

SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS EM AEROFÓLIOS

Aluno: Cesar Augusto L. L. Da Fonseca

Orientadores: Luiz Eduardo Bittencourt Sampaio e Angela Ourivio Nieckele

Introdução

Foi realizado um estudo numérico do escoamento aerodinâmico bidimensional, turbulento e incompressível, em torno de um aerofólio NACA0018, com ângulos de ataque de 6 e 15 graus. Neste escoamento de enorme importância para a indústria, estão presentes diversos fenômenos físicos importantes, típicos de regimes turbulentos e constantemente encontrados em outras aplicações. Entre eles, cita-se: desenvolvimento da camada limite, transição de regime laminar-turbulento, separação e posterior recolamento da camada limite, relaminarização, e formação de bolhas de recirculação.

Na primeira fase do presente trabalho avaliou-se o desempenho de metodologias numéricas para modelagem de escoamentos turbulentos baseadas em média de Reynolds (Reynolds Average Navier-Stokes – RANS), e definiu-se uma geometria computacional e uma malha de discretização espacial adequadas a simulações numéricas tridimensionais envolvendo a metodologia de grandes escalas (Large-Eddy Simulations – LES). Esta última metodologia tem-se mostrado bem superior à primeira (RANS) em termos de precisão (Spalart, 2000), porém, bem mais onerosa computacionalmente, o que justifica um extenso estudo preliminar, envolvendo, principalmente, a definição da geometria e malha a serem empregadas. Nessa primeira fase, foram simulados tanto casos com 6 graus de ângulo de ataque (AOA), para os quais se dispunha de extensos dados experimentais, como também casos com AOA igual a 15 graus, para fins ilustrativos. Para ângulos de 15 graus, todos os modelos são capazes de prever a recirculação, o que é compreensível, uma vez que os gradientes de pressão são enormes e favorecem a separação da camada limite. No entanto, foi a captura de recirculações a 6 graus de AOA que se mostrou ser o grande desafio para as simulações numéricas. Para esse caso, nenhum dos modelos testados nessa primeira fase foi capaz de prever as pequenas bolhas de recirculação, as quais, apesar de não afetarem muito os campos de pressão, de velocidade e força resultante, têm papel fundamental no desenvolvimento do escoamento e na previsão do ângulo de “stall”. Assim, para fins industriais, a captura das sutis estruturas turbulentas a 6 graus de AOA é mais desafiadora e crítica do que as simulações a 15 graus.

Sendo assim, essa segunda fase do presente trabalho foi concentrada na captura das pequenas bolhas de recirculações que ocorrem a 6 graus de AOA. Para este fim, simulações com modelos RANS mais modernos e promissores (k- ω SST) foram realizadas. Além disso, simulações de grandes escalas (LES) também foram realizadas num cluster de computadores. Essas últimas apresentam um custo computacional relativamente alto, uma vez que as equações resolvidas estão na forma transiente, e as médias estatísticas de velocidade e pressão são tomadas apenas após ser atingido o estado estatisticamente permanente.

Metodologia

A determinação do campo de velocidade e pressão pode ser obtida a partir da solução das equações de conservação de quantidade de movimento linear e massa. No entanto, como todo escoamento turbulento é tridimensional e transiente, o esforço computacional para

resolver este tipo de escoamento, prevendo todas as escalas presentes é muito elevado. Na busca de uma solução a um esforço aceitável, surgem os modelos de turbulência, baseados na média de Reynolds (RANS).

Na metodologia de Reynolds (RANS), ao invés de se tentar prever a evolução temporal do escoamento, realiza-se uma média temporal ou estatística (chamada média de Reynolds) sobre as equações originalmente transientes, o que lhes confere um caráter estacionário, no qual as variáveis resolvidas são não mais campos instantâneos, mas campos médios. Porém, no processo da média de Reynolds (temporal ou estatística) da equação de *momentum*, surge um novo termo, oriundo da não comutatividade entre o operador média e o operador produto no termo não-linear advectivo. Este novo termo, chamado de tensão turbulenta representa as ações das flutuações turbulentas no transporte de momentum médio, e normalmente é modelado supondo-se que essas ações são análogas às de um processo de mistura, no qual a taxa de difusão é tanto maior quanto maior for a intensidade turbulenta. Diversas alternativas vêm sendo apresentadas na literatura (Pope, 2000), sendo que neste trabalho, foram testados três modelos baseados na hipóteses de Boussinesq, juntamente com o conceito de viscosidade turbulenta: o modelo de Spalart-Allmaras, que envolve a solução adicional de uma equação diferencial para a viscosidade turbulenta; o modelo κ - ω padrão, que necessita da solução de duas equações de conservação adicionais, uma para a energia cinética turbulenta κ e outra para a dissipação específica ω ; e o modelo κ - ω SST, uma variante do κ - ω padrão.

Outra possível promissora abordagem explorada neste trabalho é a simulação de grandes escalas (LES), que consiste na determinação da evolução temporal das grandes estruturas turbilhonares, as quais contém a parte mais relevante do escoamento, deixando as pequenas estruturas para serem modeladas. Essas pequenas estruturas turbilhonares carregam pouca energia e são menos dependentes de geometria, e portanto, mais universais. Sua modelagem é, dessa forma, mais simples e menos crítica para o resultado final da simulação.

Modelagem Matemática da Turbulência

A metodologia baseada em médias de Reynolds baseia-se na decomposição da velocidade $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$ onde \mathbf{u} é o vetor velocidade média e \mathbf{u}' o vetor correspondente a flutuação da velocidade em torno desta média. As equações de continuidade e momento linear médias para um escoamento incompressível em regime permanente são então dadas por:

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0 \quad ; \quad \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}}) = -\nabla \left(\frac{p}{\rho} \right) + \nu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} + \nabla \cdot (-\overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'}) \quad (1)$$

onde ρ é a densidade, $\nu = \mu/\rho$ a viscosidade cinemática, μ a viscosidade molecular, e p a pressão. A Equação (1) possui a mesma forma da equação de Navier-Stokes, a menos de um termo adicional, o tensor de Reynolds, $-\overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'}$, o qual representa a influência das flutuações no escoamento médio. A fim de fechar a Eq. (1), o tensor de Reynolds pode ser modelado a partir da hipótese de Boussinesq, segundo a qual o tensor é obtido por analogia à lei de Stokes, isto é, assume-se que o termo a ser modelado é proporcional a taxa de deformação do campo de velocidade. A seguir, descreve-se os modelos de fechamento da turbulência a serem investigados neste trabalho.

Modelo Spalart-Allmaras

Desenvolvido por Spalart e Allmaras (1992), este é um modelo relativamente simples que resolve uma equação diferencial parcial de transporte para a viscosidade turbilhonar, e, portanto, requer menor esforço computacional. O modelo de Spalart-Allmaras foi desenvolvido especificamente para aplicações aeroespaciais envolvendo escoamentos com

paredes e com gradientes de pressão adversos. A derivação do mesmo envolve empiricismo, hipóteses heurísticas, e argumentos de análise dimensional. O tensor de Reynolds é modelado sem o ultimo termo da Eq. (2):

$$-\overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} = \nu_t (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \bar{\mathbf{u}})^T. \quad (2)$$

A viscosidade turbilhonar é definida como:

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{v1} \quad (3)$$

onde f_{v1} é uma função de amortecimento para a viscosidade, que permite representar de forma mais realista a região próxima à parede, dada por

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3} \quad ; \quad \chi \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (4)$$

A equação de transporte para a variável $\tilde{\nu}$ é dada por (Deck et al, 2002)

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \tilde{\nu})}{\partial x_j} = G_v + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right] + C_{b2} \left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right\} - Y_v \quad (5)$$

Na Equação (15), G_v é o termo de produção. Dacles-Mariani *et al* (1995) combinam os efeitos dos tensors de rotação e de cisalhamento na definição da produção de ν_t , de forma a evitar a superestimativa da viscosidade turbulenta em regiões onde a vorticidade excede o cisalhamento. G_v é então baseado numa modificação da magnitude de vorticidade Ω de forma a manter as características da região logarítmica, onde Ω_{ij} é o tensor taxa de rotação médio

$$G_v = C_{b1} \tilde{\Omega} \tilde{\nu} \quad ; \quad \tilde{\Omega} = \Omega + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} + C_{prod} \mathbf{min} (0, S - \Omega) \quad ; \quad (6)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad ; \quad \Omega = \sqrt{2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}} \quad (7)$$

Aqui, d é a distância para a parede, $C_{prod}=2.0$ e f_{v2} é uma função amortecimento, dada por

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (8)$$

O termo de destruição Y_v é dado por:

$$Y_\nu = C_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 \quad (9)$$

$$f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6} ; \quad g = r + C_{w2} (r^6 - r) ; \quad r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{\Omega} \kappa^2 d^2} \quad (10)$$

As constantes empíricas do modelo são: $C_{b1}=0.1355$; $C_{b2}=0.622$; $C_{w1}= C_{w2}=0.3$; $C_{w3}=2.0$; $C_{\nu1}=7.1$; $C_{b1} / \kappa^2 + (1 + C_{b2}) / \sigma_{\tilde{\nu}}$; $\sigma_{\tilde{\nu}}=2/3$; $k=0.41$.

Modelo Standard $k-\omega$

O tensor de Reynolds é modelado como

$$-\overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} = \nu_t (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \bar{\mathbf{u}})^T - \frac{2}{3} \kappa \delta \quad (11)$$

onde κ é a energia cinética turbulenta, e ν_t a viscosidade turbulenta.

O modelo $k-\omega$ de Wilcox (1988) baseia-se em equações de transporte para energia cinética turbulenta (k) e a taxa de dissipação específica (ω), que também pode ser pensado como uma razão em ϵ e k .

