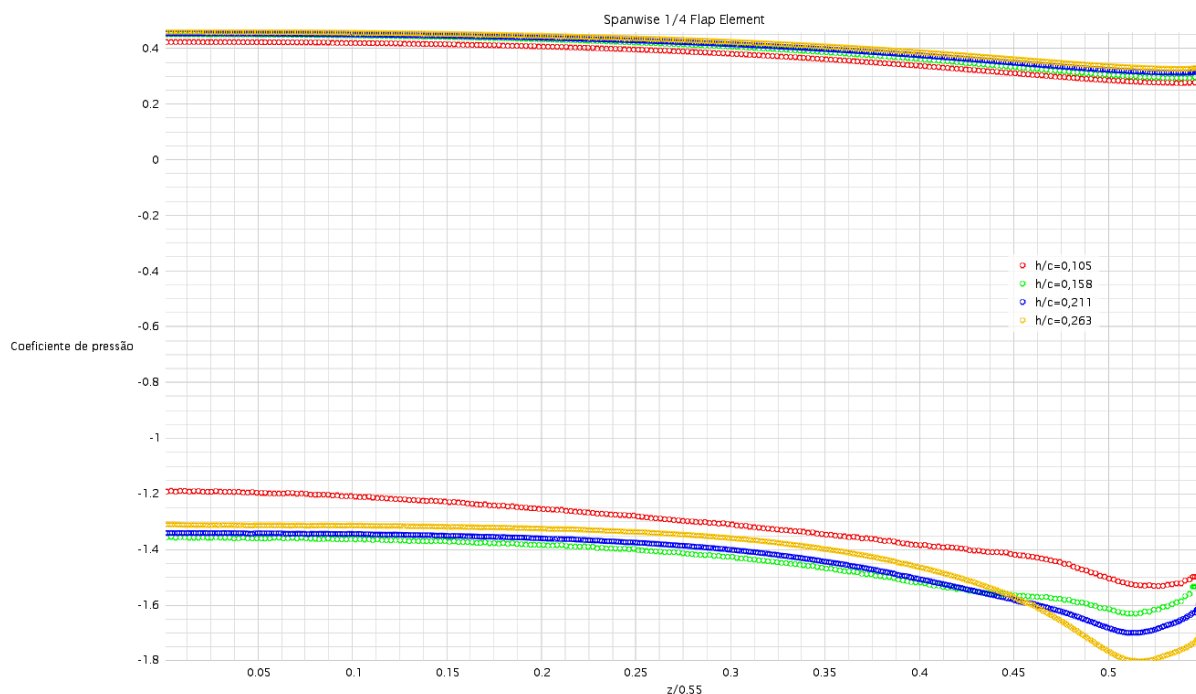


Figura 4.18: C_p em 1/4 da corda do elemento flap gerado por simulações.

Na tentativa de reproduzir este fenômeno, gerou-se resultados para a distribuição de pressão para um quarto da corda do flap mostrado na figura 4.18.

A tendência obtida experimentalmente foi reproduzida com sucesso, mesmo com valores subestimados. Também pode ser observado que a curva da altura $h/c = 0,263$ cruza com outras curvas representando a menor pressão de sucção na ponta.

A menor pressão de sucção obtida computacionalmente foi para a altura de $h/c = 0,105$, confirmando os resultados experimentais.

Portanto, a partir dos resultados obtidos, pode ser concluído que ao se traçar a curva de pressão ao longo da corda para o centro e para a ponta da asa, a pressão de sucção do elemento principal será maior no centro e do elemento flap será na ponta.

Como o ponto de sucção máxima foi próximo a região de separação entre a região a e b , escolheu-se o ponto $h/c = 0,263$ representando a região a e $h/c = 0,105$ representando a região b . Estes dois valores também foram analisados no estudo experimental, possibilitando a comparação de resultados.

A figura 4.19 mostra a curva de pressão do centro e da ponta para a altura $h/c = 0,263$ obtida experimentalmente. Pode ser observado que para o elemento principal o pico de sucção máximo está no bordo de ataque e não na sucção principal, no entanto não pode concluir o mesmo para o pico de sucção do elemento principal na ponta.

A sucção da ponta supera a sucção do centro para o elemento flap.

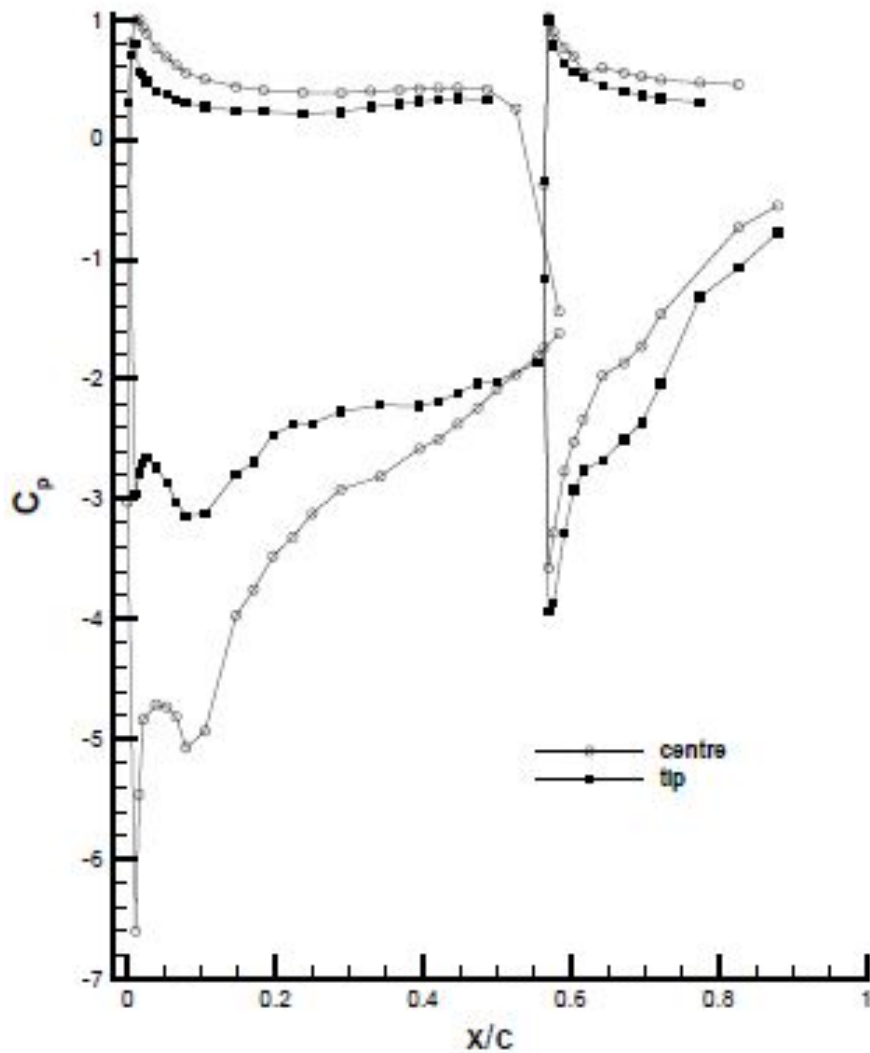


Figura 4.19: Coeficiente de pressão no centro e na ponta para altura $h/c = 0,263$.

Resultados similares podem ser observados na curva computacional representada na figura 4.19. A pressão de superfície é superior para o centro, sendo o pico de sucção superior a sucção principal.

Para a sucção do elemento principal na ponta também não se pode concluir se a maior sucção está na região do bordo de ataque ou na região da sucção principal. No entanto a curva da ponta cruza com a do centro em aproximadamente $x/c = 0,37$ o que não é observado nos resultados experimentais.



Figura 4.20: Coeficiente de pressão gerado por simulações no centro e na ponta para $h/c = 0,263$.

Analisando uma curva da região b, onde os efeitos de tridimensionalidade são mais intensos, pode ser observado na figura 4.21 que a diferença na sucção do elemento principal é muito mais perceptível que a diferença de sucção para o elemento flap.

Também pode ser observado que o ponto de sucção máximo se faz na sucção principal para o centro e a ponta.

