



IV CAIM 2014

Cuarto Congreso Argentino de Ingeniería Mecánica



UNIVERSIDAD NACIONAL DEL NORDESTE
FACULTAD DE INGENIERÍA
Resistencia Chaco - Rep. Argentina

FORO
DOCENTE
DEL AREA
MECANICA
DE LAS
INGENIERIAS

FoDAMI

APLICAÇÃO DE DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL PARA UM ESCOAMENTO SOBRE DEGRAU

Wendel R. Miranda ¹, Gleyson B. Ribeiro ² e André Luiz T. Rezende ^{*1}

^{*1} Instituto Militar de Engenharia – IME

Praça General Tibúrcio, 80, Rio de Janeiro, CEP22290-270, Brasil

e-mail: eng.wndl@gmail.com, arezende@ime.eb.br,

² Centro Universitário Augusto Motta – UNISUAM

RESUMO

A proposta deste trabalho é investigar a formação de uma bolha de separação ao longo de um escoamento 2D sobre um degrau através da análise numérica utilizando as Equações de Média de Reynolds (RANS). Essa metodologia de simulação numérica pode ser aplicada em problemas de escoamento em regime permanente para obtenção dos campos médios de velocidade e pressão. O objetivo principal é analisar a dinâmica do escoamento turbulento da bolha de recirculação para o parâmetro adimensional $\eta = R/H$ (razão entre o raio arredondado e altura do corpo). O número de Reynolds deste estudo possui o valor 2000 e é baseado na velocidade de corrente livre e na altura do obstáculo. As soluções obtidas através da metodologia RANS utilizam os modelos de turbulência, baseados na hipótese de Boussinesq, Spalart-Allmaras e $\kappa-\omega$ SST. Estes modelos RANS assumem modelagem isotrópica do tensor de Reynolds. Os resultados são comparados com dados computacionais existentes na literatura.

Palavras Chaves: turbulência, RANS, recirculação.

1. INTRODUÇÃO

Em muitas situações práticas de engenharia como em veículos, aeronaves e em engenharia civil, a separação do escoamento é desencadeada por uma borda arredondada.

No contexto de corpos rombudos, as bordas podem ser vantajosamente suavizadas para melhorar as características aerodinâmicas do corpo bem como controlar a produção de vibrações e ruídos.

A importância desta pesquisa consiste em se obter resultados de simulações numéricas escassos na literatura para o escoamento sobre um corpo bidimensional de bordo arredondado para os parâmetros adimensionais $\eta = 0.125, 0.25, 0.50$ e 1 e de intensidades turbulentas $I = 0\%$ e $0.1\% U_\infty$, usando uma metodologia de baixo custo e ótimos resultados, a metodologia RANS e os modelos $\kappa-\omega$ SST e Spalart-Allmaras.

As principais características do modelo RANS neste tipo de análise são a rapidez e a viabilidade computacional que este tipo de abordagem oferece, sendo normalmente preferido nas aplicações industriais, os quais devem ainda continuar por muitos anos como a alternativa mais rápida e viável para projetos requerida por estas aplicações na área industrial.



1.1. Bolha de Separação Curta

A presença de curvatura no bordo de ataque de um corpo, sujeito à um escoamento, atrasa o surgimento do ponto de separação sobre a superfície do mesmo. A bolha de separação laminar é formada logo após o ponto de separação, sendo determinada principalmente pelo valor do número de *Reynolds* e pela geometria do corpo. A camada limite laminar se desenvolve sobre a superfície do corpo (figura 1), e devido a curvatura, a pressão cai. Após passar pelo ponto de mínima pressão, a camada limite encontra-se sujeita a um gradiente de pressão adverso. Esta camada limite é desacelerada sob a influência do gradiente de pressão, fazendo com que o fluido próximo à superfície, que em baixa velocidade, comece a se mover a montante, gerando a separação.

Se o número de *Reynolds* do escoamento for alto, após a separação, a camada limite cisalhante laminar separada sofrerá uma transição para o regime turbulento. Ocorrendo isso, esta região contará com uma energia cinética mais alta com um aumento da taxa de mistura, que levará a camada cisalhante turbulenta separada a atingir mais uma vez a superfície do corpo, gerando o fenômeno denominado recolamento. Após esse recolamento, o escoamento se divide em duas correntes: uma camada limite turbulenta que segue a jusante (figura 1), e herda os níveis de turbulência da camada de mistura separada; e uma que é desviada a montante, para completar a recirculação.

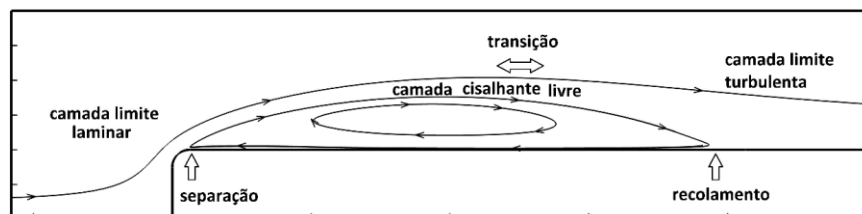


Figura 1 Formação de uma bolha de separação.