As equações da energia cinética k e da taxa de dissipação específica ω são obtidas respectivamente pelas seguintes equações de transporte:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j}) + G_k - Y_k, \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j}) + G_\omega - Y_\omega. \quad (13)$$

onde:

$$G_k = -\rho \overline{\mathbf{u}'_i \mathbf{u}'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \quad G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k. \quad (14)$$

Nestas equações G_k representa a geração da energia cinética pela média dos gradientes de velocidade. G_ω representa a geração de ω . Γ_k e Γ_ω e representam respectivamente a difusividade efetiva de κ e ω . Y_k e Y_ω representam a destruição de κ e ω causada pela turbulência.

Os termos de difusividade de κ e ω são dados por:

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}, \quad \Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}, \quad (15)$$

onde σ_k e σ_ω são os números turbulentos de Prandtl. A viscosidade turbulenta μ_t é computado da seguinte forma:

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad \alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{a_0 + \mathbf{Re}_t / R_k}{1 + \mathbf{Re}_t / R_k} \right); \quad (16)$$

$$\mathbf{Re}_t = \frac{\rho k}{\mu \omega} \quad ; \quad \alpha = \frac{\alpha_\infty^*}{\alpha^*} \left(\frac{a_0 + \mathbf{Re}_t / R_\omega}{1 + \mathbf{Re}_t / R_\omega} \right) \quad (17)$$

onde $R_k = 6$; $\alpha_0 = 0,02733$ e $R_\omega = 2,95$.

Os últimos termos das Eqs. (12) e (13) correspondem a destruição de κ e ω . Cada um deles é explicado abaixo.

$$Y_k = \rho \beta^* f_\beta^* k \omega \quad ; \quad Y_\omega = \rho \beta f_\beta \omega^2 \quad (18)$$

onde

$$\beta^* = \beta_i^* \{1 + 1,5.F(M_t)\} \quad ; \quad \beta_i^* = \left(\frac{4/5 + (\mathbf{Re}_t / R_\beta)^4}{1 + (\mathbf{Re}_t / R_\beta)^4} \right) \quad (19)$$

onde $R_\beta = 8$ e $\beta_\infty^* = 0,09$, e

$$f_\beta^* = \begin{cases} 1 & X_k \leq 0 \\ \frac{1 + 680(X_k)^2}{1 + 400(X_k)^2} & X_k > 0 \end{cases} \quad ; \quad X_k \equiv \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (20)$$

$$f_\beta = \frac{1 + 70X_\omega}{1 + 80X_\omega} \quad ; \quad X_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij} \Omega_{jk} S_{ij}}{(\beta_\infty^* \omega)^2} \right| \quad ; \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (21)$$

Modelo SST $k-\omega$

Nesta variante do modelo de Wilcox, o tensor de Reynolds também é modelado como

$$-\overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} = \nu_t (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \bar{\mathbf{u}})^T - \frac{2}{3} \kappa \boldsymbol{\delta} \quad (22)$$

onde κ é a energia cinética turbulenta, e ν_t a viscosidade turbulenta, definida de acordo com o modelo de transporte de tensão cisalhante (Shear-Stress Transport), SST $\kappa-\omega$, de Menter (2003). Esse modelo foi proposto visando simulações de escoamentos aerodinâmicos para a indústria aeronáutica, onde são esperados fortes gradientes de pressão adversos e extensas regiões de separação e recirculação. Tal modelo é uma tentativa de conciliar as vantagens do

modelo κ - ε com as do modelo κ - ω (superior em regiões vizinhas a paredes). Para escoamentos em camada-limite, o modelo κ - ω model é superior ao k - ε model na solução da subcamada viscosa, próxima a paredes, inclusive quando adversos gradientes de pressão estão envolvidos. No entanto, o modelo κ - ω requer uma condição de contorno não nula para ω para correntes livres não turbulentas, sendo que a solução do escoamento é extremamente sensível a esse valor especificado (Menter, 1992). Por outro lado, foi mostrado (Cazalbou *et al*, 1993) que o κ - ε não sofre o mesmo problema.

Assim, o modelo SST mescla a formulação robusta e precisa do κ - ω próximo a paredes com a independência do κ - ε na corrente livre, fora da camada limite. Para tal, o modelo κ - ε model é reescrito em função de uma escala característica de frequência, ω . Os modelos κ - ω padrão e o κ - ε transformado são ambos multiplicados por uma função peso e somados. Essa função peso F_1 é zero (levando ao modelo κ - ω padrão) na camada interna da camada limite turbulenta, e unitária (correspondendo ao κ - ε padrão), na camada externa da mesma. Assim, a energia cinética turbulenta κ and e taxa de dissipação específica ω do modelo SST é dada por (Menter, 2003):

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} = \tilde{P}_\kappa - \beta^* \kappa \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma_\kappa v_t) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] \quad (23)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \alpha S^2 - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma_\omega v_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + (1 - F_1) 2 \sigma_d \frac{1}{\omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (24)$$

O ultimo termo do lado direito da Eq. (4) é conhecido como termo de difusão cruzada. Menter (1992) demonstrou que a introdução deste termo na equação de ω equation diminui a dependência da solução em relação ao valor de ω na corrente livre. O efeito principal deste termo é o aumento da produção de ω , e o conseqüente aumento da dissipação de κ . Na Equação (4), o termo de difusão cruzada é multiplicado pela função peso, ou função de mistura, F_1 , esta, por sua vez, baseada na distância para a parede mais próxima, e definida como:

$$F_1 = \tanh \left(arg_1^4 \right) ; \quad arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{\kappa}}{\beta^* \omega y} ; \frac{500 v}{y^2 \omega} \right) ; \frac{4 \rho \sigma_\omega 2 \kappa}{CD_{\kappa\omega} y^2} \right] \quad (25)$$

onde y é a distância para a superfície mais próxima e $CD_{\kappa\omega}$ é a parte positive do termo de difusão cruzada, dado por:

$$CD_{\kappa\omega} = \max \left(2 \rho \sigma_d \frac{1}{\omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} ; 10^{-10} \right) \quad (26)$$

A definição da viscosidade turbulenta segundo a hipótese de Bradshaw assume que o tensor de Reynolds é proporcional à energia cinética turbulenta, sendo dada por:

$$v_t = \frac{a_1 \kappa}{\max(a_1 \omega ; S F_2)} \quad (27)$$

onde S é o módulo da taxa de cisalhamento média, S_{ij} ,

$$S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \quad ; \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (28)$$

e F_2 é a função de mistura para a viscosidade turbulenta no modelo SST, definida como

$$F_2 = \tanh \left(\mathbf{arg}_2^2 \right) \quad ; \quad \mathbf{arg}_2 = \max \left(\frac{\sqrt{\kappa}}{\beta^* \omega y} ; \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right) \quad (29)$$

No modelo SST, a produção de energia cinética turbulenta é limitada a fim de prevenir o acúmulo de turbulência na região de estagnação:

$$\tilde{P}_k = \min \left(\nu_t S^2 ; 10 \beta^* \kappa \omega \right) \quad (30)$$

Seja ϕ o conjunto de constantes de fechamento para o modelo SST, e sejam ϕ_1 e ϕ_2 as constantes dos modelos κ - ω padrão e κ - ϵ respectivamente. As constantes ϕ são então calculadas utilizando-se a função de mistura entre as constantes de ϕ_1 (κ - ω) e ϕ_2 (κ - ϵ), as quais podem ser consultadas na Tabela 1, da seguinte forma:

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (31)$$

Table 1. Coeficientes do modelo SST.

	β	β^*	σ_κ	σ_ω	σ_d	α
ϕ_1 (standard κ - ω)	0,075	0,09	0,5	0,5	0,856	5/9
ϕ_2 (standard κ - ϵ)	0,0828	0,09	1,0	0,856	0,856	0,44

Simulação de Grandes Escalas - LES (Large Eddy Simulation)

Ao contrário da metodologia RANS, a metodologia LES é fortemente baseada em conhecimentos físicos da cascata de energia universal, encontrada em escoamentos turbulentos. Essa cascata é formada após o estabelecimento de um espectro de estruturas que varrem desde grandes turbilhões, até turbilhões da ordem da menor escala encontrada no escoamento (escalas de Kolmogorov). De acordo com o sentido natural da cascata universal, a energia é transferida dos grandes turbilhões (ou estruturas) para os pequenos, onde os fortes gradientes tornam o efeito da dissipação molecular dominante, e acabam por dissipar toda essa energia na forma de calor. Na metodologia LES, os grandes turbilhões são resolvidas diretamente, enquanto os menores são modelados.

As equações governantes empregadas em LES são obtidas filtrando as equações de Navier-Stokes, o que resulta em equações de transporte similares às utilizadas na metodologia RANS. Também de forma análoga a metodologia RANS, uma viscosidade turbilhonar é calculada, porém, desta vez de forma a prover apenas a dissipação necessária para eliminar a energia que chega aos pequenos turbilhões.

Metodologia Numérica e Discretização

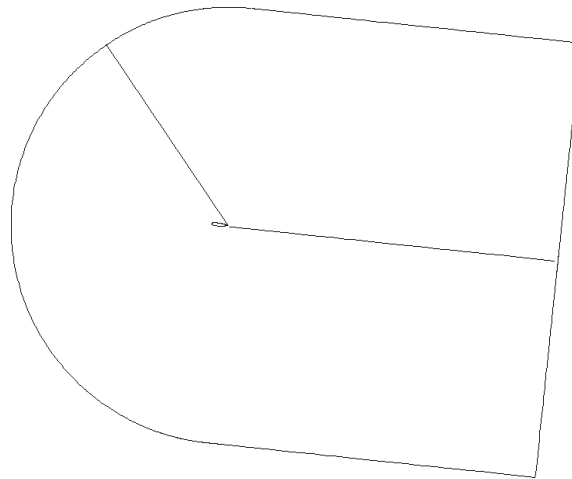
Para as simulações utilizando a metodologia RANS realizadas neste trabalho, as equações de conservação foram resolvidas utilizando o software comercial Fluent, o qual é baseado no Método dos Volumes Finitos (Patankar, 1980). As variáveis são armazenadas nos centros dos volumes de controle e, quando necessário, interpoladas para as faces.

