

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
CAMPUS DE SÃO JOÃO DA BOA VISTA

MATHEUS COSTA SERAFIM ALVES

**Análise do escoamento sobre um aerofólio de turbina eólica com previsão de transição
laminar-turbulento**

São João da Boa Vista

2024

Matheus Costa Serafim Alves

Análise do escoamento sobre um aerofólio de turbina eólica com previsão de transição laminar-turbulento

Trabalho de Graduação apresentado ao Conselho de Curso de Graduação em Engenharia Aeronáutica do Campus de São João da Boa Vista, Universidade Estadual Paulista, como parte dos requisitos para obtenção do diploma de Graduação em Engenharia Aeronáutica .

Orientador: Profº Dr. Daniel Sampaio Souza

São João da Boa Vista

2024

A474a

Alves, Matheus Costa Serafim

Análise do escoamento sobre um aerofólio de turbina eólica com
previsão de transição laminar-turbulento / Matheus Costa Serafim

Alves. -- São João da Boa Vista, 2024

58 p.

Trabalho de conclusão de curso (Bacharelado - Engenharia
Aeronáutica) - Universidade Estadual Paulista (Unesp), Faculdade de
Engenharia, São João da Boa Vista

Orientador: Daniel Sampaio Souza

1. Fluidodinâmica computacional. 2. Transição (Fluidos). 3.
Energia eólica. I. Título.

Sistema de geração automática de fichas catalográficas da Unesp. Biblioteca da Faculdade de
Engenharia, São João da Boa Vista. Dados fornecidos pelo autor(a).

Essa ficha não pode ser modificada.

**UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA “JÚLIO DE MESQUITA FILHO”
FACULDADE DE ENGENHARIA - CÂMPUS DE SÃO JOÃO DA BOA VISTA
GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA AERONÁUTICA**

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

**ANÁLISE DO ESCOAMENTO SEPARADO SOBRE UM AEROFÓLIO DE TURBINA
EÓLICA COM PREVISÃO DE TRANSIÇÃO LAMINAR-TURBULENTO**

Aluno: Matheus Costa Serafim Alves
Orientador: Prof. Dr. Daniel Sampaio Souza

Banca Examinadora:

- Daniel Sampaio Souza (Orientador)
- Edemar Morsch Filho (Examinador)
- Elmer Mateus Gennaro (Examinador)

A ata da defesa com as respectivas assinaturas dos membros encontra-se no prontuário do aluno (Processo nº 401/2023)

São João da Boa Vista, 28 de março de 2024

DADOS CURRICULARES

MATHEUS COSTA SERAFIM ALVES

NASCIMENTO 21/10/1997 - Barretos / SP

FILIAÇÃO Adalberto Serafim Alves
Alessandra Martins Costa

AGRADECIMENTOS

Antes de tudo, agradeço a toda minha família, principalmente à minha mãe, às minhas avós, aos meus avôs, à minha irmã e minhas tias, que foram os principais responsáveis por quem sou hoje. Sou grato também a todos os amigos que passaram pela minha vida e também a todos aqueles que acreditaram no meu potencial, mesmo quando o sucesso não parecia provável.

Além disso, gostaria de expressar minha gratidão ao meu orientador, Professor Dr. Daniel Sampaio Souza, não apenas pelo conhecimento transmitido a mim, mas também pelo apoio e paciência ao longo da minha experiência em pesquisa acadêmica.

Por fim, esta pesquisa tornou-se possível graças aos recursos computacionais disponibilizados pelo Núcleo de Computação Científica (NCC/GridUNESP) da Universidade Estadual Paulista (UNESP) ¹.

¹ <<https://www.ncc.unesp.br/>>

Este trabalho contou com o apoio da(s) seguinte(s) entidade(s):
NCC/GridUNESP - Núcleo de Computação Científica

*“Ao verme que primeiro roeu as frias carnes do meu cadáver dedico como saudosa lembrança estas
memórias póstumas.”
(Machado de Assis)*

RESUMO

O presente trabalho de conclusão de curso traz uma investigação sobre a transição do escoamento no aerofólio S809, comumente utilizado em turbinas eólicas, utilizando simulações de fluidodinâmica computacional (CFD, do inglês Computational Fluid Dynamics) para diferentes ângulos de ataque utilizando uma abordagem por média de Reynolds das equações de Navier-Stokes (RANS, do inglês Reynolds-Averaged Navier-Stokes). Para capturar a transição foi utilizado o modelo de turbulência $k\omega$ SSTLM proposto por Langtry e Menter, que adiciona duas equações a serem resolvidas pelo sistema, da energia cinética turbulenta e da taxa específica de dissipação.

Por meio das simulações, foi possível observar a transição do escoamento e sua influencia nos campos de pressão, velocidade e energia cinética turbulenta. Todavia, os resultados mostraram que a causa raiz da transição é uma separação laminar que ocorre no gradiente de pressão desfavorável. O baixo número de Reynolds escolhido para as simulações pode ser um dos responsáveis pela separação da camada limite, entretanto, esse comportamento não é o esperado para ângulos de ataque pequenos. Além disso, por conta do baixo número de Reynolds, não foi possível encontrar dados experimentais que comprovassem a existência da bolha de separação e sua influencia na turbulência do escoamento. Para comparar os resultados dos coeficientes aerodinâmicos, de pressão e de atrito na parede obtidos nas simulações foi utilizado o software de fonte aberta XFLR5.

PALAVRAS-CHAVE: CFD. RANS. Transição. Laminar-Turbulento. S809. $k\omega$ SSTLM

ABSTRACT

This final course project presents an investigation into the flow transition on the S809 airfoil, commonly used in wind turbines, utilizing computational fluid dynamics (CFD) simulations for different angles of attack employing a Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) approach. To capture the transition, the $k\omega$ SSTLM turbulence model proposed by Langtry and Menter was employed, introducing two additional equations for turbulent kinetic energy and specific rate of dissipation to be solved by the system.

Through the simulations, it was possible to observe the flow transition and its influence on pressure, velocity, and turbulent kinetic energy fields. However, the results indicated that the root cause of the transition is laminar separation occurring in the unfavorable pressure gradient. The low Reynolds number chosen for the simulations may contribute to the appearance of the separation bubble; however, this behavior is not expected for small angles of attack. Additionally, due to the low Reynolds number, experimental data validating the existence of the separation bubble and its influence on flow turbulence could not be found. The open-source software XFLR5 was used to compare the results

KEYWORDS: CFD. RANS. Transition. Laminar-Turbulent. S809. KOMEASSTLM.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1	Processo de transição natural	20
Figura 2	Processo de transição natural	21
Figura 3	Processo de transição por separação	23
Figura 4	Simulação DNS do efeito de um jato em um escoamento	24
Figura 5	Diagrama espaço tempo com 2 diferentes frequências para a transição induzida por esteira	25
Figura 6	Transição, relaminarização e retransição de uma placa plana com escoamento livre com nível de turbulência de 0.1%	26
Figura 7	Aerofólio NREL S809	37
Figura 8	Vista Geral Malha Computacional	37
Figura 9	Vista Aproximada Malha Computacional	38
Figura 10	Evolução dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 8°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação	40
Figura 11	Evolução dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 10°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação	40
Figura 12	Evolução dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 12°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação	40
Figura 13	Evolução dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 14°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação	41
Figura 14	Evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 0°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação . .	41
Figura 15	Evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 2°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação . .	42
Figura 16	Evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 4°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação . .	42
Figura 17	Evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 6°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação . .	42
Figura 18	Evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 8°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação . .	43
Figura 19	Evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 10°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação .	43
Figura 20	Evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 12°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação .	43
Figura 21	Evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 14°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação .	44
Figura 22	Coeficientes aerodinâmicos em função do ângulo de ataque	45

Figura 23	Gráficos comparativos de resultados para $AoA = 0^\circ$, à esquerda coeficiente de pressão e à direita coeficiente de atrito.	46
Figura 24	Gráficos comparativos de resultados para $AoA = 2^\circ$, à esquerda coeficiente de pressão e à direita coeficiente de atrito.	46
Figura 25	Gráficos comparativos de resultados para $AoA = 4^\circ$, à esquerda coeficiente de pressão e à direita coeficiente de atrito.	47
Figura 26	Gráficos comparativos de resultados para $AoA = 6^\circ$, à esquerda coeficiente de pressão e à direita coeficiente de atrito.	47
Figura 27	Gráficos comparativos de resultados para $AoA = 8^\circ$, à esquerda coeficiente de pressão e à direita coeficiente de atrito.	48
Figura 28	Gráficos comparativos de resultados para $AoA = 10^\circ$, à esquerda coeficiente de pressão e à direita coeficiente de atrito.	48
Figura 29	Gráficos comparativos de resultados para $AoA = 12^\circ$, à esquerda coeficiente de pressão e à direita coeficiente de atrito.	49
Figura 30	Gráficos comparativos de resultados para $AoA = 14^\circ$, à esquerda coeficiente de pressão e à direita coeficiente de atrito.	49
Figura 31	Campo de pressão para $AoA = 0^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de pressão médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de pressão instantâneo $k\omega$ SSTLM	50
Figura 32	Campo de velocidade para $AoA = 0^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de velocidade médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de velocidade instantâneo $k\omega$ SSTLM	50
Figura 33	Campo de pressão para $AoA = 2^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de pressão médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de pressão instantâneo $k\omega$ SSTLM	50
Figura 34	Campo de velocidade para $AoA = 2^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de velocidade médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de velocidade $k\omega$ SSTLM	51
Figura 35	Campo de pressão para $AoA = 4^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de pressão médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de pressão instantâneo $k\omega$ SSTLM	51
Figura 36	Campo de velocidade para $AoA = 4^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de velocidade médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de velocidade $k\omega$ SSTLM	51
Figura 37	Campo de pressão para $AoA = 6^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de pressão médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de pressão instantâneo $k\omega$ SSTLM	51
Figura 38	Campo de velocidade para $AoA = 6^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de velocidade médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de velocidade $k\omega$ SSTLM	51
Figura 39	Campo de pressão para $AoA = 8^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de pressão médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de pressão instantâneo $k\omega$ SSTLM	51
Figura 40	Campo de velocidade para $AoA = 8^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de velocidade médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de velocidade $k\omega$ SSTLM	52
Figura 41	Campo de pressão para $AoA = 10^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de pressão médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de pressão instantâneo $k\omega$ SSTLM	52

Figura 42	Campo de velocidade para $AoA = 10^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de velocidade médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de velocidade $k\omega$ SSTLM	52
Figura 43	Campo de pressão para $AoA = 12^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de pressão médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de pressão instantâneo $k\omega$ SSTLM	52
Figura 44	Campo de velocidade para $AoA = 12^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de velocidade médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de velocidade $k\omega$ SSTLM	52
Figura 45	Campo de pressão para $AoA = 14^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de pressão médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de pressão instantâneo $k\omega$ SSTLM	52
Figura 46	Campo de velocidade para $AoA = 14^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de velocidade médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de velocidade $k\omega$ SSTLM	53
Figura 47	Campo de energia cinética turbulenta para $AoA = 0^\circ$, à esquerda, k modelo $k\omega$ SST, à direita, o campo de k médio $k\omega$ SSTLM	53
Figura 48	Campo de energia cinética turbulenta para $AoA = 2^\circ$, à esquerda, k modelo $k\omega$ SST, à direita, o campo de k médio $k\omega$ SSTLM	54
Figura 49	Campo de energia cinética turbulenta para $AoA = 4^\circ$, à esquerda, k modelo $k\omega$ SST, à direita, o campo de k médio $k\omega$ SSTLM	54
Figura 50	Campo de energia cinética turbulenta para $AoA = 6^\circ$, à esquerda, k modelo $k\omega$ SST, à direita, o campo de k médio $k\omega$ SSTLM	54
Figura 51	Campo de energia cinética turbulenta para $AoA = 8^\circ$, à esquerda, k modelo $k\omega$ SST, à direita, o campo de k médio $k\omega$ SSTLM	54
Figura 52	Campo de energia cinética turbulenta para $AoA = 10^\circ$, à esquerda, k modelo $k\omega$ SST, à direita, o campo de k médio $k\omega$ SSTLM	55
Figura 53	Campo de energia cinética turbulenta para $AoA = 12^\circ$, à esquerda, k modelo $k\omega$ SST, à direita, o campo de k médio $k\omega$ SSTLM	55
Figura 54	Campo de energia cinética turbulenta para $AoA = 14^\circ$, à esquerda, k modelo $k\omega$ SST, à direita, o campo de k médio $k\omega$ SSTLM	55

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Número de iterações para cada ângulo de ataque	39
Tabela 2 – Tempo utilizado para cálculo do escoamento médio.	44

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

TCC	Trabalho de Conclusão de Curso
UNESP	Universidade Estadual Paulista
IEA	International Energy Agency
ABEEólica	Associação Brasileira de Energia Eólica
SIN	Sistema Integrado Nacional
HAWT	Horizontal Axis Wind Turbine
VAWT	Vertical Axis Wind Turbine
CFD	Computational Fluid Dynamics
ST	Space Time
MVF	Método dos Volumes Finitos
RANS	Reynolds-averaged Navier–Stokes Equations
AoA	Angle of Attack
SST	Shear Stress Transport
LM	Langtry e Menter
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations
PIMPLE	Pressure-Implicit with Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations
PISO	Pressure implicit with splitting of operator
NREL	National Renewable Energy Laboratory

LISTA DE SÍMBOLOS

R\$	Unidade monetária Brasileira (Real)
K	Parâmetro de aceleração
k	Energia cinética turbulenta
ω	Taxa específica
U_{inf}	Velocidade do escoamento
ν	Viscosidade cinemática
CL	Coefficiente de Sustentação
CD	Coefficiente de atrito
Re	Número de Reynolds
Tu	Turbulence Intensity

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	17
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	19
2.1	Transição natural	19
2.2	Transição Bypass	20
2.3	Transição por separação	22
2.4	Transição induzida por esteira	23
2.5	Transição reversa	25
3	MATERIAIS E MÉTODOS	27
3.1	Método dos Volumes Finitos	27
3.2	Modelo de Turbulência por Média de Reynods de Navier-Stokes	27
3.3	$k\omega$ SST-LM	28
3.4	Setup de Simulações CFD	34
3.5	Perfil do Aerofólio e Domínio Computacional	36
3.6	Características Físicas do Escoamento.	38
4	RESULTADOS	39
5	CONCLUSÃO	56
	REFERÊNCIAS	57

1 INTRODUÇÃO

A energia eólica é uma fonte de energia renovável que ganha cada vez mais relevância no cenário global de produção de energia. Conforme relatório da Agência Internacional de Energia (IEA) (IEA, 2024), a capacidade instalada de produção global de energia eólica alcançou 748 gigawatts em 2020, representando um aumento de 16% em comparação com o ano anterior. Esse crescimento na produção de energia elétrica proveniente dos ventos também é evidenciado no Brasil. De acordo com a Associação Brasileira de Energia Eólica (ABEEólica) (ABEEólica, 2024), em 2023, atingiu-se uma capacidade instalada de 28,8 GW, correspondendo a 12,4% de toda a geração incorporada no Sistema Integrado Nacional (SIN). Essa geração é capaz de abastecer 36,2 milhões de residências.

Um aerogerador pode ser descrito como uma máquina destinada a converter a energia cinética dos ventos em energia elétrica. Para que ocorra a geração, o vento incide sobre as pás, gerando uma força de sustentação. Parte dessa força é primariamente responsável pelo torque que impulsiona o rotor a realizar movimento rotativo. Este movimento é, então, transmitido por um ou mais eixos até alcançar um gerador elétrico, o qual converte a energia mecânica resultante em energia elétrica.

As turbinas eólicas são comumente classificadas de acordo com a orientação dos eixos de transmissão do movimento entre o rotor e o gerador elétrico, são dois os principais tipos, as turbinas de eixo horizontal (HAWT) e as turbinas de eixo vertical (VAWT). As turbinas com o eixo horizontal são atualmente as mais utilizadas pela indústria eólica, e ainda podem ser subdivididas de acordo com seu local de operação, sendo offshore, aquelas que operam no mar, e onshore, as que operam em solo. As turbinas podem ser classificadas também de acordo com sua capacidade de produzir energia em apenas uma velocidade de rotação (Single Speed), ou em um intervalo de velocidades (Variable Speed). Por fim, também podem ser subdivididas de acordo com a filosofia de controle adotada para diminuir a resultante aerodinâmica nas pás em velocidades de vento acima da de projeto, isso é, a velocidade de vento capaz de gerar a potência nominal da máquina. Existem duas principais filosofias de controle, aquela que diminui a resultante aerodinâmica aumentando o ângulo de ataque com o escoamento relativo, levando a pá a região de pós stall (Pitch to stall), e aquela que diminui o ângulo de ataque com relação ao escoamento relativo, diminuindo também as forças aerodinâmicas na pá (Pitch to Feather).

As pás de turbinas eólicas suportam principalmente 2 tipos de cargas, as relacionadas às forças inerciais, ligadas às dimensões de comprimento e massa das pás e sua interação com a variação da aceleração, muitas vezes causada pela mudança de velocidade ou direção do vento, e às cargas aerodinâmicas, relacionadas a interação do vento com as superfícies geradoras de sustentação das pás. Desse modo, fica evidente como uma boa compreensão do escoamento em turbinas eólicas é essencial para uma boa previsão das cargas que devem ser suportadas pelo projeto. O conhecimento detalhado do comportamento do escoamento ao longo de toda a envergadura da pá é fundamental para otimização, aumentando a eficiência e diminuindo o custo final de aerogeradores. Conhecer características como a distribuição da velocidade, os níveis de turbulência e os gradientes de pressão são alguns exemplos que permitem aperfeiçoar o projeto das pás de turbinas eólicas.

A Dinâmica dos Fluidos Computacional, ou CFD (Computational Fluid Dynamics), é uma ferra-

menta amplamente utilizada em projeto de aerogeradores e que permite a visualização e a compreensão do comportamento de fluidos em diferentes condições geométricas e de operação. Nos últimos anos, houve um progresso significativo no desenvolvimento de modelos de turbulência confiáveis que podem simular com certa precisão uma gama de situações para escoamentos completamente turbulentos, isso é, foram desenvolvidos diferentes métodos para diferentes condições de escoamento, equilibrando os requisitos de precisão e os recursos computacionais disponíveis para um usuário de CFD. No entanto, o efeito de transição laminar-turbulento do escoamento não é incluso na maioria das simulações CFD de engenharia. Isso ocorre, pois, a modelagem da transição não oferece a mesma quantidade de modelos compatíveis com CFD em comparação com os modelos para escoamento completamente turbulento.