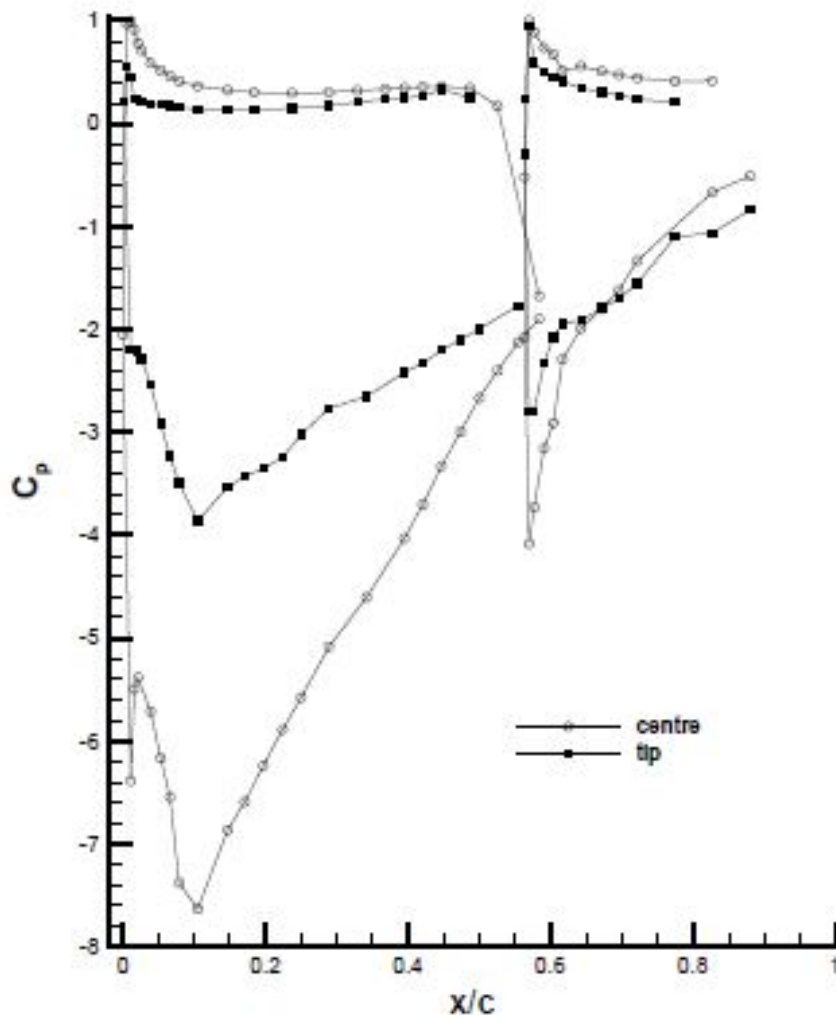


Figura 4.21: Coeficiente de pressão no centro e ponta para altura $h/c = 0,105$

Pela figura 4.18 pode ser observado o ponto de sucção máxima no centro do elemento principal está na região principal de sucção e não no pico. No entanto, para a ponta não pode ser observado a mesma tendência de sucção da curva experimental.

Para o elemento flap os resultados estão bem similares aos obtidos experimentalmente, no entanto pode-se notar que quanto mais intensos os efeitos de tridimensionalidade, maior o erro associado.



Figura 4.22: Coeficiente de pressão gerado por simulações no centro e na ponta para $h/c = 0,105$.

4.7 Vórtice de ponta de asa

Visto que os efeitos de tridimensionalidade se intensificam com a intensificação do efeito solo, fez-se relevante uma análise da vorticidade gerada pela presença do efeito solo.

Para as quatro alturas analisadas na seção anterior, faz-se um comparativo com os resultados experimentais. As alturas da região a apresentam uma tendência na intensificação do vórtice de aresta e da região b apresentam uma tendência para desintegração deste vórtice. Como as simulações estão tratando de um escoamento médio, tentou-se reproduzir esta tendência e comparou-se os resultados com os valores médios obtidos experimentalmente.

Os valores obtidos pelo experimento de Zerihan [1] apresentam um valor adimensional representado pela seguinte equação:

$$\omega c/U_\infty \quad (4.1)$$

A razão $c/U_\infty = 0,38/30 = 0,0127$. Este valor é importante pelo fato dos resultados gerados no Star-CCM+ não estarem em sua forma adimensional.

Nas figuras que dos resultados experimentais apresentam em sua parte superior um plano em $x/c = 0,672$ para capturar a região onde o vórtice de aresta apresenta grande intensidade, pois é perto do ponto de formação. A figura inferior apresenta um plano em $x/c = 1,092$ representando um plano após o bordo de fuga da asa, a intenção deste plano é mostrar o deslocamento do vórtice e sua dissipação.

Do plano $x/c = 0,672$ gerou-se uma imagem não adimensionalizada com a vorticidade (i)/ s com escala de -4000 a 8000 que representa na escala adimensionalizada 0 a 100 .

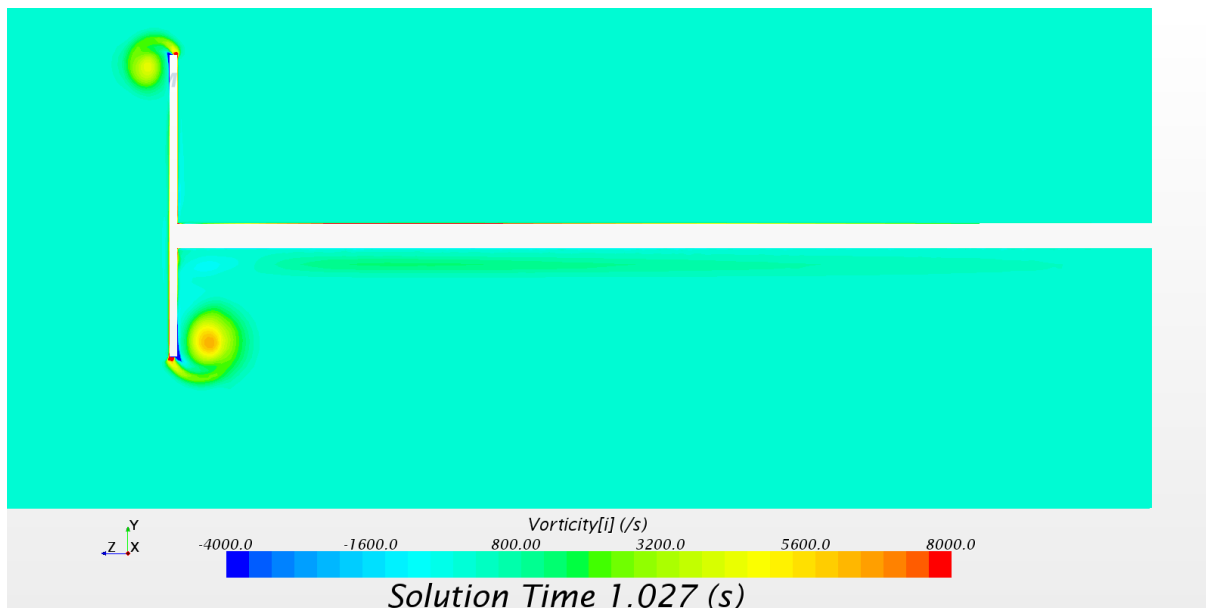


Figura 4.23: Vorticidade do escoamento URANS em $t = 1,027s$ para $h/c = 0,263$ em $x/c = 0,672$.

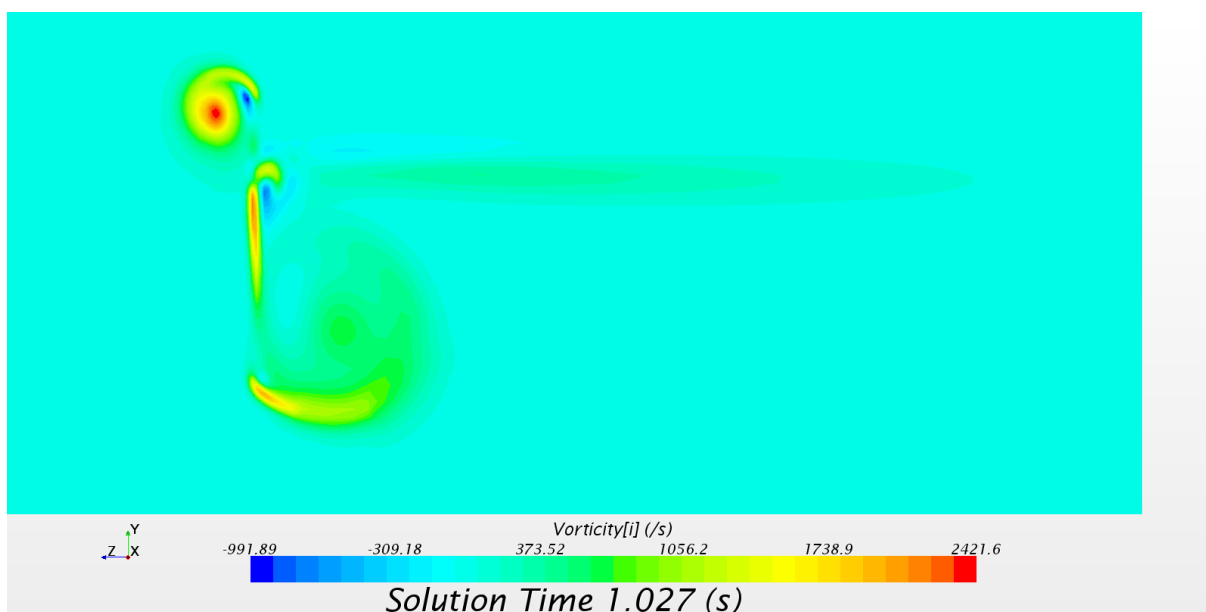


Figura 4.24: Vorticidade do escoamento URANS em $t = 1,027s$ para $h/c = 0,263$ em $x/c = 1,092$.