Os campos de velocidade e pressão são resolvidos de forma desacoplada, através do algoritmo SIMPLE.

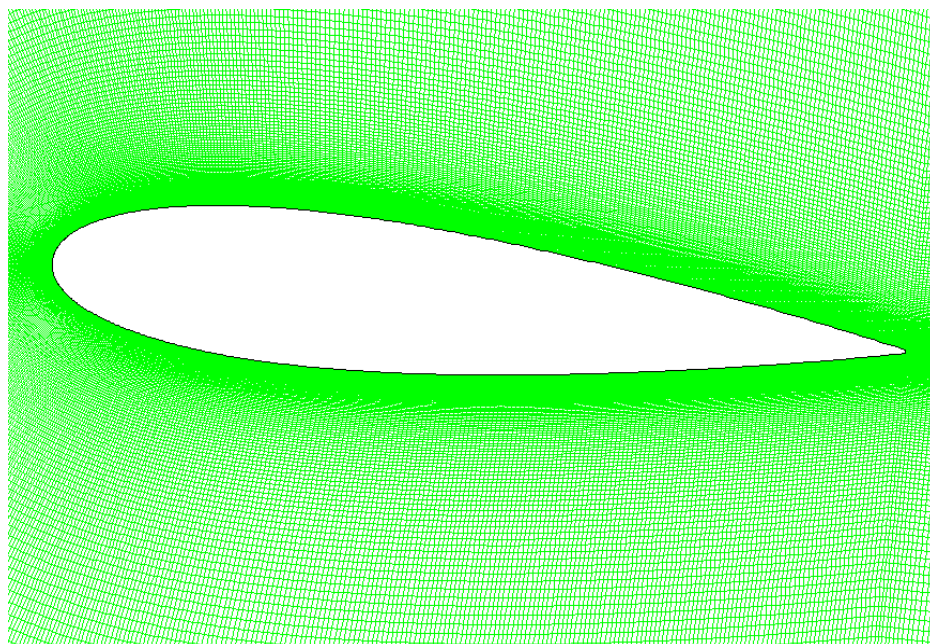
Para a discretização espacial dos campos, foram testados diversos esquemas, dentre os quais, o *Upwind* de primeira e segunda ordem, e o QUICK (Leonard, 1979).

Na primeira fase do trabalho foram construídas seis malhas para a discretização espacial, até se concluir sobre a melhor configuração para o domínio computacional, número total de volumes de controle, e espaçamentos, especialmente próximos à parede.

Na segunda fase do trabalho, onde foi testado o modelo SST e a metodologia LES, foi empregada a malha escolhida como a mais adequada nos testes preliminares.



(a) Domínio computacional



(b) malha ao redor aerofólio

Figura 1 – Malha mais refinada empregada nas simulações.

Resultados obtidos na 1ª fase do projeto

As previsões numéricas para campos de velocidade e pressão médios, energia cinética turbulenta, ponto de separação da camada limite sobre o aerofólio, e ponto de recolamento da mesma foram comparados com os dados obtidos experimentalmente em (Nakano et al, 2007). A comparação dos resultados permitiu a constatação de algumas falhas da modelagem da turbulência via metodologia RANS, principalmente em relação à captura da separação da camada limite e posterior recolamento. Embora para a maioria das aplicações de engenharia isto não seja crítico quando o ângulo de ataque é pequeno (tipicamente menor do que 6 graus), para ângulos maiores, onde grandes regiões de separação e turbulência estão presentes, nem mesmo grandezas integradas (como força de sustentação, ou arraste) são confiáveis. Como a maioria dos resultados experimentais quantitativos disponibilizados em Nakano et al (2007), incluindo perfis de velocidade média, referem-se ao caso de ângulo de ataque (AOA) de 6 graus, escolheu-se esse mesmo ângulo para se apresentar todas as comparações com os dados experimentais, bem como os estudos de convergência de malha. Assim, devido à menor disponibilidade de dados experimentais para 15 graus, neste trabalho são apresentados apenas alguns resultados ilustrativos para este ângulo de incidência.

Resultados Quantitativos – 6 graus

A validação da discretização espacial empregada (malha) foi realizada através de simulações com o modelo $\kappa-\omega$, empregando as malhas 1, 2, e 3 e o esquema QUICK, com ângulo de ataque de 6 graus. A Fig. 2 apresenta os resultados do coeficiente de pressão, c_p , para as três malhas (mesh 1, mesh 2, e mesh 3), os quais são praticamente indistinguíveis, comprovando que a malha 1 é mais do que suficiente para a obtenção de uma solução consistente e independente da discretização espacial. Observe que na mesma figura são mostradas as curvas de c_p sobre a superfície inferior (pressure) e superior (suction) do aerofólio, ambas normalizadas pela corda.

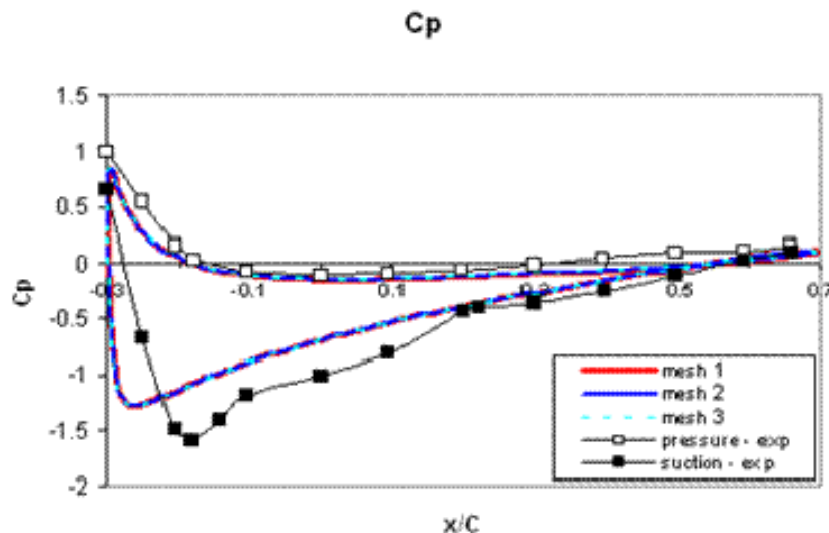


Figura 2- Comparação do coeficiente de pressão obtido com três malhas diferentes com os dados experimentais para a superfície inferior (pressure-exp) e superior (suction-exp).

De certa forma, a mesma consistência pode ser também comprovada pelos resultados de c_p para três esquemas numéricos diferentes, conforme mostrado na Fig. 3, todos empregando a malha 1. Note-se que os diferentes esquemas apresentam erros de truncamento de ordens diferentes, o que significa que, caso a malha ainda estivesse influenciando a solução final,

muito provavelmente os resultados apresentados na Fig. 3 não seriam consistentes entre si.

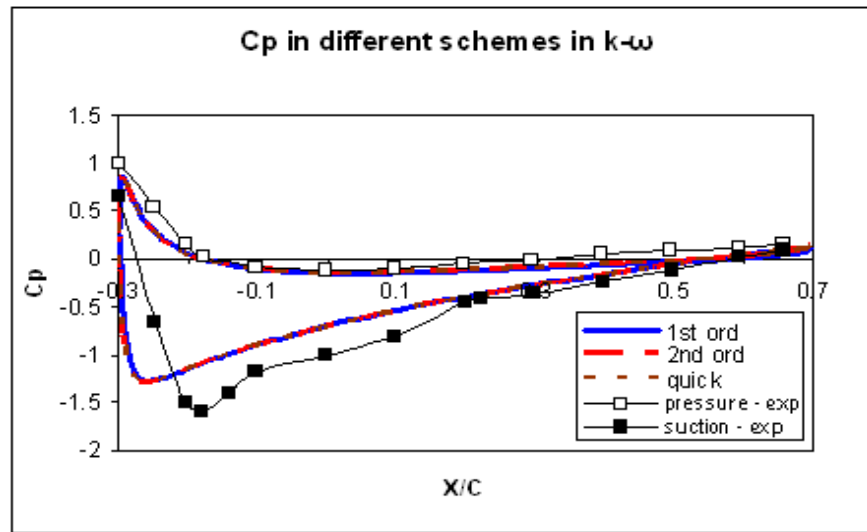


Figura 3- Comparação do coeficiente de pressão obtido com três esquemas diferentes, utilizando-se o modelo $\kappa-\omega$ e a malha 1 (mesh 1).

A Figura 4 mostra uma comparação dos resultados para os coeficientes de pressão obtidos com os dois modelos de turbulência apresentados ($\kappa-\omega$ e Spalart-Allmaras), utilizando a mesma malha (malha 1) e o mesmo esquema numérico (QUICK), também para ângulo de ataque de 6 graus. Nota-se que aqui já se percebe uma pequena diferença entre os modelos, principalmente na superfície de sucção (suction), próximo ao bordo de ataque.

É importante ressaltar que, embora os diversos resultados de cp apresentem grande consistência, principalmente em relação a variações de malha e de esquema numérico, existe uma grande discrepância em relação aos dados experimentais, principalmente na superfície superior do aerofólio, sabidamente uma região crítica onde um gradiente de pressão adverso põe em xeque diversas hipóteses heurísticas empregadas em simulações RANS. Por si só, isso já justifica a continuação do presente trabalho, utilizando metodologias mais sofisticadas, tais como as Simulações de Grandes Escalas.

