

5 Resultados

O presente capítulo tem por objetivo apresentar as análises dos resultados das simulações realizadas com os modelos baseados nas médias de Reynolds (RANS) e Grandes Escalas (LES), para o problema do jato incidente em uma placa quente. Este problema é governado por quatro parâmetros: (i) razão de aspecto H/D , sendo H a distância entre o bocal e a placa aquecida e D o diâmetro do bocal do jato, (ii) Número de Reynolds, \mathbf{Re} , o qual foi definido em base ao diâmetro do bocal do jato e da velocidade média do jato da saída do bocal, U_j (entrada no domínio de cálculo) como

$$\mathbf{Re} = \frac{\rho U_j D}{\mu} \quad ; \quad U_j = \frac{1}{A_j} \int U_{in} dA \quad (5.1)$$

onde U_{in} é o perfil de velocidade axial na saída do bocal, A_j é a área da seção transversal do jato, ρ é a massa específica e μ é a viscosidade dinâmica ou absoluta, (iii) Número de Prandtl, \mathbf{Pr}

$$\mathbf{Pr} = \frac{\mu C_p}{k} \quad (5.2)$$

onde C_p e k são o calor específico a pressão constante e condutividade térmica, respectivamente (iv) Número de *Swirl*, S , definido como a razão entre o fluxo de quantidade de movimento ângulo pelo produto do raio do bocal R e fluxo de quantidade de movimento linear

$$S = \frac{A_j \int r U_{in} dA}{R \int U_{in} dA} \quad (5.3)$$

As simulações foram realizadas visando reproduzir a experiência apresentada no trabalho de Abrantes (2005), o qual possui uma ótima quantidade de dados experimentais com números de *Swirl* $S=0$; $S=0,3$ e $S=0,5$; número de

Reynolds de 21000 e número de Prandtl igual 0,73, correspondendo ao escoamento de ar. A razão de aspecto selecionada neste trabalho para ser investigada foi $H/D=2$.

Os resultados das simulações foram avaliados mediante a comparação com os dados experimentais de Abrantes (2005) assim como com resultados numéricos obtidos da bibliografia, tais como: Hadziabdic and Hanjalic (2008), Hallqvist (2006), Jaramillo et. al., (2008) e Kubacki and Dick (2010), considerados os trabalhos mais relevantes em termos de comparação com os resultados obtidos.

As simulações RANS foram realizadas para os três números de *Swirl* investigados por Abrantes, assumindo regime permanente, e escoamento axi-simétrico (bi-dimentional) empregando os modelos: $\kappa-\varepsilon$ padrão (Launder and Spalding, 1972), $\kappa-\varepsilon$ Realizável (Shih et al, 1995), $\kappa-\varepsilon$ RNG (Yakhot e Orszag, 1986), $\kappa-\omega$ SST (Menter, 1994, 2003) com correções de baixo número de Reynolds (LRC), e RSM (Launder et al., 1975; Gibson e Launder, 1978; Launder, 1989) com correções de baixo número de Reynolds (LRC) e RSM com lei de parede incrementada (EWT). Simulações iniciais foram realizadas utilizando todos os modelos mencionados. A seguir, dois modelos de cada categoria (viscosidade turbulenta e tensões de Reynolds) foram selecionados para serem explorados com mais detalhes.

Com a avaliação dos resultados dos modelos RANS, viu-se necessária a obtenção de resultados mais precisos, construindo uma malha tridimensional mais refinada utilizando a metodologia de grandes Escalas (LES), utilizando o modelo Smagorinsky Dinâmico. Os resultados estatisticamente permanente foram obtidos somente para o caso sem escoamento espiralado ($S=0$) para serem avaliados e comparados com os dados experimentais e das simulações RANS.

5.1 Experimento

O trabalho realizado por Abrantes (2005) consiste na realização de medidas experimentais do escoamento do jato incidente numa superfície quente, sendo avaliada também a influência do número de *Swirl* (componente tangencial). Abrantes apresentou um trabalho detalhado sobre a caracterização de escoamento (velocidades médias e grandezas turbulentas), e a avaliação da transferência de calor na superfície.

No seu trabalho, Abrantes utilizou as técnicas ópticas como PIV (Particle Image Velocimetry) e LDV (Laser Doppler Velocimetry) para caracterizar o escoamento e termopares na placa para avaliar a transferência de calor. Abrantes utilizou uma geometria composta de uma superfície circular com diâmetro d ($d=132$ mm), o diâmetro do bocal do jato (D), foi de 22 mm, e a altura entre o bocal do jato e a superfície de incidência (H) foi de duas vezes o diâmetro do bocal ($H=2D$). A vista frontal da geometria experimental é apresentada na Figura 5.1. O número de Reynolds empregado nos experimentos por Abrantes foi igual a 21000.

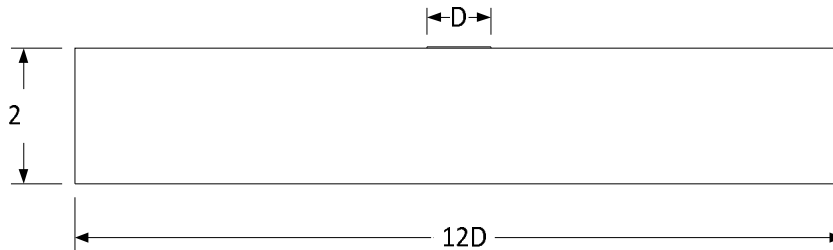


Figura 5.1 – Vista frontal da geometria utilizada por Abrantes (2005).

A análise para caracterização do escoamento foi realizada em um plano r - y passando pelo eixo central do disco tal como se mostra na Figura 5.2, e as medidas foram obtidas para seis coordenadas radiais tal como pode ser observado na Tabela 5.1 e a Figura 5.2. Abrantes (2005) forneceu também dados associados à transferência de calor ao longo da superfície de incidência.

Tabela 5.1 Posição das estações de medição dos perfis de velocidade e grandezas turbulentas.

Estação	Posição (r/D)
1	0,5
2	1,0
3	2,0
4	3,0
5	4,0
6	5,0

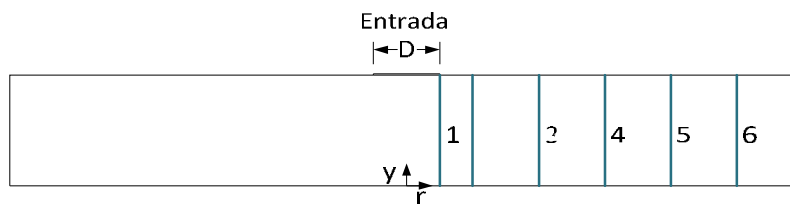


Figura 5.2 – Estações de medição sobre a superfície, Abrantes (2005).

5.2 Domínio Computacional

A Figura 5.3 ilustra o domínio computacional, assim como as condições de contorno utilizadas. Para casos RANS, foi utilizada uma malha bidimensional considerando-se o escoamento como axi-simétrico, com um comprimento axial de seis vezes o diâmetro ($6D$) e uma altura (H) de duas vezes o diâmetro ($2D$). O Apêndice B apresenta o teste realizado visando avaliar o tamanho adequado do domínio computacional. Na Figura 5.3 pode-se observar as condições de contorno impostas, entre elas a condição do escoamento na saída do bocal, entrando ao domínio computacional. No lado superior e direito do domínio, a pressão foi imposta como sendo igual à pressão atmosférica. No lado direito, o escoamento deixa o domínio, porém na parte superior o fluido pode entrar ou sair do domínio. De acordo com a nomenclatura do Fluent, esta fronteira é considerada de pressão de entrada, enquanto que a outra de pressão de saída. O lado esquerdo corresponde ao eixo, e o lado inferior à parede de incidência com a condição de fluxo de calor constante.

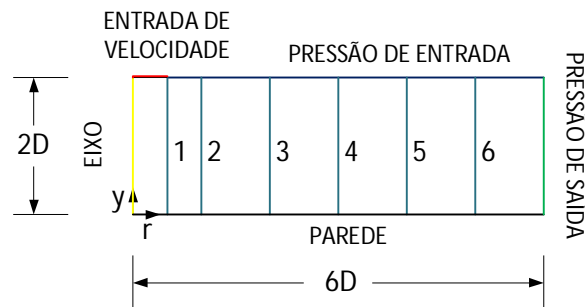


Figura 5.3 – Domínio computacional com as condições de contorno e estações de medição empregadas.

Já para as Simulações de Grandes Escalas um domínio computacional tridimensional foi utilizado correspondendo a um cilindro com as mesmas dimensões que o caso 2-D na qual o diâmetro da superfície de incidência era igual a $12D$.

Para definir a malha a ser utilizada foram feitos diversos testes, os quais se encontram no Apêndice A. Para os casos RANS selecionou-se uma malha não uniforme de 120×150 pontos (axial x radial) igual a 18000 células. Nesta malha a concentração de pontos era maior na região próxima à parede com o qual era garantido um $y^+ < 1$. Já para os casos LES foi utilizada uma malha mais refinada

tanto nas direções axial como radial; para estes casos selecionou-se uma malha de 150x180x200 (axial x radial x tangencial) depois do teste de malha, o qual pode ser observado no Apêndice B. A malha escolhida para os casos LES concorda com a orientação dos trabalhos da literatura tais como Hadziabdic and Hanjalic (2008) e Hallqvist (2006), os quais empregaram uma malha de 154 x180x200 e 146x196x200, nas coordenadas axial-radial-tangencial, respectivamente. A malha tridimensional foi de 5.400.000 volumes de controle, denominada 5,4M. Com a malha utilizada nas Simulações de Grandes Escalas se obteve um $y^+=1,207$ para o primeiro ponto nodal sobre a superfície.

5.3 Condições de Contorno

Na entrada do domínio computacional, prescreveu-se a velocidade média temporal medida por Abrantes (2005) na saída do bocal. Para os casos RANS é necessário especificar os perfis da energia cinética turbulenta κ , taxa de dissipação específica ω e a taxa de dissipação ε na saída do bocal para todos os casos $S=0$; $S=0,3$ e $S=0,5$. Como condição de contorno de entrada e saída foi considerada a pressão atmosférica. Na placa (superfície de incidência) foi considerada as condições de não-deslizamento, impermeabilidade e fluxo de calor constante como imposto no aparato experimental.

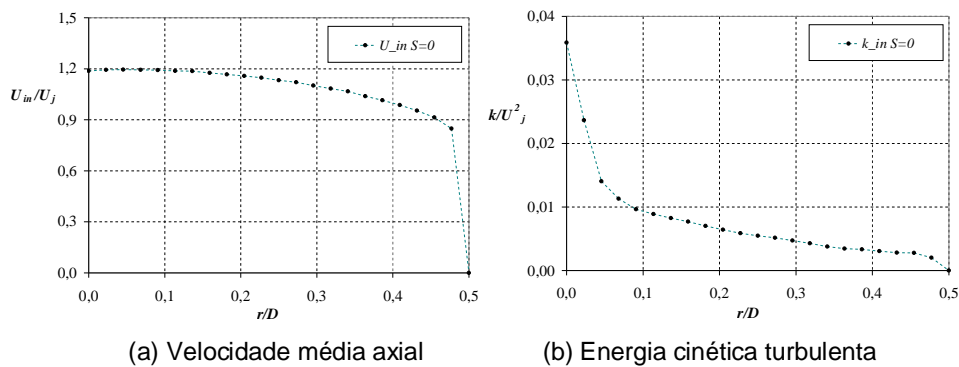


Figura 5.4 – Perfis de velocidade média e energia cinética turbulenta do jato. Caso $S=0$.

A Figura 5.4 apresenta os perfis de velocidade média radial e energia cinética turbulenta medidos por Abrantes (2005) para o caso $S=0$. O perfil de velocidade (Fig. 5.4a) é aproximadamente uniforme na seção transversal do bocal, apresentando comportamento típico de escoamento turbulento. Já o perfil da

energia cinética turbulenta apresenta um pico no eixo de simetria caindo para zero em direção à parede.

Os perfis da taxa de dissipação específica ω e a taxa de dissipação ε na saída do bocal foram obtidos a partir do perfil de energia cinética turbulenta, baseados no comprimento de escala turbulenta $l = 0,07D$ como

$$\omega_{in} = \frac{\kappa_{in}^{1/2}}{C_{\mu}^{1/4} l} \quad ; \quad \varepsilon_{in} = \frac{C_{\mu}^{3/4} \kappa_{in}^{3/2}}{l} \quad (5.4)$$

e encontram-se ilustrados na Fig.5.5.