Da figura 4.23 pode ser observado dois vórtices. Um gerado por dentro na região inferior da *end plate* e outro na região externa superior. O vórtice interno apresenta maior intensidade chegando a $\omega \approx 80$ e o externo com intensidade $\omega \approx 45$.

Da figura 4.24 também foi gerado um plano em $x/c = 1,092$ para observar como o vórtice está se comportando a jusante de sua formação.

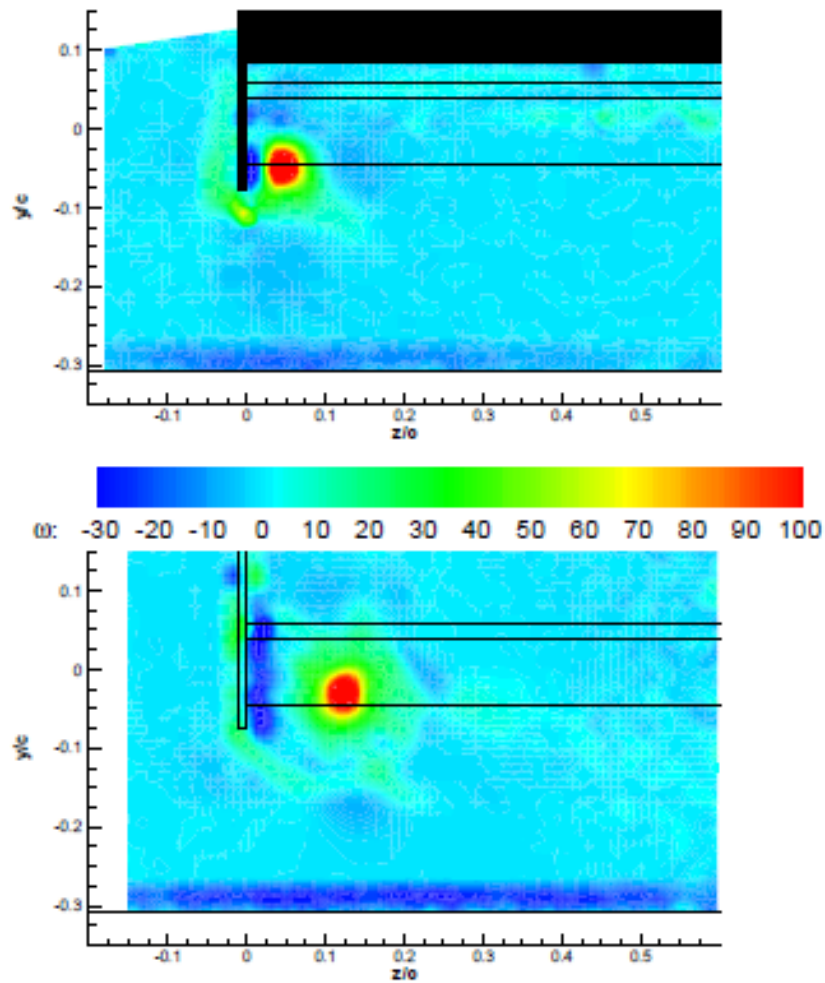


Figura 4.25: Vorticidade do escoamento médio para $h/c = 0,263$ em $x/c = 0,672$ acima e $x/c = 1,092$ abaixo.

A figura 4.25 apresenta os dois planos apresentados pelos resultados computacionais. Nos resultados experimentais pode ser observado que a intensidade do vórtice é superior ao observado nas simulações. Pelo fato da figura apresentar um corte no canto superior esquerdo não pode ser observada a presença do segundo vórtice.

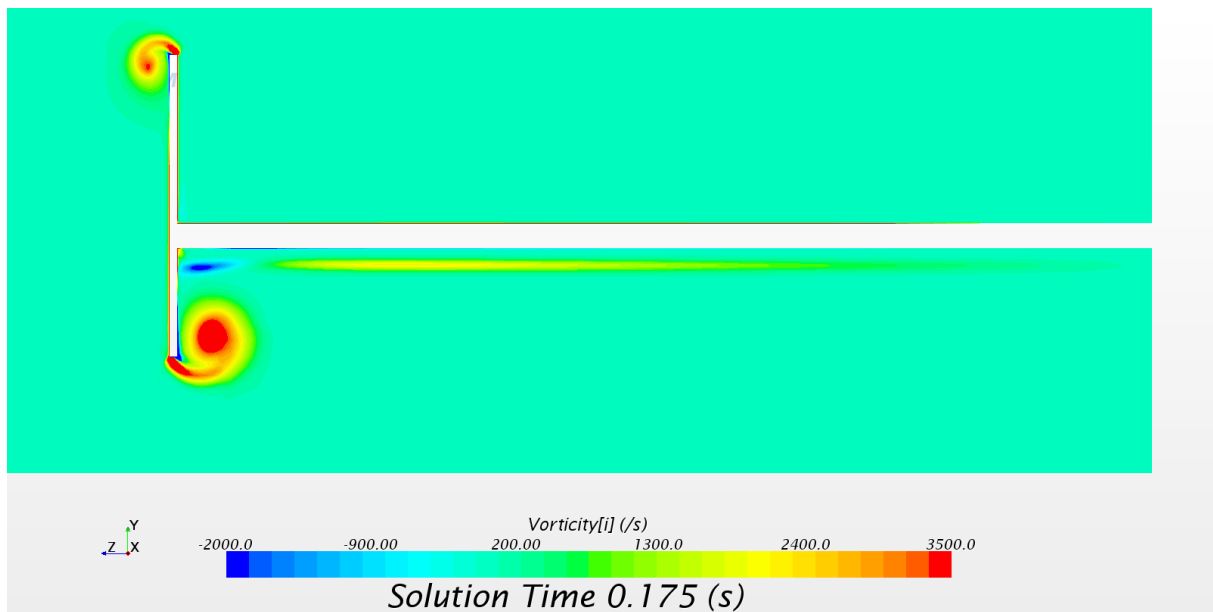


Figura 4.26: Vorticidade do escoamento URANS em $t = 0,175s$ para $h/c = 0,211$ em $x/c = 0,672$.

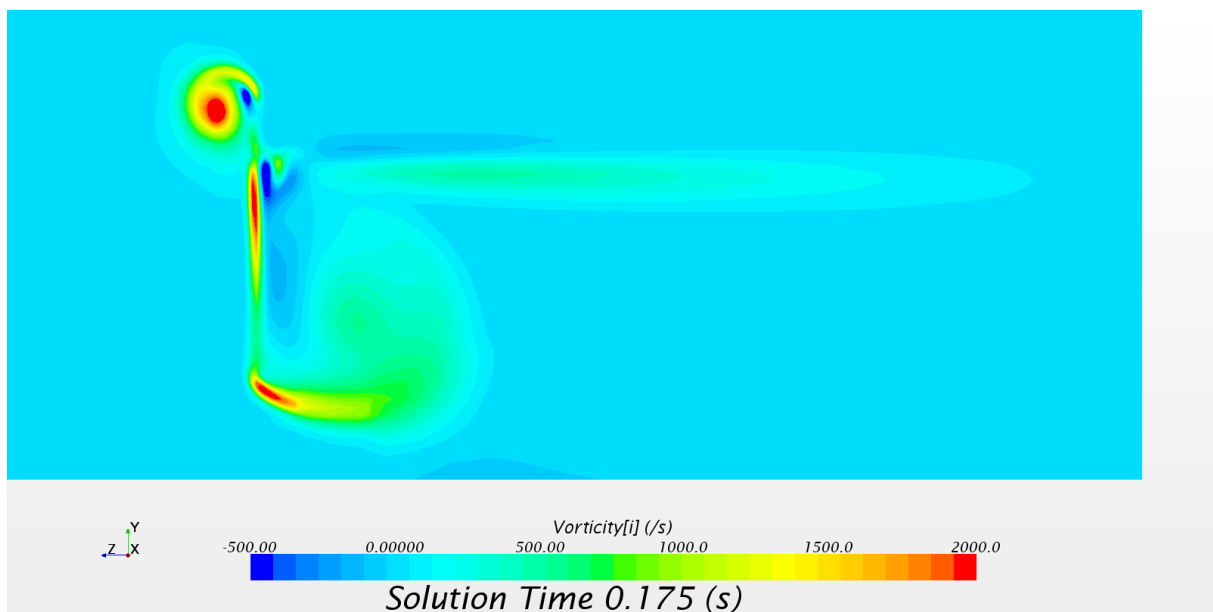


Figura 4.27: Vorticidade do escoamento URANS em $t = 0,175s$ para $h/c = 0,211$ em $x/c = 1,092$.