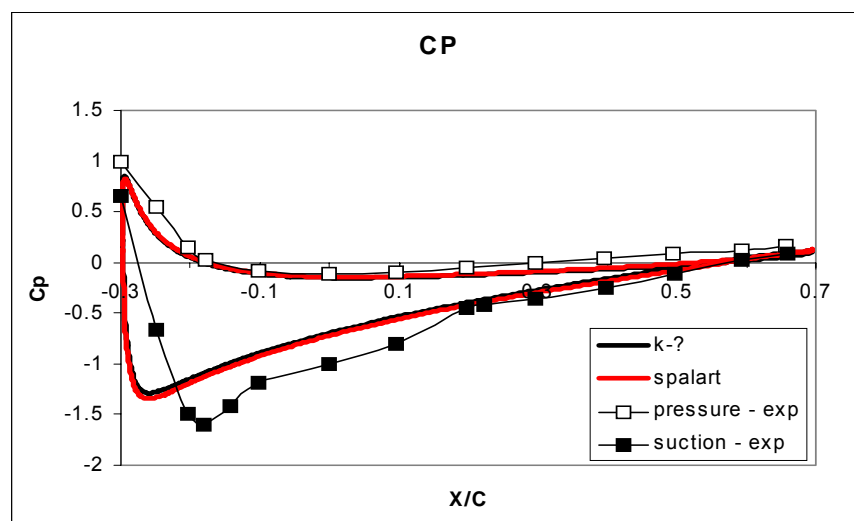


Figura 4- Coeficiente de pressão obtido com os modelos $\kappa-\omega$ e Spalart-Allmaras.

Além do coeficiente de pressão, outro dado de extrema relevância para a indústria aeronáutica é o campo de velocidades do escoamento. De maneira a seguir a forma com que os perfis de velocidade são disponibilizados em Nakano et al (2007) para ângulo de ataque de 6 graus, foram traçadas diversas linhas verticais sobre o aerofólio e na esteira do mesmo, sobre as quais são extraídos os perfis de velocidade média. A Figura 5 mostra a localização destas linhas (ou estações de medição), designadas pelas letras que vão de “a” a “r”, bem como os pontos de separação (S) e recolamento (RA) esperados sobre as superfícies superior e inferior.

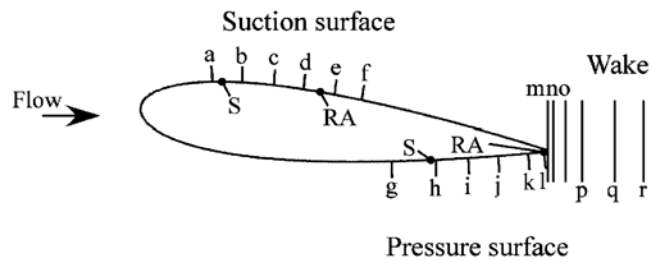


Figura 5 - Disposição das linhas de medições (estações) dos perfis de velocidade média sobre o aerofólio.

A Figura 6 mostra os resultados obtidos com o modelo $\kappa-\omega$ para os perfis de velocidade média sobre as estações na parte superior do aerofólio. Os perfis correspondentes as estações na parte inferior e esteira encontram-se nas Fig. 7.

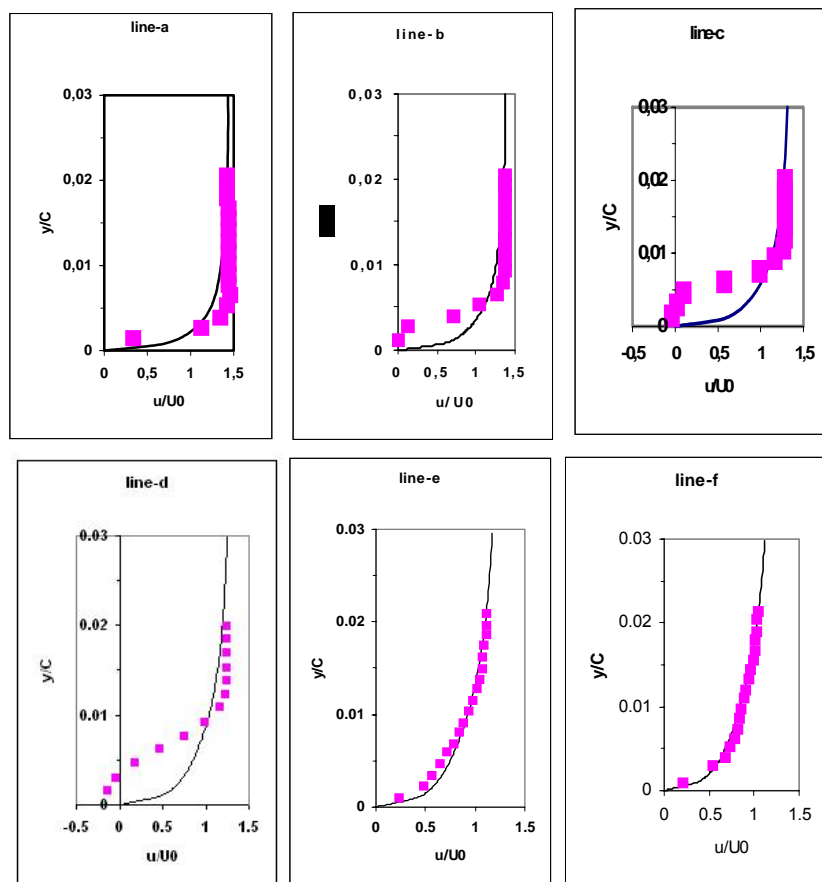


Figura 6 – Perfil de velocidades na parte superior do aerofólio, estações a, b, c, d, e e f.

Nota-se, pelas Figs. 6 e 7 que todos os perfis estão bem distantes dos valores de velocidades esperados, os perfis obtidos numericamente estão bem suavizados em relação aos dados experimentais, provavelmente devido a uma superestimação das intensidades turbulentas, aumentando a dissipação e a taxa de mistura turbulenta prevista pelos modelos. Esse aumento da taxa de mistura adicional devido ao modelo pode estar provocando também a falha na captura das regiões de separação da camada limite, uma vez que é sabido que a turbulência provoca atraso ou até cancelamento dessa separação.

Em termos gerais, no entanto, a maioria dos perfis capturou pelo menos de forma aproximada o comportamento e a tendência do campo de velocidades.

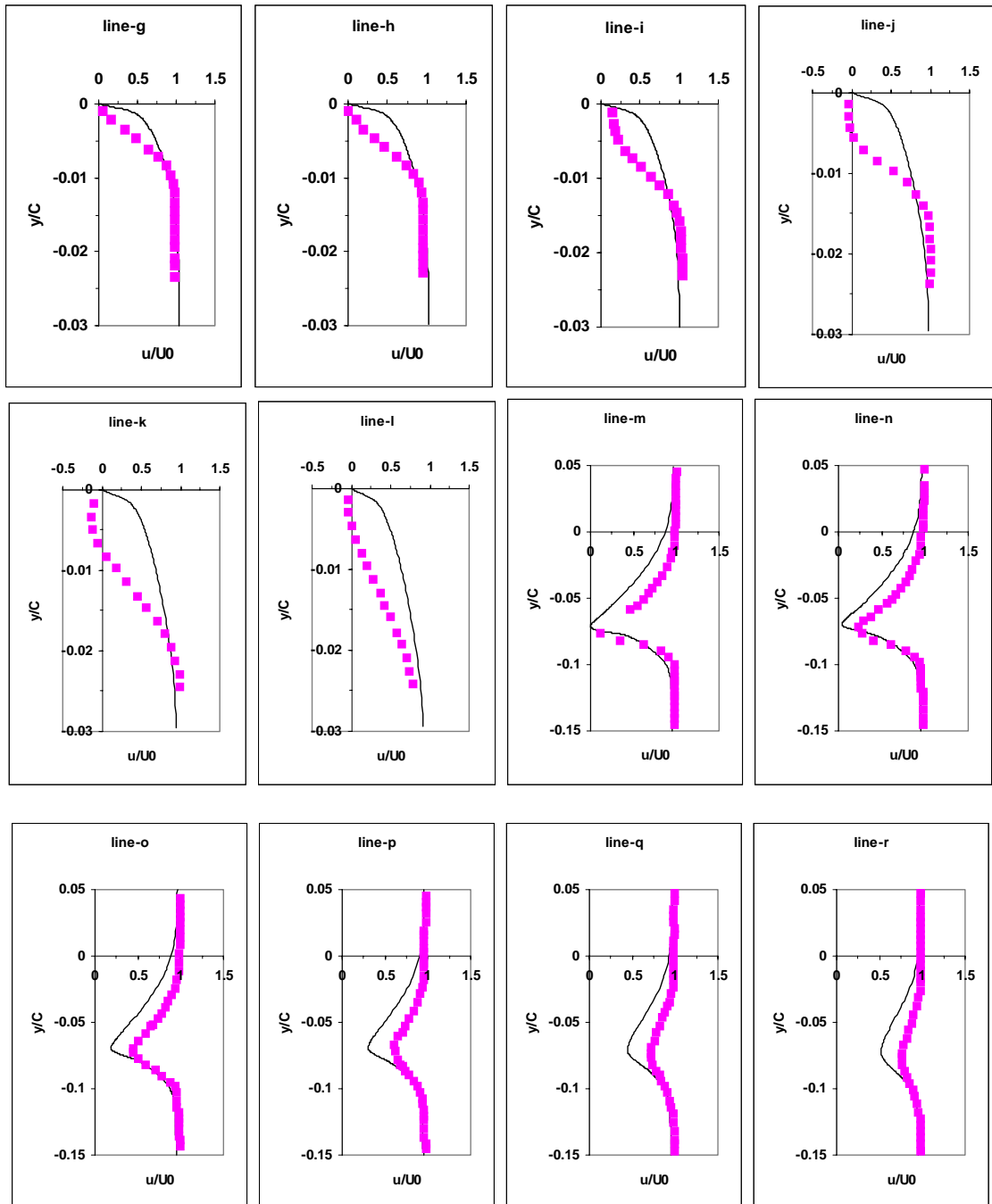
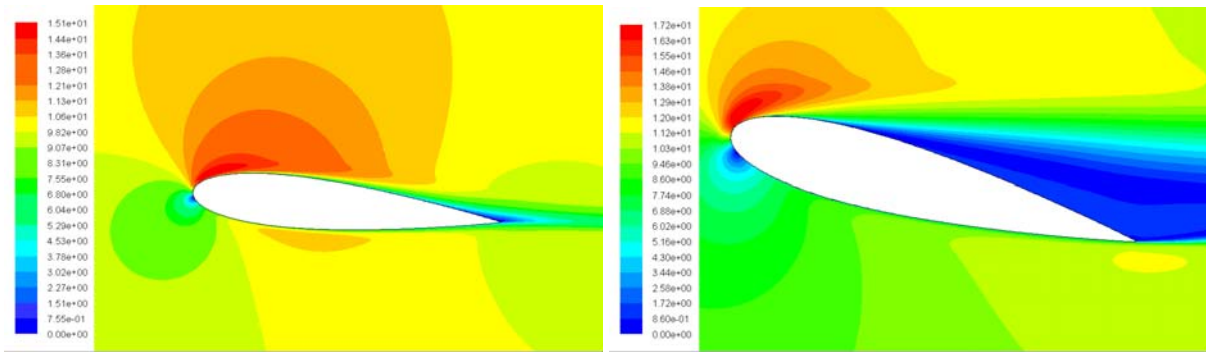


Figura 7 – Perfil de velocidades na parte inferior do aerofólio, estações g, h, i, j, k, l, e na esteira do aerofólio estações m, n, o, p, q e r.