Aumentando-se mais o número de *Reynolds*, a energia da camada de fluido começa a ser suficiente para vencer o gradiente de pressão adverso, diminuindo-se a extensão da bolha até um determinado ponto a partir do qual não há mais o fenômeno de separação. (Rezende, 2009).

2 DOMÍNIO COMPUTACIONAL E CONDIÇÕES DE CONTORNO

No presente estudo foram analisados os resultados de 16 simulações, realizadas com os dois modelos baseados em médias de *Reynolds* (*RANS*) para o escoamento turbulento e incompressível sobre um meio-corpo bidimensional simétrico de bordo de ataque arredondado. para os parâmetros adimensionais $\eta = 0.125, 0.25, 0.50$ e 1 .



IV CAIM 2014

Cuarto Congreso Argentino de Ingeniería Mecánica



UNIVERSIDAD NACIONAL DEL NORDESTE
FACULTAD DE INGENIERÍA
Resistencia Chaco - Rep. Argentina

FORO
DOCENTE
DEL ÁREA
MECÁNICA
DE LAS
INGENIERÍAS

FoDAMI

Foi utilizado o software ANSYS® FLUENT® para se obter a geometria, a malha e determinar os campos de velocidade, as linhas de corrente médias, a distribuição de pressão (através do coeficiente de pressão) e as grandezas de turbulência como energia cinética turbulenta κ .

Pantakar (1980) recomenda uma maior atenção em se escolher a posição da saída do escoamento a fim de evitar fluxo reverso na condição de contorno, o que provoca uma maior dificuldade de convergência do modelo. Para isso o comprimento do domínio computacional e sua altura total foram aumentados para $L_x \times L_y \times L_z = 50 H \times 17 H \times 1 H$ e $x_s = 16 H$, sendo x_s o ponto de estagnação (figura 3).

A posição inicial da bolha de separação é dada por $x_0 = x_s + R$, que compreende o ponto final da curvatura do corpo bidimensional. O comprimento total l_r da bolha é dado por $l_r = x_r - x_0$, onde x_r é o ponto de recolamento da bolha de separação. O número de *Reynolds* para o presente trabalho foi de $Re = 2000$, o qual foi baseado na velocidade da corrente livre U_∞ , no comprimento característico H e na viscosidade cinemática, dada pela Equação (1) abaixo:

$$Re = \frac{U_\infty \times H}{\nu} = \frac{1 \times 1}{5 \times 10^{-4}} = 2000 \quad (1)$$

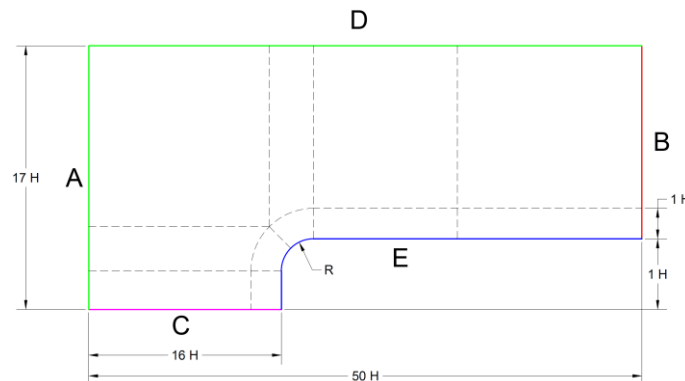


Figura 3 Domínio Computacional e Condições de contorno.

Para a modelagem *RANS* as condições de contorno foram:

i) Nas entradas *A* e *D* do domínio computacional, prescreveu-se a velocidade de corrente livre, $U_\infty(1,0,0)$. A pressão manométrica foi arbitrada como sendo nula, intensidade turbulenta $I = 0$ ou $0.1\% U_\infty$. A escala turbulenta foi calculada pela Equação (2) abaixo:

$$l \equiv 0.4\delta_{99} = 0.4 \times 0.5 H = 0.20 H \quad (2)$$

ii) Na fronteira de saída *B* a pressão manométrica foi arbitrada como nula, a intensidade turbulenta de $I = 0$ ou $0.1\% U_\infty$ e comprimento de escala turbulenta de $l \equiv 0.20 H$.



IV CAIM 2014

Cuarto Congreso Argentino de Ingeniería Mecánica



UNIVERSIDAD NACIONAL DEL NORDESTE
FACULTAD DE INGENIERÍA
Resistencia Chaco - Rep. Argentina

FORO
DOCENTE
DEL ÁREA
MECÁNICA
DE LAS
INGENIERÍAS

FoDAMI

iii) A fronteira C foi definida como um plano de simetria em XY . O objetivo dessa condição de contorno é de reduzir o custo computacional pela metade. (*Lamballais et al*, 2008).

iv) Sobre o corpo bidimensional E são assumidas as condições de contorno de não deslizamento e impermeabilidade, e dessa forma temos sobre o corpo:

$$\vec{u}_{parede} = \vec{v}_{parede} = 0 \quad (3)$$

Para se obter um $y^+ \leq 1$ e fugir dos efeitos da falsa difusão causados pelo escoamento não ortogonal à malha *Pantakar* (1980) recomenda o uso de elemento de tamanho reduzido. Por essa razão optou-se por trabalhar com um elemento de menor tamanho de $0.0075 H$, menor que no trabalho anterior de *Miranda et al* (2013), cujo elemento era de $0.02 H$. Dessa forma foi obtido um $y^+ \approx 0.5$.