Pode ser observado das figuras 4.28 e 4.27 que o vórtice inferior em $x/c = 0,672$ apresenta intensidade $\omega \approx 50$ enquanto no plano $x/c = 1,092$ sua intensidade se aproxima de $\omega \approx 25$. Também pode ser observado que este vórtice se movimentava para direita. Seus efeitos foram reduzidos, porém este não foi desintegrado.

Já o vórtice superior parece ter menor intensidade que o vórtice inferior no plano $x/c = 0,672$ e no plano $x/c = 1,092$ vórtice superior ainda aparece concentrado, com intensidade maior

que o vórtice inferior.

Também pode ser percebido uma pequena região de vorticidade negativa perto da end plate.

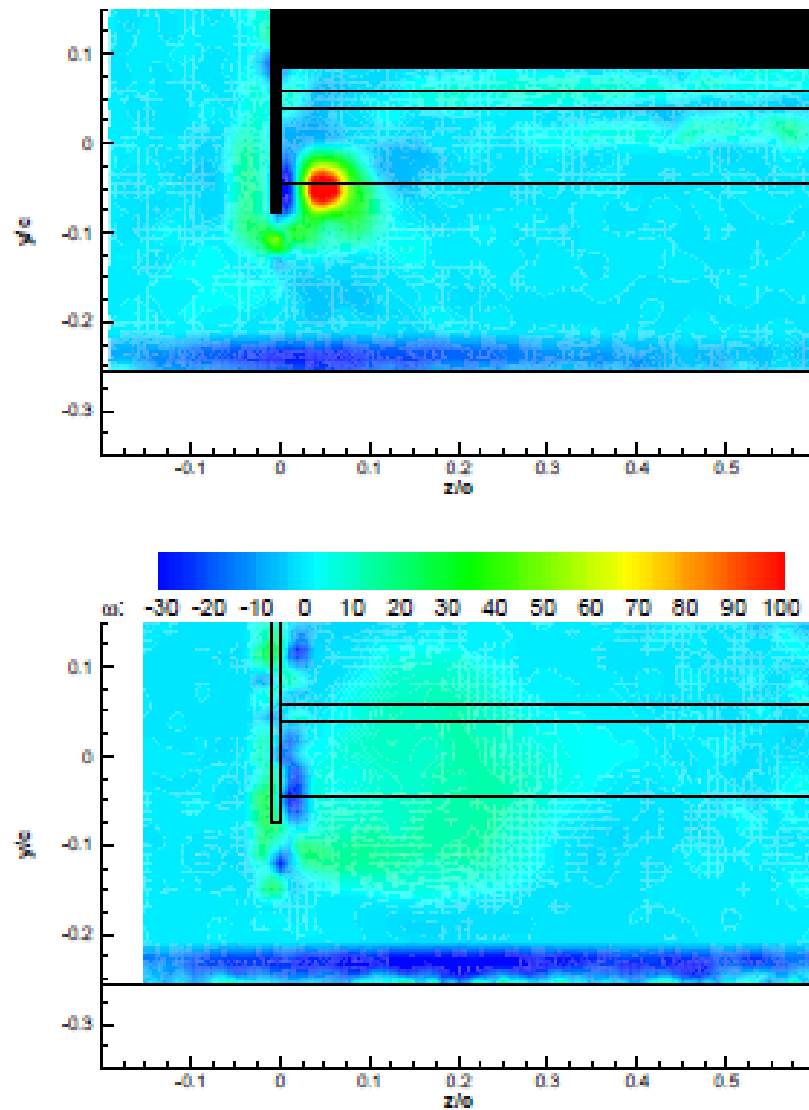


Figura 4.28: Vorticidade do escoamento médio para $h/c = 0,211$ em $x/c = 0,672$ acima e $x/c = 1,092$ abaixo.

Na figura obtida PIV pode ser observado que a intensidade do vórtice de aresta ainda apresenta grande vorticidade, no entanto no plano $x/c = 1,092$ este vórtice parece ter grande parte desintegrada. Os valores obtidos experimentalmente no plano do bordo de fuga são semelhantes aos obtidos computacionalmente, mesmo não podendo ser observado o deslocamento do vórtice.

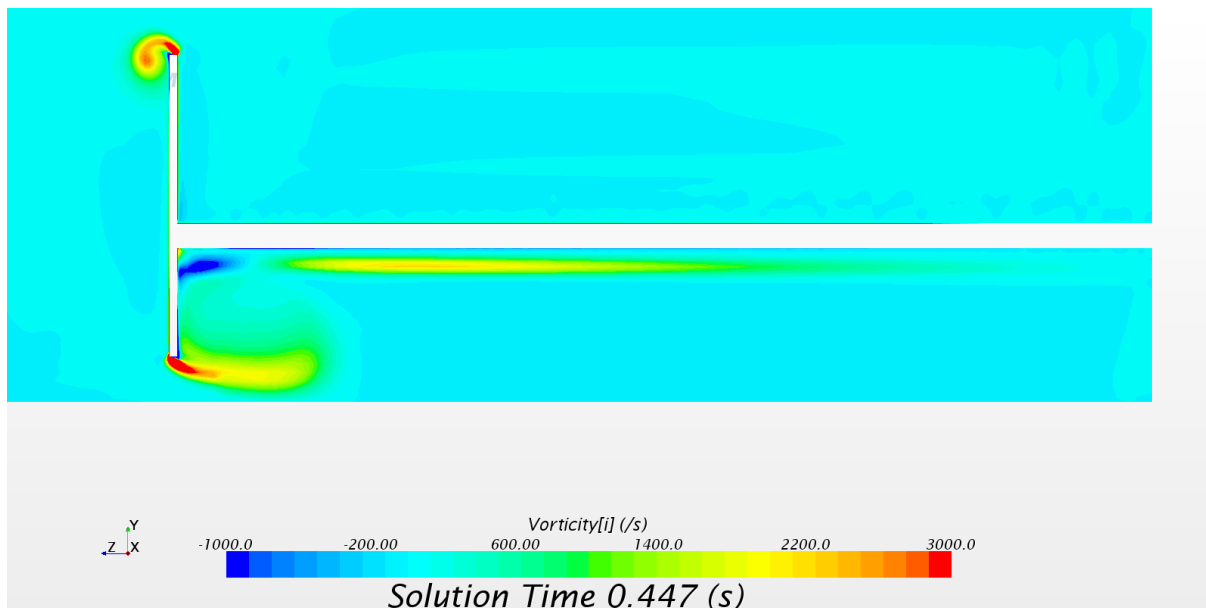


Figura 4.29: Vorticidade do escoamento URANS $t = 0,447s$ para $h/c = 0,158$ em $x/c = 0,672$.