Resultados Qualitativos – 6 e 15 graus

As Figuras 8a e 8b mostram os contornos de magnitude de velocidade para os casos de 6 e 15 graus respectivamente. Pode-se notar uma extensa região com velocidade muito baixa, na esteira da separação da camada limite, para o ângulo de 15 graus (Fig. 8b), não observado para 6 graus.

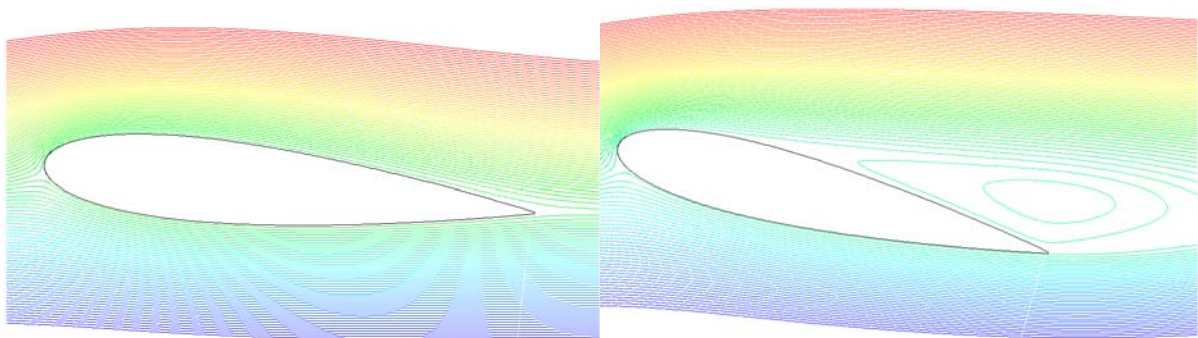


(a) 6 graus

(b) 15 graus

Figura 8 – Contornos de magnitude de velocidade para (a) 6 e (b) 15 graus.

As funções corrente apresentadas nas Fig. 9a e 9b (para ângulos de ataque de 6 e 15 graus respectivamente), mostram mais claramente que o modelo $\kappa-\omega$ prevê uma extensa separação da camada limite para 15 graus, embora a pequena região de recirculação esperada para 6 graus não tenha sido capturada pela simulação. Para o caso com descolamento, a intensa atividade turbulenta na camada cisalhante livre que delimita a zona de recirculação pode ser apreciada pelos contornos de energia cinética turbulenta.



(a) 6 graus

(b) 15 graus

Figura 9 – Função Corrente para (a) 6° ; e (b) 15° .

Uma possível explicação para o fato da simulação numérica não ter conseguido capturar a separação à 6 graus pode ser visualizada na Fig. 10, através da razão entre a viscosidade turbilhonar e a viscosidade molecular. Nessa mesma figura, nota-se que a viscosidade turbilhonar do modelo chega a ser 150 vezes maior do que a viscosidade laminar na região que precede o que deveria ser o ponto de separação (mostrado na Fig. 8). Embora no caso de AOA=15 graus, uma razão ainda maior seja observada, o gradiente de pressão adverso é tão intenso, que mesmo essa elevada taxa de mistura não é suficiente para evitar a separação. Observa-se ainda a extensa região de esteira formada atrás do aerofólio a 15 graus, após a separação da camada limite.

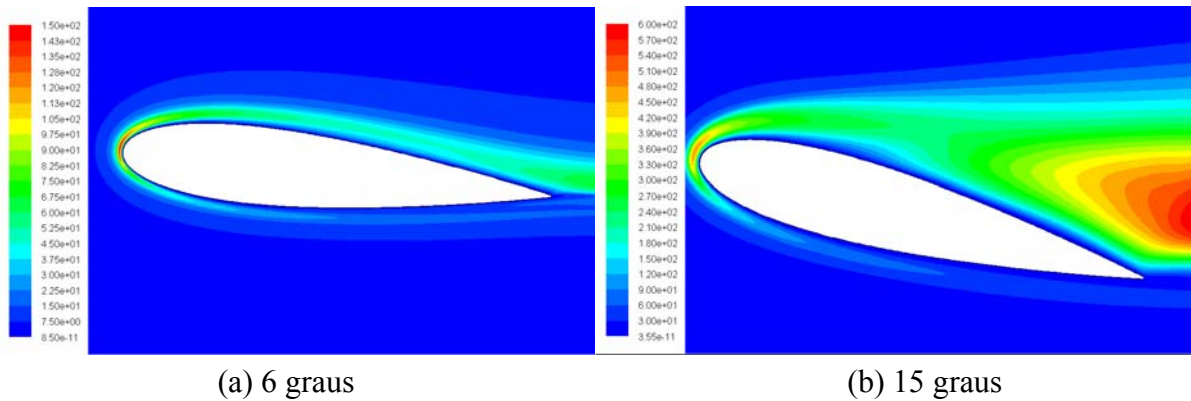


Figura 10 – Razão entre viscosidade turbilhonar e viscosidade molecular para (a) 6 e (b) 15 graus.

A Figura 11 mostra os contornos de energia cinética turbulenta para 15 graus, onde se pode notar a maior intensidade turbulenta na camada cisalhante livre, onde se observa as maiores taxas de cisalhamento.

A Figura 12 ilustra o campo de pressão, e ajuda a entender o motivo de se evitar a todo custo a separação da camada limite: observa-se uma vasta região de baixa pressão em toda região descolada, o que provoca não só a perda da sustentação, como também o aumento do arraste.

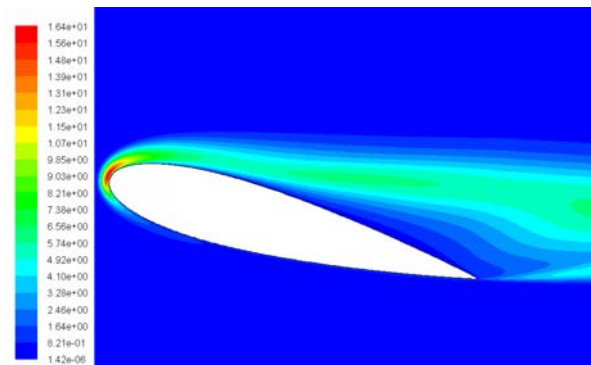


Figura 11 – Energia Cinética turbulenta para 15 graus.

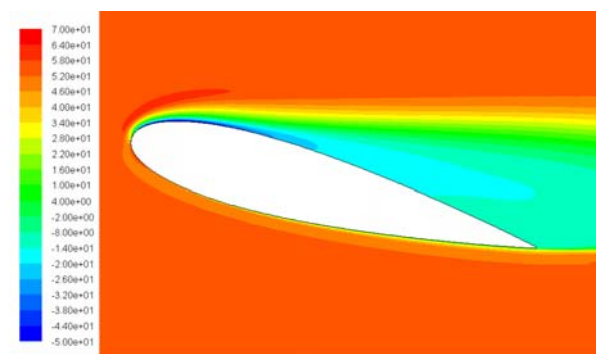


Figura 12 – Pressão para 15 graus.

Resultados obtidos na 2ª fase do projeto

Nessa segunda fase do projeto, foram realizados estudos numéricos no sentido de se capturar as pequenas bolhas de recirculação, de enorme importância para a indústria

aeronáutica. Tanto o modelo SST quanto a metodologia LES mostraram-se capazes de capturar tais estruturas, o que ressalta a viabilidade da Dinâmica dos Fluidos Computacional como ferramenta de auxílio a engenharia. Além disso, a gama de informações sobre campos transientes e tridimensionais disponibilizadas pela LES permite uma melhor visualização e entendimento geral do escoamento.

A malha utilizada nas simulações com o modelo SST foi a mesma empregada na 1ª fase do projeto. A malha usada nas simulações com a metodologia LES foi inicialmente concebida de forma a permitir uma primeira observação do comportamento da metodologia LES, sem que se tivesse que esperar por um tempo muito longo para se obter esses primeiros resultados. Assim, esta malha representa um compromisso entre custo computacional e acurácia nos resultados, e, caso não se mostre adequada, será refinada para que novas simulações possam ser feitas. Trata-se de uma versão tridimensional da malha anterior, utilizada com RANS, com valores de y^+ ligeiramente relaxados (menores do que 2), de forma a diminuir o custo computacional. Na direção da envergadura, que mede 4% da corda ($0,04c$), foram utilizadas somente 8 divisões, o que é sabidamente pouco. Com isso, os valores dos espaçamentos de malha na direção da corda e na direção da envergadura (dx e dz) são da mesma ordem de grandeza. A grande dificuldade da simulação com LES é justamente a definição da malha, pois, a não ser que se disponha de enormes recursos computacionais, é inviável projetar-se uma malha que atenda as diferentes necessidades de resolução espacial em diferentes partes do domínio. Assim, por exemplo, para se capturar um vórtice perto da parede, que normalmente tem tamanho bastante reduzido, precisa-se de uma malha bem refinada, ou, no caso de número de subdivisões limitado, uma envergadura pequena. Já para regiões mais afastadas, as estruturas turbulentas mais importantes são bem maiores, e provavelmente a malha projetada para atender bem a região da parede não será satisfatória. Sendo assim, essa primeira simulação com LES serve como uma estimativa inicial da adequabilidade da malha, visando futuras simulações.