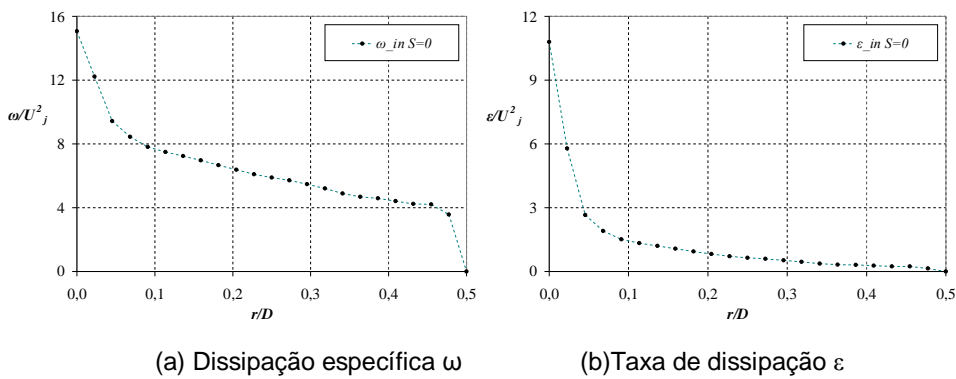


Figura 5.5 – Perfis de dissipação específica ω , e taxa de dissipação ε do jato. Caso $S=0$.

Os perfis de velocidade axial e angular medidos por Abrantes (2005) para o caso $S=0,3$ encontram-se ilustrados na Fig. 5.6, enquanto que os perfis correspondentes a $S=0,5$ encontram-se na Fig. 5.7.

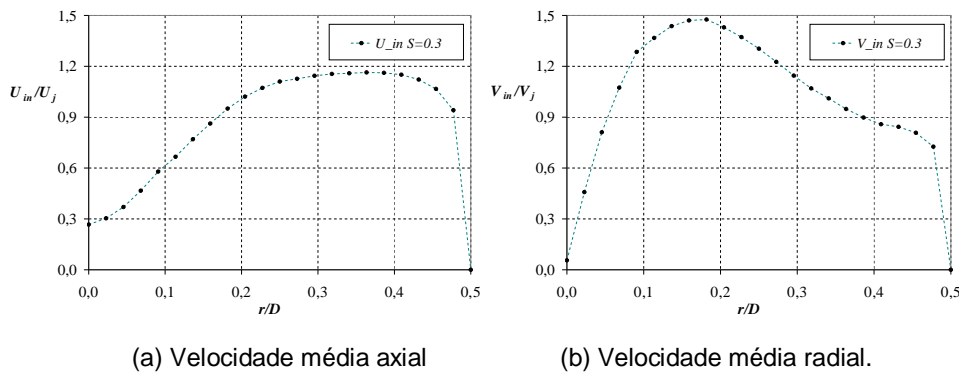


Figura 5.6 – Perfis de velocidade média axial e radial do jato. Caso $S=0,3$.

Nos casos de escoamento espiralado ($S \neq 0$) não havia dados experimentais referentes à energia cinética turbulenta. Desta forma, o perfil de energia cinética turbulenta normalizado apresentado na Fig. 5.4b para $S=0$ e os correspondentes

perfis da taxa de dissipação específica ω e a taxa de dissipação ε (Fig. 5.5) também foram utilizados para $S=0,3$ e $S=0,5$.

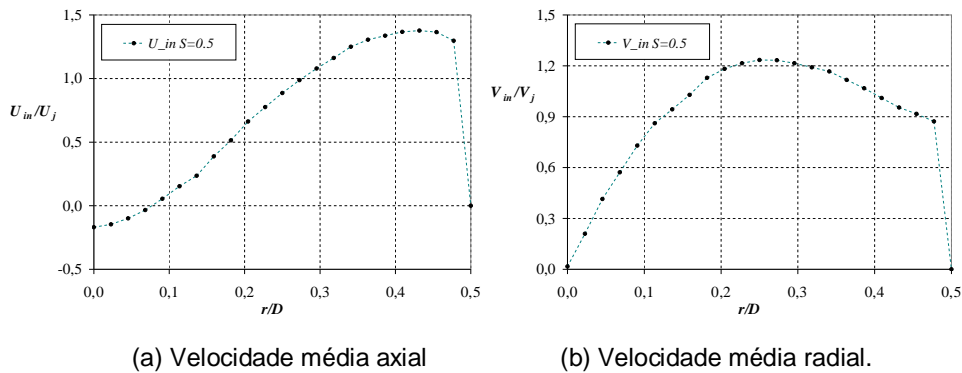


Figura 5.7 – Perfis de velocidade média axial e radial do jato. Caso $S=0,5$.

No caso de $S=0$, a temperatura do jato de ar T_j na entrada do domínio (saída do jato) foi medido por Abrantes (2005) como igual a $26,68\text{ }^\circ\text{C}$ ($299,83\text{ }^\circ\text{K}$). Para este caso, o fluxo de calor constante imposto por Abrantes (2005) foi de $1627,84\text{ W/m}^2$. Para $S=0,3$ e $S=0,5$ a temperatura do jato foi medida como sendo igual a $26,02\text{ }^\circ\text{C}$ ($299,17\text{ }^\circ\text{K}$) e $27,21\text{ }^\circ\text{C}$ ($300,36\text{ }^\circ\text{K}$), respectivamente. Já o fluxo de calor imposto para $S=0,3$ foi igual a $1077,90\text{ W/m}^2$ e para $S=0,5$ igual a $1085,06\text{ W/m}^2$.

A Tabela 5.2 apresenta as propriedades termofísicas utilizadas para obtenção dos resultados, visando reproduzir os dados experimentais: massa específica (ρ), viscosidade dinâmica (μ), condutividade térmica (k), e calor específico do fluido (C_p).

Tabela 5.2 Propriedades do Ar na condição de entrada.

ρ	1,18	kg/m^3
μ	$1,90 \times 10^{-5}$	Ns/m^2
k	0,0261	$\text{W/m}^\circ\text{K}$
C_p	1005,4	$\text{J/Kg}^\circ\text{K}$

5.4 Modelos RANS

Os seis modelos RANS, selecionados para serem investigados neste trabalho, foram utilizados para determinar o campo de velocidade, pressão e temperatura. Os resultados obtidos foram normalizados em relação à velocidade média do jato U_j . Os modelos foram comparados entre si e com os dados experimentais de Abrantes (2005). Comparou-se os perfis de velocidade médios

normalizados ao longo da coordenada vertical y e normalizada com o diâmetro do bocal D para as diferentes estações radiais indicadas na Fig. 5.3. Com objetivo de visualizar melhor os resultados obtidos, os perfis são apresentados somente na região mais próxima à superfície de incidência. Nas mesmas estações investigou-se as estatísticas de segunda ordem.

Como apresentado no Capítulo 3, os modelos RANS baseados no conceito de viscosidade turbulenta de Boussinesq, assumem a viscosidade turbulenta como sendo uma quantidade escalar isotrópica, o que não é necessariamente correto. As estatísticas de segunda ordem precisam ser avaliadas a partir do campo de velocidade média determinado. Os componentes normais do tensor simétrico de Reynolds na direção do escoamento (axial) e transversal ao mesmo, respectivamente, $-\overline{u'u'}$ e $-\overline{v'v'}$ são

$$-\overline{u'u'} = 2 \frac{\mu_t}{\rho} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \frac{2}{3} \kappa; \quad -\overline{v'v'} = 2 \frac{\mu_t}{\rho} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \frac{2}{3} \kappa \quad (5.5)$$

e as tensões cisalhantes $-\overline{u'v'}$ são

$$-\overline{u'v'} = \frac{\mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \quad (5.6)$$

Para avaliar os componentes normais utilizou-se a norma rms das tensões normais, i.e., $rms(u') = \sqrt{-\overline{u'u'}}$; $rms(v') = \sqrt{-\overline{v'v'}}$.

As equações 5.5 e 5.6 foram utilizadas para os componentes do tensor de Reynolds para os modelos $\kappa\text{-}\omega$ SST, $\kappa\text{-}\varepsilon$ Padrão, $\kappa\text{-}\varepsilon$ Realizable e $\kappa\text{-}\varepsilon$ RNG. Para os casos do Reynolds Stress Model (RSM), as tensões de Reynolds são obtidas diretamente através da solução de suas equações de conservação, as quais foram apresentadas no Capítulo 3.

Como visto no Capítulo 3, a energia cinética turbulenta nada mais é do que o traço do tensor turbulento, i.e., a soma das tensões normais médias,

$$\kappa = (\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'}) / 2 \quad (5.7)$$

Para os modelos baseados na viscosidade turbulenta, a energia cinética turbulenta é obtida pela solução de sua equação de conservação, para os modelos RSM é obtida pela soma das tensões normais.

Para avaliar a distribuição de tensão cisalhante τ_w e de pressão sobre a placa, utilizou-se as seguintes definições dos coeficientes de atrito e de pressão

$$C_f = \frac{\tau_w}{\rho U_j^2 / 2} \quad ; \quad \tau_w = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (5.8)$$

$$C_p = \frac{p - p_{atm}}{\rho U_j^2 / 2} \quad (5.9)$$

A troca de calor sobre a superfície incidente pode ser avaliada através do número de Nusselt

$$Nu = \frac{h D}{k} \quad ; \quad h = \frac{q_w}{(T_w - T_j)} \quad (5.10)$$

onde h é o coeficiente de transferência de calor local, T_w é a temperatura da placa e T_j a temperatura do ar na saída do bocal.

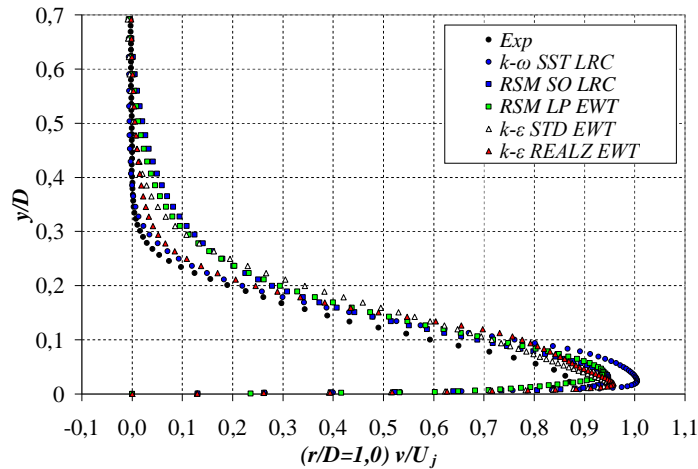
5.4.1 Modelos RANS, Caso S=0

O caso sem escoamento espiralado ($S=0$) foi considerado como caso base. Inicialmente os resultados obtidos com os modelos $\kappa-\omega$ SST (LRC), $\kappa-\varepsilon$ Padrão (EWT), $\kappa-\varepsilon$ Realizable (EWT), Reynolds Stress Model com correção de baixo Reynolds (RSM-LRC) e com lei da parede incrementada (EWT) são comparados com os dados experimentais de Abrantes (2005) para duas coordenadas radiais, $r/D=1,0$ e $r/D=4,0$. A seguir, os seguintes um modelo de cada abordagem (viscosidade turbulenta e modelo de tensão de Reynolds) foram selecionados, sendo os modelos $\kappa-\omega$ SST (LRC) e Reynolds Stress Model com lei da parede incrementada (RSM-EWT). Estes modelos foram então comparados mais detalhadamente entre si e com os dados experimentais de Abrantes (2005). Em alguns casos (quando disponível) comparou-se também com os resultados de modelos RANS de Jaramillo et. al (2008) e Kubacki (2010).

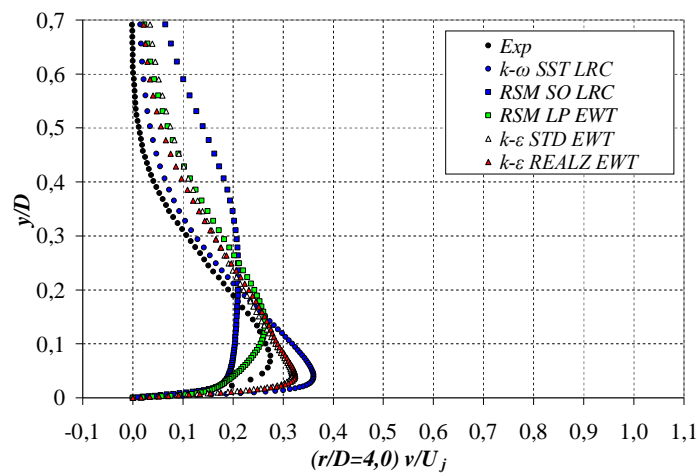
5.4.1.1 Velocidade Radial Média, Caso $S=0$

A Figura 5.8 apresenta os perfis de velocidade radial média obtidos com os cinco modelos mencionados em $r/D=1,0$ e $4,0$.

Analisando os resultados observou-se que qualitativamente todos os modelos conseguiram reproduzir os dados experimentais. Observou-se na Fig. 5.8 altos valores da velocidade radial média junto à parede. A medida que a camada limite cresce ao longo do prato, o jato perde intensidade e o valor máximo da velocidade cai. Longe da parede a velocidade do escoamento vai para zero, pois o meio externo ao jato encontra-se estagnado.