Existem diversas razões para não se utilizar modelos com previsão de transição do escoamento nas simulações CFD. Entre elas podemos citar os diversos motivos que levam a transição laminar-turbulento, como por exemplo, em escoamentos aerodinâmicos, a transição é resultado de uma instabilidade do escoamento (ondas de Tollmien-Schlichting), em que ondas bidimensionais com crescimento exponencial levam a uma quebra não linear para a turbulência, esse efeito é chamado de transição natural (SCHLICHTING, 1979). Outro mecanismo de transição é a induzida por separação (MALKIEL; MAYLE, 1996), onde a camada limite laminar se separa devido a influencia de um gradiente de pressão, o que resulta no desenvolvimento da transição dentro da camada de cisalhamento separada, podendo ou não se reanexar. É válido citar também que uma camada limite turbulenta pode voltar a se tornar laminar sob a influencia de um forte gradiente de pressão favorável (MAYLE, 1991), o que dificulta ainda mais um modelo com previsão de transição do escoamento laminar turbulento

Diversos grupos desenvolveram ferramentas de engenharia destinadas a modelar a transição para aplicações muito específicas, principalmente para escoamentos bidimensionais. O código XFOIL desenvolvido por Drela e Giles, (DRELA; GILES, 1987), por exemplo, é utilizado para modelar a transição em perfis 2D. Outro código relevante na área é o MISES, desenvolvido por (DRELA, 1995), utilizado para modelar a transição em asas rotativas. Esses dois códigos utilizam um acoplamento viscoso-não viscoso na formulação da camada limite.

O presente trabalho tem o objetivo de configurar e testar simulações CFD utilizando um modelo de turbulência capaz de prever a transição laminar turbulento do escoamento, além de analisar sua interação com um aerofólio S809, amplamente utilizado em projetos de aerogeradores. Com o intuito de realizar a previsão do comportamento do escoamento, foram executadas simulações CFD utilizando o software de fonte aberta OpenFOAM, usando um modelo de turbulência capaz de prever a transição de escoamento, que foram comparadas com um outro modelo que considera o escoamento completamente turbulento e com um método baseado nas equações integrais da camada limite.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

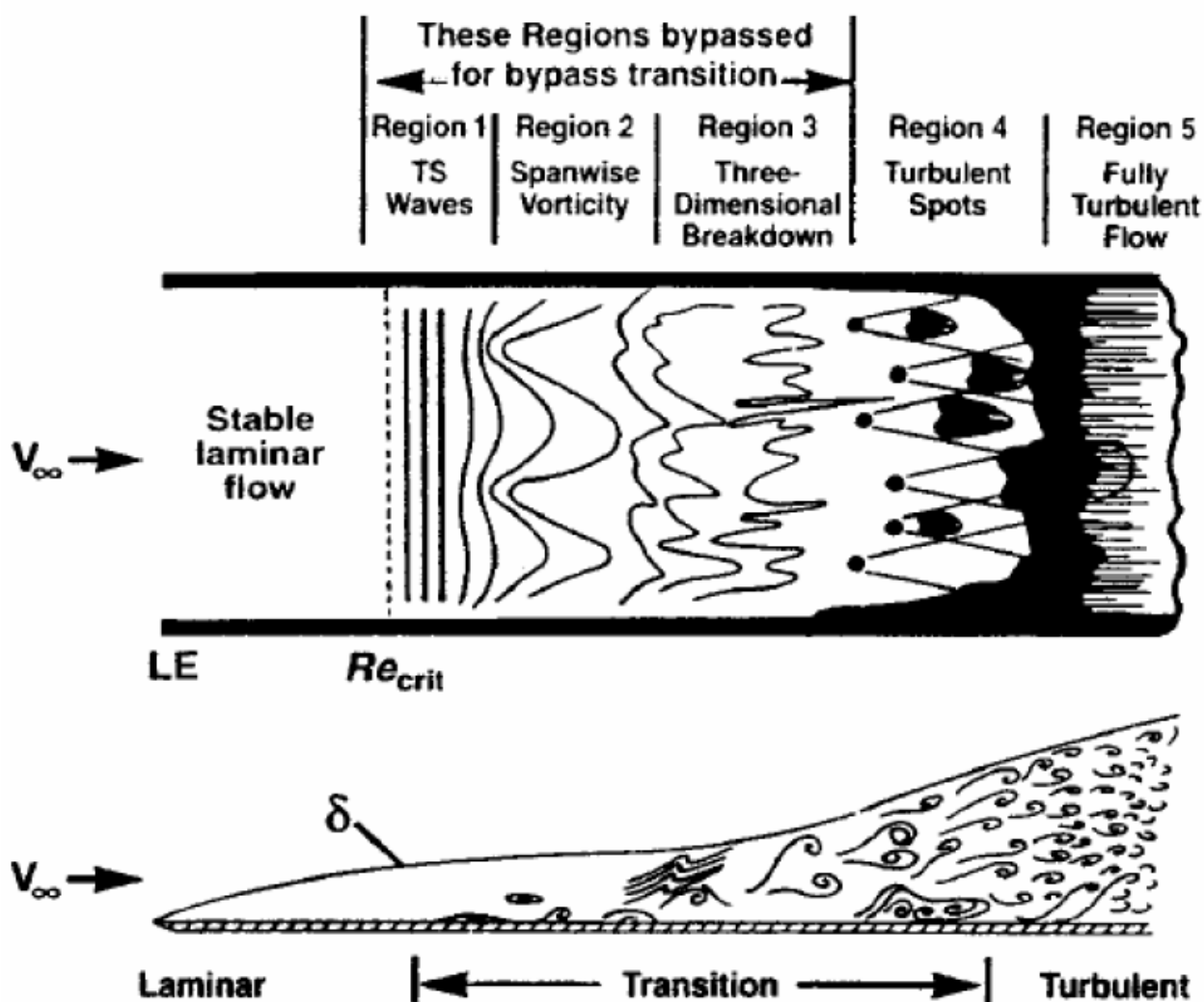
Nesse capítulo será apresentada uma breve revisão sobre pesquisas anteriores acerca da transição laminar-turbulento e os diversos motivos que provavelmente são responsáveis por realizar essa transição na camada limite. De início são explicados os 3 modos mais comuns de se esclarecer a origem da transição laminar-turbulento, o natural, por bypass e por separação do escoamento, entretanto é importante incluir outros 2 modos de transição, o da transição induzida por esteira, onde perturbações causadas pela colisão do escoamento a jusante tem efeito significativo no processo de transição, adiantando o seu surgimento. O último modo de transição apresentado nesse capítulo é o reverso, onde em caso de grandes acelerações da camada limite o escoamento pode transacionar de turbulento para laminar (MAYLE, 1991).

2.1 TRANSIÇÃO NATURAL

As primeiras pesquisas relacionadas a transição laminar-turbulento foram baseadas na teoria da estabilidade invíscida. Essa teoria diz que a camada limite pode ser considerada instável quando existe um ponto de inflexão no perfil de velocidade. A camada limite pode ser desestabilizada pela presença de ondas de instabilidade viscosa, e essa falta de estabilidade foi comprovada fisicamente por Prandtl e matematicamente por Tollmien. A existência da onda de instabilidade viscosa ou onda de Tollmien-Schlichting só foi experimentalmente comprovada em 1947 por Schubauer and Skramstad, utilizando um túnel capaz de operar com pequenas perturbações no escoamento.

Quando o nível de turbulência do escoamento é menor que 1%, a camada limite laminar se torna instável acima de um número de Reynolds onde as ondas de Tollmien-Schlichting começam a crescer. O crescimento é suave pois a viscosidade causa uma instabilidade nas ondas que crescem lentamente, o crescimento lento é evidenciado pelo fato da transição acontecer consideravelmente distante do ponto de início das ondas de Tollmien-Schlichting, onde se tornam não lineares e os mecanismos invíscidos se fazem mais presente, o que resulta em perturbações tridimensionais (KLEBANOFF; TIDSTROM., 1962). As perturbações geram pontos de turbulência (EMMONS, 1951) que crescem na camada limite laminar até se unirem tornando a camada limite finalmente turbulenta. Um esquema de transição laminar pode ser visto na Figura 1.

Figura 1 – Processo de transição natural



fonte: Schlichting, 1979

No caso particular de asas com enflechamento, as ondas de Tollmien-Schlichting não são o único motivo para a transição da camada limite. Em elevados ângulos de ataque, a camada limite próxima à parede apresenta uma componente de velocidade na direção da inclinação, conhecida como escoamento cruzado, ou em inglês, cross-flow, e pode introduzir uma instabilidade na camada limite que leva o escoamento à transição muito mais cedo se comparada a transição puramente por ondas de Tollmien-Schlichting (STOCK, 2006). Os tipos de perturbações de escoamento cruzados são divididos em 2 tipos, as estacionárias, onde as instabilidades são causadas por uma rugosidade superficial constante, e as viajantes, que requerem uma fonte instável, como uma turbulência suave no escoamento livre (CROUCH; NG, 2000) e (CROUCH, 1997). Em asas com enflechamento, acredita-se que às três fontes de perturbação estão presentes e podem interagir entre si, caso se tornem suficientemente grandes.

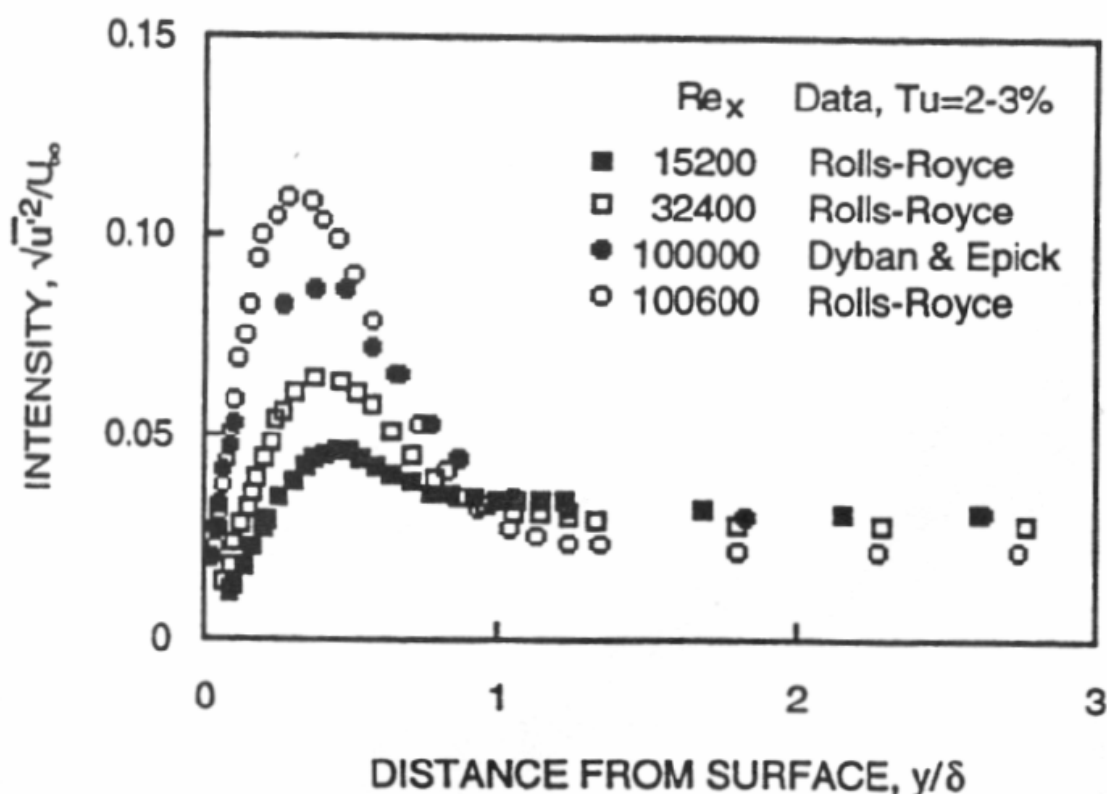
2.2 TRANSIÇÃO BYPASS

Para transições que ocorrem em um nível de turbulência do escoamento elevado, maiores que 1%, o primeiro, e possivelmente o segundo e terceiro estágios da transição natural são "pulados",

pois os pontos de turbulência são diretamente produzidos pela camada limite devido às perturbações já presentes no escoamento livre (MAYLE, 1991). A explicação mais aceita é que na transição por bypass a instabilidade linear é irrelevante, e até o momento ninguém conseguiu detectar ondas de Tollmien-Schlichting quando o nível de turbulência do escoamento é maior que 1%. Por conta disso, esse é considerado o limite entre a transição natural e a a bypass. É importante ressaltar que a transição por bypass também ocorre por conta da rugosidade da superfície, ou seja, as perturbações podem se originar das irregularidades na superfície da parede ao invés da turbulência do próprio escoamento. A transição por bypass também pode ocorrer quando o escoamento turbulento é injetado diretamente na camada limite.

A transição por bypass é iniciada quando o atrito na superfície da camada limite se distancia do valor laminar, esse é local onde os primeiros pontos de turbulência aparecem (MAYLE; SCHULZ, 1997). Tudo que ocorre antes da transição turbulenta acontece em uma camada limite laminar, entretanto, medições mostram que o escoamento antes da transição não é estacionário, possuindo significativas flutuações na velocidade, chamadas flutuações laminares. A Figura 2 mostra o aumento de turbulência na camada limite de uma placa plana para Reynolds menores que o considerado crítico para a transição turbulenta de 130.000.

Figura 2 – Processo de transição natural



fonte: Savill, 2002

O crescimento das flutuações laminares é geralmente associado as flutuações de pressão no escoamento livre, essas ondas de pressão se propagam pela camada limite de maneira semelhante às ondas de Tollmien-Schlichting, o que causa o crescimento das flutuações de velocidade até se tornarem grandes o suficiente para o surgimento dos pontos de turbulência.

2.3 TRANSIÇÃO POR SEPARAÇÃO

Quando a camada limite laminar se separa, a transição do escoamento pode ocorrer na camada de cisalhamento do escoamento separado devido a mecanismos da instabilidade invíscida. Nesses casos, devido à mistura causada pelo escoamento turbulento, a camada de cisalhamento pode se reanexar a superfície, formando uma separação laminar e um reacoplamento turbulento na superfície.

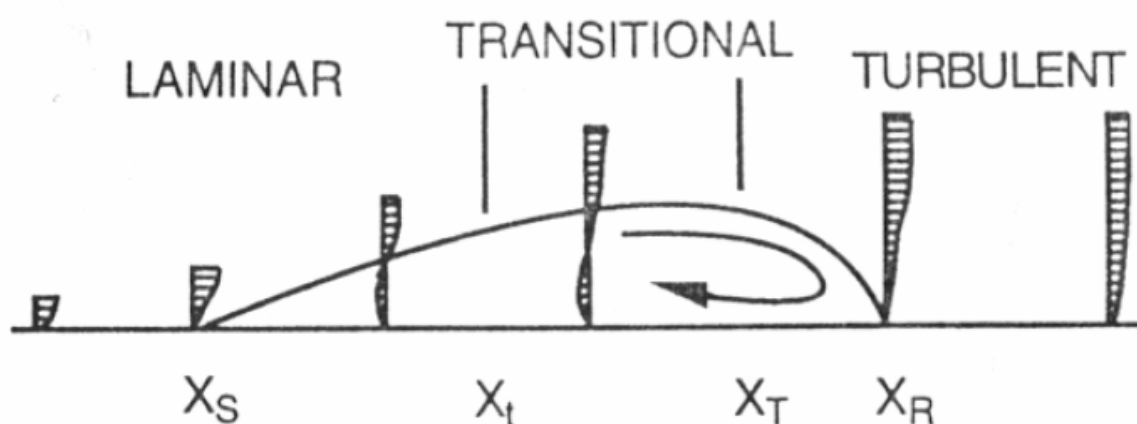
O comprimento da bolha de separação está diretamente relacionado com o processo de transição do escoamento na camada de cisalhamento. Além disso, todas as etapas citadas para a transição natural pode ocorrer simultaneamente, e por conta disso, o nível de turbulência do escoamento está diretamente relacionado com o comprimento da bolha. As bolhas costumam ser classificadas em longas ou curtas de acordo com sua influencia na distribuição de pressão próxima do aerofólio. Bolhas curtas costumam se reacoplar rapidamente e influencia apenas localmente a distribuição de pressão, já as bolhas longas, podem alterar a distribuição de pressão ao longo de todo o aerofólio.

As bolhas classificadas como longas costumam ser evitadas em projeto, pois produzem grandes perdas e grandes desvios nos ângulos de saída do escoamento, já as bolhas curtas podem ser propositalmente utilizadas para interromper a camada limite causando maiores gradientes de pressão adverso após o ponto de reanexação (MAYLE, 1991). A grande problemática relacionada ao uso de bolhas de separação é determinar qual dos dois tipos de bolha estará presente no escoamento, além disso, pequenas alterações no número de Reynolds e no ângulo de ataque podem alterar a característica da bolha de curta para longa (MAYLE; SCHULZ, 1997), essa mudança repentina no comprimento da bolha é conhecida como "bursting" e pode causar uma perda considerável de sustentação, e caso a bolha falhe em reanexar, pode levar o aerofólio ao estol.

Perfis aerodinâmicos com raio do bordo de ataque pequeno o suficiente também podem causar a transição induzida pela separação, assim como no caso anterior, o nível de turbulência do escoamento, o ângulo de ataque e o número de Reynolds são parâmetros que definem o comprimento da bolha de separação (WALRAEVENS; CUMPSTY, 1995). Segundo Tain e Cumpsty (TAIN; CUMPSTY, 2000), o comprimento da bolha de separação no bordo de ataque influencia diretamente a camada limite a jusante à separação, quanto maior a bolha, mais espessa é a camada limite, o que aumenta a probabilidade de separação devido a um gradiente de pressão desfavorável.

A Figura 3 mostra um esquema da transição por separação. A parcela inicial da bolha apresenta uma região de pressão constante, e é formada por uma camada de cisalhamento laminar instável devido a um ponto de inflexão no perfil de velocidade e a considerável distância da parede, que tenderia a amortizar flutuações da velocidade. A inflexão da velocidade gera perturbações no escoamento que o levam à turbulência. O processo de transição acontece antes que a camada limite se reanexe ao aerofólio.