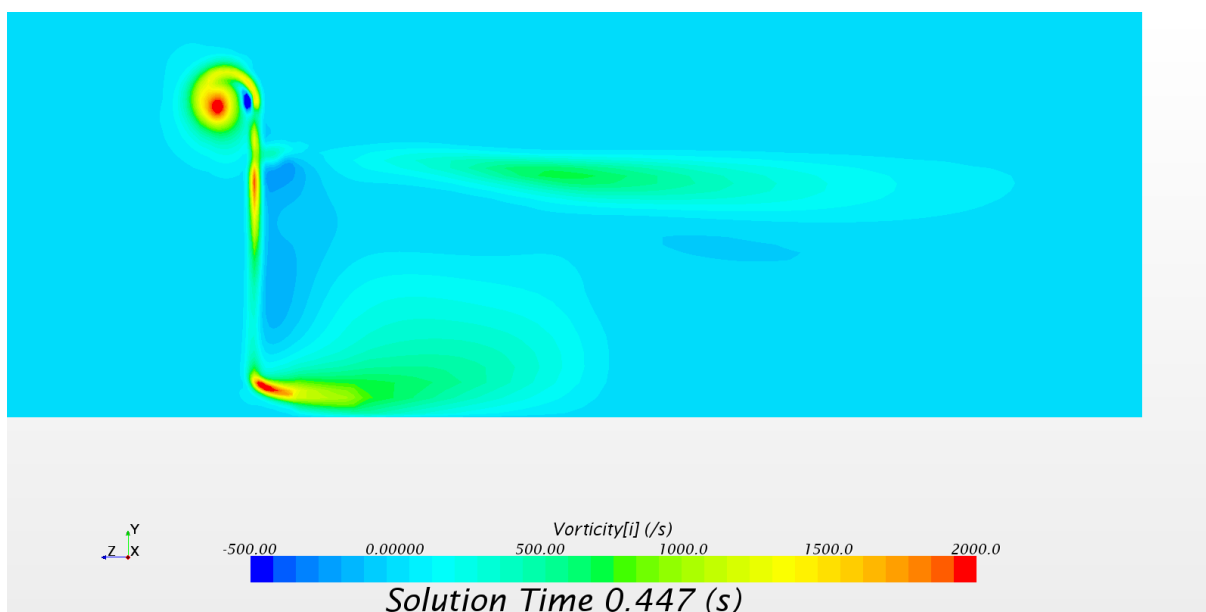


Figura 4.30: Vorticidade do escoamento URANS em $t = 0,447s$ para $h/c = 0,158$ em $x/c = 1,092$.

Na altura $h/c = 0,158$ representado nas figuras 4.30 e 4.32 que o vórtice já está mais disperso, apresentando sinais de desintegração. Sua intensidade quando comparado com as imagens obtidas em $h/c = 0,263$ e $h/c = 0,211$ é menor, confirmando a hipótese de quebra do *edge vortex*.

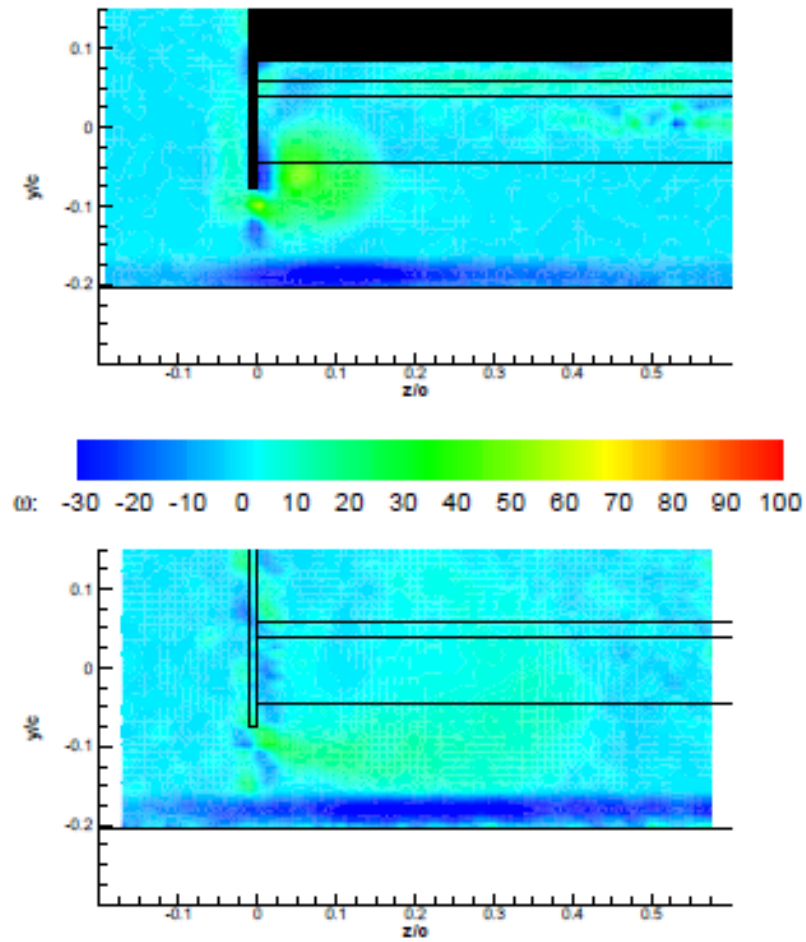


Figura 4.31: Vorticidade do escoamento médio para $h/c = 0,158$ em $x/c = 0,672$ acima e $x/c = 1,092$ abaixo.

As imagens obtidas por PIV também confirmam que o vórtice de ponta se reduz com alturas da região b . Sua intensidade também é diminuída e pode ser observado na figura grande região de vorticidade negativa perto do solo.

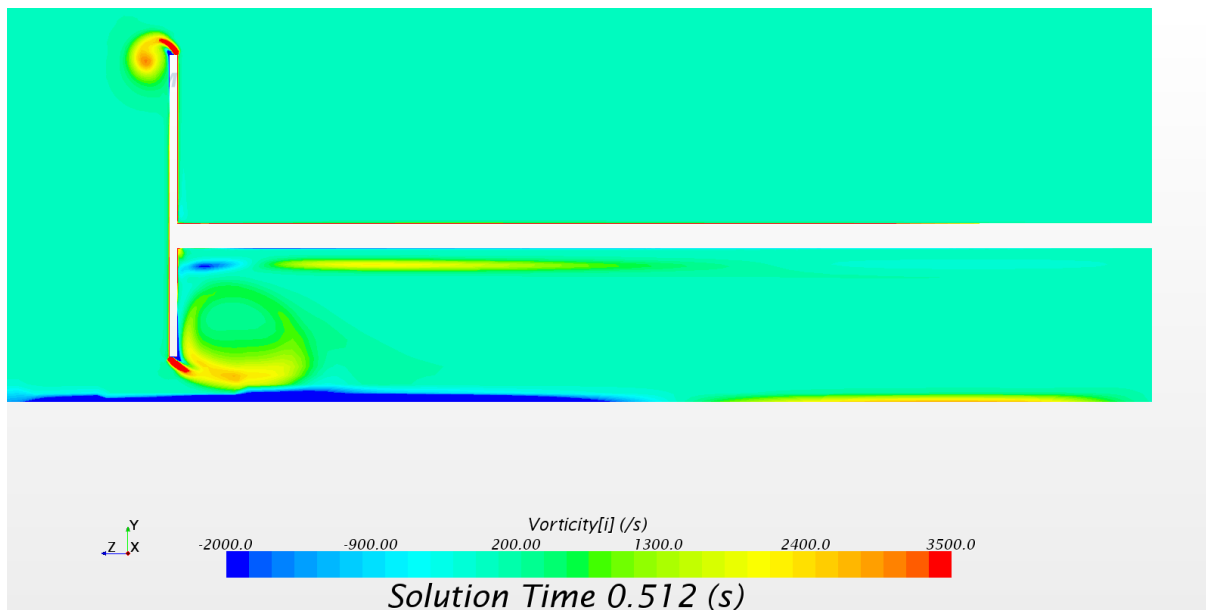


Figura 4.32: Vorticidade do escoamento URANS em $t = 0,512s$ para $h/c = 0,105$ em $x/c = 0,672$.

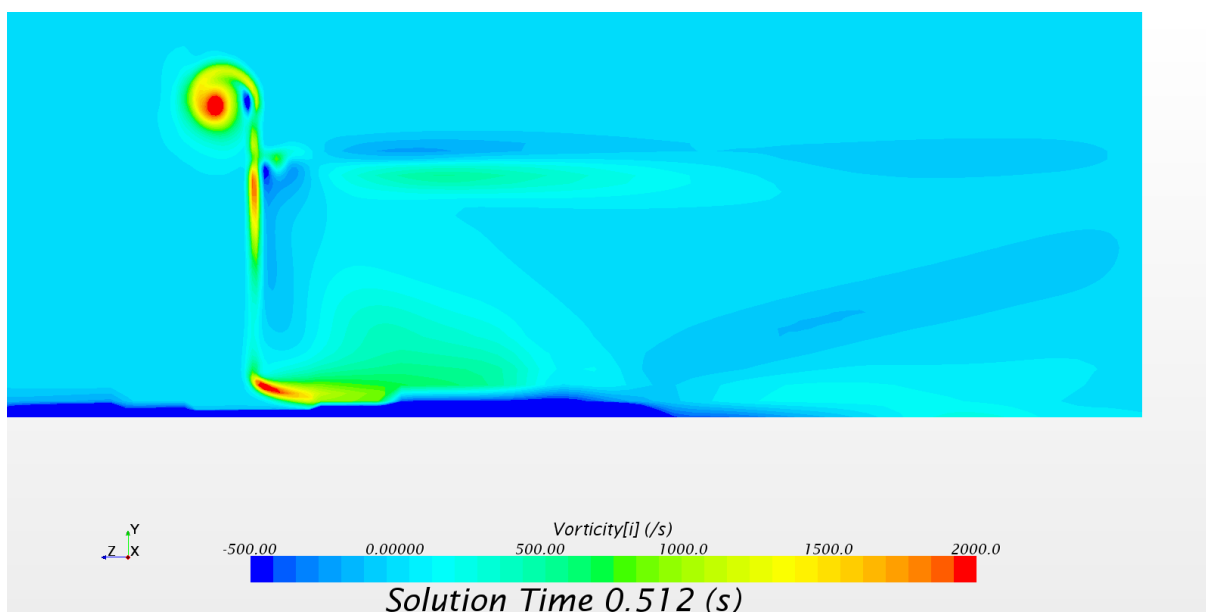


Figura 4.33: Vorticidade do escoamento URANS em $t = 0,512s$ para $h/c = 0,105$ em $x/c = 1,092$.