(a) $r/D = 1,0$

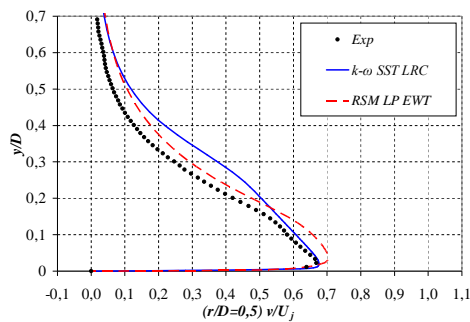
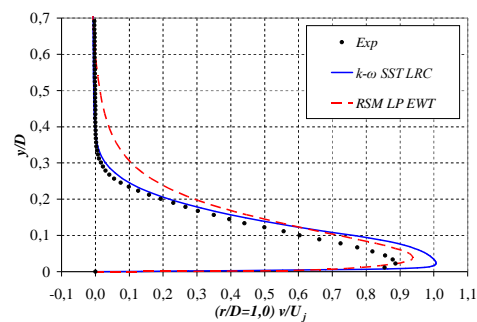
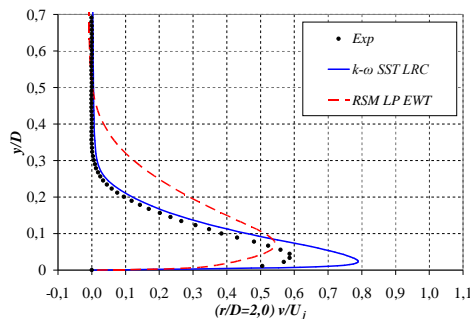
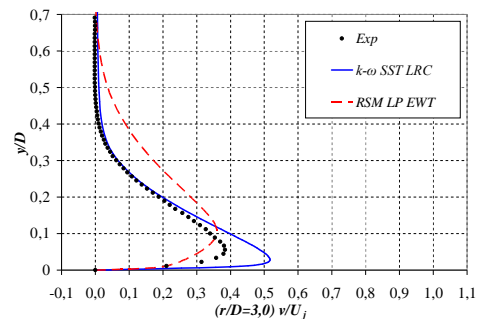


(b) $r/D = 4,0$

Figura 5.8 – Velocidade radial média. Caso $S=0$. Cinco modelos.

Visando apresentar uma avaliação mais detalhada do perfil de velocidade, o modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT) são comparados com os dados experimentais de Abrantes (2005) na Fig. 5.9, em seis estações radiais: $r/D = 0,5$; 1,0; 2,0; 3,0; 4,0 e 5,0.

Analisando a Fig. 5.9, observa-se o crescimento inicial do componente radial, devido a deflexão do escoamento, entre as coordenadas $r/D = 0,5$ e 1,0. Após a coordenada $r/D = 1,0$ o desenvolvimento do escoamento tipo camada limite sobre a placa plana é claro. Os dois modelos apresentam resultados compatíveis qualitativamente com os resultados experimentais, sendo que o modelo RSM, escolhido pelo fato de ser um modelo anisotrópico, inicialmente superestima a velocidade e a medida que a camada limite evolui, melhora um pouco a predição do perfil, mas sub-estima a velocidade.

(a) $r/D = 0,5$ (b) $r/D = 1,0$ (c) $r/D = 2,0$ (d) $r/D = 3,0$

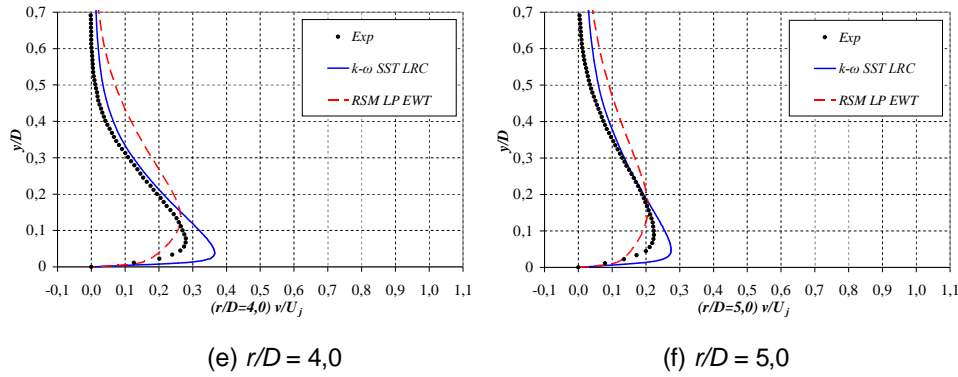


Figura 5.9 – Perfis de velocidade radial média. Caso $S=0$. $\kappa-\omega$ STT (LRC) e RSM (EWT).

Analisando os resultados pode-se notar que a espessura da camada limite é claramente super-estimada, indicando que a difusão deste modelo é maior do que esperado. Já o modelo $\kappa-\omega$ SST apresenta comportamento inverso. O modelo $\kappa-\omega$ SST apresenta excelente concordância com os dados experimentais em regiões afastadas à superfície de incidência (onde o gradiente de velocidade é menor) e pelo contrário (resultados com menor concordância) em regiões próximas à superfície de incidência. No entanto na primeira estação a concordância com o máximo de velocidade é muito bom, e a espessura da camada limite é muito bem avaliada em todas as estações.

Observa-se que os dois modelos baseados em diferentes abordagens têm dificuldade na previsão do escoamento nas regiões próximas à parede, isto pelo fato do forte espalhamento do jato (elevada quantidade de movimento axial) o que produz um elevado gradiente de velocidade em estações menores ($r/D=0,5$ e $r/D=1.0$) nas quais os resultados são sobreestimados. Já em estações maiores a $r/D=2.0$, onde o gradiente de velocidade perde intensidade os resultados das simulações tem uma maior concordância aos experimentais.

Visando complementar a análise do perfil de velocidade radial média, estas são normalizadas utilizando unidades de parede. A velocidade e a coordenada axial são adimensionalizadas com a velocidade de atrito v^* como

$$v^+ = \frac{\bar{v}}{v^*} \quad ; \quad y^+ = \frac{\rho v^* y}{\mu} \quad \text{onde} \quad v^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (5.11)$$

onde τ_w é a tensão de cisalhamento na parede. A Figura 5.10 apresenta o perfil a velocidade radial média v^+ ao longo da direção axial adimensional y^+ , para as

distintas estações r/D , obtidas com os dados dos modelos $\kappa-\omega$ SST (LRC) e RMS (EWT) e com os dados experimentais de Abrantes (2005). Pode ser observado o comportamento linear de velocidade ($u^+=y^+$) nas proximidades da parede ($y^+ < 5$), continuando a crescer até $y^+ \approx 10$. Como o escoamento fluido ambiente externo à camada limite encontra-se estagnado, a região logarítmica não é observada. Após $y^+ \approx 10$ há um decaimento da velocidade até o valor de zero. Também pode ser observado que a medida que o escoamento se desenvolve ao longo da parede (valores r/D maiores) o escoamento torna-se semelhante, uma vez que a curva tende a entrar em colapso.

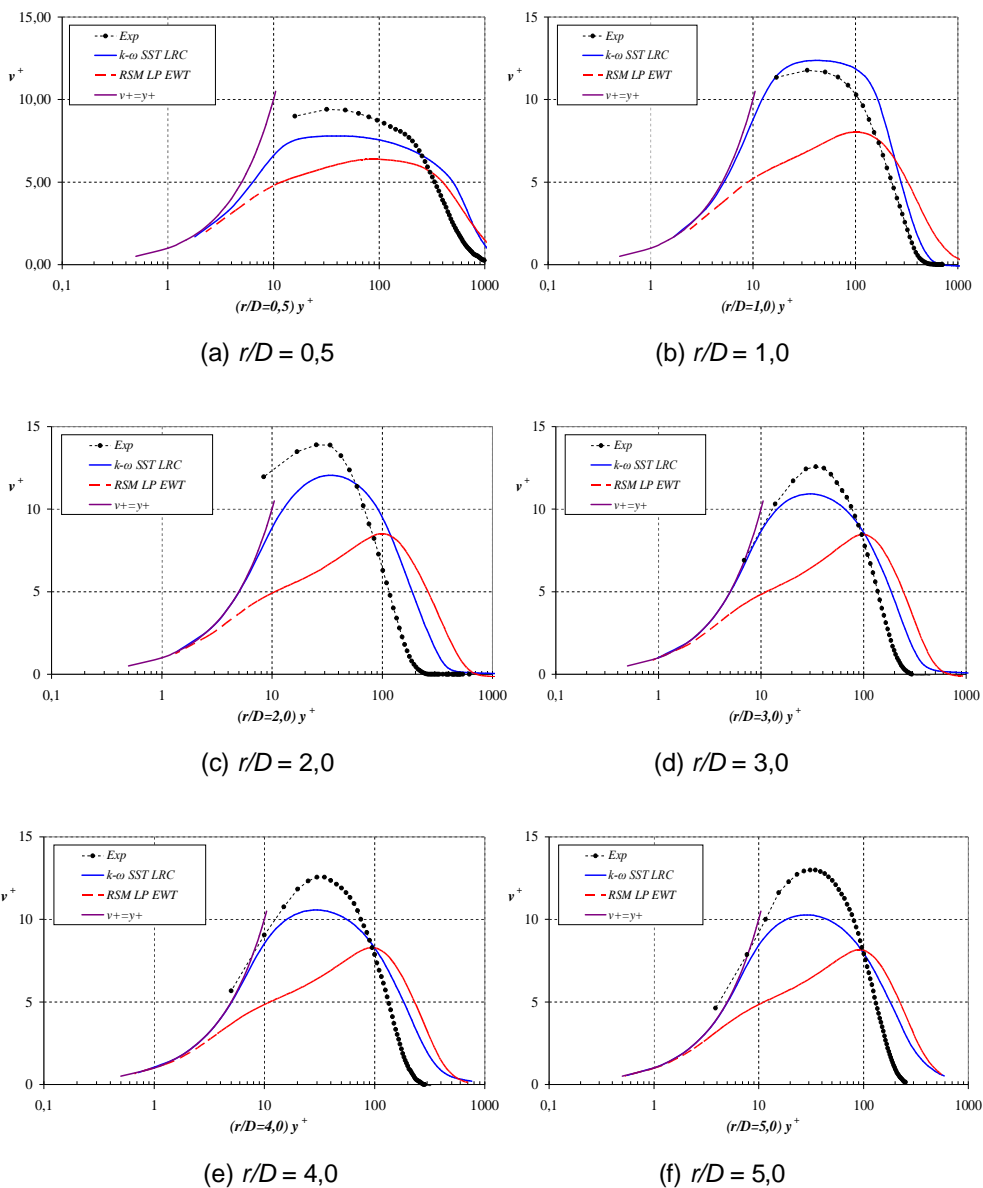


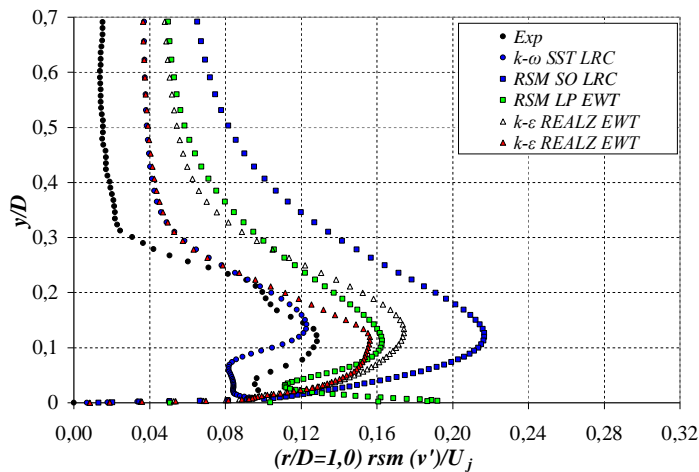
Figura 5.10 – Perfil de velocidade média em unidades de parede. Caso $S=0$.

O modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST acompanha de uma forma mais precisa os resultados experimentais, indicando uma melhor representação do perfil de velocidade em relação ao modelo RSM (EWT). Observa-se que embora a mesma tendência que os dados experimentais tenha sido observada, o campo de velocidade similar é obtido numericamente mais a jusante ao longo da placa.

5.4.1.2 Estatísticas de Segunda Ordem, Caso $S=0$

A obtenção do campo de velocidades assim como do campo de pressão dependem das características presentes no escoamento. As grandezas turbulentas têm uma importância relevante no desenvolvimento do escoamento, por consequência a boa predição das estatísticas turbulentas de segunda ordem é fundamental na determinação das características globais do escoamento.

Procedendo de forma análoga ao utilizado com o componente radial de velocidade média, apresenta-se nas Figs. 5.11, 5.12 e 5.13, uma comparação das estatísticas de segunda ordem (velocidade radial turbulenta, velocidade axial turbulenta, e a tensão cisalhante turbulenta de Reynolds) obtidas com os 5 modelos seleccionados para este caso, para as coordenadas radiais $r/D = 1,0$ e $4,0$.