Figura 3 – Processo de transição por separação



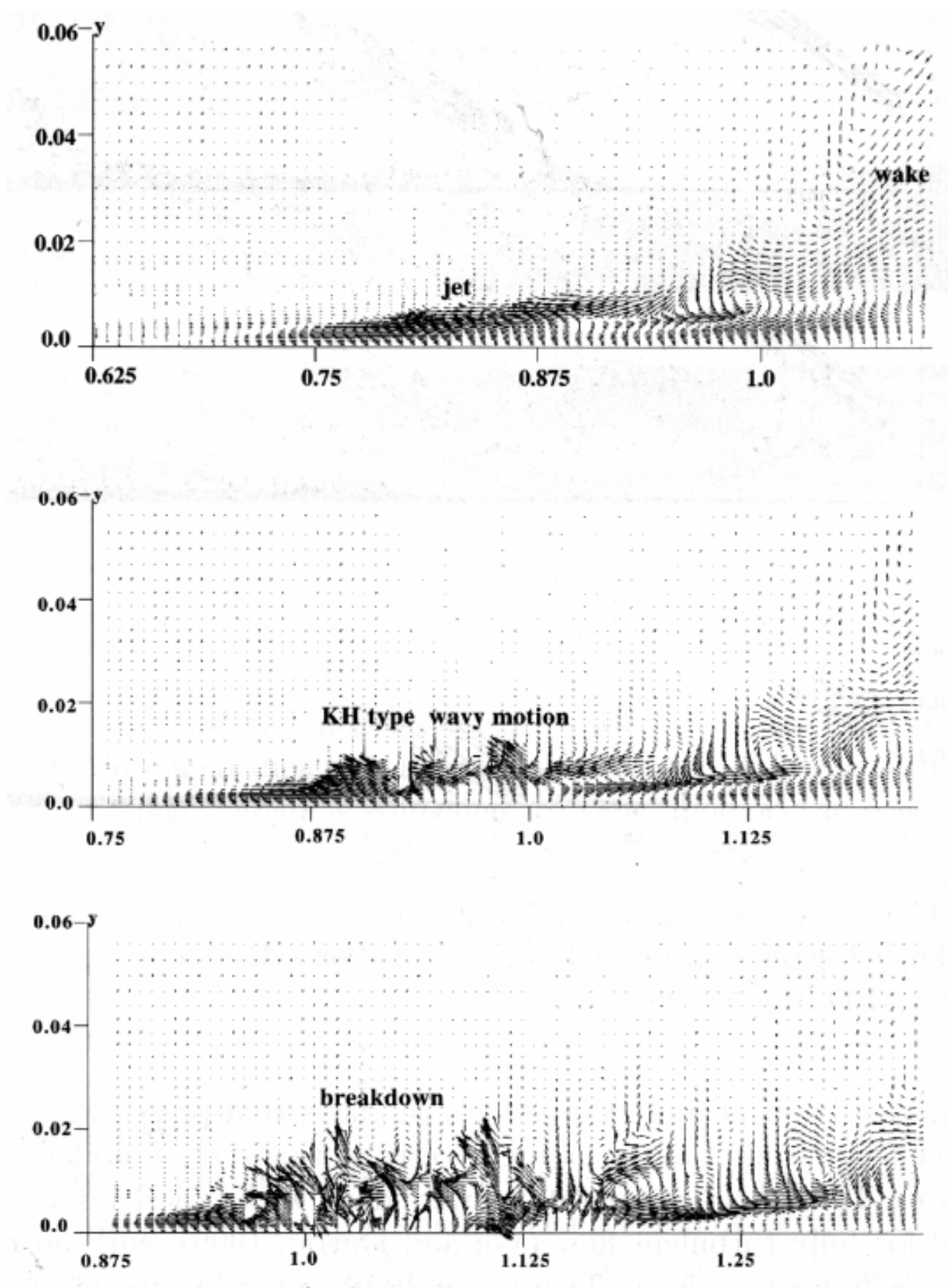
fonte: Mayle, 1996

2.4 TRANSIÇÃO INDUZIDA POR ESTEIRA

A transição induzida por esteira ocorre quando a camada limite laminar é perturbada por uma esteira que causa tamanha instabilidade no escoamento que pontos de turbulência se formam próximos à superfície. Essa transição é muito comum em turbomáquinas onde as pás passam periodicamente por esteiras turbulentas de outras pás. Atualmente não se tem certeza se nesses casos a transição ocorre de fato devido à esteira turbulenta ou se por um déficit de momento do escoamento e sua interação com a camada limite.

Se a velocidade transiente for subtraída da média temporal a fim de obter uma velocidade relativa, a esteira pode ser visualizada como um jato que impacta a superfície do aerofólio (DURBIN; JACOBS; WU, 2002). O resultado dessa interação é um jato contrário ao escoamento com uma instabilidade invíscida, que favorece a transição. Assim que a esteira passa, pontos de instabilidade se formam. A Figura 4 ilustra esse fenômeno através de uma simulação DNS.

Figura 4 – Simulação DNS do efeito de um jato em um escoamento



fonte: Durbin, 2002

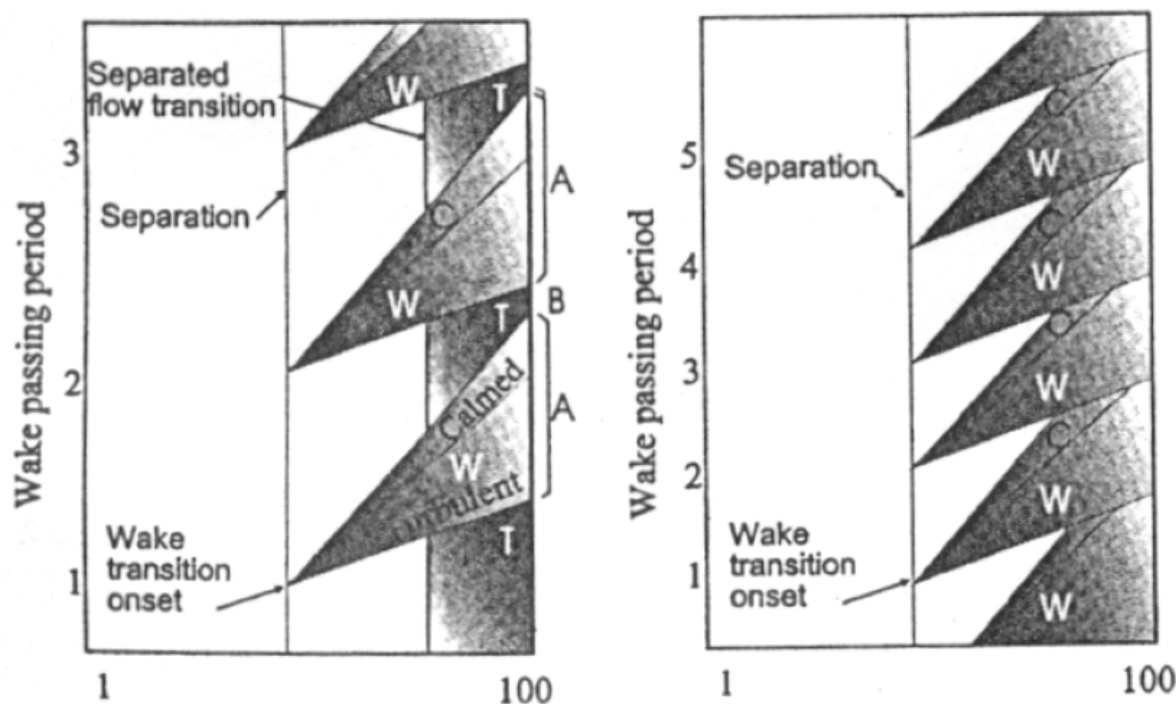
Durante o intervalo de tempo entre duas esteiras, a transição pode ocorrer por meio de qualquer outro modo de transição (MAYLE, 1991). Conforme o efeito da esteira passa, o escoamento lentamente passa de turbulento para laminar, formando uma região "calma". A região calma possui um perfil de

velocidade bem desenvolvido e muito estável, fazendo com que não se separe tão facilmente quando o escoamento laminar em gradientes de pressão desfavoráveis, (HOWELL et al., 2001).

Um diagrama de espaço e tempo (ST) é uma ferramenta útil para ilustrar um processo de transição transiente, nele podemos ver a variação do coeficiente de atrito no tempo e no espaço simultaneamente. Um exemplo ideal de um diagrama ST para uma pá de turbina de baixa pressão pode ser vista na Figura 5. O eixo y representa a passagem de múltiplas esteiras ao longo do tempo, o eixo x representa a posição ao longo da corda do aerofólio, a intensidade da coloração representa o coeficiente de atrito na superfície. As letras da figura representam diferentes momento do escoamento, a letra "W" representa a transição laminar turbulento do escoamento causado pela esteira, o escoamento turbulento causado pela transição por separação é representado pela letra T e a região calma pela letra C.

A Figura 5 mostra dois diferentes casos de transição causada por esteira que se diferem entre si pela frequência de passagem da esteira. À esquerda, a passagem da esteira em uma baixa frequência causam turbulência no escoamento próximo do bordo de ataque. Após a passagem da esteira, uma região calma se forma e logo em sequência uma nova transição ocorre devido ao escoamento separado. A figura da direita mostra a passagem da esteira com uma alta frequência, com um período suficientemente curto para que a bolha de separação não possua tempo suficiente para se estabilizar, por consequência, as perdas associadas à formação da bolha são diminuídas.

Figura 5 – Diagrama espaço tempo com 2 diferentes frequências para a transição induzida por esteira



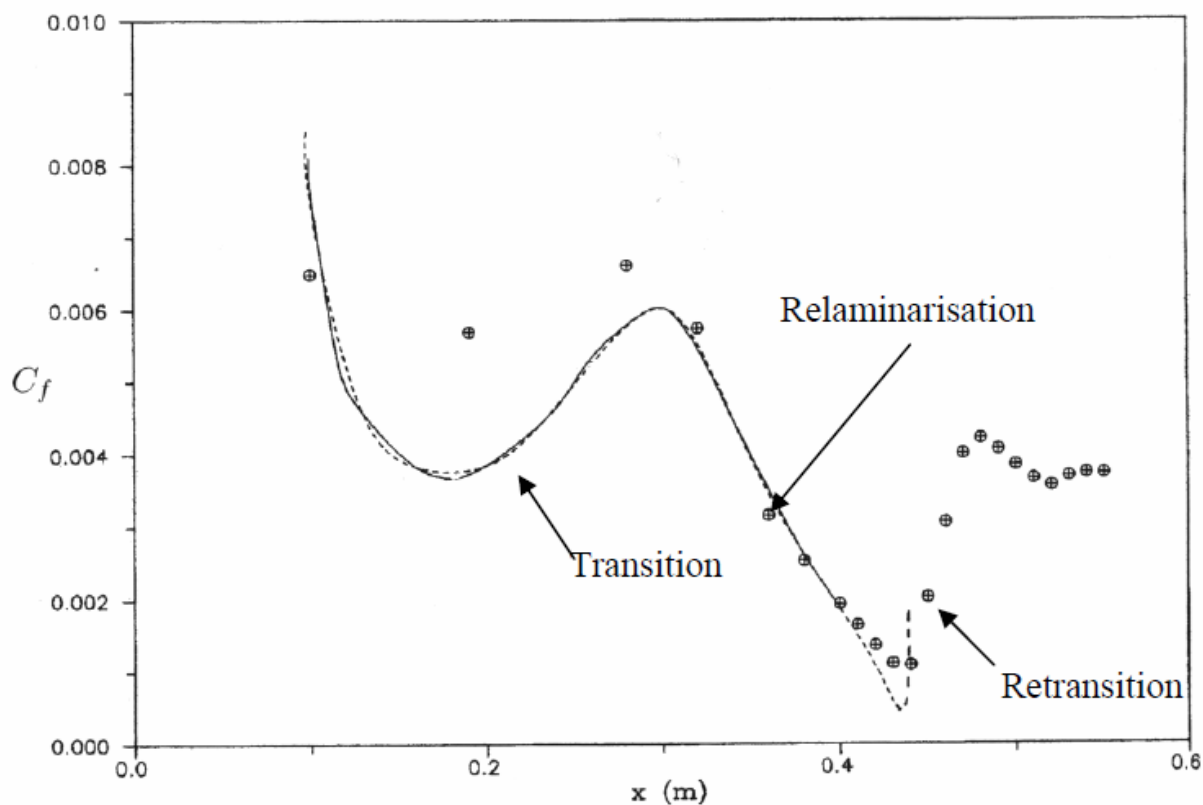
fonte:Howell, 2001

2.5 TRANSIÇÃO REVERSA

A transição reversa, ou relaminarização, é o processo de transição do escoamento turbulento para laminar, e ocorre em casos onde o escoamento é fortemente acelerado. A aceleração costuma ser alta o suficiente para causar a transição reversa próximo do bordo de fuga no intradorso da maioria

dos aerofólios e próximo do bordo de ataque no extradorso de grande parte das turbinas (MAYLE, 1991). Apesar de não existirem muitos dados experimentais, segundo Mayle, a transição reversa ocorre quando o parâmetro de aceleração $K = v/U^2(dU/dx)$ é maior que $3 \cdot 10^{-6}$. Em situações onde após a transição reversa o escoamento perde aceleração resultando em um $K < 3 \cdot 10^{-6}$, o escoamento tende a retransicionar para turbulento novamente. A Figura 6 exemplifica esses 2 processos, uma relaminarização após uma transição inicial e uma sequente retransição.

Figura 6 – Transição, relaminarização e retransição de uma placa plana com escoamento livre com nível de turbulência de 0.1%



fonte:Savill, 2002

3 MATERIAIS E MÉTODOS

As simulações de fluido dinâmica computacional foram todas realizadas no software OpenFOAM com código de fonte aberta e amplamente conhecido na área, utilizando uma abordagem baseada nos métodos dos volumes finitos (MVF) e o modelo de turbulência RANS, inicialmente modificado pelo modelo K-Omega SST com o objetivo de servir como ponto de partida para o modelo K-Omega SSTLM que possui a modelagem necessária para a previsão de transição laminar-turbulento do escoamento. Métodos de segunda ordem foram utilizados para interpolar as variáveis dependentes, os termos convectivos foram discretizados utilizando o método Upwind linear (WARMING; BEAM, 1976). O OpenFOAM usa diferenças finitas com erros de discretização de 2^a ordem para discretização dos gradientes das variáveis no centroide das faces dos volumes de controle. Para o acoplamento dos campos de pressão e velocidade, foi utilizado um método que combina o método SIMPLE. (PATANKAR, 1980) com o PISO (ISSA, 1985). Esse capítulo busca trazer uma explicação acerca da abordagem computacional como um todo, assim como as formulações matemáticas impostas pela abordagem do método dos volumes finitos e os modelos de turbulência adotados.

3.1 MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS

O Método dos volumes finitos (MVF) se baseia nas equações de conservação na forma integral, sendo aplicadas a volumes de controle que dividem o domínio computacional em pequenos volumes. Como foram simuladas condições de operação com baixo número de Mach, um escoamento incompressível foi considerado. Dessa forma, o campo de velocidade possui divergente nulo e deve satisfazer a equação da quantidade de movimento. Métodos de segunda ordem foram utilizados para interpolar as variáveis dependentes.

$$\int_S \rho \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (1)$$

$$\int_S \mathbf{V} (\mathbf{V}_r \cdot \mathbf{n}) dS = \frac{1}{\rho} \int_S [\mu_{eff} (\nabla V + \nabla V^T) - p \mathbf{I}] \cdot \mathbf{n} dS \quad (2)$$

onde ν e S são o volume e a superfície de controle, respectivamente, $\mathbf{n}$ é o vetor unitário normal a S orientado para fora de ν , ρ é a densidade do ar, $\mathbf{V}$ é o campo de velocidade e μ_{eff} é a viscosidade efetiva, que leva em consideração a viscosidade molecular e a turbulenta.

3.2 MODELO DE TURBULÊNCIA POR MÉDIA DE REYNOLDS DE NAVIER-STOKES

Em escoamentos incompressíveis, as simulações CFD consistem em resolver duas principais equações, a equação da continuidade, Equação 3 e a equação de Navier-Stokes, Equação 4.

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

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (4)$$

Sendo, ρ a densidade do escoamento, p a pressão e u a componente de velocidade do escoamento. A componente de velocidade u é então escrita como a soma da velocidade média e uma componente de flutuação causada pela turbulência, como na Equação 5.

$$u = \bar{u} + u' \quad (5)$$

Substituindo a velocidade nas equações 3 e 4, pela soma da velocidade média e a flutuação causada pela turbulência 5, obtêm-se uma segunda definição da continuidade Equação 6 e a conhecida como média de Reynolds das equações de Navier-Stokes (RANS, do inglês Reynolds-Averaged Navier-Stokes), Equação 7.

$$\frac{\partial \rho \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho u_i u_j}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho u'_i u'_j}) \quad (7)$$

O termo $\bar{u'_i u'_j}$ representa os momentos de segunda ordem das flutuações turbulentas e é chamado tensor de Reynolds. Sua definição é dado como na Equação 8, os termos da diagonal principal representam as tensões normais de Reynolds, enquanto os demais termos representam as tensões cisalhantes de Reynolds.

$$\bar{u'_i u'_j} = \begin{bmatrix} \bar{u'^2} & \bar{u'v'} & \bar{u'w'} \\ \bar{v'u'} & \bar{v'^2} & \bar{v'w'} \\ \bar{w'u'} & \bar{w'v'} & \bar{w'^2} \end{bmatrix} \quad (8)$$

3.3 $k\omega$ SST-LM

O modelo de turbulência $k\omega$ SST-LM é uma extensão do modelo $k\omega$ SST que busca prever a transição do escoamento laminar-turbulento e foi desenvolvido por Langtry e Menter (MENTER; LANGTRY; VOLKER, 2006). O modelo de transporte de tensão de cisalhamento, em inglês, The shear stress transport $k\omega$ SST é amplamente utilizado em simulações de escoamento completamente turbulento, principalmente por sua capacidade de tratar escoamentos com separação. Além de apresentar um bom comportamento sob elevados gradientes de pressão, tanto ele quanto sua modificação (LM) combina elementos dos modelos $k\epsilon$ e $k\omega$ com o objetivo de melhorar o desempenho das simulações em diferentes regiões do escoamento. O modelo $k\omega$ é empregado em regiões próximas à parede, enquanto o modelo $k\epsilon$ é utilizado em regiões do escoamento livre. Esses modelos são fundamentados na resolução das equações que descrevem a energia cinética turbulenta e a taxa de dissipação de energia, proporcionando uma representação robusta dos fenômenos turbulentos no escoamento. Esse capítulo busca apresentar de forma sucinta o equacionamento dos modelos de turbulência anteriormente citados.

Como dito anteriormente, os modelos $k-\omega$ e $k-\epsilon$ descrevem como a energia cinética (k) e a taxa específica de dissipação (ω) considerando contribuições de advecção, dissipação e produção de turbulência.

As equações 9 e 10 descrevem a energia cinética (k) e a taxa específica de dissipação (ω) respectivamente para o modelo $k-\epsilon$.