O software utilizado nessas simulações foi o código aberto OpenFOAM, no qual foi implementado um modelo subgrid utilizado em Sampaio et al (2007).

Resultados Quantitativos – 6 graus

A Figura 13 mostra a comparação do coeficiente de pressão (c_p) obtido com os modelos Spalart-Allmaras, $k-\omega$ padrão, e $k-\omega$ SST, além de apresentar os dados experimentais.

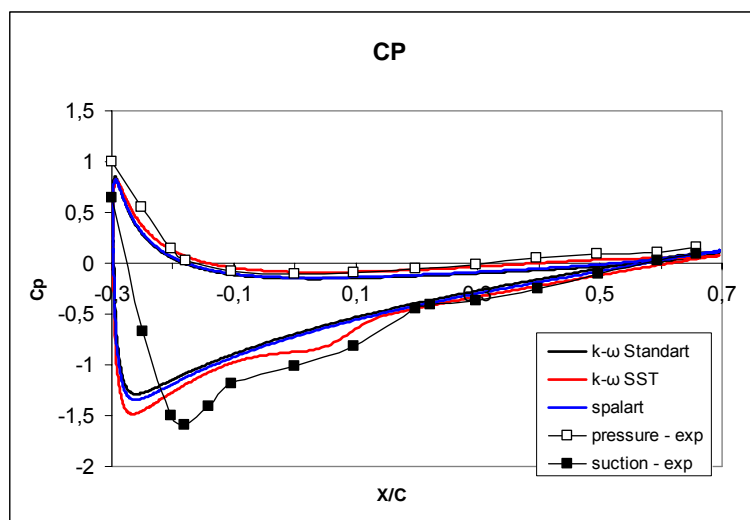


Figura 13 – Coeficientes de pressão sobre o aerofólio.

Observa-se uma significativa melhoria com o modelo SST, nem tanto na previsão do pico de sucção, mas principalmente, na captura da tendência da curva na região da recirculação ($x/c \sim [-0,1;0,1]$). Nota-se que, nessa região, apesar da magnitude não estar de acordo com os dados experimentais, o modelo SST foi capaz de capturar a inflexão da curva, que é consequência direta da recirculação neste local. De fato, devido ao estabelecimento das forças centrípetas necessárias para manter o movimento circular, cria-se um gradiente de pressão, que faz com que a pressão caia no centro da bolha de recirculação. Esta queda de pressão pode ser visualizada na Figura 13, tanto na curva dos dados experimentais quanto na dos dados do modelo SST, nas proximidades do ponto $x/c = 0,05$.

As Figuras 14, 15 e 16 mostram os novos perfis de velocidade U_x obtidos com o modelo SST e com o LES, comparados novamente com os dados experimentais e os obtidos anteriormente com o $\kappa-\omega$ padrão. Observa-se uma melhora significativa, principalmente na captura da recirculação, conforme pode ser observado na Fig. 14(c) e (d). Parece claro que o SST consegue capturar bem melhor a região mais próxima ao aerofólio em relação ao modelo padrão $\kappa-\omega$. Porém, em regiões mais afastadas, os valores de velocidade são superestimados, o que é altamente inconveniente.

Quanto aos resultados do LES, convém ressaltar que ainda não são resultados definitivos, já que as simulações ainda estão em andamento, e tendem a melhorar a medida que as médias vão estabilizando. Porém, já se pode observar o desenvolvimento da turbulência, mesmo nesse estágio inicial, e a formação das estruturas de recirculação, como evidenciada nos perfis mostrados nas linhas c – d, etc... A análise desses resultados parciais indica uma tendência de capturar corretamente os patamares de velocidade longe do aerofólio, o que foi o principal defeito do modelo SST. Ainda não se pode afirmar, porém, se os perfis de velocidade em regiões mais próximas do aerofólio vão ficar tão corretos quanto os do SST. Porém, mesmo que não atinjam o grau de precisão obtido pelo SST nessa região, tudo indica que as simulações LES vão produzir resultados de qualidade bem superior aos obtidos com modelos Spalart-Allmaras (não apresentados no presente trabalho) e $\kappa-\omega$ padrão, mesmo com essa malha inicial ainda inadequada.

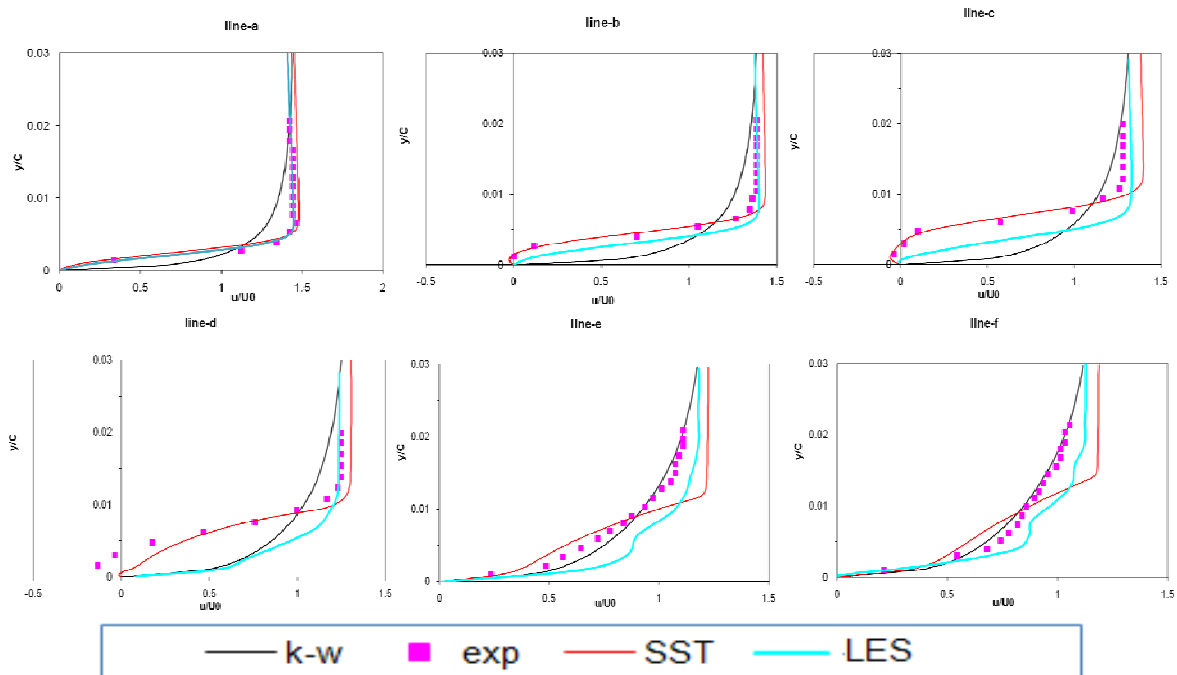


Figura 14 – Perfil de velocidades na parte superior do aerofólio, estações a, b, c, d, e e f. $\kappa-\omega$, SST e LES

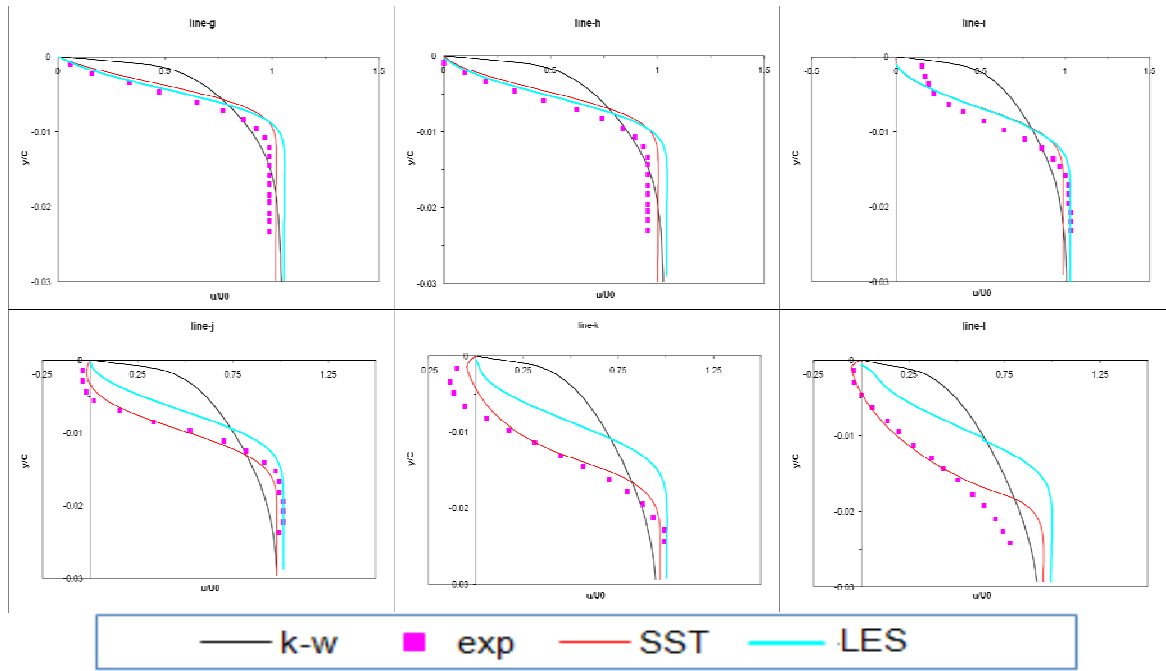


Figura 15 – Perfil de velocidades na parte superior do aerofólio, estações g, h, i, j, k e l. κ - ω , SST e LES.