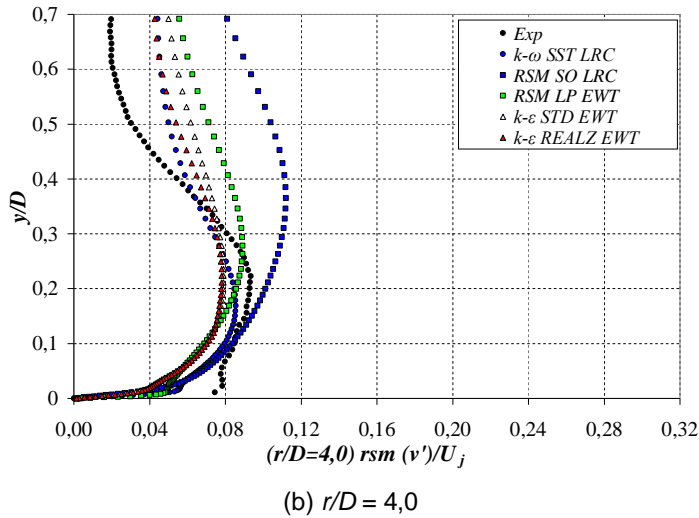
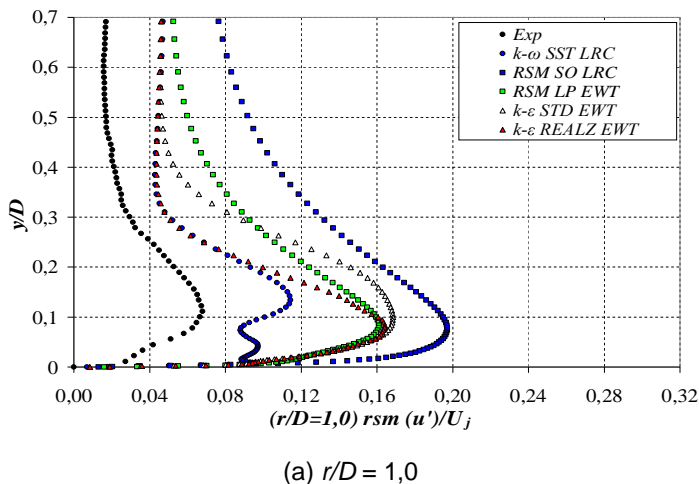


Figura 5.11 – Velocidades turbulentas radial. Caso S=0. Cinco modelos.

Analisando a Figura 5.11 observa-se que os níveis mais elevados de turbulência também ocorrem próximo à parede e eixo de simetria. Observa-se ainda que o modelo RSM (LCR) é o que mais super-estima a velocidade turbulenta radial em ambas as coordenadas, e o modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST apresenta a melhor predição deste componente.

Como pode ser observado na Fig. 5.12, todos os modelos super-estimam a velocidade turbulenta axial, sendo que assim como na predição do componente radial o modelo RSM-RLC apresentou o pior desempenho. Nota-se que diferentemente do medido experimentalmente, os valores numéricos das tensões turbulentas normais $rsm(u')$ e $rsm(v')$ são aproximadamente iguais para cada modelo RANS empregado.



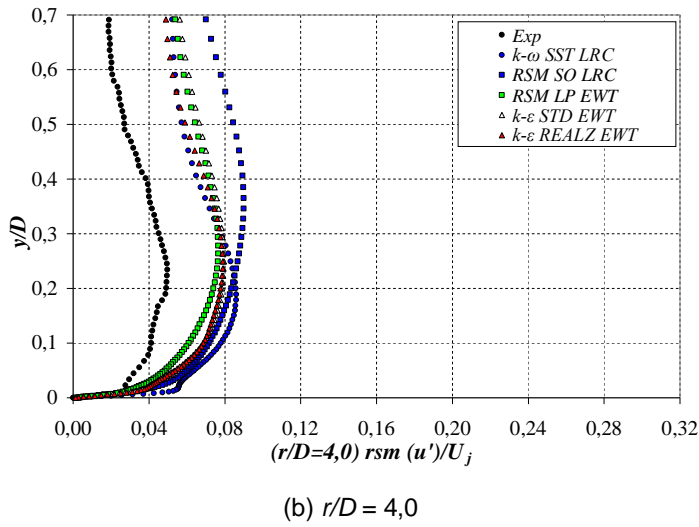
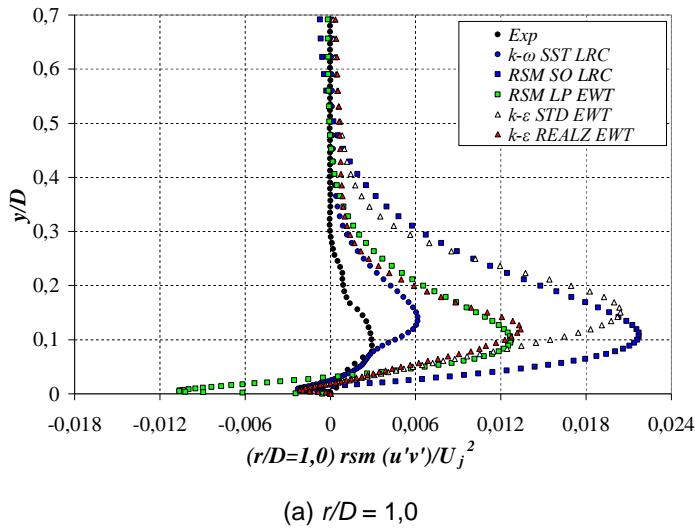


Figura 5.12 – Velocidades turbulentas axial. Caso $S=0$. Cinco modelos.

Analisando a Figura. 5.13 observa-se que todos os modelos superestimaram o valor da tensão cisalhante. Nota-se que o modelo $\kappa-\varepsilon$ Realizable apresenta predição semelhante ao modelo RSM LRC com respeito a tensão cisalhante de Reynolds, e como predito para os outros componentes apresenta uma super-estimativa da contribuição turbulenta. O modelo $\kappa-\omega$ SST apesar de super-estimar este componente e o que melhor consegue se aproximar dos dados experimentais.



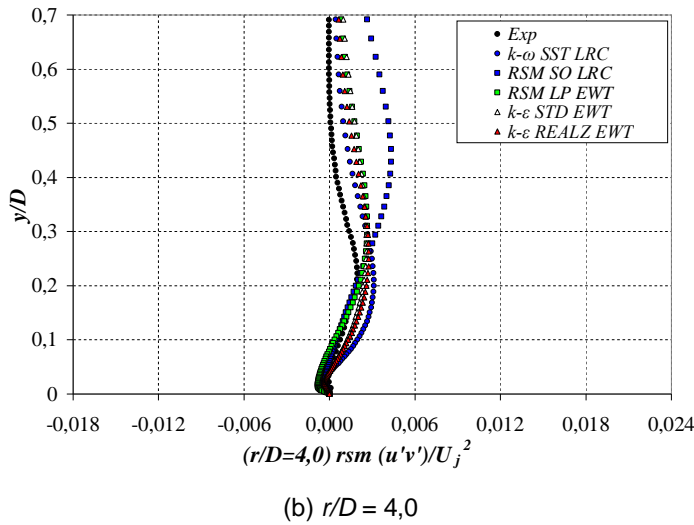
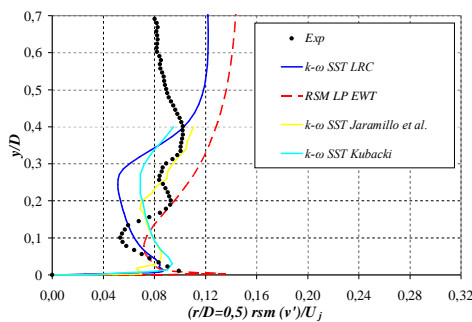


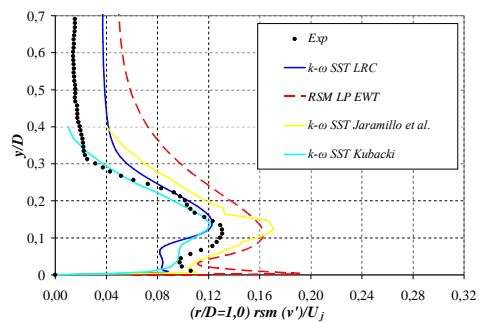
Figura 5.13 – Tensão cisalhante de Reynolds turbulento. Caso $S=0$. Cinco modelos.

A evolução da velocidade turbulenta radial ao longo da placa é apresentada na Fig. 5.14, para as seis estações indicadas na Fig. 5.3. Neste caso, além da comparação dos modelos $\kappa-\omega$ SST e RSM (EWT) com os dados experimentais de Abrantes (2005), os resultados numéricos de Jaramillo et. al (2008) e Kubacki (2010) também são incluídos.

Na Figura 5.14 pode ser observada a presença de valores máximos de flutuações de velocidade em regiões próximas à parede, isto pelos elevados níveis de turbulência apresentados nesta região. Pode ser observada também uma queda abrupta das flutuações de velocidade radial fora da região do jato de parede. Na coordenada $r/D = 0,5$ todos os modelos falharam em prever o comportamento do componente radial turbulento. Esta é a região mais complexa do escoamento, com a deflexão do jato para escoar ao longo da placa.



(a) $r/D = 0,5$



(b) $r/D = 1,0$

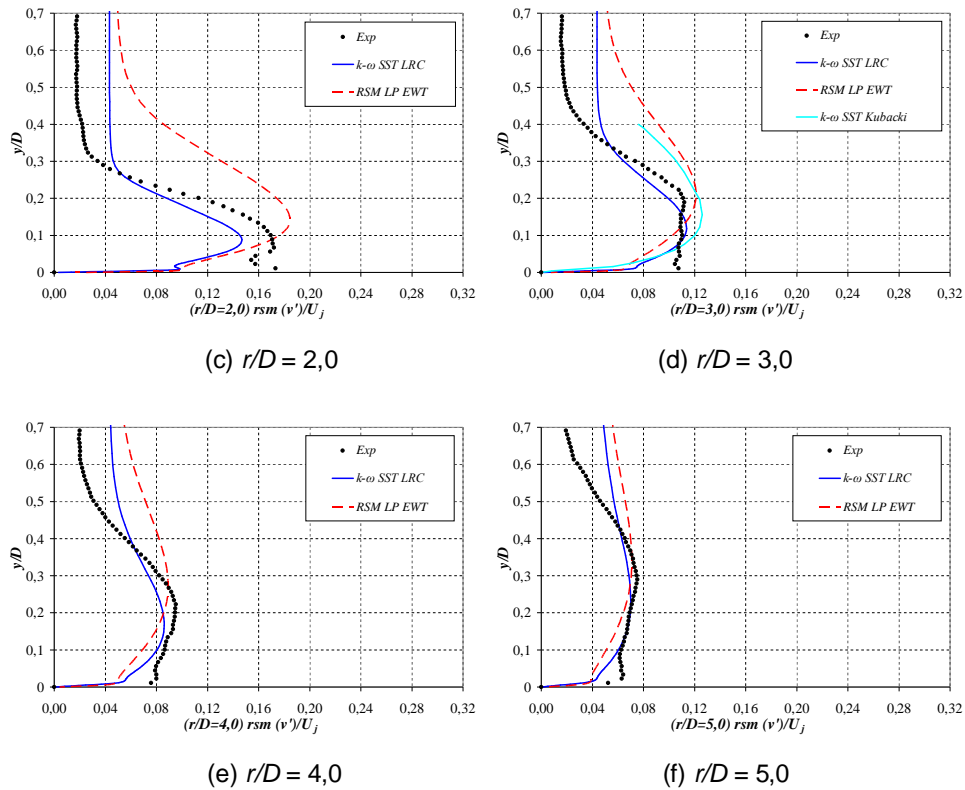


Figura 5.14 – Perfis de velocidade radial turbulenta, Caso $S=0$. $\kappa\text{-}\omega$ SST e RSM (EWT).

O modelo RSM (EWT) sobreestima o valor da velocidade radial turbulenta ao longo de toda a coordenada vertical y , para todas as estações. Nota-se ainda que este modelo apresenta um pico na região próxima à parede significativamente maior do que o medido experimentalmente, e a espessura da região onde a turbulência predomina apresenta maior espessura do que o observado experimentalmente.

Os modelos $\kappa\text{-}\omega$ SST de Jaramillo et. al (2008) e de Kubacki (2010) apresentam um perfil semelhante ao RSM (EWT).

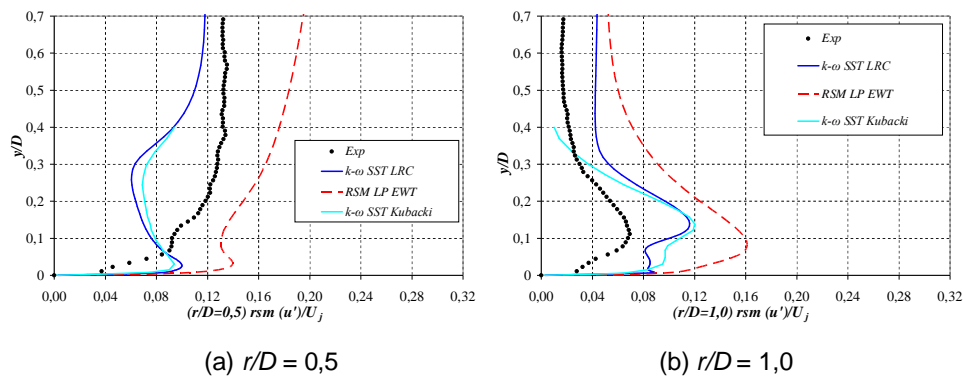
O modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST utilizado neste trabalho apresentou a melhor concordância com os dados experimentais de Abrantes (2005) para este componente, principalmente nas estações mais afastadas do eixo de simetria.