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta * \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu + \sigma_{k2} \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (9)$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\gamma_1}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_2 \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{\omega 2} \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (10)$$

Já as equações 11 e 12 descrevem a energia cinética (k) e a taxa específica de dissipação (ω) respectivamente para o modelo $k-\omega$

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta * \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\mu + \sigma_{k1} \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j}] \quad (11)$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\gamma_1}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_1 \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{\omega 1} \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (12)$$

Com o objetivo de unir os dois métodos, as constantes presentes no modelo $k-\omega$ serão representadas por Φ_1 , enquanto as constantes do modelo $k-\epsilon$ serão representadas por Φ_2 . O conjunto de constantes de novo modelo é formado pelas constantes dos modelos anteriores e por uma função $F1$ como na Equação 13.

$$\Phi = F_1 \Phi_1 + (1 - F_1) \Phi_2 \quad (13)$$

A viscosidade cinemática é definida como na Equação 14.

$$\nu_t = \left(\frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)} \right) \quad (14)$$

Sendo a função F_2 definida como na Equação 15.

$$F_2 = \tanh \left[\left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta * \omega y}, \frac{500\mu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right] \quad (15)$$

Desse modo, a Equação 16 representa a energia cinética turbulenta (k) do novo modelo.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k + \beta * k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (16)$$

A Equação 17 define o termo extra P_k .

$$P_k = \min \left(\tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}, 10\beta * k \omega \right) \quad (17)$$

Além disso, a taxa de dissipação específica (ω) do novo modelo é dada pela Equação 18

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha_2 S^2 - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega + \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, \quad (18)$$

Já função F_1 é definida pela Equação 19

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\} \quad (19)$$

A Equação 20 define o termo $CD_{k\omega}$

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

Por fim, para finalizar o novo modelo é necessário definir coeficientes utilizados na formulação: $\alpha_1 = 5/9$, $\alpha_2 = 0,44$, $\beta_1 = 3/40$, $\beta_2 = 0,0828$, $\beta^* = 9/100$, $\sigma_{k1} = 0,85$, $\sigma_{k2} = 1$, $\sigma_{\omega 1} = 0,5$, e $\sigma_{\omega 2} = 0,856$.

Uma vez definido o modelo de turbulência k - ω SST, será agora apresentada sua modificação que busca prever a transição do escoamento laminar-turbulento, o k - ω SSTLM, desenvolvido por Langtry e Menter (LANGTRY; MENTER, 2009) e (MENTER; LANGTRY; VOLKER, 2006) também é conhecido como gamma-Retheta-SST, pois adiciona duas equações ao modelo SST, a função gamma(γ) Equação 21 está relacionada com a taxa de produção de energia cinética turbulenta (k), e é utilizada para modelar a produção de turbulência em regiões com escoamento laminar e próximo à parede. A outra função adicional do modelo é a Retheta (R_θ) Equação 22, a função está relacionada à transição em si do escoamento laminar-turbulento, ela é utilizada na camada limite para determinar a posição onde ocorre a transição do escoamento.

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \gamma)}{\partial x_j} = P_\gamma - E_\gamma + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] \quad (21)$$

$$\frac{\partial(\rho \hat{R}e_{\theta t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \hat{R}e_{\theta t})}{\partial x_j} = P_{\theta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sigma_{\theta t} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \hat{R}e_{\theta t}}{\partial x_j} \right] \quad (22)$$

Os termos de fonte, P_γ e E_γ presentes na formulação da intermitência (γ) Equação 21 são definidos na Equação 23.

$$\begin{aligned} P_\gamma &= F_{\text{length}} c_{a1} \rho S [\gamma F_{\text{onset}}]^{0.5} (1 - c_{e1} \gamma) \\ E_\gamma &= c_{a2} \rho \Omega \gamma F_{\text{turb}} (c_{e2} \gamma - 1) \end{aligned} \quad (23)$$

Cada um dos termos, assim como as funções que os compõem, utilizados na definição dos termos fonte de γ são formulados na Equação 24

$$F_{\text{onset } 1} = \frac{Re_V}{2.193 Re_{\theta c}}$$

$$Re_V = \frac{\rho S d^2}{\mu}$$

$$F_{\text{onset } 2} = \min \left(\max \left(F_{\text{onset } 1}, F_{\text{onset } 1}^4 \right), 2.0 \right)$$

$$R_T = \frac{\rho k}{\mu \omega}$$

$$F_{\text{onset } 3} = \max \left[1 - \left(\frac{R_T}{2.5} \right)^3, 0 \right]$$

$$F_{\text{onset}} = \max \left(F_{\text{onset } 2} - F_{\text{onset } 3}, 0 \right)$$

$$F_{\text{turb}} = \exp \left[- \left(\frac{R_T}{4} \right)^4 \right]$$

$$F_{\text{length}} = F_{\text{length},1} (1 - F_{\text{sublayer}}) + 40.0 F_{\text{sublayer}}$$

$$F_{\text{sublayer}} = \exp \left[- \left(\frac{Re_\omega}{200} \right)^2 \right]$$

$$Re_\omega = \frac{\rho \omega d^2}{\mu}$$

$$Re_{\theta c} = \begin{cases} (-396.035 \cdot 10^{-2}) + (10120.656 \cdot 10^{-4}) \hat{Re}_{\theta t} + & \hat{Re}_{\theta t} \leq 1870 \\ + (-868.230 \cdot 10^{-6}) \hat{Re}_{\theta t}^2 + (696.506 \cdot 10^{-9}) \hat{Re}_{\theta t}^3 + (-174.105 \cdot 10^{-12}) \hat{Re}_{\theta t}^4, & \\ \hat{Re}_{\theta t} - \left(593.11 + 0.482 \left(\hat{Re}_{\theta t} - 1870.0 \right) \right), & 1870 < \hat{Re}_{\theta t} \end{cases} \quad (24)$$

A função $F_{\text{length},1}$ é definida por 4 equações, a decisão de qual será utilizada pelo método é baseado no valor de $\hat{Re}_{\theta t}$, para $\hat{Re}_{\theta t} < 400$ a função é definida pela Equação 25, já para $400 \leq \hat{Re}_{\theta t} < 596$ pela Equação 26, para $596 \leq \hat{Re}_{\theta t} < 1200$ pela Equação 27 e para $1200 \leq \hat{Re}_{\theta t}$ pela Equação 28.

Para $\hat{Re}_{\theta t} < 400$:

$$F_{\text{length},1} = 39.8189 + (-119.270 \cdot 10^{-4}) \hat{Re}_{\theta t} + (-132.567 \cdot 10^{-6}) \hat{Re}_{\theta t}^2 \quad (25)$$

Para $400 \leq \hat{Re}_{\theta t} < 596$:

$$F_{\text{length},1} = 263.404 + (-123.939 \cdot 10^{-2}) \hat{Re}_{\theta t} + (194.548 \cdot 10^{-5}) \hat{Re}_{\theta t}^2 + (-101.695 \cdot 10^{-8}) \hat{Re}_{\theta t}^3. \quad (26)$$

Para $596 \leq \hat{Re}_{\theta t} < 1200$:

$$F_{\text{length},1} = 0.5 - (3.0 \cdot 10^{-4}) \left(\hat{Re}_{\theta t} - 596.0 \right) \quad (27)$$

Para $1200 \leq \hat{Re}_{\theta t}$:

$$F_{\text{length},1} = 0.3188 \quad (28)$$

A Equação 29 define a magnitude da taxa de deformação (S), já a Equação 31, define a magnitude da vorticidade(Ω).

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (29)$$

Sendo:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (30)$$

$$\Omega = \sqrt{2W_{ij}W_{ij}} \quad (31)$$

Sendo:

$$W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (32)$$

O termo fonte de $\hat{Re}_{\theta t}$ é definido pela Equação 33, cada uma das funções utilizadas em sua formulação são expostas em Equação 34.

$$P_{\theta t} = c_{\theta t} \frac{\rho}{T} \left(Re_{\theta t}^{eq} - \hat{Re}_{\theta t} \right) (1.0 - F_{\theta t}) \quad (33)$$

$$\begin{aligned} T &= \frac{500\mu}{\rho U^2} \\ U &= \sqrt{u_k u_k} \\ F_{\theta t} &= \min \left[\max \left(F_{\text{wake}} \exp \left(- \left(\frac{d}{\delta} \right)^4 \right), 1.0 - \left(\frac{c_{e2}\gamma - 1}{c_{e2} - 1} \right)^2 \right), 1.0 \right] \\ \delta &= \frac{375\Omega\mu\hat{Re}_{\theta t}d}{\rho U^2} \\ F_{\text{wake}} &= \exp \left[- \left(\frac{Re_{\omega}}{1 \cdot 10^5} \right)^2 \right] \\ \lambda_{\theta} &= \frac{\rho\theta_t^2}{\mu} \frac{dU}{ds} \\ Tu &= 100 \frac{\sqrt{2k/3}}{U} \\ \frac{dU}{ds} &= \frac{u_m u_n}{U^2} \frac{\partial u_m}{\partial x_n} \\ Re_{\theta t}^{eq} &= \begin{cases} (1173.51 - 589.428Tu + 0.2196Tu^{-2}) F(\lambda_{\theta}), & Tu \leq 1.3; \\ 331.50(Tu - 0.5658)^{-0.671} F(\lambda_{\theta}) & Tu > 1.3 \end{cases} \\ F(\lambda_{\theta}) &= \begin{cases} 1 + [12.986\lambda_{\theta} + 123.66\lambda_{\theta}^2 + 405.689\lambda_{\theta}^3] \exp \left(- \left(\frac{Tu}{1.5} \right)^{1.5} \right), & \lambda_{\theta} \leq 0 \\ 1 + 0.275 [1 - \exp(-35.0\lambda_{\theta})] \exp \left(- \frac{Tu}{0.5} \right) & \lambda_{\theta} > 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (34)$$

Como pode ser visto na Equação 34, a expressão de $Re_{\theta t}^{eq}$ é uma função implícita de θ_t devido a presença de uma função do termo λ_θ , essa expressão é normalmente resolvida pela iteração de θ_t e pode ser definida como na Equação 35.

$$Re_{\theta t}^{eq} = \frac{\rho U \theta_t}{\mu} \quad (35)$$

A calibração dos coeficientes do modelo LM são: $c_{a1} = 2.0$; $c_{a2} = 0.06$; $c_{e1} = 1.0$; $c_{e2} = 50$; $c_{\theta t} = 0.03$; $s_1 = 2$; $\sigma_f = 1.0$ e $\sigma_{\theta t} = 2.0$.

Uma vez adicionada duas novas equações ao modelo SST, a definição de suas condições de contorno se faz necessária. As Equações 36 e 37 mostram respectivamente, as condições de contorno de parede e de escoamento distante para γ e $\hat{Re}_{\theta t}$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \gamma}{\partial n} \Big|_{parede} &= 0 \\ \gamma_{escoamento \text{ distante}} &= 1 \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{Re}_{\theta t}}{\partial n} \Big|_{parede} &= 0 \\ \hat{Re}_{\theta t, escoamento \text{ distante}} &= \begin{cases} (1173.51 - 589.428 Tu_\infty + 0.2196 Tu_\infty^{-2}), & Tu_\infty \leq 1.3; \\ 331.50 (Tu_\infty - 0.5658)^{-0.671} & Tu_\infty > 1.3 \end{cases} \end{aligned} \quad (37)$$

Os efeitos da transição laminar-turbulento são inseridos no modelo SST através da modificação dos termos fonte da energia cinética turbulenta. A Equação 38 mostra a nova formulação da energia cinética turbulenta, já a Equação 39 mostra as novas funções utilizadas nessas equações.

$$\begin{aligned} \hat{P}_k &= \gamma_{eff} P_{k, SST} \\ \hat{D}_k &= \min(\max(\gamma_{eff}, 0.1), 1.0) D_{k, SST} \end{aligned} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{eff} &= \max(\gamma, \gamma_{sep}) \\ \gamma_{sep} &= \min\left(s_1 \max\left[0, \left(\frac{Re_V}{3.235 Re_{\theta c}}\right) - 1\right] F_{reattach}, 2\right) F_{\theta t} \\ F_{reattach} &= \exp\left[-\left(\frac{R_T}{20}\right)^4\right] \end{aligned} \quad (39)$$

Os subíndices "SST" representam os termos fontes originalmente utilizados pelo modelo SST. A última modificação necessária para tornar o modelo SST capaz de prever a transição do escoamento laminar-turbulento é a modificação da função mistura F_1 . A Equação 40 mostra a nova definição da função mistura, já a Equação 41 demonstra os termos utilizados em sua formulação.

$$F_1 = \max(F_{1, SST}, F_3) \quad (40)$$

$$R_y = \frac{\rho d \sqrt{k}}{\mu}$$

$$F_3 = \exp \left[- \left(\frac{R_y}{120} \right)^8 \right] \quad (41)$$

Visando garantir certa robustez nas simulações, alguns limites são forçados nas variáveis λ_θ , Tu e $Re_{\theta t}^{eq}$ Equação 42.

$$-0.1 \leq \lambda_\theta \leq 0.1$$

$$Tu \geq 0.027$$

$$Re_{\theta t}^{eq} \geq 20 \quad (42)$$

3.4 SETUP DE SIMULAÇÕES CFD

Em simulações numéricas a escolha do método de solução das equações tem impacto direto na representatividade dos resultados e na eficiência computacional. Este capítulo busca apresentar os solvers utilizados nas simulações CFD, sendo eles, o potential, o SIMPLE e o PIMPLE.

Buscando uma avaliação rápida do comportamento geral do escoamento, o solver potential é utilizado para gerar uma resposta baseada nos modelos potenciais que serve como ponto de partida para as simulações utilizando o solver SIMPLE, que já é capaz de modelar um escoamento turbulento com característica de estado estacionário (steady-state), por conta disso, pode apresentar certa dificuldade de convergência. Nesses casos, a resposta do solver SIMPLE é utilizada como ponto de partida para o solver PIMPLE, que introduz à solução um caráter transiente, superando certas limitações impostas pela consideração do estado permanente e oferecendo uma abordagem dinâmica ao problema.

O solver potential utiliza a solução da velocidade potencial (Φ) usando a Equação 43 para encontrar os campos de velocidade e de escoamento incompressível.

$$\nabla^2 \Phi = \nabla \cdot \phi \quad (43)$$

Onde o fluxo volumétrico (ϕ) é definido pela velocidade interpolada e os vetores de face Equação 44. A velocidade central do elemento finito é enfim calculada reconstruindo o fluxo volumétrico.

$$\phi = u_f \cdot \vec{S}_f \quad (44)$$

O solver simple é uma abordagem amplamente utilizada em simulações CFD para resolver as equações de Navier-Stokes, ele utiliza um método semi implícito para equações vinculadas de pressão, ou em inglês, Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations (SIMPLE). Ele possui esse nome pois resolve as equações discretizadas de momento e correção de pressão de forma implícita e a correção de velocidade de forma explícita. Quando um problema estacionário é resolvido por iteração, a necessidade de resolver o acoplamento linear entre pressão e velocidade diminui à medida que a solução converge. O algoritmo é capaz de se adaptar às necessidades do problema concentrando

seus esforços nos aspectos da simulação que requerem refinamento à medida que as mudanças entre soluções consecutivas vão se tornando pequenas.

O método pode ser resumido da seguinte forma, uma aproximação do campo de velocidade é obtida resolvendo a equação do momento, o termo do gradiente de pressão é calculado utilizando a distribuição de pressão da iteração anterior ou um chute inicial. Uma nova distribuição da pressão é encontrada formulando e resolvendo a equação de pressão, e por fim, as velocidades são corrigidas e um novo conjunto de escoamento conservativo é calculado. Um passo a passo simplificado de como se segue essa solução é apresentado a seguir.

1. Definir as condições de contorno.
2. Cálculo gradiente de pressão e velocidade.
3. Resolver a equação discretizada do momento e encontrar o campo de velocidade intermediário.
4. Calcular os fluxos de massa não corrigidos nas faces do volume finito.
5. Resolver a equação de correção de pressão obtendo o valor da correção em cada célula.
6. Atualizar o campo de pressão como em Equação 45, sendo urf o fator de relaxamento da pressão.

$$p^{k+1} = p^k + urf \bullet p' \quad (45)$$

7. Atualizar as correções de pressão nas fronteiras (p'_b).
8. Corrigir os fluxos de massa na face $\dot{m}_f^{k+1} = \dot{m}_f^* + \dot{m}'_f$
9. Corrigir a velocidade ($\vec{v}^*$) Equação 46, sendo $\nabla p'$ o gradiente da correção de pressão, $\vec{a}_p^v$ o vetor dos coeficientes centrais para o sistema linear e discretizado e Vol o volume da célula.
10. Atualizar a densidade devido a variação de pressão

$$\vec{v}^{k+1} = \vec{v}^* - \frac{Vol \nabla p'}{\vec{a}_p^v} \quad (46)$$

O solver PIMPLE, ou em inglês, Pressure-Implicit with Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations é projetado para resolver problemas em que as condições do escoamento variam com o tempo. Formado pela combinação de dois métodos, visa unir a abordagem semi-implícita do algoritmo SIMPLE ao esquema "Preditor-Corretor" do algoritmo PISO onde uma etapa de predição é realizada obtendo uma estimativa inicial, seguida por etapas de correção que aprimora a solução, essa abordagem permite a captura de variações transientes nas condições do fluido.

O algoritmo de Pressão implícita com divisão de operador, ou em inglês, Pressure implicit with splitting of operator (PISO), foi proposto em 1986, permitindo o uso de grandes times steps e proporcionando menores gastos computacionais, o algoritmo foi originalmente desenvolvido para resolver problemas de fluidos transientes e compressíveis, mas foi adaptado para resolver problemas de escoamento estacionário e incompressível. O passo a passo lógico do método é exposto a seguir.

1. Definir condições de contorno.
2. Resolver a equação discretizada do momento e calcular um campo de velocidade intermediário.
3. Calcular o fluxo de massa nas faces da célula.
4. Resolver a equação da pressão.
5. Corrigir o fluxo de massa nas faces da célula.
6. Corrigir o campo de velocidade com base no novo campo de pressão.
7. Atualizar as condições de contorno.
8. Repetir a partir de 3 um valor definido de vezes.
9. Aumentar o time step e repetir a partir de 1.

Por fim, o método "Predictor-Corrector" utilizado pelo algoritmo funciona da seguinte maneira. A etapa de predição se inicia supondo um campo de pressão p^* para obter as componentes de velocidade u^* e v^* utilizando a equação discretizada do momento. Após isso, se inicia a primeira etapa de correção, e como as componentes de velocidade encontradas na etapa anterior podem não satisfazer a equação da continuidade, são definidos os fatores de correção para o campo de pressão (p') e de velocidade (u') e (v'), esses fatores são utilizados como na Equação 47 para encontrar o campo de pressão corrigido p^{**} que é utilizado para resolver novamente a equação discretizada do momento e obter as componentes de velocidade corrigida u^{**} e v^{**} .

$$\begin{aligned}
 p' &= p^{**} - p^* \\
 v' &= v^{**} - v^* \\
 u' &= u^{**} - u^*
 \end{aligned}
 \tag{47}$$

Uma vez definido os fatores de correção e as componentes corrigidas se inicia a parte 2 da correção. De maneira análoga à correção anterior, o objetivo aqui é encontrar os valores finais do campo de pressão p^{***} e de velocidade u^{***} e v^{***} , assim como seus segundos fatores de correção, para a pressão p'' e para a velocidade u'' e v'' , a relação entre eles pode ser encontrada na Equação 48.