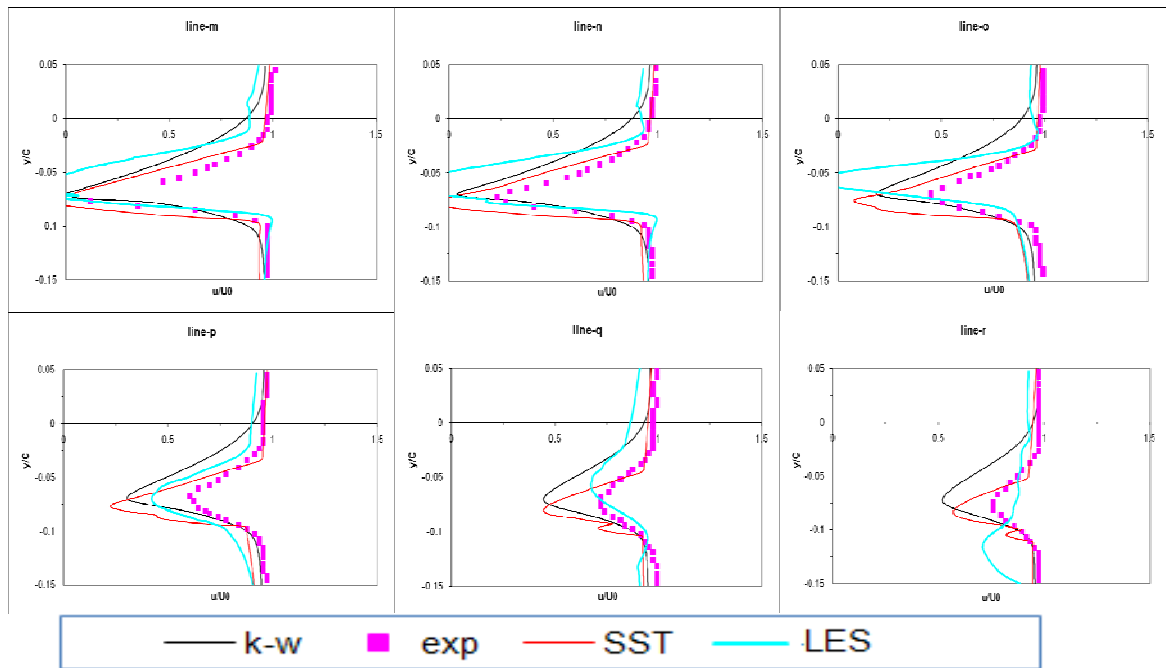


Figura 16 – Perfil de velocidades na esteira do aerofólio, estações m, n, o, p, q e r. κ - ω , SST e LES.

Em comparação com os modelos RANS anteriores os gráficos LES também capturaram uma pequena recirculação na linha-C. Entretanto os dados não são conclusivos, pois a simulação ainda não está concluída e espera-se encontrar outras recirculações.

Resultados Qualitativos – 6 graus

A Figura 17 mostra que o modelo SST conseguiu capturar as pequenas bolhas de recirculação esperadas para AOA=6 graus.

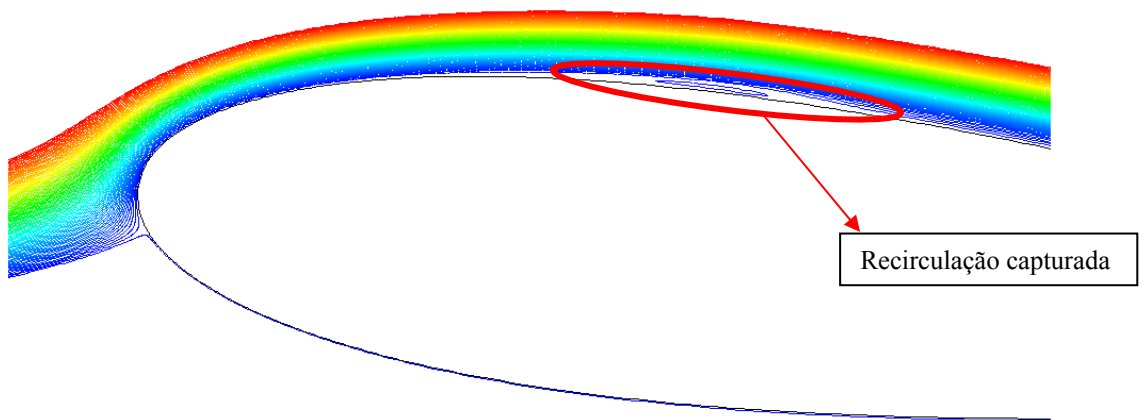
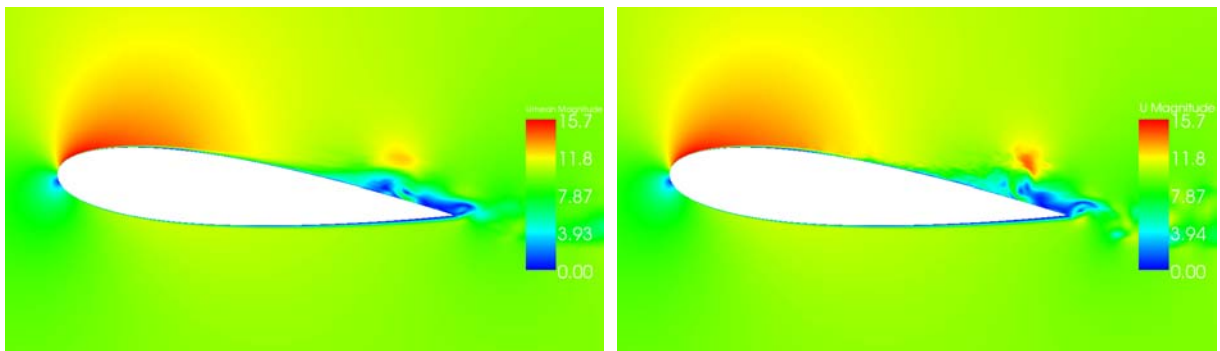


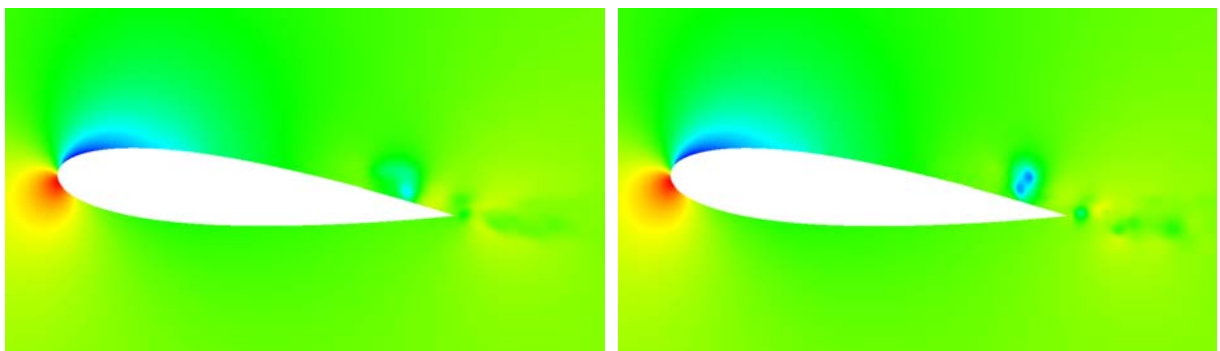
Figura 17 – Linhas de corrente com modelo SST

A Figura 18 mostra os contornos de magnitude de velocidade média e instantânea de 6 graus, obtidos com a metodologia LES. Da mesma forma os contornos de pressão média e instantânea estão expostos.



(a) velocidade média

(b) velocidade instantânea



(c) pressão média

(d) pressão instantânea

Figura 18 – Velocidade e pressão média e instantânea. 6 graus. LES

A Figura 19 representa as linhas de corrente obtidas com a metodologia LES, onde a

pequena recirculação está ressaltada em vermelho. Como pode ser visto, os resultados instantâneos das simulações LES também foram capazes de prever pequenas bolhas de recirculação, tanto as localizadas no primeiro terço do aerofólio, quanto as mais próximas do bordo de fuga.