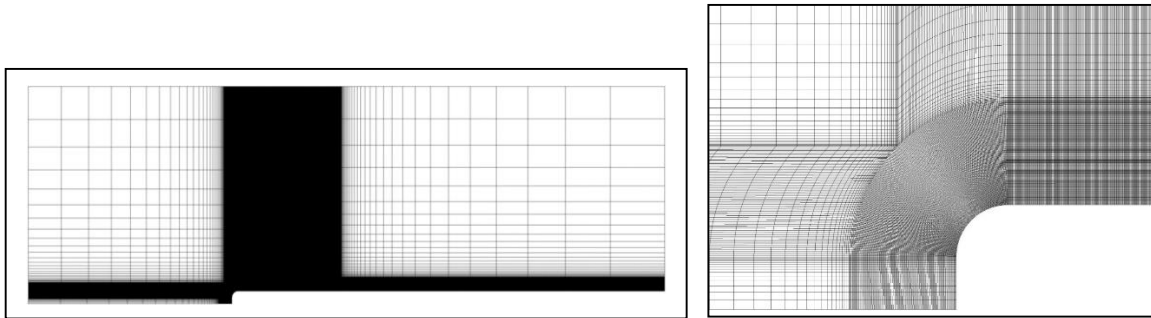


Figura 4 Malha

3 RESULTADOS

As primeiras 4 (quatro) simulações realizadas com a metodologia *RANS*, no modelo $\kappa\text{-}\omega$ *SST*, e função de interpolação *QUICK*, intensidade turbulenta $I = 0.1 \% U_\infty$ consumiram um tempo computacional de aproximadamente 36 horas cada, em um computador com Intel® Core i-7 de 32GB de RAM DDR3. Cada simulação em $\kappa\text{-}\omega$ *SST* foi iniciada do zero, a fim de se obter o tempo médio de cada caso. As simulações posteriores, em *Spalart-Allmaras* com função de interpolação *QUICK* e valores padrões de sub-relaxamento, utilizaram como valor inicial os resultados convergidos do modelo $\kappa\text{-}\omega$ *SST*. Para se atingir a convergência foram necessárias mais 8 horas, para cada uma das oito simulações em *Spalart-Allmaras*.

Cada simulação foi considerada convergida quando todos seus resíduos foram menores que 10^{-6} e o comprimento da bolha de separação não apresentou mais variação.

Foi observado que em todas as oito simulações com modelo $\kappa\text{-}\omega$ *SST* a variação da intensidade turbulenta I não causou diferenças nas medições (ângulo de separação, comprimento de recolamento, altura da bolha e etc.). Para seis simulações em *Spalart-Allmaras* foi observado



IV CAIM 2014

Cuarto Congreso Argentino de Ingeniería Mecánica



UNIVERSIDAD NACIONAL DEL NORDESTE
FACULTAD DE INGENIERÍA
Resistencia Chaco - Rep. Argentina

FORO
DOCENTE
DEL ÁREA
MECÁNICA
DE LAS
INGENIERÍAS

FoDAMI

diferenças nos resultados para os parâmetros $\eta = 0.25, 0.50$ e 1 . Não sendo observado para o parâmetro $\eta = 0.125$.

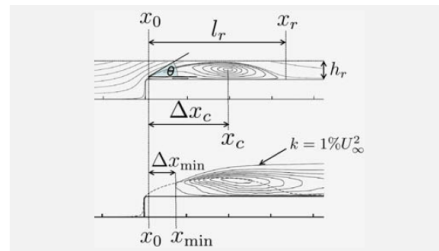


Figura 6 Bolha de separação (Lamballais et al, 2010).

Tabela 1 Intensidade turbulenta $I = 0.1$ (esquerda) e $0\% U_\infty$ (direita) $\kappa\omega$ SST.