A Figura 5.15 apresenta os resultados do perfil da velocidade axial turbulenta, obtidos com os modelos $\kappa\text{-}\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT) juntamente com os dados experimentais de Abrantes (2005) e numéricos de Kubacki (2010). Examinando os resultados observa-se que para o componente axial de turbulência, $rms(u')$, ambos os modelos testados prevêem tendências similares. Também pode

ser visto que a discrepância com os dados experimentais para a estação $r/D=0,5$ é maior muito perto da parede, onde um pico de $rms(u')$ não está presente nos dados experimentais. Exceto para esta região, qualitativamente, a previsão numérica é razoável, com $\kappa-\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT) superestimando o valor de $rms(u')$.

No modelo RSM um elevado espalhamento é observado, indicando que o modelo é muito dissipativo. A concordância dos valores pico com os dados experimentais melhora a medida que r/D aumenta. Pode-se observar que o RSM só foi capaz de prever um resultado qualitativo razoável, com grandes discrepâncias nos valores máximos. Importante ressaltar que os resultados obtidos por Kubacki (2010) deste componente nas estações $r/D=0,5$, $r/D=1,0$ e $r/D=3,0$ apresentam a mesma tendência dos resultados obtidos pelo modelo $\kappa-\omega$ SST neste trabalho.

Note-se que os dados experimentais apresentaram menores variações de velocidade axial em relação às flutuações radial. Os modelos $\kappa-\omega$ apresentam valores similares para os dois componentes das tensões normais, uma vez que não são capazes de prever a anisotropia do escoamento. O modelo RSM consegue prever menores valores para o componente turbulento axial, no entanto, ambos os componentes são super-avaliados. A intensidade turbulenta é difusiva em direção ao eixo do jato e, portanto, a posição dos valores máximos da velocidade axial turbulenta se desloca para a linha central. Teoricamente o modelo RSM é capaz de prever a anisotropia da turbulência, dessa forma, acredita-se que as discrepâncias observadas podem ser explicadas pela falta de terceira dimensão nas simulações.



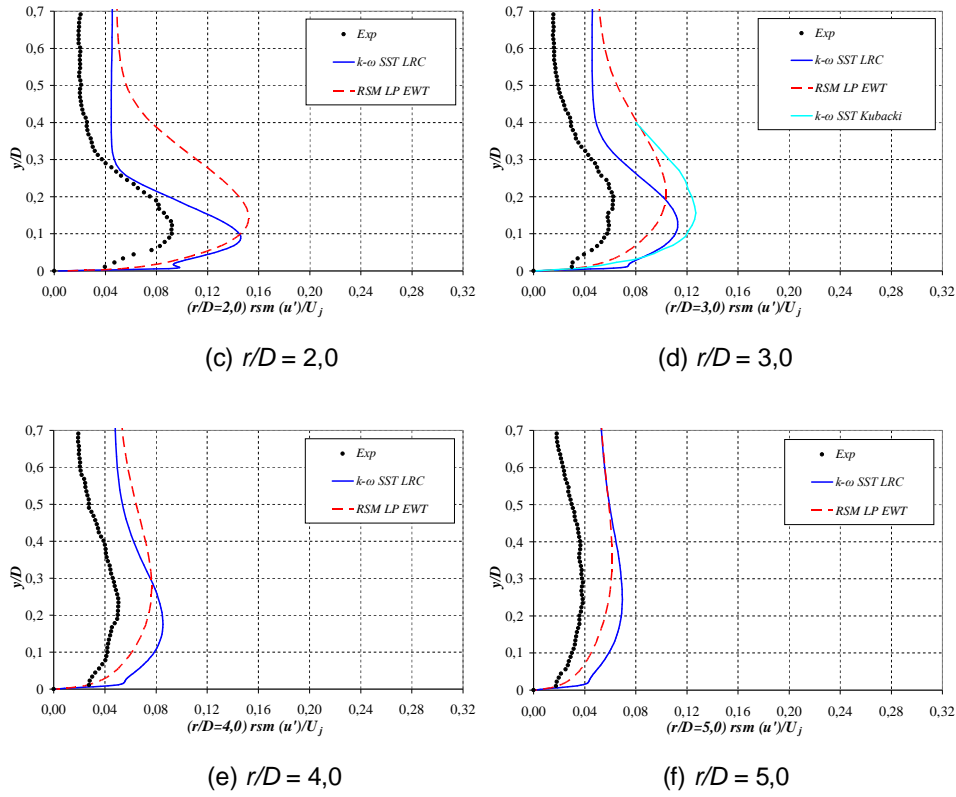
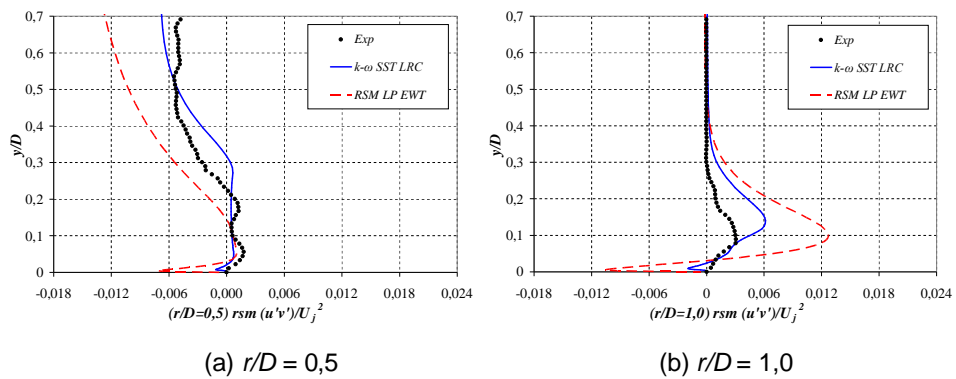


Figura 5.15 – Perfis de velocidade axial turbulenta, Caso S=0. $\kappa-\omega$ STT (LRC) e RSM (EWT).

A Figura 5.16 apresenta os resultados da tensão de cisalhante turbulenta (ou tensão de Reynolds) $\overline{u'v'}/U_j^2$ obtidos com os dois modelos selecionados neste trabalho para as seis estações.



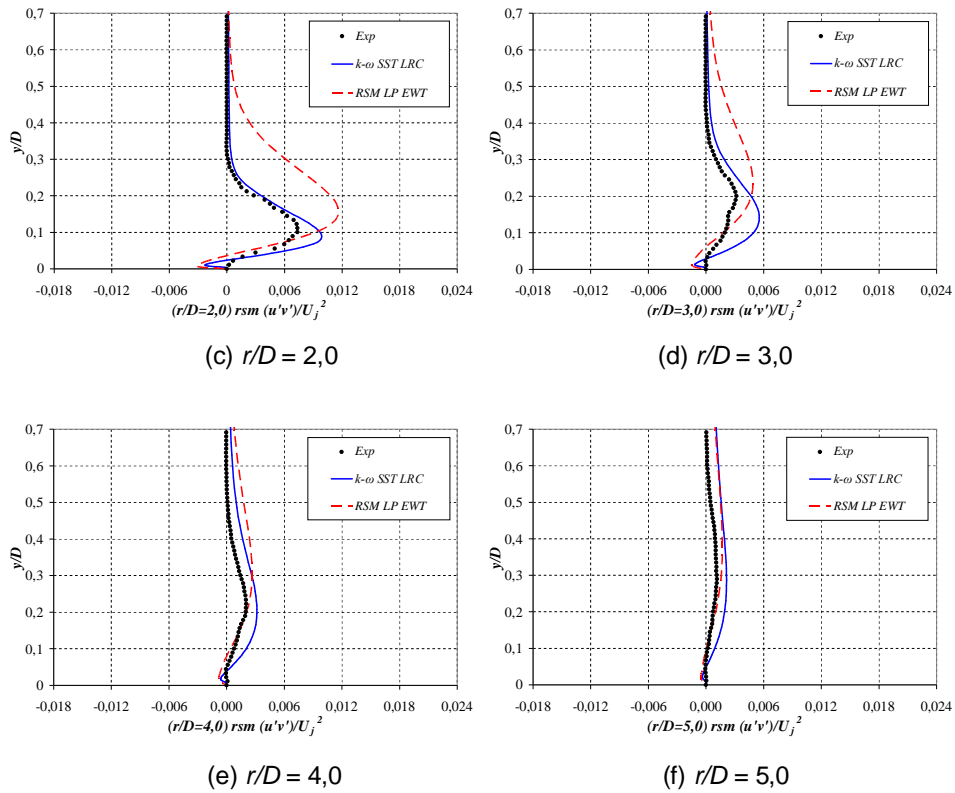


Figura 5.16 – Perfis da tensão cisalhante de Reynolds turbulento, Caso $S=0$. $\kappa-\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT).

Mais uma vez pode-se dizer que uma boa concordância com os dados experimentais foi obtida com ambos os modelos em teste, sendo observado que os valores da tensão de Reynolds foram sobreestimados em ambos os casos. O modelo $\kappa-\omega$ SST apresenta melhores resultados que o modelo RSM em todas as estações em estudo. O modelo RSM sobreestima os valores máximos em todos os casos de análises. Uma melhora para o modelo RSM na previsão na tensão de Reynolds pode ser a introdução de um modelo híbrido, como proposto por Heschl et al. (2005), aplicado ao problema do jato incidente. Neste modelo as tensões normais eram calculadas através de suas respectivas equações de transporte e a tensão cisalhante através da hipótese de Boussinesq. Seus resultados foram mais próximos aos resultados experimentais, assim como também mais atrativa em termos de menor esforço computacional e maior estabilidade quando comparado com o modelo RSM tradicional. Embora os modelos $\kappa-\omega$ SST e RSM superestimaram os valores de velocidade radial média, flutuações turbulentas de velocidade radial e axial e tensão de cisalhamento de Reynolds, o comportamento qualitativo foi razoável. Considerando o esforço computacional reduzido em

relação ao LES ou simulações de DNS, a qualidade dos resultados pode ser considerada aceitável, uma vez que as tendências corretas eram previsíveis.

A distribuição radial da energia cinética turbulenta para uma coordenada axial bem próxima à superfície da placa, $y/D=0,02$ é apresentada na Fig. 5.17, para os cinco modelos.

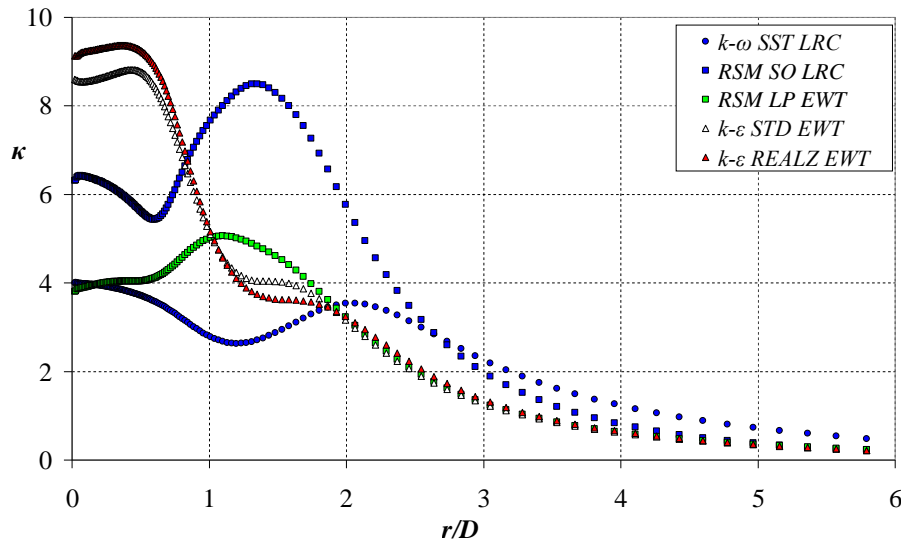


Figura 5.17 – Energia cinética turbulenta, $y/D=0,02$. Caso $S=0$. Cinco modelos.

Analisando a Fig. 5.17 observa-se grandes discrepâncias entre as predições obtidas com os cinco modelos. Somente para coordenadas radiais maiores que $r/D=3$, quando o escoamento se comporta como camada limite com características de similaridades, as predições coincidem. Os modelos $\kappa-\varepsilon$ padrão e $\kappa-\varepsilon$ Realizable apresentam perfis muito próximos de energia cinética turbulenta, sendo que o modelo $\kappa-\varepsilon$ Realizable apresenta os maiores valores de κ no eixo de simetria com relação a todos os modelos. O modelo RSM (EWT) concorda muito bem com estes dois os modelos para $r/D \approx 2$, mas apresenta valores significativamente mais baixos no eixo de simetria, além de apresentar um pico de κ em $r/D \approx 1,1$. Os modelos $\kappa-\omega$ SST (LRC) e RSM (LRC) apresentam um vale na distribuição de κ , porém o valor do primeiro ocorre em $r/D \approx 1,2$ ($\kappa \approx 2,7$) e do segundo ocorre em $r/D \approx 0,7$ ($\kappa \approx 5,5$). O modelo RSM (LRC) apresenta valores de κ bem superiores aos outros modelos.