Nas figuras geradas para a altura $h/c = 0,105$ pode ser observado que existe grande vorticidade negativa na região do solo. No plano $x/c = 1,092$ o vórtice de ponta já não pode ser caracterizado, mostrando que sua desintegração ocorre com o aumento do efeito solo.

Poucas modificações são observadas no vórtice superior.

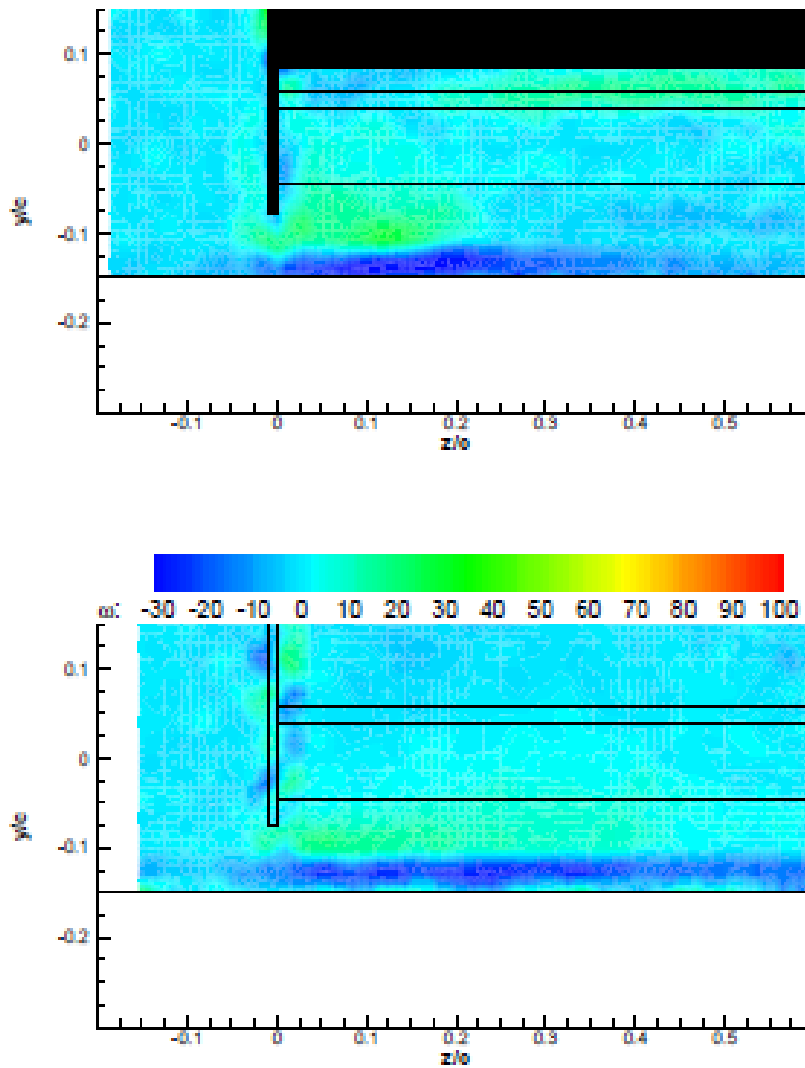


Figura 4.34: Vorticidade do escoamento médio para $h/c = 0,105$ em $x/c = 0,672$ acima e $x/c = 1,092$ abaixo.

Na figura 4.34 já não se observa mais a presença do vórtice de ponta de asa e, assim como a simulação computacional, este apresenta regiões de vorticidade negativa no chão.

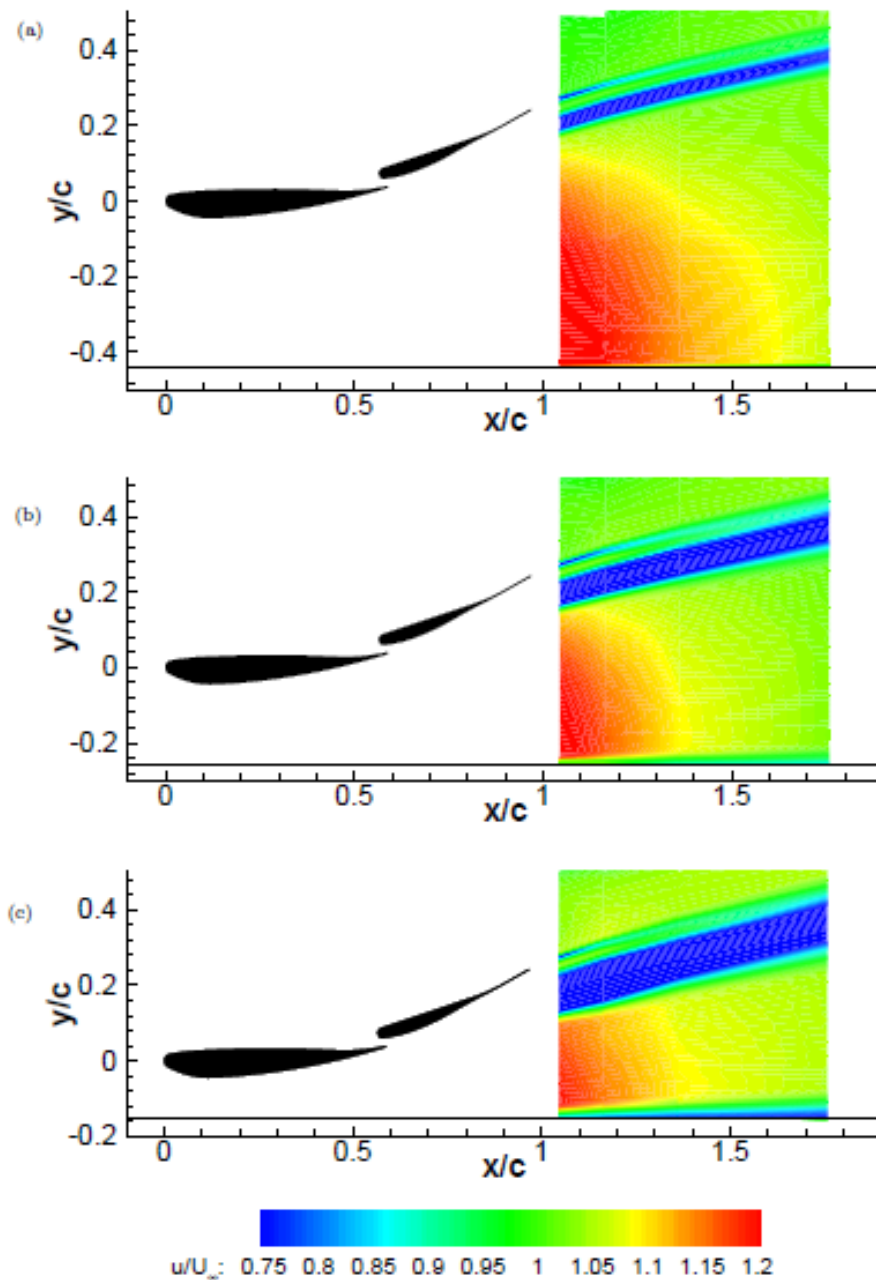


Figura 4.35: LDA u/U_∞ contorno de velocidade para alturas $h/c = 0,395$, $h/c = 0,211$ e $0,105$ respectivamente.

A figura 4.35 mostra que com a proximidade do solo, os efeitos de esteira vão aumentando. A figura mostra três alturas de cima para baixo: $h/c = 0,395$, $h/c = 0,263$ e $h/c = 0,105$.

Para a altura de $h/c = 0,105$ observa-se que a esteira do flap se unifica com a esteira do elemento principal, formando uma esteira mais grossa e única. Também pode ser percebido que o solo apresenta uma espessa camada com velocidades abaixo do valor do escoamento não perturbado.