curvatura	$\eta = 0.125$		$\eta = 0.25$		$\eta = 0.50$		$\eta = 1$	
nº elementos	216249		201069		211337		185458	
x_0	16.125	16.125	16.25	16.25	16.50	16.50	17	17
x_r	26.707	26.707	24.681	24.681	22.438	22.438	21.395	21.395
l_r	10.6	10.6	8.4	8.4	5.9	5.9	4.4	4.4
h_r	1.07	1.07	0.81	0.81	0.51	0.51	0.29	0.29
$\Delta x_c / l_r$	0.42	0.42	0.42	0.42	0.43	0.43	0.49	0.49
Θ	40°	40°	32°	32°	22°	22°	13°	13°
$k_{m\acute{a}x}$	0.08	0.08	0.08	0.08	0.07	0.07	0.06	0.06
U_{min}	-0.28	-0.28	-0.27	-0.27	-0.23	-0.23	-0.16	-0.16
$x / l_r (0) = 0.22$	18.45	18.45	18.10	18.10	17.81	17.81	17.97	17.97
$x / l_r (1) = 0.44$	20.78	20.78	19.96	19.96	19.11	19.11	18.93	18.93
$x / l_r (2) = 0.66$	23.11	23.11	21.81	21.81	20.42	20.42	19.90	19.90
$x / l_r (3) = 1.09$	27.66	27.66	25.44	25.44	22.97	22.97	21.79	21.79
$x / l_r (4) = 1.27$	29.56	29.56	26.96	26.96	24.04	24.04	22.58	22.58
$x / l_r (5) = 1.64$	33.48	33.48	30.08	30.08	26.24	26.24	24.21	24.21
$x / l_r (6) = 2.55$	43.11	43.11	37.75	37.75	31.64	31.64	28.21	28.21

Tabela 2 Intensidade turbulenta $I = 0.1$ (esquerda) e $0\% U_\infty$ (direita) Spalart-Allmaras.

curvatura	$\eta = 0.125$		$\eta = 0.25$		$\eta = 0.50$		$\eta = 1$	
nº elementos	216249		201069		211337		185458	
x_0	16.125	16.125	16.25	16.25	16.50	16.50	17	17
x_r	24.203	24.203	22.466	22.855	20.714	21.493	19.783	21.013
l_r	8.1	8.1	6.2	6.6	4.2	5.0	2.8	4.0
h_r	0.81	0.84	0.61	0.66	0.38	0.46	0.18	0.29
$\Delta x_c / l_r$	0.34	0.36	0.35	0.38	0.37	0.43	0.47	0.52
Θ	40°	40°	31°	31°	21°	22°	12°	13°
U_{min}	-0.40	-0.40	-0.38	-0.39	-0.36	-0.36	-0.25	-0.30
$x / l_r (0) = 0.22$	17.90	17.90	17.62	17.70	17.43	17.60	17.61	17.88
$x / l_r (1) = 0.44$	19.68	19.68	18.98	19.16	18.35	18.70	18.22	18.77
$x / l_r (2) = 0.66$	21.46	21.46	20.35	20.61	19.28	19.80	18.84	19.65
$x / l_r (3) = 1.09$	24.93	24.93	23.03	23.45	21.09	21.94	20.03	21.37
$x / l_r (4) = 1.27$	26.38	26.38	24.14	24.64	21.85	22.84	20.53	22.10
$x / l_r (5) = 1.64$	29.37	29.37	26.44	27.08	23.41	24.69	21.56	23.58
$x / l_r (6) = 2.55$	36.72	36.72	32.10	33.09	27.24	29.23	24.10	27.23



IV CAIM 2014

Cuarto Congreso Argentino de Ingeniería Mecánica



UNIVERSIDAD NACIONAL DEL NORDESTE
FACULTAD DE INGENIERÍA
Resistencia Chaco - Rep. Argentina

FORO
DOCENTE
DEL ÁREA
MECÁNICA
DE LAS
INGENIERÍAS

FoDAMI

3.1 Ângulo de Separação

O ângulo de separação é medido pela inclinação que o vetor velocidade faz com o eixo x no ponto localizado em $x = x_0$ (localizado no final do raio do corpo) e que pertence à linha de corrente que se origina na entrada do escoamento e não entra na bolha de separação. É a linha que delimita a bolha de separação, conforme pode ser visualizado na figura 6.

Os resultados obtidos dos ângulos de separação para todas as simulações em *RANS* foram muito satisfatórios. Os ângulos obtidos de 40° , 32° , 22° e 13° (em $\kappa\text{-}\omega$ SST com $I = 0$ e $0.1\% U_\infty$) estão em conformidade com ambas as simulações em *2D* e *3D* feitas em trabalhos de referência em *DNS* (Lamballais et al, 2010). Se comparados com as simulações em *2D DNS* (com $I = 0$ e $0.1\% U_\infty$) obtemos os erros de 2.5%, 3%, 0% e -13% para os parâmetros $\eta = 0.125, 0.25, 0.50$ e 1 , respectivamente. Se comparados com as simulações em *3D DNS* (com $I = 0\% U_\infty$) obtemos os erros de 0%, 0%, -4% e -19% e em *3D DNS* (com $I = 0.1\% U_\infty$) obtemos os erros de 0%, 0%, -4% e -13%, para os parâmetros $\eta = 0.125, 0.25, 0.50$ e 1 , respectivamente.

Para ângulos obtidos de 40° , 31° , 22° e 13° (*Spalart-Allmaras* com $I = 0\% U_\infty$) e comparados com as simulações em *2D DNS* (com $I = 0\% U_\infty$) obtemos os erros de 2.6%, 0%, 0% e -13.3%. Para os ângulos obtidos de 40° , 31° , 21° e 12° (*Spalart-Allmaras* com $I = 0.1\% U_\infty$) e comparados com as simulações em *2D DNS* ($0.1\% U_\infty$) obtemos os erros de 2.6%, 0%, -4.5% e -13.3% para os parâmetros $\eta = 0.125, 0.25, 0.50$ e 1 , respectivamente.