5.4.1.3 Coeficiente de Atrito e de Pressão, Caso $S=0$

A Fig. 5.18 apresenta a distribuição do coeficiente de atrito ao longo da placa, obtida com os cinco modelos RANS. Neste caso não há dados experimentais para avaliar o resultado. O coeficiente de atrito é nulo na região de estagnação, seguido de um aumento significativo quando o jato deflete para escoar ao longo da placa. O pico da tensão de cisalhamento ocorre na região de deflexão, deslocado do eixo, no r/D aproximadamente igual a 0,7. Posteriormente, a tensão cisalhante cai com o desenvolvimento da camada limite ao longo da placa.

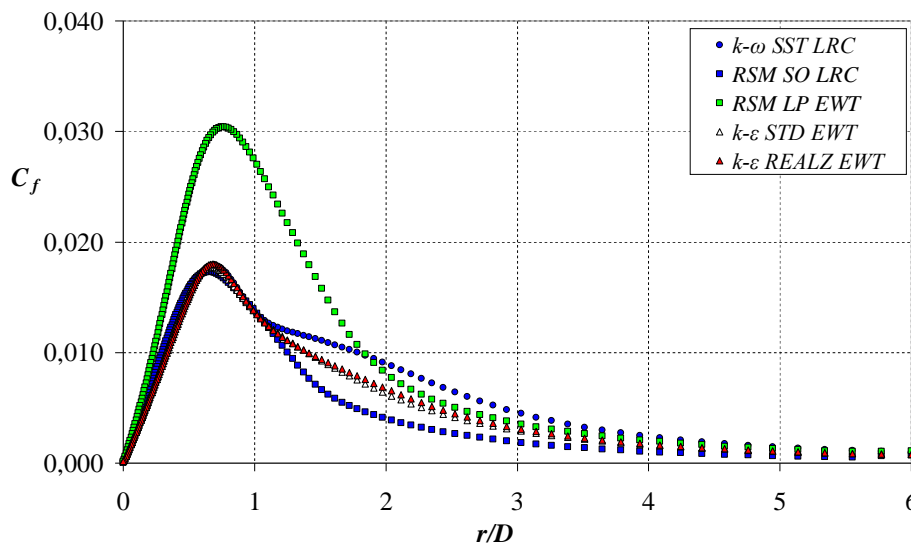


Figura 5.18 – Coeficiente de atrito ao longo da superfície. Caso $S=0$. Cinco Modelos.

Novamente, todos os modelos RANS apresentam o mesmo comportamento qualitativo que o observado experimentalmente. Nota-se que o modelo RSM com tratamento de parede (EWT) superestimou significativamente o coeficiente de atrito na região de deflexão do ($r/D \approx 0,7$), indicando gradiente da velocidade média muito mais acentuado que o previsto pelos outros modelos. Após a estação $r/D=1,5$ o C_f se torna similar para ambos os modelos decaindo significativamente.

A Figura 5.19 apresenta a variação do coeficiente de pressão ao longo da superfície de incidência com os cinco modelos. Todos os modelos apresentam praticamente a mesma distribuição de pressão ao longo da placa. A pressão é máxima no eixo de simetria, onde ocorre o ponto de estagnação e decresce abruptamente na região de deflexão do escoamento atingindo o valor da pressão

atmosférica em $r/D \approx 1,5$.

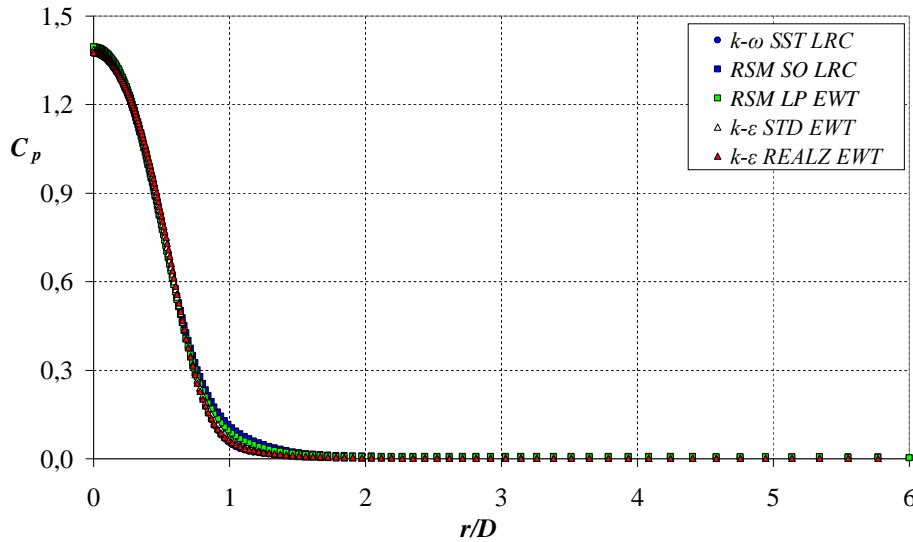
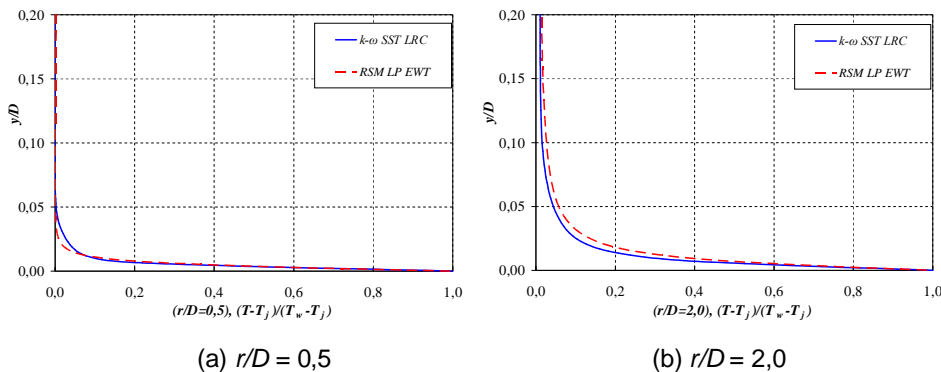


Figura 5.19 – Coeficiente de pressão na superfície. Caso S=0. Cinco modelos.

5.4.1.4
Temperatura, Caso S=0

A distribuição de temperatura adimensional $\theta=(T-T_j)/(T_w-T_j)$ ao longo da direção axial é ilustrada na Figura 5.20 nas estações $r/D= 0,5; 2,0; 3,0$ e $5,0$. Neste caso, somente os resultados dos modelos $\kappa-\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT) são apresentados. Não há dados experimentais disponíveis referentes à distribuição de temperatura. Devido ao fluxo de calor imposto, a temperatura do fluido na região próxima à superfície é bastante elevada, aproximadamente igual à temperatura da parede. A medida que a coordenada axial cresce, o fluido encontra-se mais frio, com temperatura próxima à do jato.



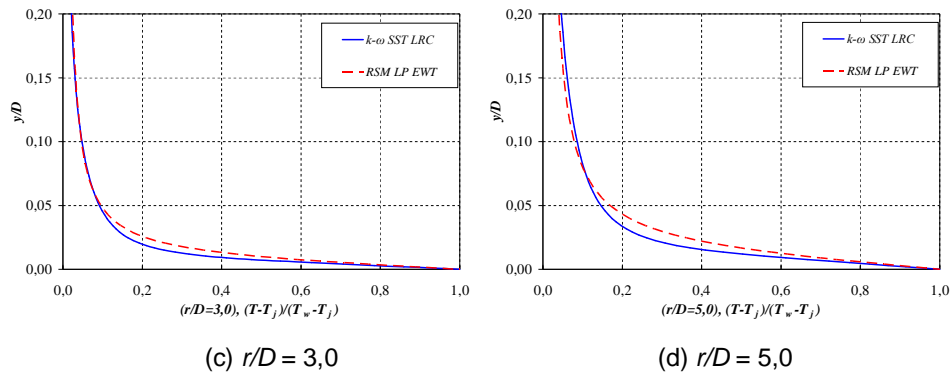


Figura 5.20 – Temperatura adimensional nas estações radiais r/D . Caso $S=0$.

Analisando a Fig. 5.20 pode-se notar também que na região de estagnação a temperatura do jato permanece aproximadamente constante até atingir a placa, e devido ao fluxo de calor imposto a temperatura aumenta rapidamente. A camada limite térmica pode ser observada ao longo da placa, com uma transferência de calor máxima próxima ao ponto de estagnação ($r/D=0$). A medida que a camada limite térmica se desenvolve ao longo da superfície a transferência de calor diminui apresentando valores maiores de temperatura. Ambos os modelos apresentaram resultados muito parecidos com relação à distribuição de temperatura.

Para melhor visualizar a distribuição de temperatura, já que as variações significativas ocorrem numa pequena região próxima à placa, apresenta-se na Figura 5.21 a variação radial do perfil dimensional de temperatura ao longo da direção radial em quatro diferentes posições axiais ($y/D=0,1; 0,5; 1,0$ e $1,5$). Observa-se que para coordenadas axiais maiores que $y/D>0,5$, a temperatura é aproximadamente constante e igual à temperatura do jato. Somente bem próximo à placa, $y/D=0,1$, observa-se a influência do fluxo de calor imposto na placa aquecendo o fluido a medida que se afasta do eixo de simetria. Como já mencionado, ambos os modelos apresentaram distribuição de temperaturas muito semelhantes.

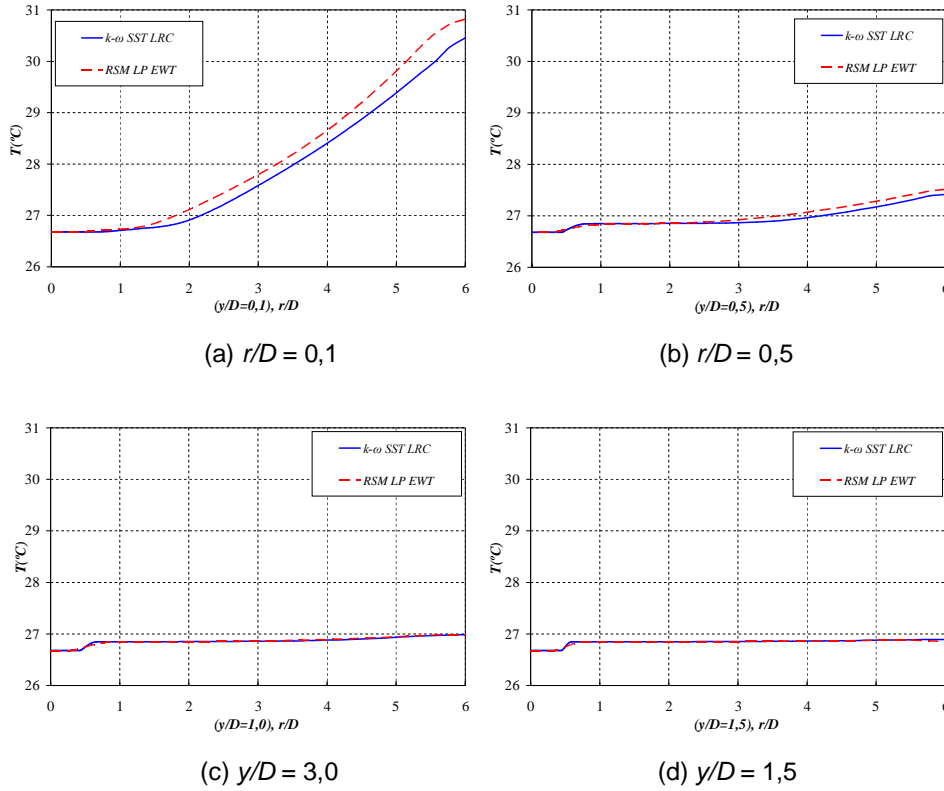


Figura 5.21 – Temperatura em coordenadas axiais (y/D), Caso S=0.

A temperatura média adimensional pode ser definida baseada no fluxo de calor q_w e na velocidade de atrito v^* como

$$\theta^+ = \frac{(T_w - T)}{\theta^*} \tag{5.12}$$

$$\theta^* = \frac{q_w}{\rho C_p v^*} \tag{5.13}$$

onde θ^* é a temperatura de atrito, T_w é a temperatura na parede e T é a temperatura do fluido.

Na Figura 5.22 é apresentada a distribuição da temperatura média adimensional θ^+ na unidade de parede para os modelos $\kappa-\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT).