Decidiu-se então, observar o perfil de velocidade no centro da asa para duas alturas: $h/c = 0,263$ e $h/c = 0,105$.

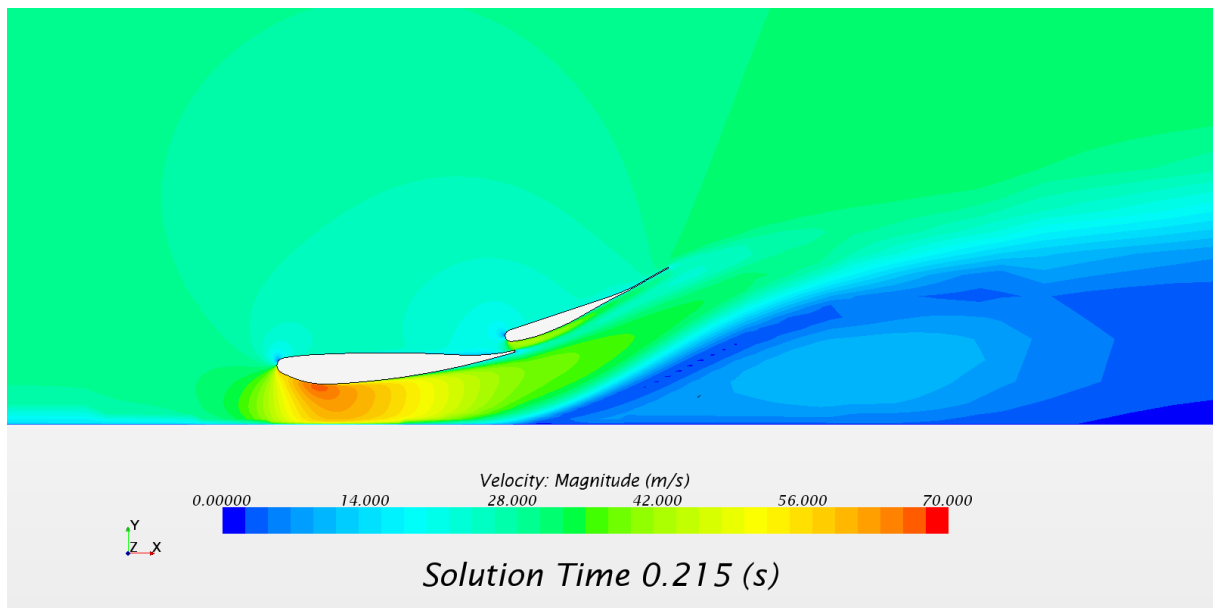


Figura 4.36: Perfil de velocidade no centro para altura de $h/c = 0,105$.

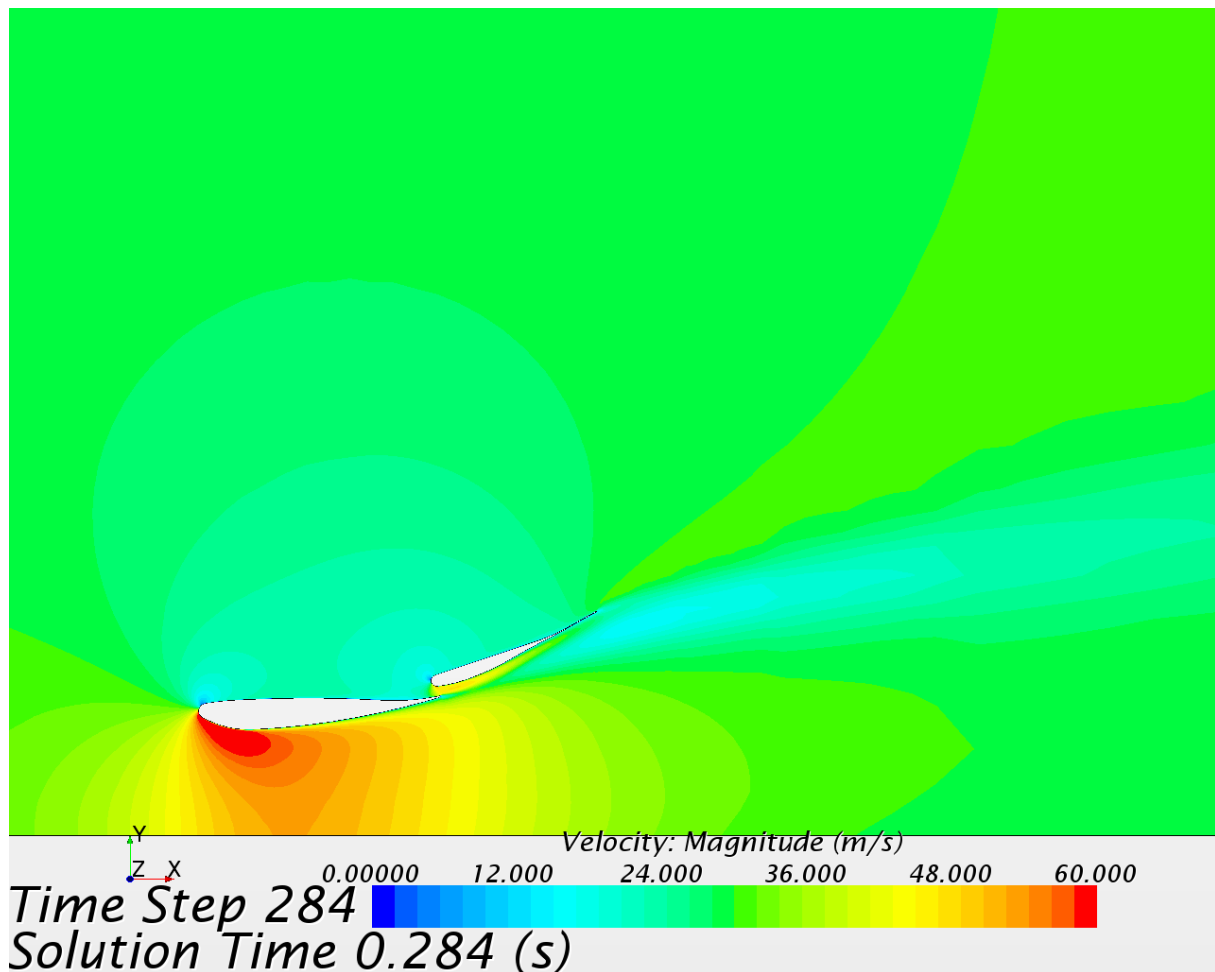


Figura 4.37: Perfil de velocidade no centro para altura de $h/c = 0,263$.

Das figuras acima, pode ser observado que para a altura $h/c = 0,105$ o escoamento não apresenta uma esteira única para o flap, como se a esteira estivesse deslocada a jusante e unindo-se ao escoamento do solo. Diferentemente da figura da altura $h/c = 0,263$ onde a esteira apresenta menor intensidade, não se misturando com o escoamento em contato com o solo.

Em ambas as imagens pode ser observado a acentuação da velocidade na região de gradiente de velocidade favorável, evidenciando o efeito Venturi. Após a região de gradientes favoráveis, observa-se um efeito difusor, com gradiente de pressão adverso, podendo ocorrer separação dependendo da sua severidade.

5 Conclusões

A partir dos resultados obtidos, pode-se concluir que as simulações estudadas são predominantemente transientes, gerando diversos problemas de convergência quando usado equações médias em regime permanente.

Devido ao intenso gradiente de pressão adverso gerado pelo efeito solo, a complexidade do fenômeno aumenta muito com a aproximação do solo. O modelo de turbulência $\kappa - \omega$ não produziu resultados satisfatórios na curva de Downforce para as regiões b , após a quebra do vórtice de aresta. Este fato pode estar associado ao fato da produção de energia cinética turbulenta ser compensada pela vorticidade, e em alturas da região b os efeitos de tridimensionalidade são muito intensos.

O modelo de turbulência que gerou a melhor tendência na curva de Downforce e arrasto foi o Spalart-Allmaras, entretanto este modelo exige alto custo computacional na integração da camada limite.

Os efeitos de pressão são predominantes em relação aos efeitos viscosos e os resultados gerados com a condição de escorregamento descreveram bem a curva de Downforce e, assim como as outras simulações com diferentes condições físicas, não houve boa representação da curva de arrasto. Também vale ressaltar que o número de elementos da malha é reduzido em aproximadamente 30% nesta configuração.

O arrasto não apresentou boa tendência em nenhuma das configurações estudadas. Isto mostra que no fenômeno estudado, mesmo não tendo predominância do arrasto de cisalhamento, é um caso muito complexo para ser capturado por modelos de turbulência e equações médias.