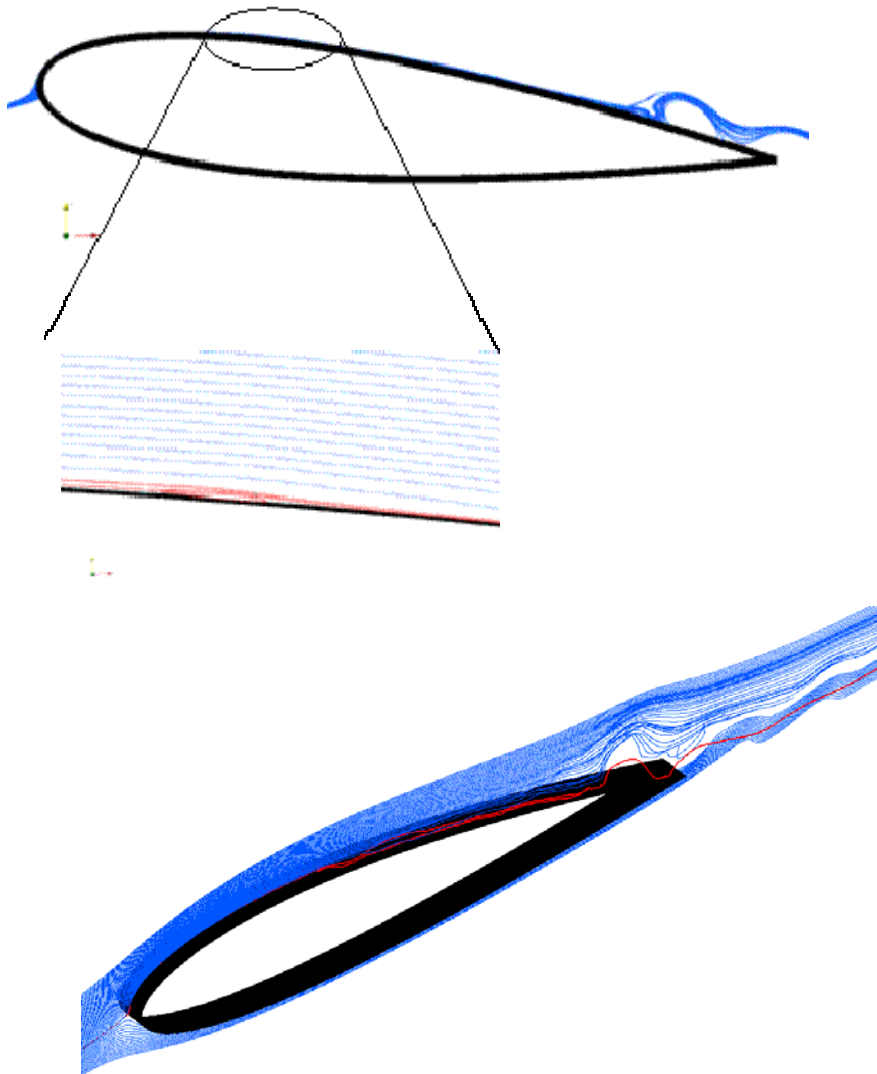


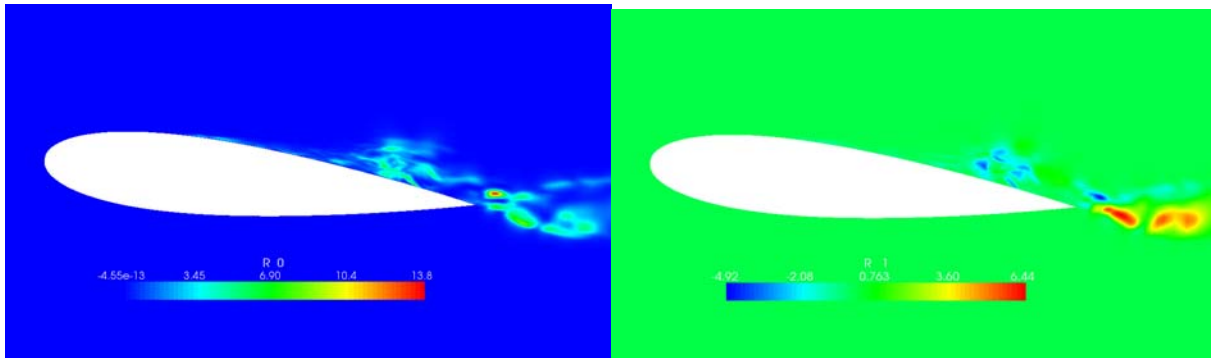
Figura 19 – Linhas de corrente. 6 graus. LES. Recirculação destacada em vermelho

Resta saber se, com o passar do tempo, a medida que as médias estatísticas forem sendo formadas, tais recirculações vão permanecer ou não. Isso vai depender fundamentalmente de quão coerentes são essas estruturas vorticiais capturadas. Pelas primeiras figuras do campo de velocidade médio, apresentados nas Figs. 14 a 16, tudo indica que sim.

O tensor de flutuações turbulentas, R (com componentes $R_{11} = u'u'$, $R_{22} = v'v'$, $R_{33} = w'w'$, $R_{12} = u'v'$, $R_{13} = u'w'$, $R_{23} = v'w'$), obtido nas simulações LES apresenta informações muito importantes para análise do escoamento, não disponíveis pelas simulações RANS. Esse tensor mostra claramente as atividades turbulentas ao longo do domínio, discriminando cada componente em particular.

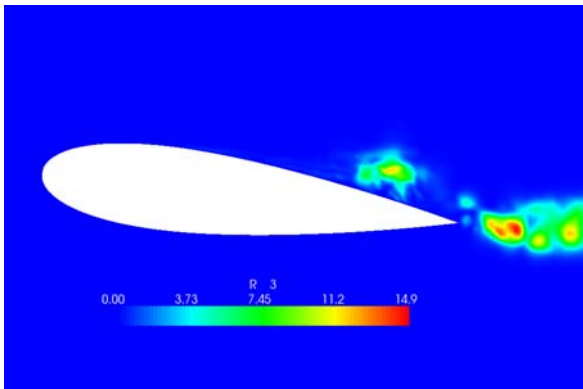
A Figura 20 mostra os resultados parciais obtidos até então para os diversos componentes. Nota-se a intensa atividade turbulenta no bordo de fuga, e na região da bolha de recirculação a um terço da corda, embora esta última de menor extensão e intensidade. É interessante observar a anisotropia da turbulência nessa pequena bolha na parte superior do

aerofólio (a mais ou menos um terço do bordo de ataque). Como pode ser visto nas Fig. 20 (a) e c), as componentes $u'u'$ e $v'v'$ são bastantes distintas nessa região.

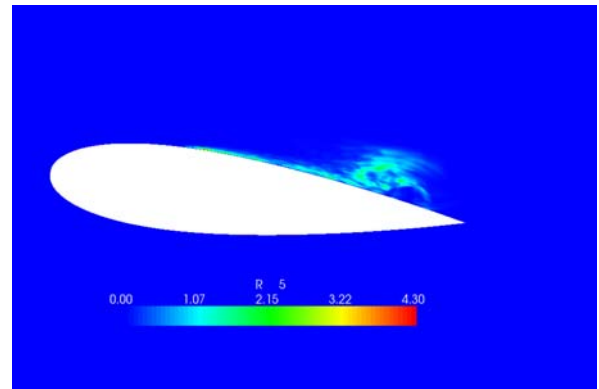


(a) rms ($u'u'$)

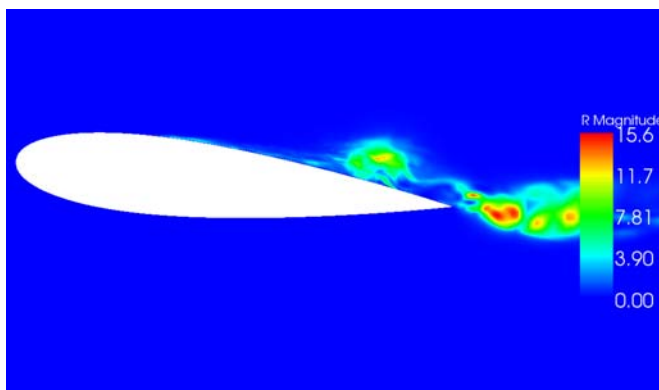
(b) rms ($u'v'$)



(c) rms ($v'v'$)



(d) rms ($w'w'$)



e) magnitude de R

Figura 20 – Tensões turbulentas

Conclusões

Os resultados da primeira fase deste trabalho, sob o ponto de vista quantitativo apontam para graves defeitos nas modelagens RANS. Um cuidadoso estudo de malha e esquemas numéricos, envolvendo uma minuciosa validação da malha utilizada, afastou qualquer outra

hipótese plausível para explicar as discordâncias em relação aos dados experimentais. Havendo-se afastado a possibilidade de malha inapropriada e esquema numérico inadequado, atribuiu-se à modelagem turbulenta os problemas observados nos perfis de velocidade média e coeficiente de pressão.

Uma significativa melhoria foi obtida com a utilização de modelos RANS mais sofisticados, em especial o modelo SST. Essa melhoria foi observada na melhor previsão das regiões próximas ao aerofólio, principalmente no que diz respeito a captura de bolhas de recirculação e estruturas turbulentas próximas a paredes. No entanto, tudo indica que essa melhoria foi obtida ao custo de uma piora na previsão das velocidades em regiões afastadas do aerofólio, o que normalmente não representa grande desafio para os modelos. De fato, as simulações da primeira fase, mesmo com todos os defeitos já comentados, foram capazes de prever com exatidão tais valores, o que nos leva a conclusão de que ainda há algo no modelo SST que precisa ser melhorado.

A metodologia LES apresentou resultados iniciais promissores, embora seja necessário esperar mais tempo de simulação para obter conclusões definitivas. Tudo indica, que os valores distantes para velocidade vão ser corretamente previstos, e que as bolhas também serão corretamente capturadas. A tendência observada durante o andamento das simulações é a de que os perfis de velocidade se aproximem cada vez mais dos dados experimentais, a medida que as médias temporais vão se estabilizando. As simulações LES disponibilizam uma enorme quantidade de informações, que se adequadamente tratadas, podem fornecer um melhor entendimento dos fenômenos físicos envolvidos no escoamento sobre aerofólios.

Referências

- CAZALBOU, J.B., SPALART, P.R., BRADSHAW, P., 1993, “On the Behavior of 2-Equation Models at the Edge of a Turbulent Region”, *Physics of Fluids*, Vol. 6, No. 5, pp. 1797-1804.
- DACLES-MARIANI, J., ZILLIAC, G.G, BRADSHAW, P., CHOW, J.S, 1995, “Numerical/Experimental Study of a Wingtip Vortex in the Near Field”, *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 9, pp. 1561-1568.
- LEONARD, B.P., 1979, “A Stable and Accurate Convective Modelling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation” *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, Vol. 19 pp.59-98.
- MENTER, F. R., 1992, “Influence of Freestream Values on $k-\omega$ Turbulence Model Predictions”, *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 6, pp. 1657-1659.
- MENTER, F. R., 1994, “Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications”, *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, pp. 1598-1605.
- MENTER, F. R., KUNTZ, M., LANGTRY, R., 2003, “Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model”, *Proceedings of the 4th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer*, pp. 625-632.
- NAKANO, T., FUJISAWA, N., OGUMA, Y., TAKAGI, Y., LEE, S., Experimental study on flow and noise characteristics of NACA0018 airfoil, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 95, pp. 511-531, 2007.
- PATANKAR, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere, N.Y., 1980.
- POPE, S. B., *Turbulent Flows*. Cambridge, 2000.
- SPALART, P. R., Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol., 21, pp. 252-263, 2000.
- WILCOX, D.C., Re-assessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models, *AIAA Journal*, vol. 26, pp. 1414-1421, 1988.