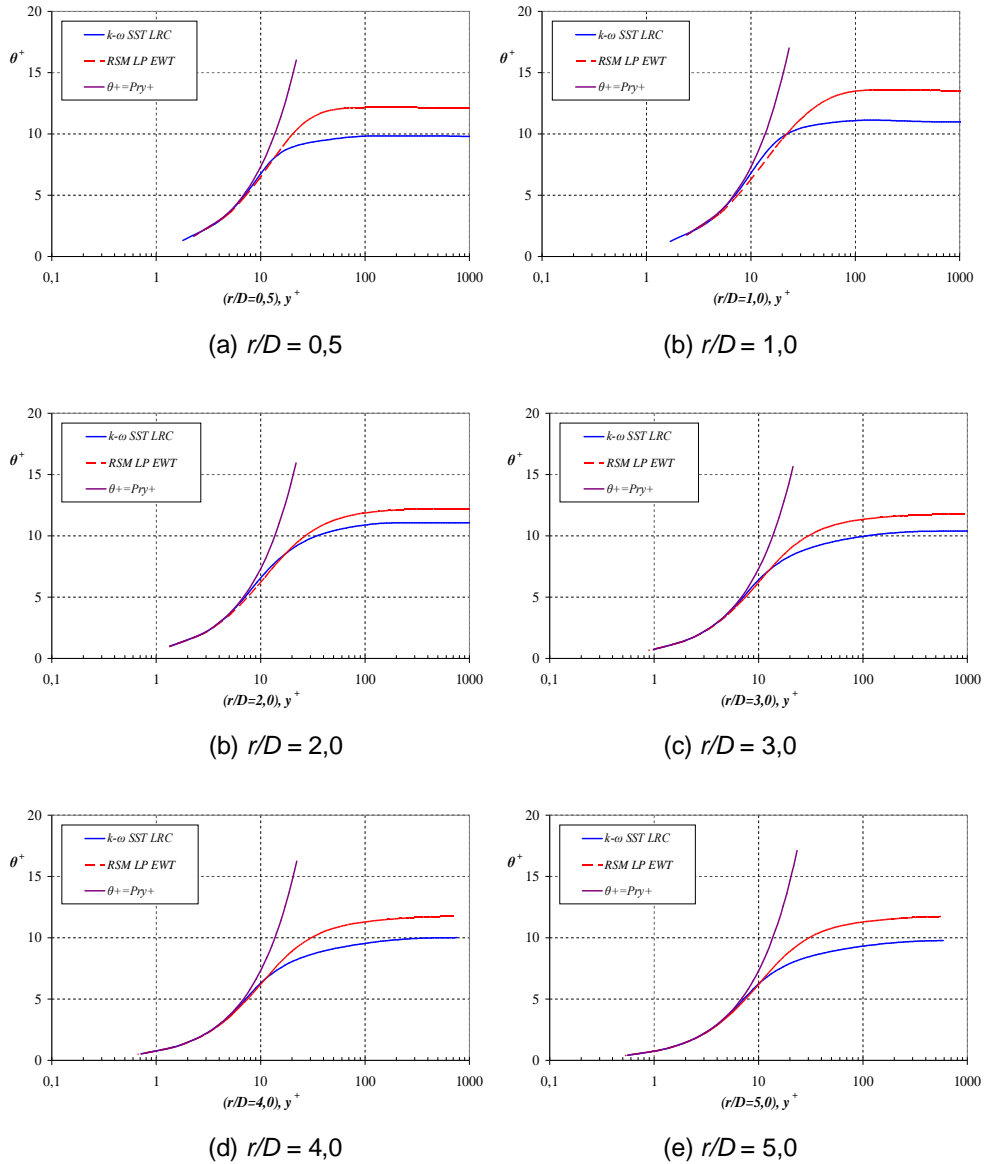


Figura 5.22 – Perfil de Temperatura média em unidades de parede. Caso $S=0$.

Pode ser observado na Fig. 5.22, para ambas as simulações, que para y^+ inferior a oito, a temperatura adimensional θ^+ varia linearmente com a distância y^+ e é proporcional ao número de Prandtl Pr , indicando que ambos os modelos conseguem capturar bem a sub-camada térmica. Para distâncias y^+ maiores, a temperatura é aproximadamente constante. Como visto nas figuras anteriores longe da placa a temperatura do fluido é aproximadamente constante e igual a temperatura do jato. Também pode ser observado que, a medida que o escoamento se desenvolve ao longo da parede (valores r/D maiores) o campo de temperatura se torna similar. O ar frio proveniente do bocal interage com o escoamento na

região próxima da superfície transportando o calor nas proximidades da superfície, sendo o responsável pelo gradiente acentuado na região de estagnação (Sakakibara et al., 1997). Este comportamento é previsto por ambos os modelos $\kappa\text{-}\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT). Observa-se que o modelo RSM prevê valores mais elevados do patamar de temperatura. No entanto, as soluções se aproximam para maiores distâncias do eixo de simetria. Estes mesmos resultados foram obtidos por Hatori e Nagano (2004) na avaliação de um jato plano incidente com Simulação Numérica Direta (DNS).

5.4.1.5 Fluxo de Calor Turbulento, Caso $S=0$

De forma análoga às tensões de Reynolds, pode-se analisar a distribuição do fluxo de calor turbulento $-\overline{v'_i T'}$.

O fluxo de calor turbulento na direção axial pode ser avaliado utilizando unidade de parede, sendo definido como

$$-\overline{v^+ \theta^+} = -\frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial y} \quad \text{onde} \quad Pr_t = 0,85 \quad (5.14)$$

onde μ_t é a viscosidade turbulenta, e Pr_t é o número de Prandtl Turbulento.

A Figura 5.23 apresenta a distribuição do fluxo de calor turbulento em unidades de parede obtido com os modelos $\kappa\text{-}\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT). Pode ser observado na Fig. 5.23 um acordo qualitativo entre as duas soluções apresentadas. O fluxo de calor turbulento aumenta consideravelmente entre $y^+ > 5$ e atinge um máximo de $y^+ \approx 20$. Observa-se que o modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST apresenta valores mais elevados do fluxo de calor turbulento na região de deflexão do escoamento em $r/D \approx 1$. Após esta coordenada radial, a diferença entre as previsões diminui, porém o pico do fluxo previsto pelo modelo RSM ocorre em coordenada axial mais elevada o que apresenta uma influência direta no gradiente de temperatura, induzindo valores mais elevadas da temperatura, como visto na Fig. 5.22. Também pode ser observado que, a medida que o escoamento se desenvolve ao longo da parede (valores r/D maiores) o fluxo de calor turbulento se torna similar sendo representado da mesma forma por ambos os modelos $\kappa\text{-}\omega$ SST e RSM.

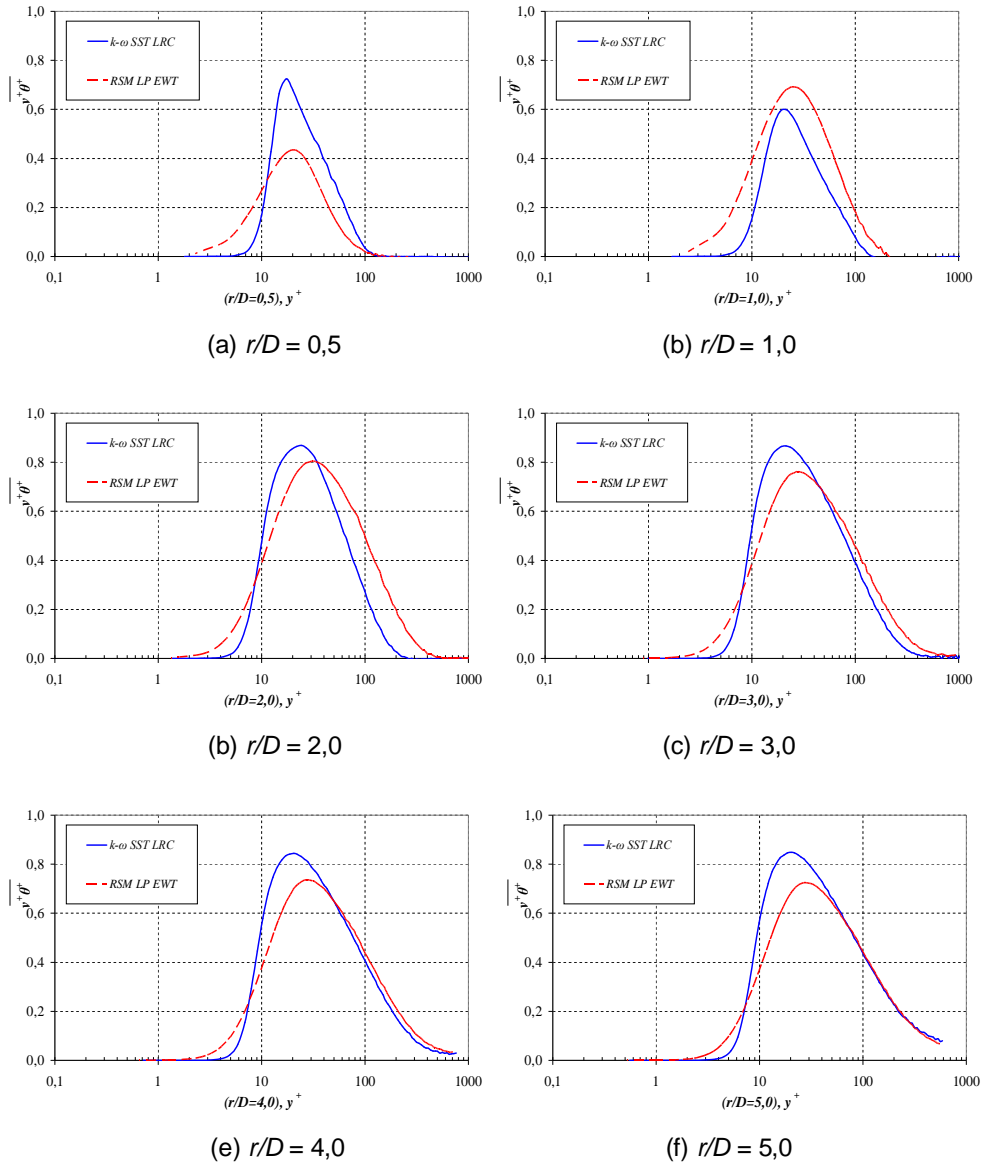


Figura 5.23– Perfil do fluxo de calor turbulento em unidades de parede. Caso $S=0$.

5.4.1.6 Número de Nusselt, Caso $S=0$

A Figura 5.24 apresenta a distribuição do número de Nusselt ao longo da placa, obtida com os cinco modelos RANS e comparados com os dados experimentais de Abrantes (2005). Observa-se altos valores de coeficiente de troca de calor na região que o jato incide na placa, com posterior decréscimo, com comportamento típico de camada limite. Todos os modelos super-estimaram a troca de calor na região de estagnação. Observa-se um pico secundário nos dados experimentais em $r/D \approx 2,0$, o qual não é previsto de forma adequada pelos

diferentes modelos. O modelo RSM LRC, que falhou em prever de forma adequada as características hidrodinâmicas do jato, foi o único modelo que apresentou uma leve indicação da presença do pico secundário. Para $r/D > 2$ o modelo $\kappa-\omega$ SST foi o que apresentou melhor concordância com os dados experimentais de Abrantes (2005). Os modelos $\kappa-\varepsilon$ Realizable e $\kappa-\varepsilon$ padrão apresentaram resultados idênticos para o fluxo de calor e assim como o modelo RSM (EWT) apresentaram um pico no coeficiente de transferência de calor deslocado em relação ao eixo de simetria, além de não conseguirem prever o pico secundário.

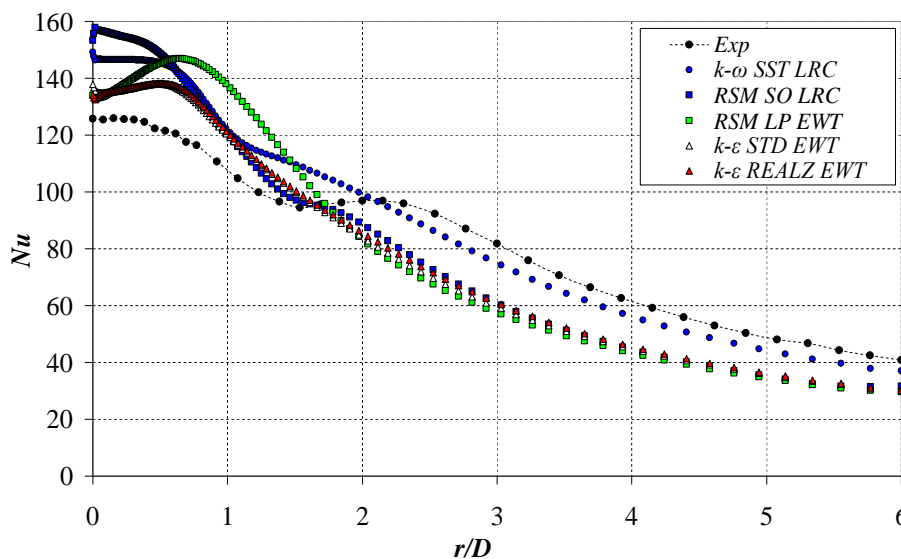


Figura 5.24 – Número de Nusselt na superfície. Caso $S=0$. Cinco modelos.