Também pode ser concluído que a adição do elemento flap aumentou a complexidade do estudo, exigindo um poder computacional mais elevado. Nas simulações feitas por Oliveira [16] suas malhas apresentam em média nove milhões de elementos. Este estudo usou malhas com média de treze milhões de elementos.

As curvas de pressão mostraram a reenergização do flap e também apontaram evidências da alta tridimensionalidade do escoamento quando intensificado o efeito solo.

Ligado a isso, tentou gerar resultados usando o modelo DES com uma malha de dezesseis milhões de elementos para uma altura $h/c = 0,263$. Foi concluído que em algumas regiões foi possível obter pequenas escalas, no entanto a malha ainda é insuficiente para obter resultados muito diferentes do modelo URANS, pois o modelo DES usa equações médias quando não se pode resolver as escalas dos elementos.

E por último, e não menos importante, é relevante frisar que mesmo sendo um modelo de equações médias, as equações RANS possibilitaram diversas análises de pós-processamento, estas análises foram suficientemente satisfatórias para entender e explorar o fenômeno físico associado ao efeito solo e ao flap.

Referências

- [1] J. D. C. Zerihan, “An investigation into the aerodynamics of wings in ground effect.” Citado 26 vezes nas páginas ii, iii, v, vi, vii, ix, 4, 5, 6, 7, 9, 10, 11, 15, 17, 18, 47, 48, 49, 60, 61, 84, 86, 92, 107 e 108.
- [2] J. Katz, *Race Car Aerodynamics*. Bentley Publishers, 1995. Citado 8 vezes nas páginas v, vi, 1, 2, 3, 25, 26 e 30.
- [3] X. Zhang and J. Zerihan, “Aerodynamics of a double-element wing in ground effect.” Citado 16 vezes nas páginas v, vi, 3, 5, 8, 9, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 19, 48, 49 e 71.
- [4] X. Zhang, J. Zerihan, A. Ruhrmann, and M. Diviese, “Tip vortices generated by a single-element wing in ground effect.” Citado 4 vezes nas páginas v, 9, 10 e 12.
- [5] E.L.Houghton and P.W.Carpenter, *Aerodynamics For Engineering Students*, fifth edition ed. BUTTERWORTH HEINEMANN, 2003. Citado 10 vezes nas páginas v, vi, 20, 21, 22, 24, 27, 28, 31 e 33.
- [6] d. . . Kundu, R. K. and Cohen, I. M., title = Fluid Mechanics 2. Citado 2 vezes nas páginas v e 23.
- [7] J. John D. Anderson, *Fundamentals of Aerodynamics*, fifth edition ed. McGraw-Hill, 2011. Citado 6 vezes nas páginas vi, 9, 29, 30, 31 e 71.
- [8] D. H. Laidlaw and A. Vilanova, *New Developments in the Visualization and Processing of Tensor Fields*. Springer, 2012. Citado 2 vezes nas páginas vi e 37.
- [9] H.K.Versteeg and W.Malalasekera, *An Introduction to Computational Fluid Dynamics*, second edition ed. Pearson Education Limited, 2007. Citado 8 vezes nas páginas vi, 3, 34, 35, 37, 38, 40 e 41.
- [10] *User Guide Star-CCM+ Version 9.06*. Citado 9 vezes nas páginas vii, 51, 52, 58, 63, 64, 65, 66 e 71.
- [11] X. Zhang and J. Zerihan, “Aerodynamics of a single element wing in ground effect.” Citado 4 vezes nas páginas 6, 9, 13 e 48.
- [12] K. Knowles, T. D. Donahue, and M. V. Finnis, “A study of a wing in ground effect.” Citado na página 6.
- [13] A. M. O. Smith, “High-lift aerodynamics.” Citado 2 vezes nas páginas 6 e 16.
- [14] R. Razenbach, J. B. Barlow, and R. H. Diz, “Multi-element airfoil in ground effect - an experimental and computational study.” Citado na página 7.
- [15] W. Jasinski and M. S. Selig, “Experimental study of open-wheel race-car front wings.” Citado na página 7.

- [16] I. C. S. de Oliveira, “Estudo aerodinâmico de asa em efeito solo gerando downforce utilizando ferramentas de dinâmica dos fluidos computacional.” Citado 3 vezes nas páginas 9, 14 e 104.
- [17] F. E. M. Colus, “Estudo aerodinâmico de corpo rombudo com difusor em efeito solo usando ferramentas de dinâmica de fluidos computacional.” Citado na página 13.
- [18] X. Zhang and J. Zerihan, “Edge vortices of a double-element wing in ground effect.” Citado na página 13.
- [19] J. L. A. da Fontoura Rodrigues, “Notas de aula.” Citado na página 22.
- [20] L. E. M. J. Rodrigues, “Introdução ao projeto de aeronaves,” Instituição Federal de Educação, Ciência e Tecnologia São Paulo, Tech. Rep. Citado na página 31.
- [21] J. F. Wendt, *Computational Fluid Dynamics*, third edition ed. Springer, 2009. Citado 2 vezes nas páginas 44 e 45.

ANEXO I

Tabela 5.1: Coordenadas do flap com ângulo incidência de referência de $\alpha = 14,1^\circ$ [1].

Suction Surface		Pressure Surface	
x=c	y=c	x=c	y=c
0.5643	0.0757	0.5643	0.0757
0.5687	0.0633	0.5720	0.0863
0.5744	0.0601	0.5785	0.0886
0.5805	0.0597	0.5849	0.0908
0.5868	0.0605	0.5914	0.0929
0.5931	0.0614	0.5979	0.0951
0.6248	0.0678	0.6302	0.1059
0.6570	0.0779	0.6625	0.1167
0.6896	0.0908	0.6948	0.1275
0.7240	0.1065	0.7271	0.1383
0.7573	0.1249	0.7594	0.1491
0.7895	0.1434	0.7918	0.1600
0.8229	0.1617	0.8241	0.1709
0.8566	0.1789	0.8567	0.1836
0.8895	0.1967	0.8897	0.1996
0.9230	0.2158	0.9232	0.2186
0.9564	0.2345	0.9567	0.2372
0.9669	0.2402	0.9670	0.2429

Tabela 5.2: Coordenadas do elemento principal com incidência de referência $\alpha = 14, 1^\circ$ [1].

Suction Surface		Pressure Surface	
x=c	y=c	x=c	y=c
0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
0.0006	-0.0044	0.0006	0.0047
0.0011	-0.0063	0.0012	0.0064
0.0029	-0.0098	0.0030	0.0102
0.0058	-0.0134	0.0059	0.0136
0.0087	-0.0156	0.0089	0.0159
0.0117	-0.0173	0.0118	0.0176
0.0146	-0.0188	0.0148	0.0184
0.0175	-0.0203	0.0177	0.0189
0.0205	-0.0217	0.0207	0.0194
0.0234	-0.0231	0.0236	0.0199
0.0263	-0.0245	0.0265	0.0204
0.0293	-0.0258	0.0295	0.0208
0.0322	-0.0270	0.0324	0.0212
0.0351	-0.0283	0.0354	0.0217
0.0410	-0.0306	0.0412	0.0225
0.0469	-0.0328	0.0471	0.0232
0.0528	-0.0348	0.0530	0.0239
0.0586	-0.0366	0.0589	0.0245
0.0704	-0.0398	0.0707	0.0256
0.0821	-0.0422	0.0824	0.0265
0.0939	-0.0441	0.0942	0.0272
0.1056	-0.0452	0.1059	0.0278
0.1174	-0.0457	0.1177	0.0282
0.1468	-0.0448	0.1471	0.0293
0.1762	-0.0430	0.1765	0.0303
0.2056	-0.0407	0.2059	0.0310
0.2350	-0.0379	0.2353	0.0314
0.2644	-0.0347	0.2647	0.0316
0.2938	-0.0309	0.2941	0.0315
0.3232	-0.0267	0.3234	0.0311
0.3526	-0.0219	0.3528	0.0305
0.3820	-0.0167	0.3822	0.0295
0.4114	-0.0110	0.4116	0.0283
0.4409	-0.0049	0.4410	0.0268
0.4703	0.0018	0.4704	0.0257
0.4997	0.0090	0.4998	0.0261
0.5291	0.0166	0.5292	0.0282
0.5409	0.0198	0.5409	0.0295
0.5527	0.0230	0.5527	0.0311
0.5644	0.0264	0.5645	0.0330
0.5762	0.0298	0.5762	0.0352
0.5821	0.0316	0.5821	0.0364
0.5880	0.0333	0.5880	0.0377