Se comparados os resultados em *Spalart-Allmaras* com as simulações em *3D DNS* (com $I = 0\% U_\infty$) obtemos 0%, -3.1%, -8.7% e -18.8% e com *3D DNS* (com $I = 0.1\% U_\infty$) obtemos 0%, -3.1%, -4.3% e -20.0% para os parâmetros $\eta = 0.125, 0.25, 0.50$ e 1 , respectivamente.

Pela comparação entre os erros dos modelos $\kappa\text{-}\omega$ SST e *Spalart-Allmaras* podemos afirmar que o primeiro se aproxima mais dos resultados simulados em *DNS* (Lamballais et al, 2010) e com uma considerável concordância.

3.2 Comprimento de Recolamento

O comprimento de recolamento se inicia no ponto localizado no final da curvatura do corpo ($x_0 = x_s + R$, onde x_s é o ponto de estagnação e início do corpo e R é o raio da curva) e se estende até o ponto de recolamento. Usualmente existem quatro maneiras de se determinar o ponto de recolamento (Yang, 2012):

a) Pela localização na qual a velocidade média é zero no primeiro ponto do grid afastado da parede ou onde a velocidade muda de sinal;



IV CAIM 2014

Cuarto Congreso Argentino de Ingeniería Mecánica



UNIVERSIDAD NACIONAL DEL NORDESTE
FACULTAD DE INGENIERÍA
Resistencia Chaco - Rep. Argentina

FORO
DOCENTE
DEL ÁREA
MECÁNICA
DE LAS
INGENIERÍAS

FoDAMI

- b) Pela localização onde a tensão cisalhante na parede é zero;
- c) Pela localização onde o escoamento se divide;
- d) Pelo método *p.d.f.* no qual o ponto de recolamento médio é indicado pela localização de 50% a frente da fração do escoamento.

No presente trabalho o segundo método foi escolhido.

Na figura 8 a seguir pode-se verificar que o modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST obteve comprimentos de recolamento maiores do que no modelo *Spalart-Allmaras* da figura 9.

O modelo *Spalart-Allmaras* aumentou a diferença a medida que se aumentou o raio da curva. Destaca-se também que ambos os modelos mantiveram certa linearidade com relação ao aumento no comprimento de recolamento na medida que se diminuiu o raio da curva. Fenômeno esse que só se observa na simulação 3D DNS (*Lamballais et al*, 2010) para a intensidade turbulenta $I = 0.1\% U_\infty$, nas simulações em LES (*Yang*, 2012) e no experimento (*J. Coupland*, 1994).

Se comparado com *Yang* (2012) os resultados de $10.6 H$ e $4.4 H$, obtidos no modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST, possuem erros de -22.6% e -15.4%. Os resultados de $8.1 H$ e $4.0 H$, obtidos no modelo *Spalart-Allmaras*, possuem os erros de -37.7% e -23.1%, para os parâmetros $\eta = 0.125$ e 1 respectivamente. O modelo *Spalart-Allmaras* ficou muito distante dos resultados comprados em LES (*Yang*, 2012).

3.3 Altura da Bolha de Separação

A altura da bolha de separação é medida da face do corpo até o ponto mais alto localizado na linha de corrente que se origina na entrada do escoamento e não entra na bolha de separação. É a linha que delimita a bolha de separação.

A medida que se diminuiu o raio do bordo de ataque, os valores da altura da bolha de separação aumentaram gradativamente como mostram as tabelas 1 e 2. Os resultados em $\kappa\text{-}\omega$ SST foram maiores que os resultados em *Spalart-Allmaras*.

3.4 Perfil de Velocidade

Os perfis de velocidade das simulações em $\kappa\text{-}\omega$ SST para as intensidades turbulentas $I = 0$ e $0.1\% U_\infty$, foram iguais e ambos foram plotados na figura 7.

Para o parâmetro $\eta = 1$, os perfis de velocidade das simulações em RANS com os modelos $\kappa\text{-}\omega$ SST e *Spalart-Allmaras* se aproximaram em muito dos perfis comparados em LES (*Yang*, 2012) e o experimento (*Coupland*, 1994). As estações de medição 0, 3 e 4 ficaram exatamente sobrepostas, para os modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST e *Spalart-Allmaras*. Adicionalmente, as estações de medição 0, 3, 4, 5 e 6



ficaram exatamente sobrepostas para os modelo *Spalart-Allmaras* com intensidade turbulenta $I = 0\% U_\infty$ (figura 7, no centro), se distanciando na estação 5 e 6 para intensidade turbulenta $I = 0.1\% U_\infty$ (figura 7, à direita). As outras estações se aproximaram, sendo consideradas satisfatórias do ponto de vista da simplicidade do modelo empregado.

Para o parâmetro $\eta = 0.125$, a comparação foi aproximada, uma vez que nos trabalhos comparados o raio do bordo de ataque é zero. Apesar desse detalhe os perfis de velocidade dos modelos $\kappa\text{-}\omega$ SST e *Spalart-Allmaras* se encontraram dentro dos resultados em LES (Yang, 2012) e do experimento (Coupland, 1994). Com uma aproximação maior dos resultados em LES (Yang, 2012).