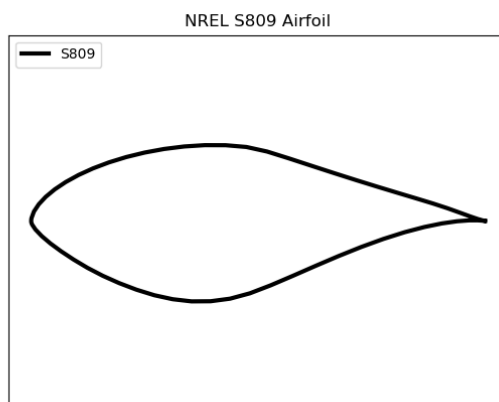
$$\begin{aligned}
 p^{***} &= p^{**} + p'' \\
 u^{***} &= u^{**} + u'' \\
 v^{***} &= v^{**} + v''
 \end{aligned}
 \tag{48}$$

3.5 PERFIL DO AEROFÓLIO E DOMÍNIO COMPUTACIONAL

O perfil utilizado nas simulações é o aerofólio com 21% de espessura, NREL S809. Seu design foi proposto para aplicações em turbinas eólicas de eixo horizontais (HAWT), desenvolvido em 1980 pela National Renewable Energy Laboratory (NREL) utilizando o código de design Eppler, é conhecido

por seu alto valor de razão entre o coeficiente de sustentação e arrasto (CL/CD) próximo do estol. A Figura 7 representa o perfil S809.

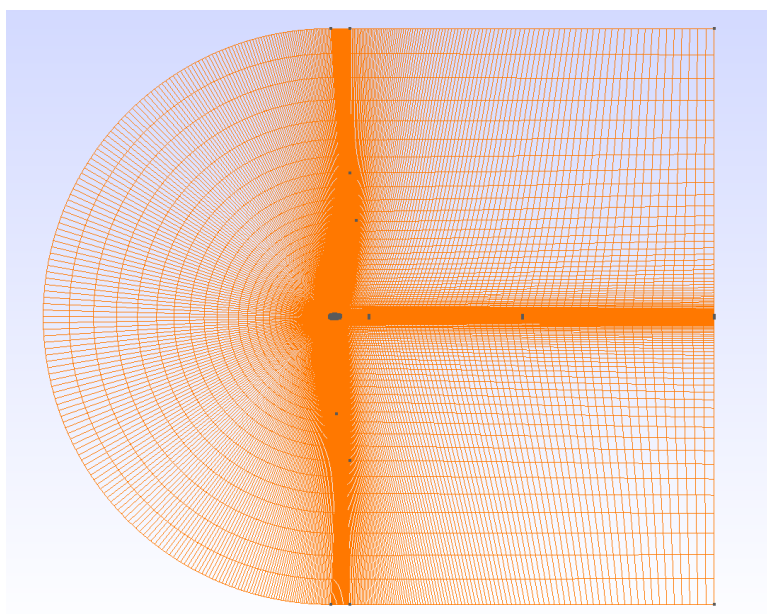
Figura 7 – Aerofólio NREL S809



fonte: Produção do próprio autor.

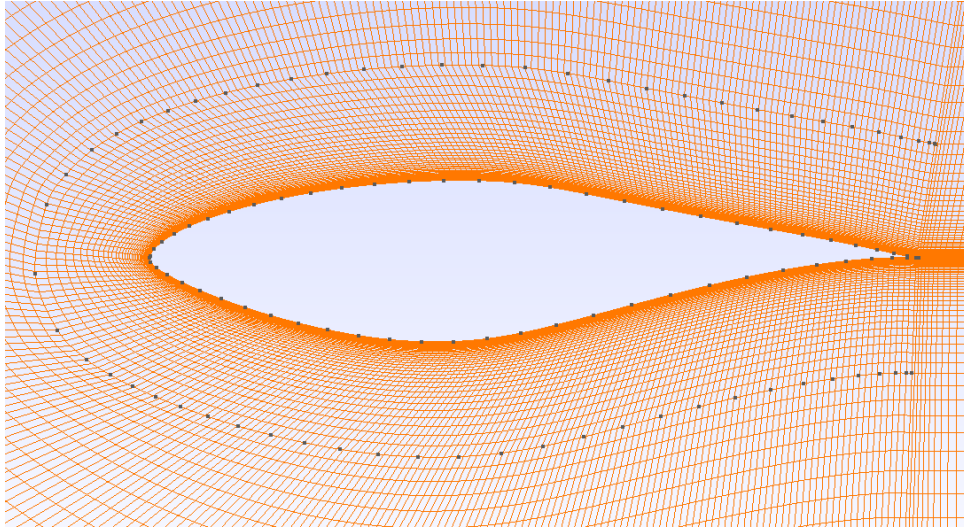
As simulações de fluidodinâmica computacional (CFD) foram realizadas empregando uma malha do tipo C, caracterizada por sua forma semelhante à letra C, permitindo a definição de limites curvos e o mapeamento eficiente de geometrias complexas, a Figura 8 mostra uma visão geral da malha, a região à esquerda de entrada do escoamento possui um raio de 90 cordas, a região de saída do escoamento, à direita, onde é modelado com um maior refino a região da esteira, possui um comprimento de 150 cordas. A Figura 9 mostra a malha com uma vista aproximada da região do aerofólio, o primeiro elemento finito que faz fronteira com o perfil tem aproximadamente 0.0005 cordas, a parede do aerofólio é discretizada em 100 pontos.

Figura 8 – Vista Geral Malha Computacional



fonte: Produção do próprio autor.

Figura 9 – Vista Aproximada Malha Computacional



fonte: Produção do próprio autor.

3.6 CARACTERÍSTICAS FÍSICAS DO ESCOAMENTO.

O número de Reynolds é um parâmetro adimensional que descreve o regime de escoamento de um fluido, ele é definido pela razão entre as forças inerciais e viscosas e pode ser calculado pela Equação 49, sendo U_∞ a velocidade do escoamento, c a corda do aerofólio, e ν a viscosidade cinemática do fluido.

$$Re = \frac{U_\infty c}{\nu} \quad (49)$$

O número de Reynolds definido para as simulações foi de 100.000, valor relativamente baixo se comparado ao Reynolds normalmente observado em seções de pás durante a operação normal de turbinas eólicas na ordem de 10^6 . Esse valor mais baixo foi escolhido com o intuito de reduzir a demanda de recursos computacionais, essa magnitude reduzida pode resultar em um escoamento sobre o aerofólio que apresenta uma bolha de separação laminar. O modelo de turbulência $k\omega$ SSTLM possui características que o tornam capaz de prever a transição laminar-turbulento do escoamento. O número de Reynolds igual a 100.000 e o comprimento do primeiro volume finito próximo da parede do aerofólio de aproximadamente 0.0005 cordas garantem a simulação um Y^+ menor que 1.

Para facilitar as configurações da simulação, a corda do aerofólio (c) e a velocidade do escoamento livre (U_∞) são definidos por um valor unitário, desse modo, o número de Reynolds passa a depender apenas do valor da viscosidade cinemática, ou seja, para $Re = 10^5$, $\nu = 10^{-5}$. Além disso, como condição de contorno para as fronteiras do domínio foram utilizados os valores, para o campo de pressão a condição de contorno é uniforme e igual a 0, o campo de intermitência igual a 1, a energia cinética turbulenta igual $2.4 \cdot 10^{-7}$ e o nível de turbulência do escoamento igual a 0.04%, desse modo o campo de R_θ igual a 1287.

4 RESULTADOS

Visando mapear os coeficientes aerodinâmicos e outras propriedades do escoamento como linhas de corrente e a distribuição da pressão na superfície do aerofólio, as simulações foram feitas para ângulos de ataque de 0° a 14° com um passo de 2° . Como dito anteriormente, as simulações utilizaram a solução potencial como ponto de partida para as simulações com modelo de turbulência $k\omega$ SST que consideram o escoamento como completamente turbulento, utilizando o solver SIMPLE com critério de convergência de resíduos menores que 10^{-5} das variáveis de pressão, velocidade, k e ω , o modelo pôde encontrar a convergência para ângulos de ataque entre 0° e 6° . Para os demais ângulos foi utilizado o solver PIMPLE, que apesar de alterar a característica do modelo para transiente, convergiu para um único valor, uma resposta tipicamente estacionária.

A Tabela 1 mostra quantas iterações foram realizadas em cada caso, sendo até a convergência para ângulos de ataque menores que 6° , e até a iteração utilizada como ponto de partida no solver pimple para ângulos de ataque maiores que 8° .

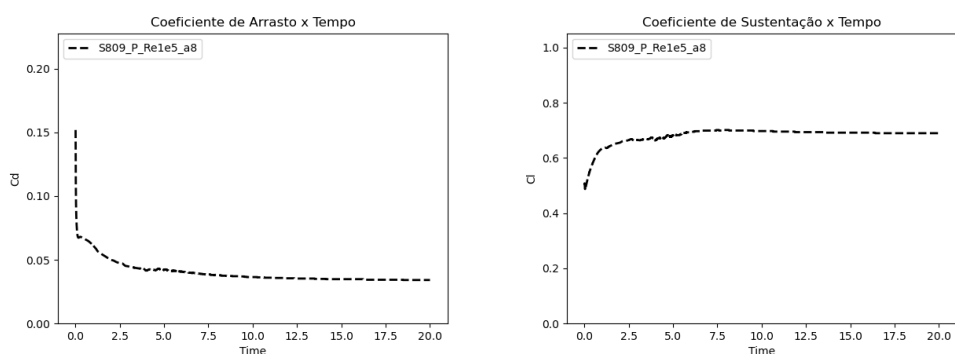
Tabela 1 – Número de iterações para cada ângulo de ataque

AoA ($^\circ$)	Iterações
0	22799
2	20895
4	15247
6	11749
8	30000
10	30000
12	30000
14	30000

fonte: Produção do Próprio Autor.

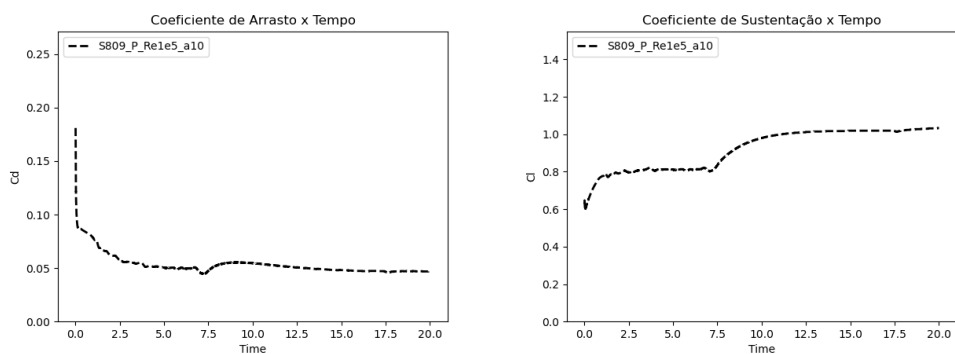
Para as simulações com ângulo de ataque maiores que 8° que não alcançaram a convergência, foi realizada uma nova etapa com o solver PIMPLE, onde todos os AoA convergiram para um único valor, assim como nas Figura 10 a Figura 13.

Figura 10 – Evolução dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 8°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação



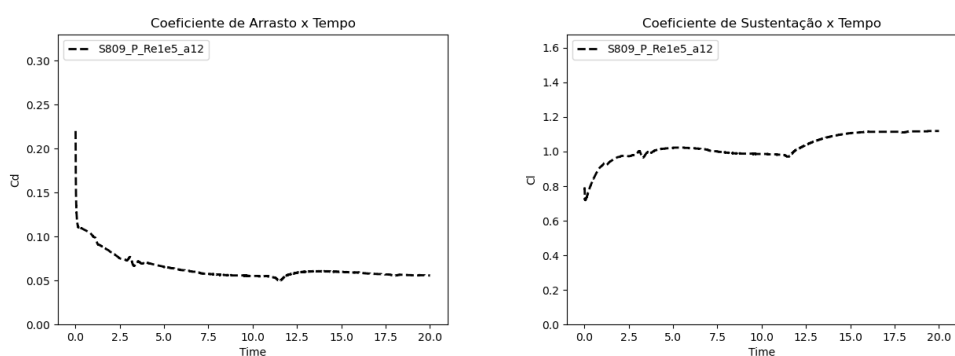
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 11 – Evolução dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 10°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação



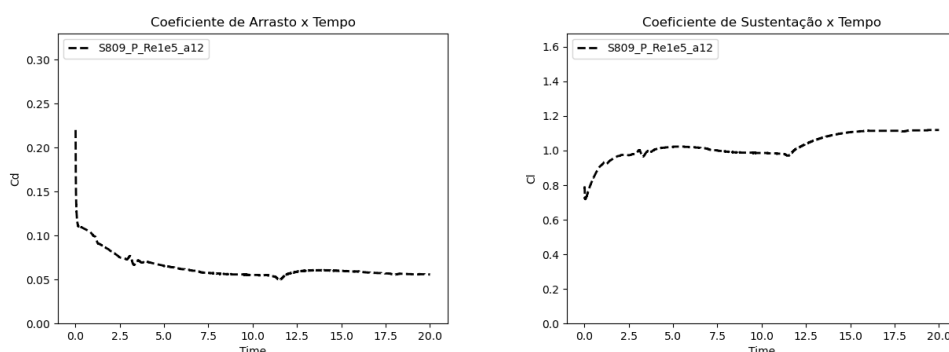
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 12 – Evolução dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 12°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação



fonte: Produção do próprio autor.

Figura 13 – Evolução dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 14°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação

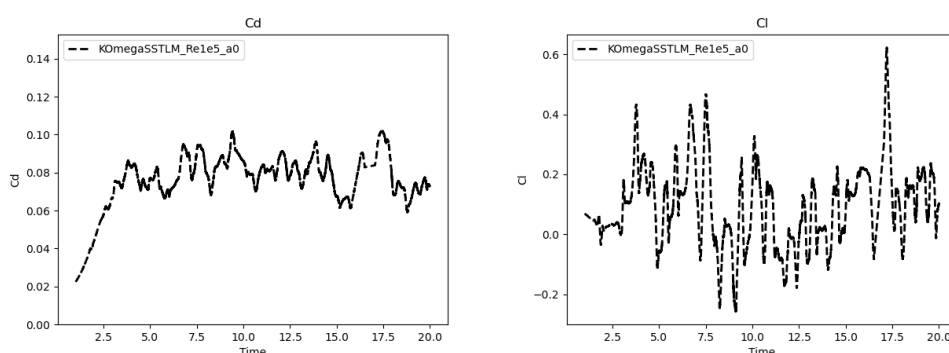


fonte: Produção do próprio autor.

Os valores encontrados para os campos de velocidade, pressão e turbulência das simulações completamente turbulentas utilizando o modelo $k\omega$ SST foram então utilizados como ponto de partida para as simulações com o modelo de turbulência $k\omega$ SSTLM, o solver utilizado foi o de caráter transiente PIMPLE. Ao contrário do modelo completamente turbulento, o resultado encontrado não convergiu para um único valor, comportamento típico de escoamentos transientes, ao invés disso, apresentou um comportamento oscilatório ao redor de um valor médio.

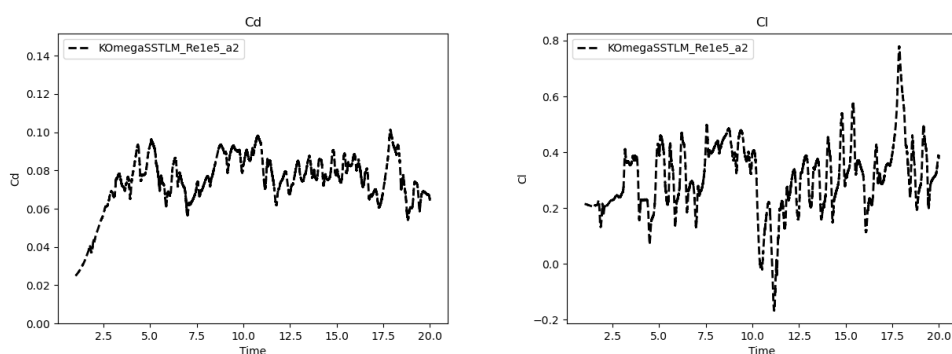
As figuras Figura 14 a Figura 21 mostram a evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos percebidos pelo aerofólio, o primeiro segundo da simulação não é apresentado nos resultados por se tratar de um tempo de acomodação da simulação, sem nenhuma representatividade do problema. Os coeficientes de força mostram flutuações de grande amplitude em relação ao vetor médio, e não foi possível identificar uma frequência claramente dominante.