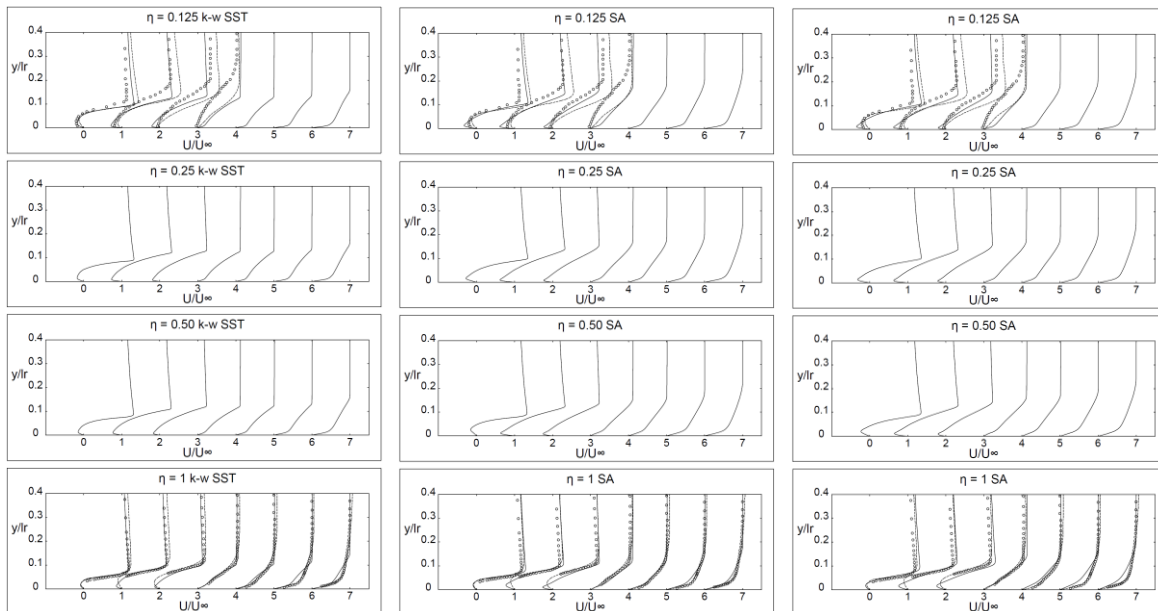


Figura 7 Perfil de velocidade em $x / l_r = 0.22, 0.44, 0.66, 1.09, 1.27$ e 1.64 . $I = 0$ e $0.1\% U_\infty$, à esquerda, $I = 0\% U_\infty$ meio e $I = 0.1\% U_\infty$ à direita.

Linha contínua em RANS, linha tracejada em LES e linha símbolo experimento.

3.5 Linhas de Corrente Médias

Ambos os modelos RANS, $\kappa\text{-}\omega$ SST e *Spalart-Allmaras* foram capazes de capturar a geometria da bolha de separação. Quando comparadas com as linhas de corrente em 3D DNS (Lamballais et al, 2010), elas são maiores em comprimento e altura, com maior destaque para a simulação RANS $\kappa\text{-}\omega$ SST, figura 8.

Foi observado claramente o crescimento gradativo da bolha de separação à medida que o raio do bordo de ataque foi diminuído. Esse comportamento não é observado no trabalho em 2D DNS (Lamballais et al, 2010).



IV CAIM 2014

Cuarto Congreso Argentino de Ingeniería Mecánica



UNIVERSIDAD NACIONAL DEL NORDESTE
FACULTAD DE INGENIERÍA
Resistencia Chaco - Rep. Argentina

FORO
DOCENTE
DEL ÁREA
MECÁNICA
DE LAS
INGENIERÍAS

FoDAMI

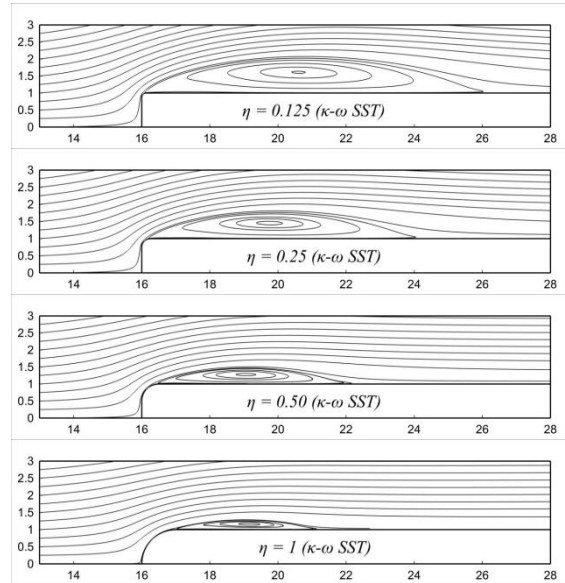


Figura 8 Linhas de corrente médias. $I = 0$ e $0.1\% U_\infty$.

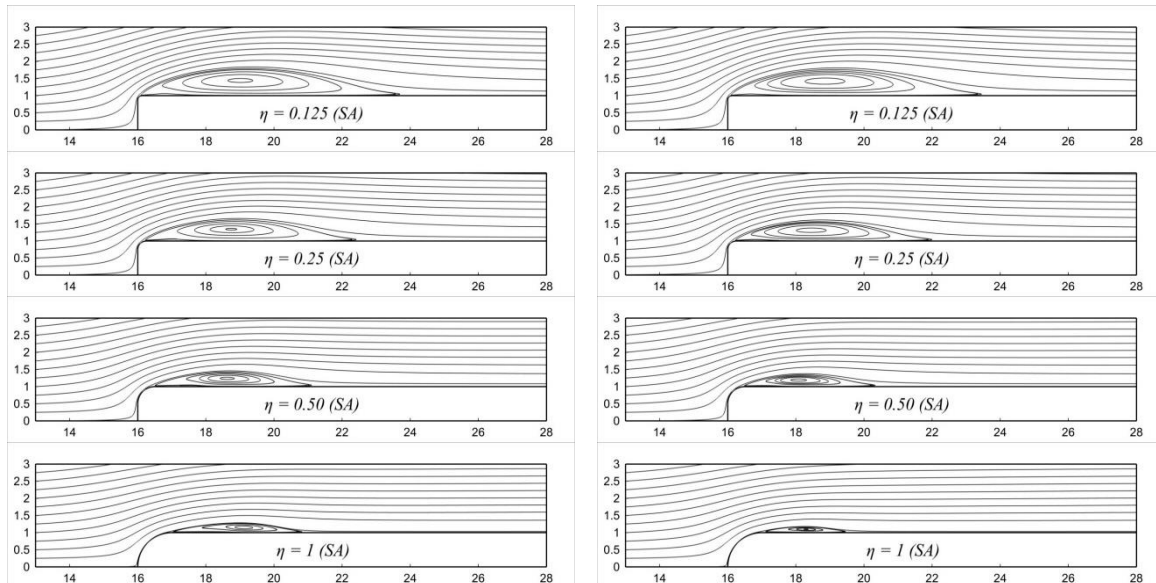


Figura 9 Linhas de corrente médias. $I = 0\% U_\infty$ à esquerda e $I = 0.1\% U_\infty$ à direita.

3.6 Distribuição de Pressão

A distribuição de pressão é analisada através do coeficiente de pressão, que é definido pela Equação (4) abaixo, onde p é a pressão estática, ρ é a massa específica, p_∞ e U_∞ são a pressão e a velocidade de escoamento livre.



IV CAIM 2014

Cuarto Congreso Argentino de Ingeniería Mecánica



UNIVERSIDAD NACIONAL DEL NORDESTE
FACULTAD DE INGENIERÍA
Resistencia Chaco - Rep. Argentina

FORO
DOCENTE
DEL ÁREA
MECÁNICA
DE LAS
INGENIERÍAS

FoDAMI

$$C_p = \frac{(p_{\infty} - p)}{(0.5 \rho U_{\infty}^2)} \quad (4)$$

Pode-se notar que em todas as simulações o ponto de maior pressão foi na face frontal do bordo de ataque (figuras 10 e 11). Nessa região, grande parte da energia cinética foi convertida em pressão e a velocidade tende a zero. Para o parâmetro adimensional $\eta = 0.125$ foi obtido o maior valor de coeficiente de pressão de valor 1.2.

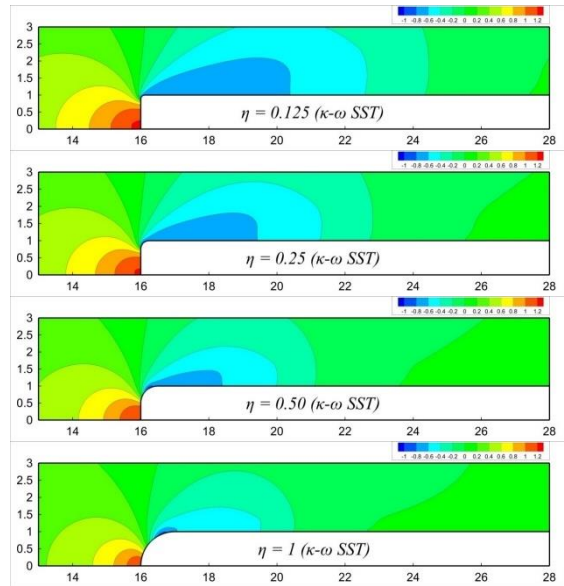


Figura 10 Distribuição de pressão. $I = 0$ e $0.1\% U_{\infty}$.