Figura 14 – Evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 0°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação



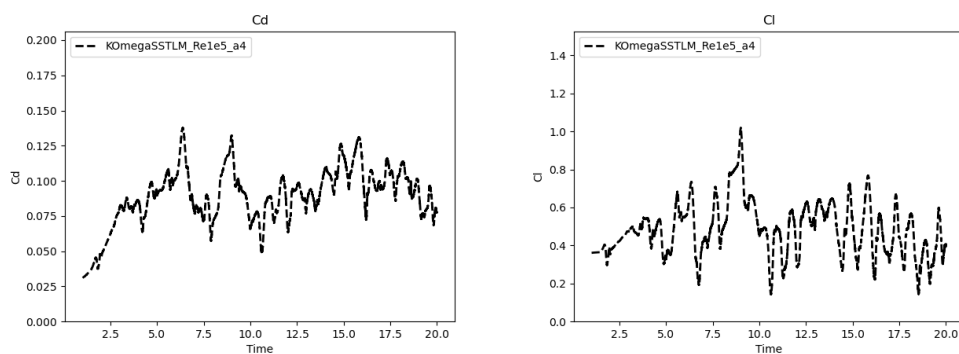
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 15 – Evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 2°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação



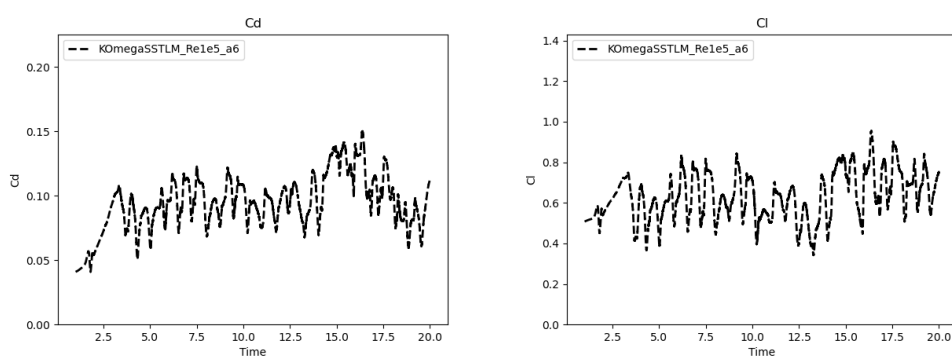
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 16 – Evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 4°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação



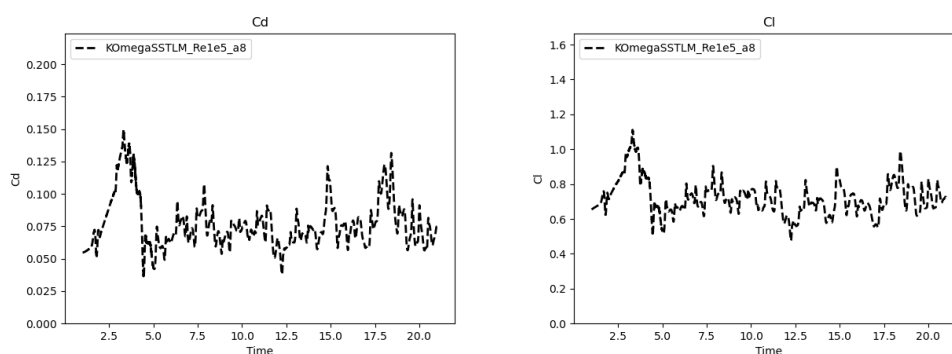
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 17 – Evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 6°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação



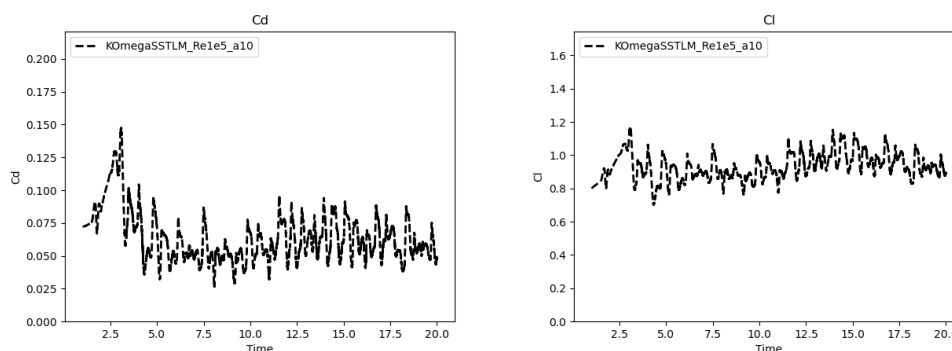
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 18 – Evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 8°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação



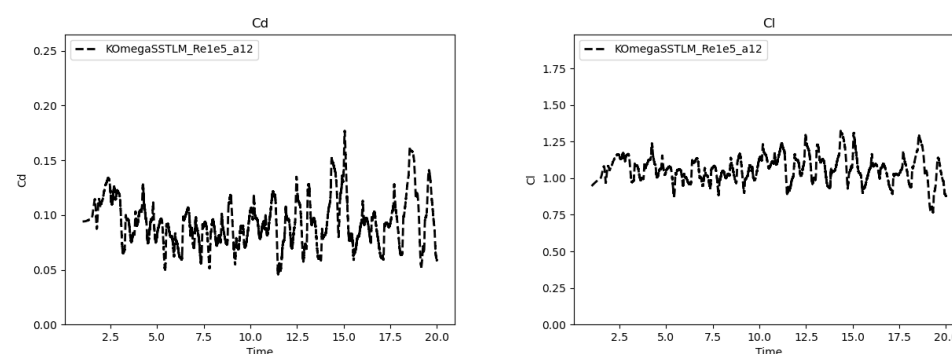
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 19 – Evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 10°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação



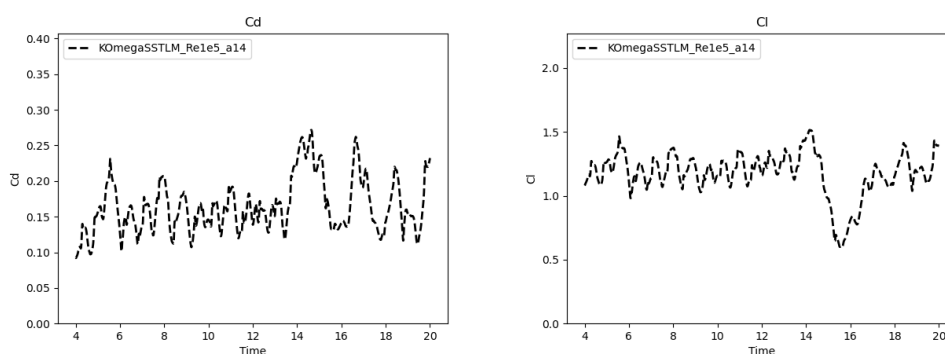
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 20 – Evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 12°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação



fonte: Produção do próprio autor.

Figura 21 – Evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos do perfil NREL S809 AoA = 14°, à esquerda o coeficiente de arrasto e à direita o coeficiente de sustentação



fonte: Produção do próprio autor.

Para todos os ângulos de ataque foram observadas variações ao longo do tempo nos coeficientes aerodinâmicos. Devido às flutuações temporais, foi necessária uma análise mais aprofundada. Para isso foi calculado os componentes médios do escoamento considerando intervalos de tempo grandes o bastante para contemplar uma ou mais repetições do mesmo comportamento do escoamento, além de iniciar em um instante de tempo grande o bastante para remover as flutuações causadas pelo início da simulação. A Tabela 2 mostra o intervalo de tempo utilizado para cada ângulo de ataque nos cálculos das medias dos campos de pressão, velocidade e energia cinética turbulenta (k).

Tabela 2 – Tempo utilizado para cálculo do escoamento médio.

AoA (°)	$T_{min}(s)$	$T_{max}(s)$
0	4	20
2	4	20
4	4	20
6	4	20
8	5	21
10	4	20
12	4	20
14	4	20

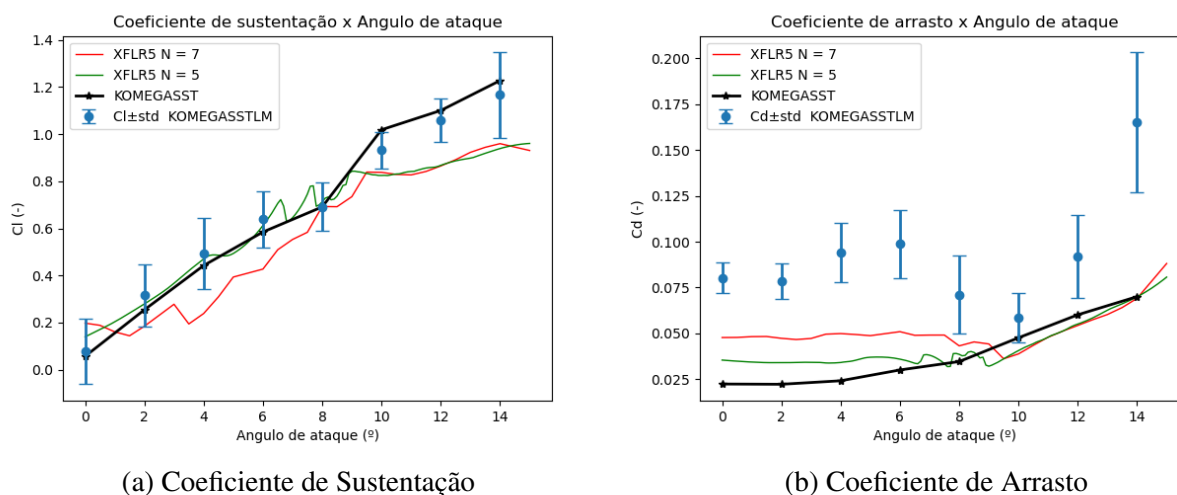
fonte: Produção do Próprio Autor.

A Figura 22 mostra os coeficientes aerodinâmicos obtidos para cada ângulo de ataque com modelo de turbulência com e sem previsão de transição. Como o número de Reynolds igual a 100.000 é relativamente baixo para a operação de turbinas eólicas, não foram encontrados dados experimentais do aerofólio S809 com essa faixa de Reynolds. A fim de contornar a falta de dados experimentais, foi utilizado para a comparação resultados obtidos no software de fonte aberta XFLR5 (XFLR5, 2024).

O software XFLR5 é uma ferramenta de análise de escoamentos e previsão de polares em perfis aerodinâmicos. O software utiliza o código Xfoil desenvolvido por Drela E Giles (DRELA; GILES, 1987) para a previsão de polares aerodinâmicas de perfis 2D. O Xfoil se baseia na teoria da camada limite que descreve o comportamento do fluxo de ar próximo à superfície de um perfil. Utilizando métodos numéricos, o código Xfoil resolve equações que descrevem o comportamento do fluxo ao

redor do perfil, permitindo calcular características cruciais como coeficientes de sustentação, arrasto e momentos em diferentes condições de operação, como ângulo de ataque e número de Reynolds.

Figura 22 – Coeficientes aerodinâmicos em função do ângulo de ataque



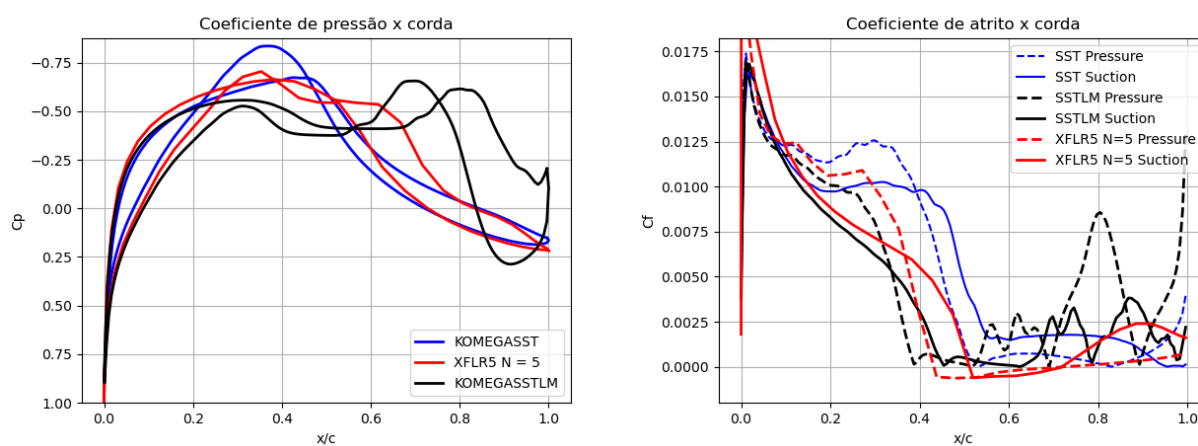
fonte: Produção do próprio autor.

A previsão do modelo $k\omega$ SSTLM, e do XFLR5 com $N_{crit} = 5$ foram relativamente próximos das medias temporais encontradas no modelo $k\omega$ SSTLM, sendo o N_{crit} um parâmetro de entrada da previsão do XFLR5 que representa a velocidade onde a transição do fluxo laminar turbulento acontece. Já para ângulos de ataque maiores que 8° , os resultados do modelo completamente turbulento se aproximam dos máximos encontrados para a simulação com previsão de transição, já os resultados do XFLR5 se aproximam mais dos mínimos.

Os resultados referentes aos coeficientes de arrasto são consideravelmente diferentes entre si, o modelo completamente turbulento encontra valores semelhantes aqueles encontrados pelo XFLR5 a partir de ângulos de ataque maiores que 8° , entretanto esses resultados são todos inferiores àqueles encontrados nas simulações com previsão de transição.

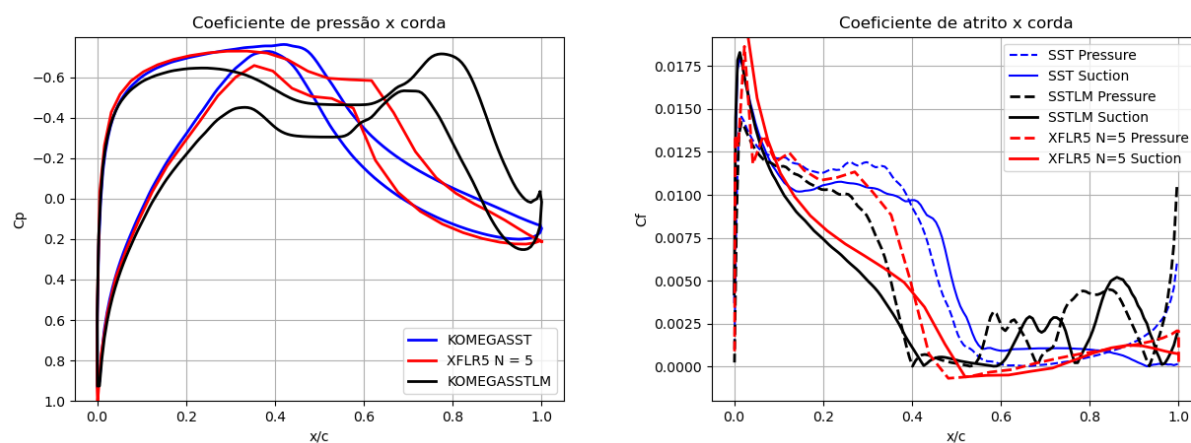
As Figura 23 a Figura 30 mostram uma comparação das distribuições do coeficiente de pressão (C_p) e do coeficiente de atrito (C_f) obtidos para as simulações completamente turbulenta ($k\omega$ SST) e com previsão de transição ($k\omega$ SSTLM), devido a falta de dados experimentais com baixo número de Reynolds, os resultados são comparados com o software XFLR5 com N crítico igual a 5.

Figura 23 – Gráficos comparativos de resultados para $AoA = 0^\circ$, à esquerda coeficiente de pressão e à direita coeficiente de atrito.



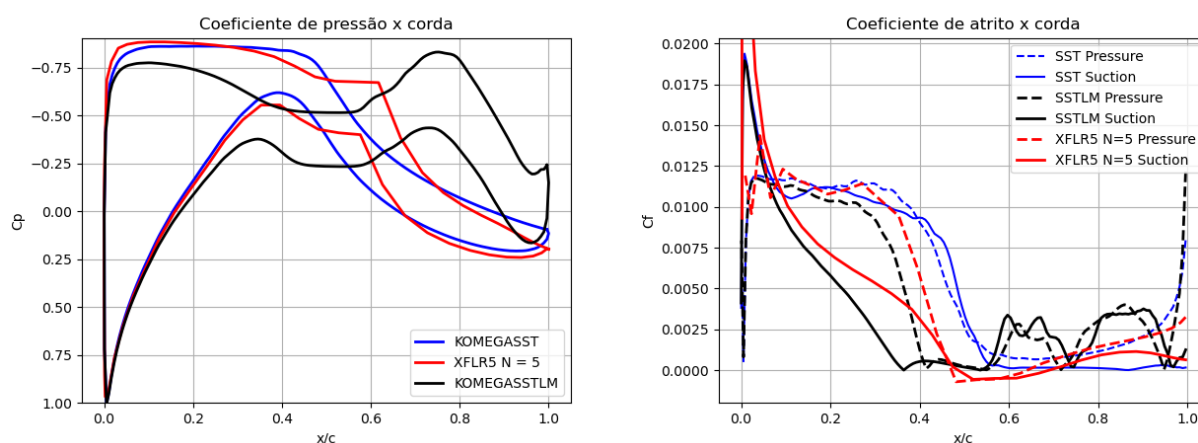
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 24 – Gráficos comparativos de resultados para $AoA = 2^\circ$, à esquerda coeficiente de pressão e à direita coeficiente de atrito.



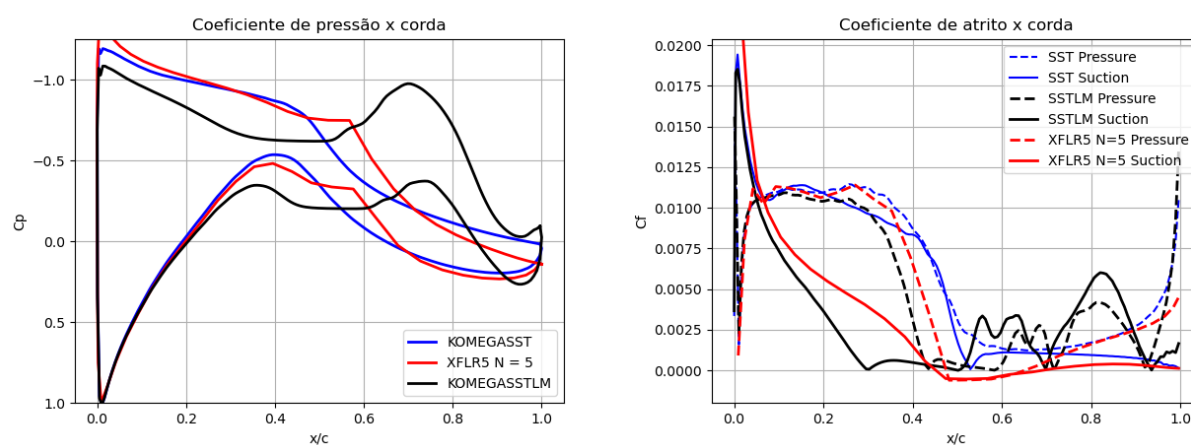
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 25 – Gráficos comparativos de resultados para $AoA = 4^\circ$, à esquerda coeficiente de pressão e à direita coeficiente de atrito.



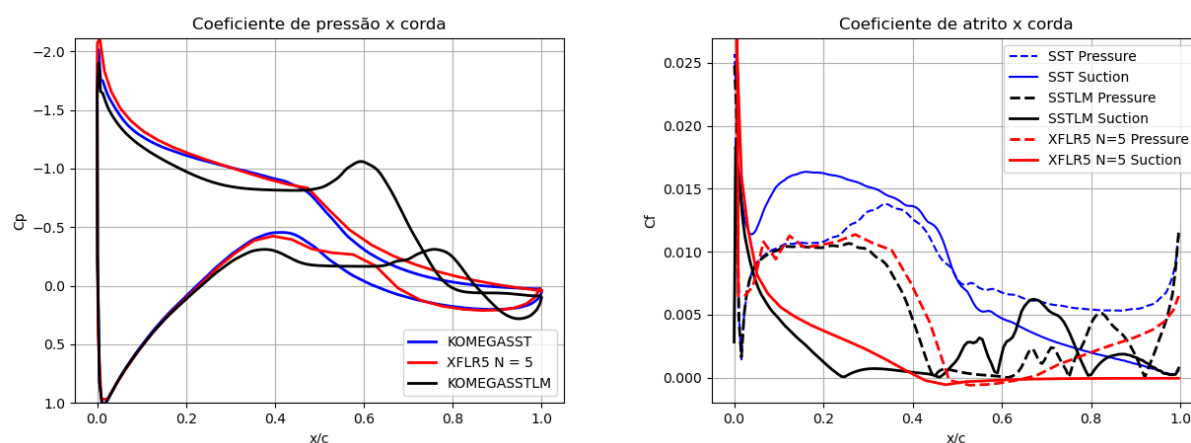
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 26 – Gráficos comparativos de resultados para $AoA = 6^\circ$, à esquerda coeficiente de pressão e à direita coeficiente de atrito.



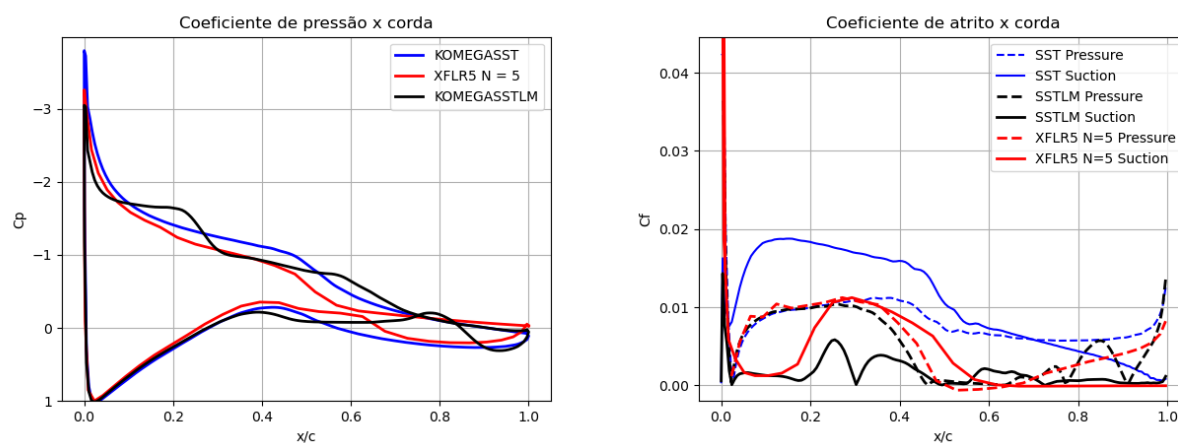
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 27 – Gráficos comparativos de resultados para $AoA = 8^\circ$, à esquerda coeficiente de pressão e à direita coeficiente de atrito.



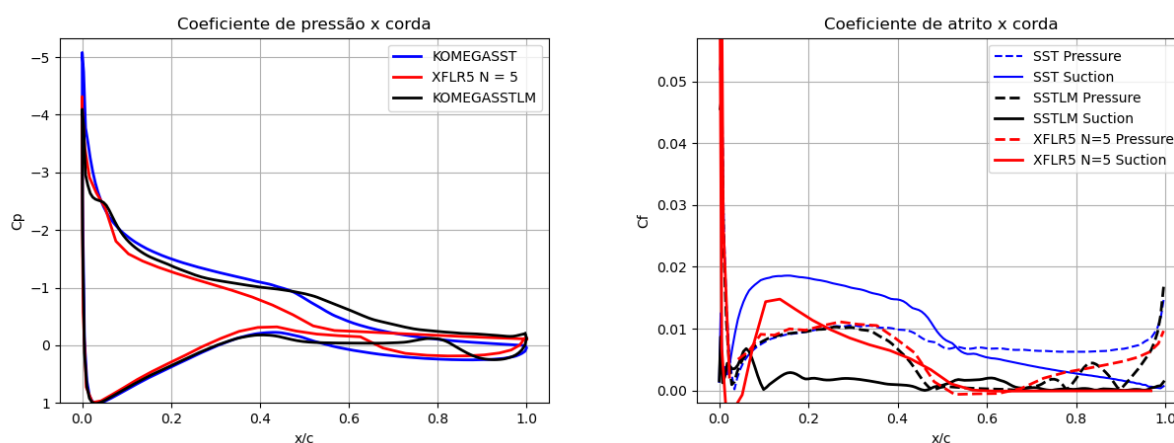
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 28 – Gráficos comparativos de resultados para $AoA = 10^\circ$, à esquerda coeficiente de pressão e à direita coeficiente de atrito.



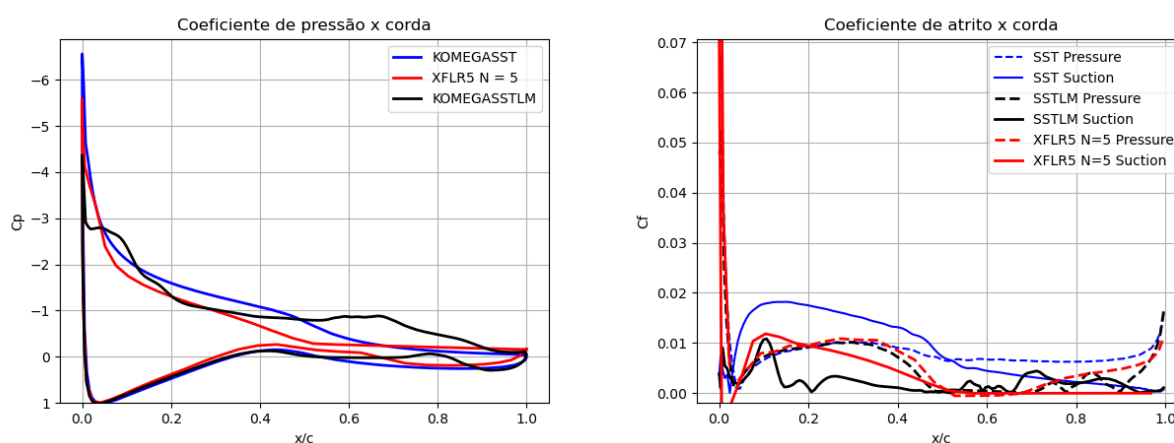
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 29 – Gráficos comparativos de resultados para $AoA = 12^\circ$, à esquerda coeficiente de pressão e à direita coeficiente de atrito.



fonte: Produção do próprio autor.

Figura 30 – Gráficos comparativos de resultados para $AoA = 14^\circ$, à esquerda coeficiente de pressão e à direita coeficiente de atrito.



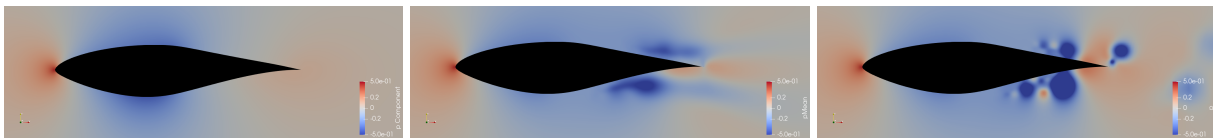
fonte: Produção do próprio autor.

A distribuição de pressão no aerofólio encontrado pelas simulações CFD mostraram diferenças significativas quando comparados ao XFLR5. As diferenças observadas para o modelo $k\omega$ SST em comparação com o XFLR5 são causadas pelo método considerar a camada limite como completamente turbulenta em toda a superfície do aerofólio. O modelo $k\omega$ SSTLM encontrou uma distribuição de pressão consideravelmente diferentes do XFLR5 e do modelo sem previsão de transição, principalmente para ângulos de ataque menores que 8° . A diferença nos coeficientes existe pois o modelo com previsão de transição previu uma região de separação próximo da posição da corda media do aerofólio, caracterizada por um gradiente de pressão constante, que nos gráficos podem ser identificadas por linhas horizontais nos coeficientes de pressão. A separação provavelmente é consequência de uma relaminarização do escoamento, indicada por coeficientes de pressão cada vez menores antes da separação se comparados aos resultados encontrados pelo XFLR5, que também previu a separação do escoamento, entretanto em uma região a jusante daquela prevista pelo modelo $k\omega$ SSTLM.

O efeito da camada limite completamente turbulenta do modelo $k\omega$ SST é evidenciado na distribuição do coeficiente de atrito, pois, para todos os ângulos de ataque, encontrou valores superiores daqueles previstos pelo $k\omega$ SSTLM e XFLR5. A jusante do bordo de ataque até a região onde foi prevista a separação, os coeficientes de atrito do modelo com previsão de transição são próximos daqueles encontrados pelo XFLR5, a proximidade ocorre pois ambos os métodos previram a separação do escoamento. Entretanto, após a separação possuem diferenças significativas. A diferença na distribuição de C_f provavelmente ocorre pois o XFLR5 previu um reacoplamento turbulento do escoamento pós a separação, o que explica a diferença da previsão dos coeficientes de pressão dos dois métodos após a separação.

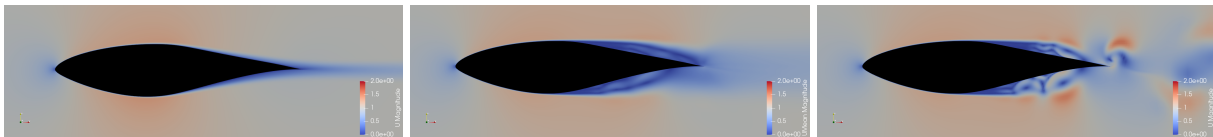
As Figura 31 a Figura 46 mostram os resultados obtidos nas simulações referentes aos campos de pressão e velocidade, nelas podemos ver para cada ângulo de ataque a distribuição da pressão e velocidade ao redor do aerofólio, sendo, à esquerda o resultado obtido para o modelo $k\omega$ SST, ao centro a média temporal para o modelo $k\omega$ SSTLM e à direita, a resposta instantânea do último instante de tempo simulado para o modelo $k\omega$ SSTLM.

Figura 31 – Campo de pressão para $AoA = 0^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de pressão médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de pressão instantâneo $k\omega$ SSTLM



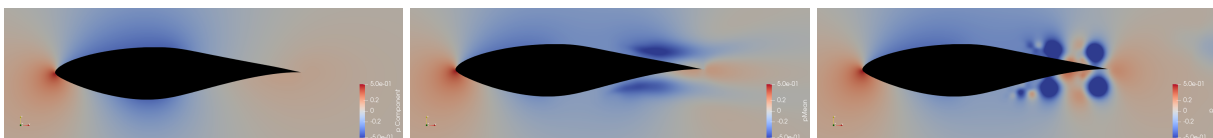
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 32 – Campo de velocidade para $AoA = 0^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de velocidade médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de velocidade instantâneo $k\omega$ SSTLM



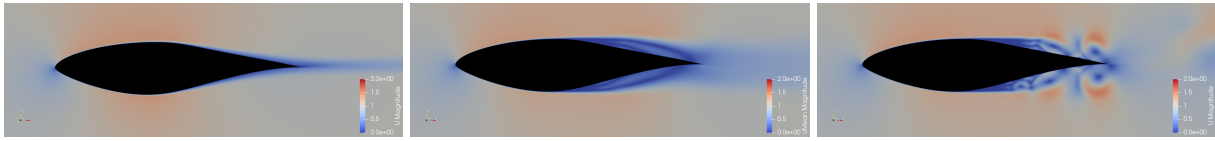
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 33 – Campo de pressão para $AoA = 2^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de pressão médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de pressão instantâneo $k\omega$ SSTLM



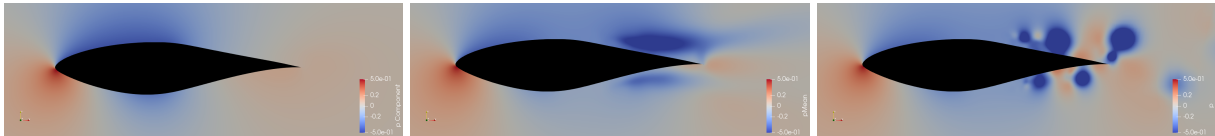
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 34 – Campo de velocidade para $AoA = 2^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de velocidade médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de velocidade $k\omega$ SSTLM



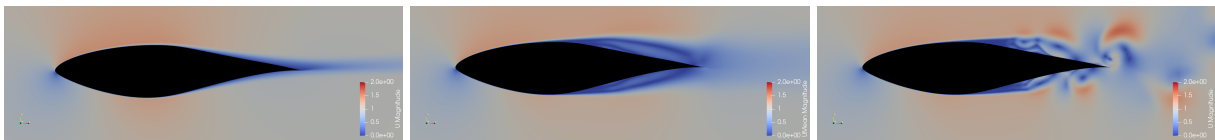
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 35 – Campo de pressão para $AoA = 4^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de pressão médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de pressão instantâneo $k\omega$ SSTLM



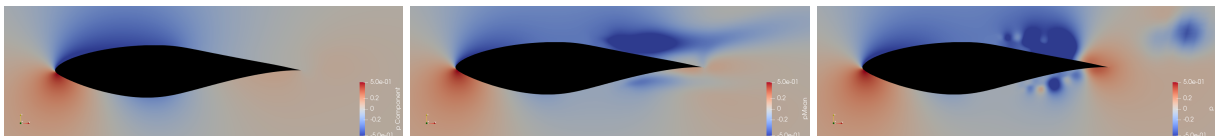
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 36 – Campo de velocidade para $AoA = 4^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de velocidade médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de velocidade $k\omega$ SSTLM



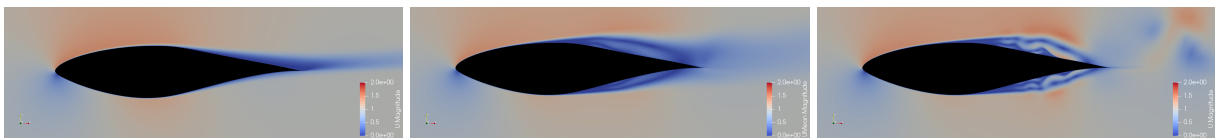
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 37 – Campo de pressão para $AoA = 6^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de pressão médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de pressão instantâneo $k\omega$ SSTLM



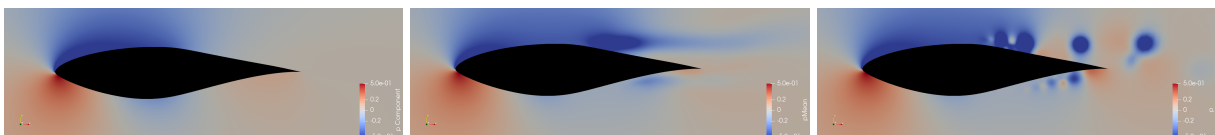
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 38 – Campo de velocidade para $AoA = 6^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de velocidade médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de velocidade $k\omega$ SSTLM



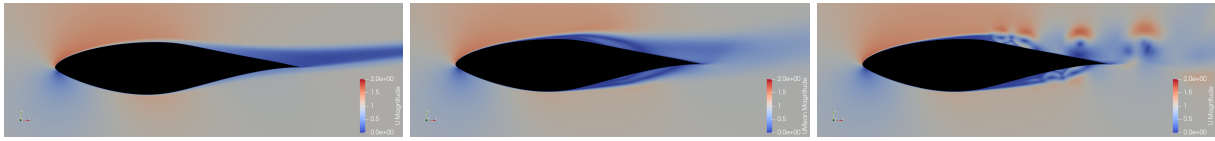
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 39 – Campo de pressão para $AoA = 8^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de pressão médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de pressão instantâneo $k\omega$ SSTLM



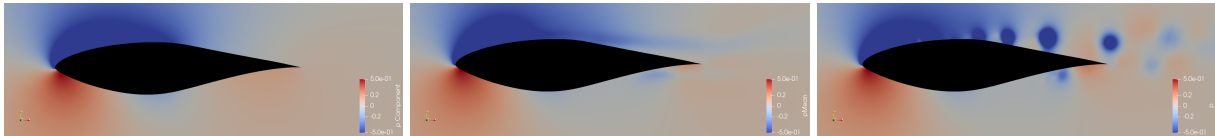
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 40 – Campo de velocidade para $AoA = 8^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de velocidade médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de velocidade $k\omega$ SSTLM



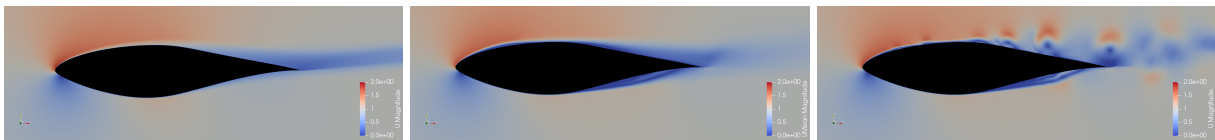
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 41 – Campo de pressão para $AoA = 10^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de pressão médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de pressão instantâneo $k\omega$ SSTLM



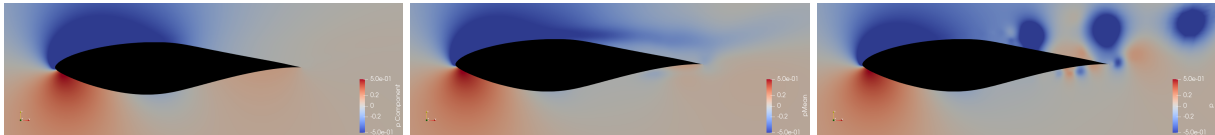
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 42 – Campo de velocidade para $AoA = 10^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de velocidade médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de velocidade $k\omega$ SSTLM



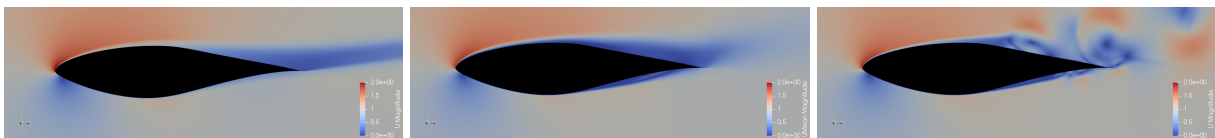
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 43 – Campo de pressão para $AoA = 12^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de pressão médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de pressão instantâneo $k\omega$ SSTLM



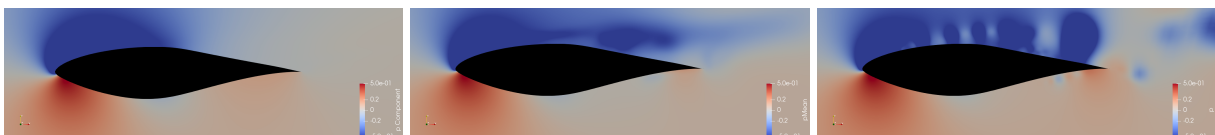
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 44 – Campo de velocidade para $AoA = 12^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de velocidade médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de velocidade $k\omega$ SSTLM



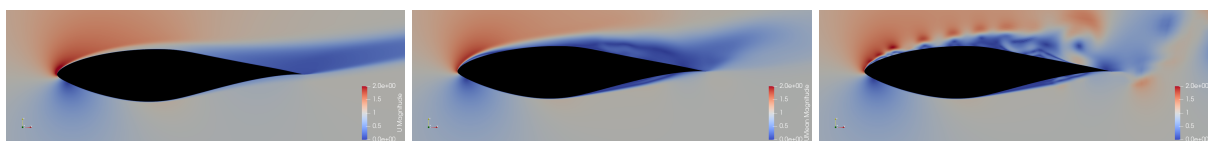
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 45 – Campo de pressão para $AoA = 14^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de pressão médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de pressão instantâneo $k\omega$ SSTLM



fonte: Produção do próprio autor.