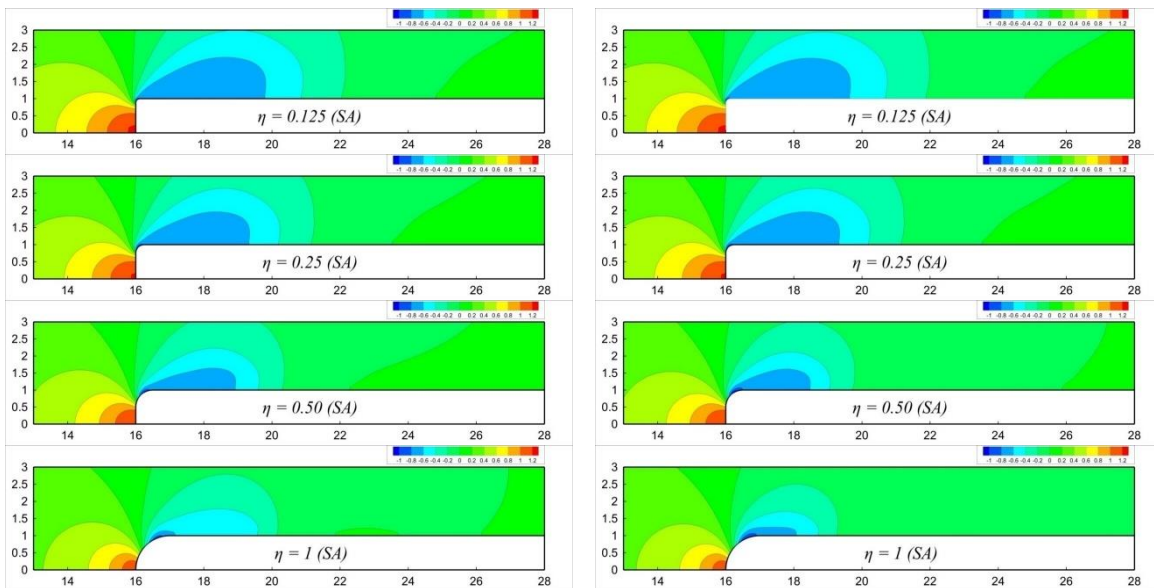


Figura 11 Distribuição de pressão. $I = 0\% U_{\infty}$ à esquerda e $I = 0.1\% U_{\infty}$ à direita.



IV CAIM 2014

Cuarto Congreso Argentino de Ingeniería Mecánica



UNIVERSIDAD NACIONAL DEL NORDESTE
FACULTAD DE INGENIERÍA
Resistencia Chaco - Rep. Argentina

FORO
DOCENTE
DEL ÁREA
MECÁNICA
DE LAS
INGENIERÍAS

FoDAMI

3. CONCLUSÕES

No presente estudo foi observado o aumento do comprimento de recolamento l_r da bolha de separação a medida que se diminuiu o raio do bordo de ataque, variando de um comprimento de 4.4 H até 10.6 H, para $\eta = 1$ e 0.125 respectivamente.

Para $\eta = 0.25$, no modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST e $l = 0 \% U_\infty$, o comprimento de recolamento aumentou para 8.3 H em comparação com 6.98 H de Miranda e Rezende (2013). Isso foi devido ao emprego de uma malha melhor e da opção *Low-Re* do ANSYS® FLUENT®. A malha atual foi processada com um elemento de tamanho 0.0075 H e com isso foi obtido um $y^+ \approx 0.5$.

O ângulos de separação, para ambos os modelos RANS, se aproximaram em muito dos trabalhos publicados em 3D DNS de Lamballais et al (2010), sendo 40°, 32°, 22° e 13° para o modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST e 40°, 31°, 22° e 13° para o modelo Spalart-Allmaras.

Os perfis de velocidade se aproximaram bastante dos trabalhos em LES de Yang (2012), dando maior destaque para o parâmetro adimensional $\eta = 1$, cujo perfil foi idêntico nas estações de medição 0, 3, 4 e 6.

Os modelos RANS, $\kappa\text{-}\omega$ SST e Spalart-Allmaras, foram capazes de capturar as principais características da bolha de separação como ângulo de separação, comprimento de recolamento, altura, perfis de velocidade, linhas de corrente e coeficiente de pressão.

4 REFERÊNCIAS

- [1] Araújo, F. ; Rezende, A.L.T. ; Nieckele, A.O. , Influence of the Angle of Attack on the leading Edge Bubble in a Flow over a Thin Flat Plate. 21st International Congress of Mechanical Engineering (COBEM 2011), 2011.
- [2] Courtine, S. ; Spohn, A. Dynamics of separation bubbles formed on rounded edges. In: 12th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. Lisbon, Portugal, 2004.
- [3] Lamballais, E. ; Silvestrini ; J., Laizet, S. , Direct Numerical Simulation Of Flow Separation Behind A Rounded Leading Edge: Study Of Curvature Effects. International Journal Of Heat And Fluid Flow, Vol. 31, Pp. 295-306, 2010.
- [4] Miranda, W.R. , Rezende, A.L.T. Simulação Numérica de uma Bolha de Separação em Bordo Arredondado Utilizando Equações Médias de Reynolds. Conferência Brasileira de Dinâmica, Controle e Aplicações (DINCON 2013), 2013.

Agradecimentos

Os autores agradecem ao suporte recebido pela Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior CAPES.