Figura 46 – Campo de velocidade para $AoA = 14^\circ$, à esquerda, modelo $k\omega$ SST, ao centro, o campo de velocidade médio $k\omega$ SSTLM e à direita, campo de velocidade $k\omega$ SSTLM



fonte: Produção do próprio autor.

Os campos de pressão e velocidade indicam que, para todos os ângulos de ataque, o modelo $k\omega$ SSTLM capturou uma separação do escoamento. Um escoamento com baixo número de Reynolds é mais suscetível de sofrer separação, entretanto, a separação capturada pela simulação não era esperada de ocorrer para AoA mais baixos.

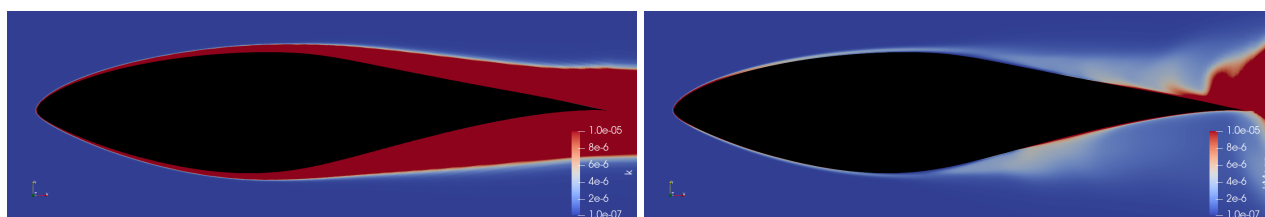
Observando os campos de pressão médio do modelo $k\omega$ SSTLM é notável o aumento de tamanho e intensidade de uma zona de baixa pressão a jusante a separação no extradorso. O aumento do comprimento da região de separação pode ser relacionado com essa queda de pressão devido um gradiente de pressão desfavorável. A partir do ângulo de ataque de 8° inicia o crescimento de uma segunda região de baixa pressão, dessa vez próxima do bordo de ataque, sua influencia é maior para os ângulos de ataque maiores que 8° . Já no intradorso, o aumento do ângulo de ataque leva a um aumento de pressão gradual em toda sua extensão.

Com o aumento do ângulo de ataque, a região de baixa velocidade média causada pela separação tem seu formato diminuído e seu ponto de origem aproximado do bordo de ataque. Para ângulos de ataque maiores que 8° é perceptível o crescimento de uma zona de elevada velocidade média no bordo de ataque que influencia todo o escoamento a jusante sua posição, esse aumento de velocidade está relacionado com a queda de pressão na região. Quanto ao intradorso, conforme o ângulo de ataque aumenta, a região de baixa velocidade média diminui de tamanho e tem sua origem levemente alterada em direção ao bordo de fuga.

As Figura 47 a Figura 54 os resultados obtidos nas simulações referentes aos campos de energia cinética turbulenta (k), nelas podemos ver para cada ângulo de ataque a distribuição de k ao redor do aerofólio, sendo, à esquerda o resultado obtido de k para o modelo $k\omega$ SST e à direita a média temporal de k para o modelo $k\omega$ SSTLM.

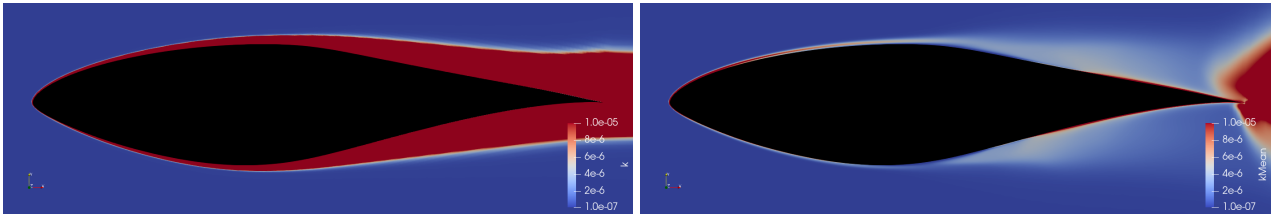
A energia cinética turbulenta (k) está associada às flutuações da velocidade no escoamento, valores elevados não significam necessariamente que o escoamento é turbulento, mas indicam pontos que causam aceleração do escoamento.

Figura 47 – Campo de energia cinética turbulenta para $AoA = 0^\circ$, à esquerda, k modelo $k\omega$ SST, à direita, o campo de k médio $k\omega$ SSTLM



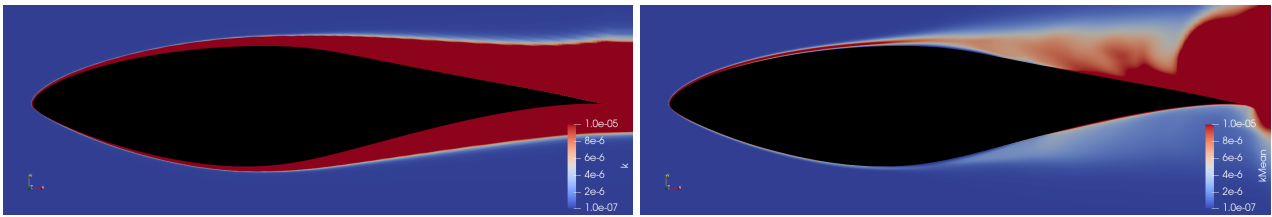
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 48 – Campo de energia cinética turbulenta para $AoA = 2^\circ$, à esquerda, k modelo $k\omega$ SST, à direita, o campo de k médio $k\omega$ SSTLM



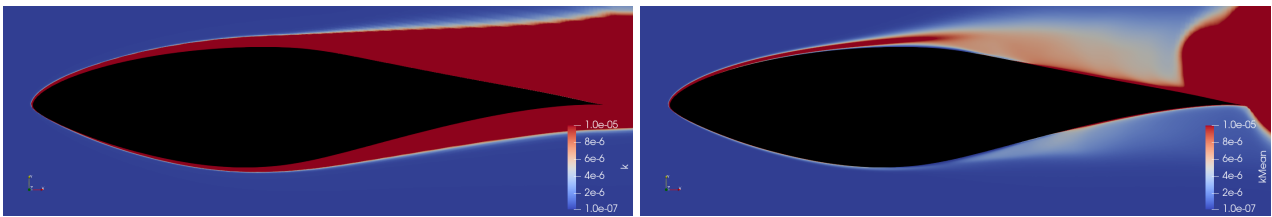
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 49 – Campo de energia cinética turbulenta para $AoA = 4^\circ$, à esquerda, k modelo $k\omega$ SST, à direita, o campo de k médio $k\omega$ SSTLM



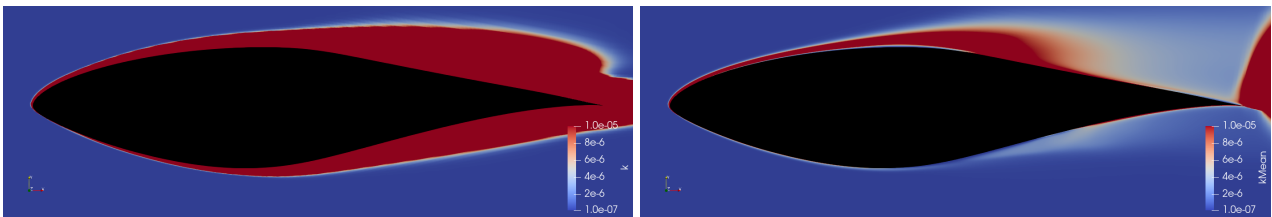
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 50 – Campo de energia cinética turbulenta para $AoA = 6^\circ$, à esquerda, k modelo $k\omega$ SST, à direita, o campo de k médio $k\omega$ SSTLM



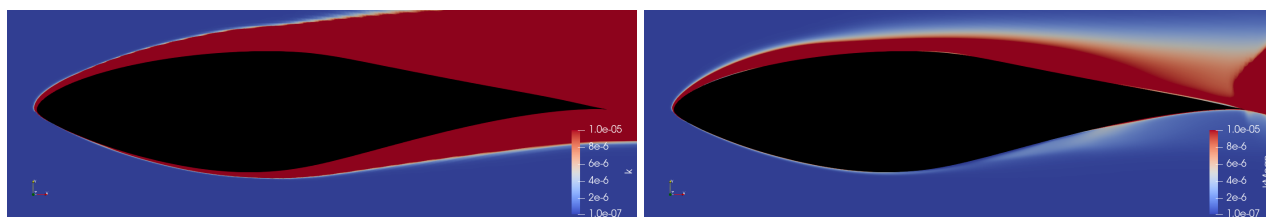
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 51 – Campo de energia cinética turbulenta para $AoA = 8^\circ$, à esquerda, k modelo $k\omega$ SST, à direita, o campo de k médio $k\omega$ SSTLM



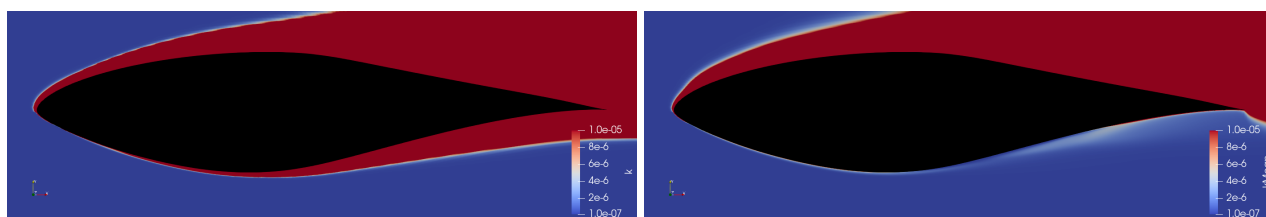
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 52 – Campo de energia cinética turbulenta para $AoA = 10^\circ$, à esquerda, k modelo $k\omega$ SST, à direita, o campo de k médio $k\omega$ SSTLM



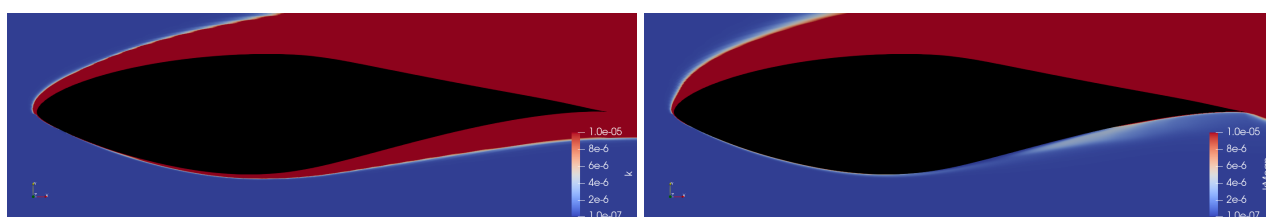
fonte: Produção do próprio autor.

Figura 53 – Campo de energia cinética turbulenta para $AoA = 12^\circ$, à esquerda, k modelo $k\omega$ SST, à direita, o campo de k médio $k\omega$ SSTLM



fonte: Produção do próprio autor.

Figura 54 – Campo de energia cinética turbulenta para $AoA = 14^\circ$, à esquerda, k modelo $k\omega$ SST, à direita, o campo de k médio $k\omega$ SSTLM



fonte: Produção do próprio autor.

Os campos de energia cinética turbulenta mostram que para AoA menores que 10° o modelo $k\omega$ SSTLM previu menos turbulência se comparado ao modelo $k\omega$ SST. Nesses casos, a energia cinética turbulenta possui menores valores na posição de meia corda do aerofólio se comparada a do bordo de ataque, essa queda de energia cinética turbulenta pode indicar a relaminarização do escoamento. A relaminarização pode ser o motivo da separação prevista pelo modelo $k\omega$ SSTLM ser adiantada em relação a prevista pelo XFLR5.

Em ângulos de ataque de 12° e 14° a energia cinética turbulenta média prevista pelo modelo $k\omega$ SSTLM se aproxima em intensidade e formato da encontrada pelo modelo $k\omega$ SST, a aproximação de resultados explica porque os coeficientes de pressão encontrados pelos 2 métodos coincidem mais para ângulos de ataque elevados.

5 CONCLUSÃO

Em escoamentos com número de Reynolds relativamente baixos, a camada limite é mais suscetível à separação. Apesar disso, não era esperado capturar uma separação laminar para ângulos de ataque pequenos, principalmente 0° . Sendo assim, foi constatado que o responsável pela transição laminar turbulento na simulação CFD é a separação do escoamento, devido ao seu caráter instável, ao ponto de inflexão da velocidade e a considerável distância do escoamento que a circunda da parede do aerofólio.

O modelo $k\omega$ SSTLM previu a transição do escoamento devido à separação na região de gradiente de pressão desfavorável. A Transição ocorre nessa região pois o modelo de Langry e Menter previu uma relaminarização do escoamento no gradiente de pressão favorável que não garante energia suficiente ao escoamento para se manter junto a superfície.

O resultado encontrado pelo software XFLR5 corrobora a previsão do modelo de turbulência com previsão de transição, uma vez que mesmo sem prever a relaminarização do escoamento no extradorso, previu uma separação laminar seguida de um reacoplamento turbulento. As diferenças encontradas na região a jusante a separação no modelo $k\omega$ SSTLM e no XFLR5 são provavelmente causadas pelo intervalo de tempo utilizado nos cálculos dos campos vetoriais não ter sido grande o suficiente para diminuir os efeitos transitórios no escoamento.

Em suma, as simulações CFD utilizando a abordagem RANS modificada pelo modelo de turbulência $k\omega$ SSTLM foram capazes de prever o comportamento do escoamento ao redor de um aerofólio de turbina eólica. Com o intuito de corroborar os resultados obtidos pelas simulações, será necessário obter dados experimentais em um túnel de vento capaz de garantir um nível de turbulência no escoamento nível relativamente baixo.

REFERÊNCIAS

- ABEEÓLICA. **Associação Brasileira de Energia Eólica**. 2024. Disponível em: <<https://abeeolica.org.br/>>.
- CROUCH, J. Transition prediction and control for airplane applications. **AIAA Paper**, p. 97 – 1907, 1997.
- CROUCH, J.; NG, L. Tvariable n-factor method for transition prediction in three dimensional boundary layers. **AIAA Journal**, v. 28, n. 2, p. 211 – 216, 2000.
- DRELA, M. **MISES Implementaion of Modified Abu-Ghannam/Shaw Transition Criterion**. Tese (Doutorado) — MIT Aero-Astro, 1995.
- DRELA, M.; GILES, M. B. Viscous-inviscid analysis of transonic and low reynolds number airfoils. **AIAA Journal**, v. 25, p. 1347 – 1355, 1987.
- DURBIN, P.; JACOBS, R.; WU, X. Dns of bypass transition,” closure strategies for turbulent and transitional flows. **edited by B.E. Launder and N.D. Sandham, Cambridge University Press**, p. 449 – 463, 2002.
- EMMONS, H. The laminar-turbulent transition in a boundary layer – part 1. **Journal of Aerospace Science**, v. 18, n. 7, p. 490 – 498, 1951.
- HOWELL, R. et al. High lift and aft-loaded profiles for low-pressure turbines. **ASME Journal of Turbomachinery**, v. 123, p. 181 – 188, 2001.
- IEA. **International Energy Agency**. 2024. Disponível em: <<https://www.iea.org/energy-system/renewables/wind>>.
- ISSA, R. Solution of the implicit discretized fluid flow equations by operator-splitting. **Journal of Computational Physics**, v. 62, p. 40 – 65, 1985.
- KLEBANOFF, P.; TIDSTROM., K. S. The three-dimensional nature of boundary layer instability. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 12, p. 1 – 24, 1962.
- LANGTRY, R. B.; MENTER, F. R. Correlation-based transition modeling for unstructured parallelized computational fluid dynamics codes. **AIAA Journal**, v. 47, n. 12, p. 2894 – 2906, 2009.
- MALKIEL, E.; MAYLE, R. Transition in a separation bubble. **ASME Journal of Turbomachinery**, v. 118, p. 752 – 759, 1996.
- MAYLE, R. The role of laminar-turbulent transition in gas turbine engines. **Journal of Turbomachinery**, v. 113, p. 509 – 539, 1991.
- MAYLE, R.; SCHULZ, A. The path to predicting bypass transition. **ASME Journal of Turbomachinery**, v. 119, p. 405 – 411, 1997.
- MENTER, F. R.; LANGTRY, R.; VOLKER, S. Transition modelling for general purpose cfd codes, flow, turbulence and combustion. **Flow, Turbulence and Combustion**, v. 77, n. 1, p. 277 – 303, 2006.
- PATANKAR, S. V. **Numerical heat transfer and fluid flow**. Washington: McGraw-Hill, 1980.
- SCHLICHTING, H. **Boundary Layer Theory**. [S.l.]: McGraw-Hill, 7th edition, 1979.

STOCK, H. en transition prediction in three-dimensional boundary layers on inclined prolate spheroids. **AIAA Journal**, v. 44, n. 1, p. 108 – 118, 2006.

TAIN, L.; CUMPSTY, N. Compressor blade leading edges in subsonic compressible flow. **Journal of Mechanical Engineering Science**, v. 214 Part C, p. 221 – 242, 2000.

WALRAEVENS, R.; CUMPSTY, N. Leading edge separation bubbles on turbomachine blades. **ASME Journal of Turbomachinery**, v. 117, p. 115 – 125, 1995.

WARMING, R.; BEAM, R. M. Upwind second-order difference schemes and applications in aerodynamic flows. **AIAA Journal**, v. 14, n. 9, p. 1241–1249, 1976.

XFLR5. 2024. Disponível em: <<https://www.xflr5.tech/xflr5.htm>>.