O efeito do fluxo de calor turbulento normal à parede no número de Nusselt foi investigado por Hatori e Nagano (2004), concluindo que vários parâmetros desempenham um papel fundamental para a ocorrência do segundo pico do número de Nusselt, tais como a difusão turbulenta do fluxo de calor na parede, a intensidade turbulenta, a produção de fluxo de calor normal da parede, e a difusão da pressão na parede normal.

Uma possível explicação para o segundo pico do número de Nusselt sobre a superfície é relacionada com a distribuição de energia cinética turbulenta, que foi apresentada na Fig. 5.17. Devido à deflexão do jato, ocorre uma geração de energia cinética turbulenta, o que leva a um aumento da transferência de quantidade de movimento de energia e como consequência induz a um aumento

na transferência de calor entre o fluido e a placa. A grande maioria dos trabalhos disponíveis na literatura que estuda jatos incidentes atribui este pico à região onde a energia cinética turbulenta atinge um máximo.

A Figura 5.25 mostra uma comparação da distribuição do número de Nusselt ao longo da parede obtidos com os modelos RANS $\kappa\text{-}\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT) com os dados experimentais de Abrantes (2005) e os resultados das simulações de Jaramillo et. al (2008) e Kubacki (2010).

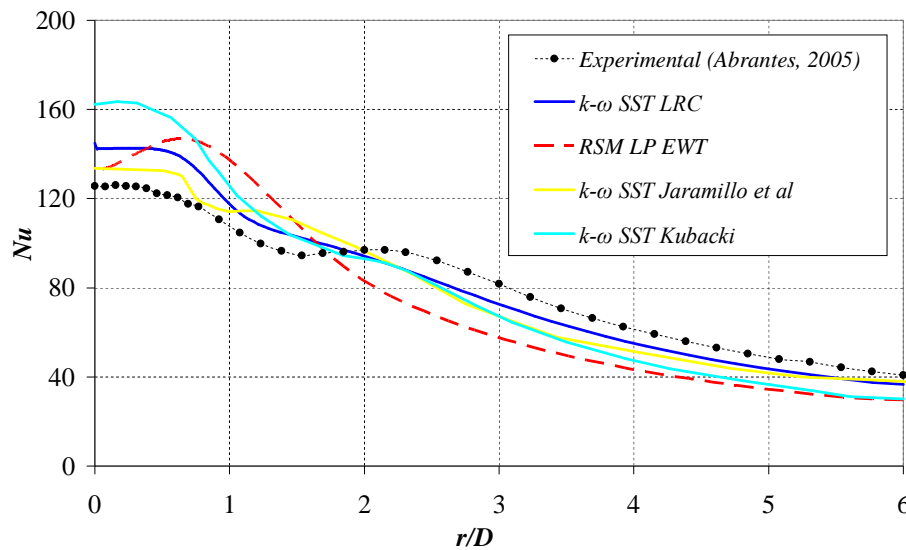


Figura 5.25 – Número de Nusselt na superfície. Caso $S=0$. $\kappa\text{-}\omega$ STT e RSM (EWT).

Observa-se que o modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST de Kubacki (2010) foi o que mais superestimou o número de Nusselt no eixo de simetria, enquanto que o modelo Jaramillo et. al (2008) foi o que apresentou a maior semelhança com o perfil experimental, pois conseguiu prever um segundo pico do coeficiente de transferência de calor, apesar do mesmo estar deslocado, ocorrendo mais próximo do eixo. A pior previsão do número de Nusselt foi a obtida com o modelo RSM (EWT), pois este modelo apresentou uma sobreestimativa do fluxo de calor turbulento na região perto do eixo de simetria. Apesar do modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST ter apresentado um vale e um segundo pico de energia cinética turbulenta, o nível da turbulência não foi grande o suficiente para promover um aumento significativo na troca de calor com a superfície. Nota-se porém uma diminuição na queda do número de Nusselt, indicando uma tendência a prever o segundo pico.

A previsão do segundo pico na distribuição do número de Nusselt é difícil

de reproduzir com modelos RANS, sendo recomendados modelos como LES ou DNS para esta avaliação. Este máximo local tem sido observado por inúmeros trabalhos que investigaram o fenômeno do jato incidente.

Todas as simulações foram obtidas considerando um número de Prandtl turbulento como sendo um valor constante igual a 0,85. Com o objetivo de poder avaliar a influência do Pr_t na transferência de calor na superfície foram realizadas simulações com o modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST LRC utilizando Pr_t igual a 0,90 e 0,95. A influência do número de Prandtl turbulento na distribuição do número de Nusselt na parede é apresentada na Fig. 5.26. Observa-se que não existe variação no resultado do perfil do número de Nusselt na superfície para os diferentes números de Prandtl turbulento, Pr_t 0,85 (legenda=Perfil K), Pr_t 0,90 e Pr_t 0,95.

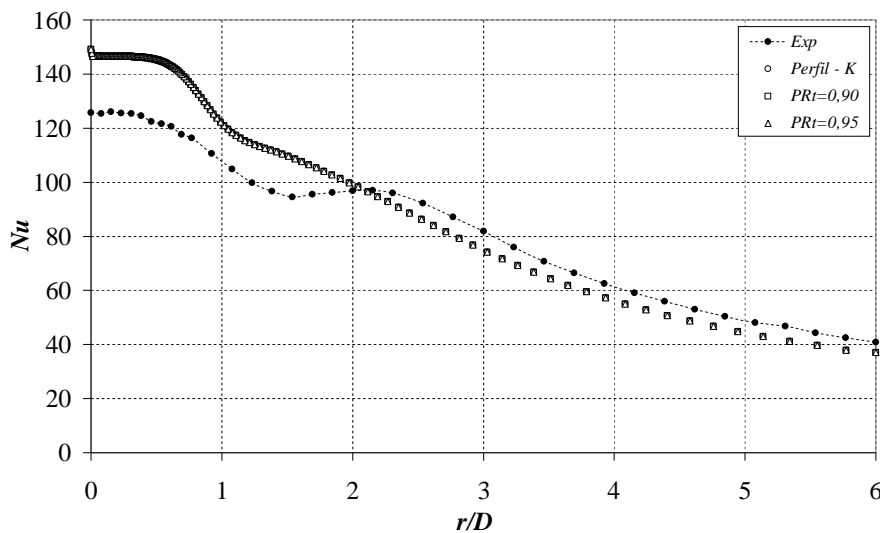


Figura 5.26 – Influência do Prandtl turbulento no número de Nusselt. Modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST LRC. Caso $S=0$.

5.4.1.7

Influência da Energia Cinética do Jato, Caso $S=0$

Um teste adicional foi realizado visando avaliar a influência dos valores das grandezas turbulentas na entrada do domínio. Testou a influência de especificar a energia cinética turbulenta como sendo proporcional a energia cinética do escoamento médio através da intensidade turbulenta I , e do comprimento característico l_c no lugar do campo de energia cinética turbulenta experimental, de acordo com

$$\bar{k} = \frac{3}{2} (U_j I)^2 \quad (5.15)$$

Estimou-se o valor obtido da intensidade turbulenta de acordo com os dados experimentais como sendo igual a 5,45%, e o comprimento característico l_c , avaliado como $0,07D$ resultou no valor de 0,00154 m.

Os resultados utilizando o modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC) são apresentados a seguir, onde a legenda Perfil- κ utiliza o perfil de energia cinética turbulenta experimental, e o IT-5,45% utiliza a energia cinética na entrada baseada nos valores de intensidade turbulenta I e l_c indicados acima.

As Figuras 5.27 e 5.28 apresentam uma comparação dos perfis de velocidade média radial, velocidade turbulenta radial e axial e tensão cisalhante turbulenta obtidos com os dois perfis diferentes da energia cinética turbulenta na saída do bocal para duas coordenadas radiais $r/D=2,0$ e $r/D=4,0$. Analisando estes perfis nas Figs. 5.27 e 5.28 pode-se inferir que o perfil da energia cinética do jato entrando no domínio não afeta o campo de velocidade e de grandezas turbulentas.

A influência do perfil da energia cinética turbulenta nas características térmicas do escoamento é investigada na Fig. 5.29, que apresenta a distribuição do número de Nusselt sobre a placa. Observa-se que os perfis são semelhantes, porém há uma diminuição no valor do Nusselt no ponto de estagnação da ordem do 4,59% para a simulação com IT=5,45% comparado com a simulação do perfil κ experimental. Ambas as simulações super-estimarem o valor do número de Nusselt, indicando que a mudança no perfil de κ não induz a um aumento significativo do segundo pico de energia cinética de forma a reproduzir o aumento da transferência de calor na coordenada $r/D \approx 2,5$.

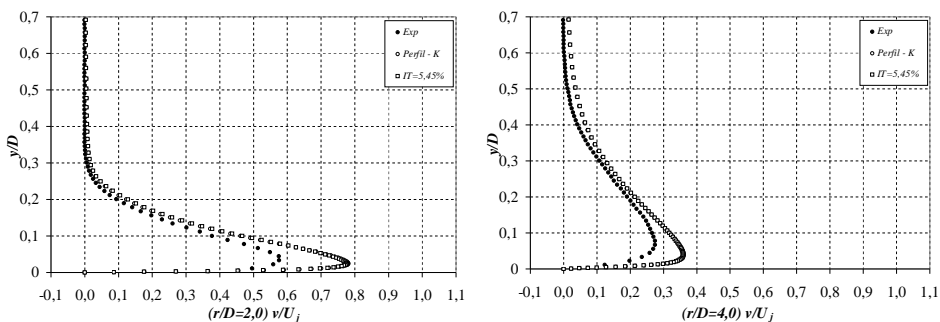
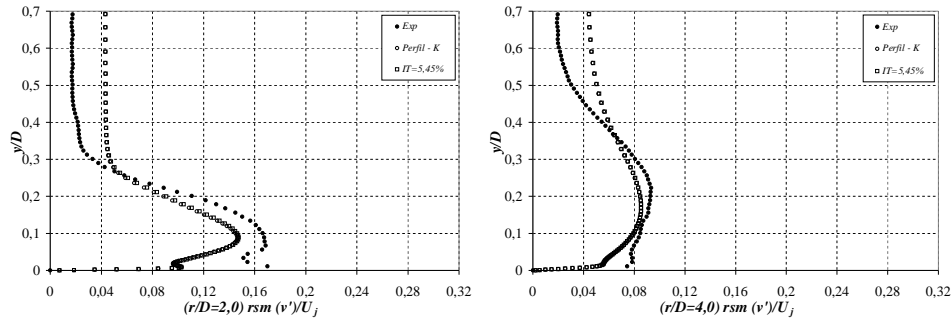
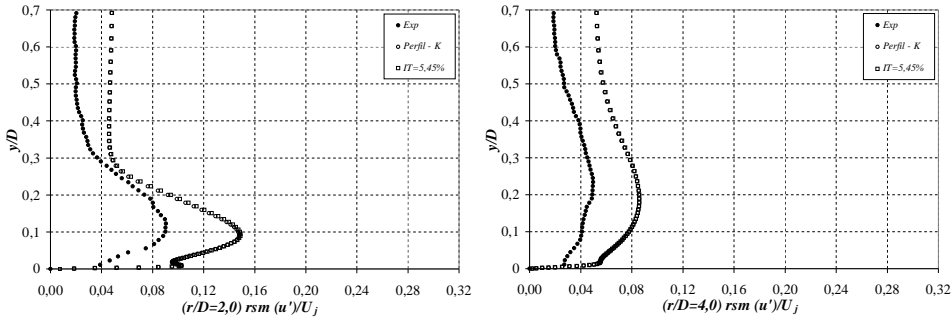


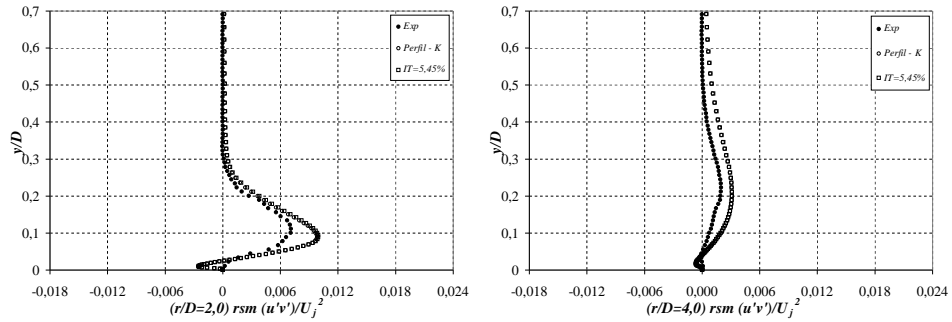
Figura 5.27 – Influência do perfil da energia cinética turbulenta do jato na velocidade radial média. Modelo $\kappa-\omega$ SST LRC. Caso $S=0$.



(a) Velocidade radial turbulenta



(b) Velocidade axial turbulenta



(c) Tensor cisalhante de Reynolds turbulento

Figura 5.28 – Influência do perfil da energia cinética turbulenta do jato nas tensões de Reynolds. Modelo $\kappa-\omega$ SST LRC. Caso $S=0$.

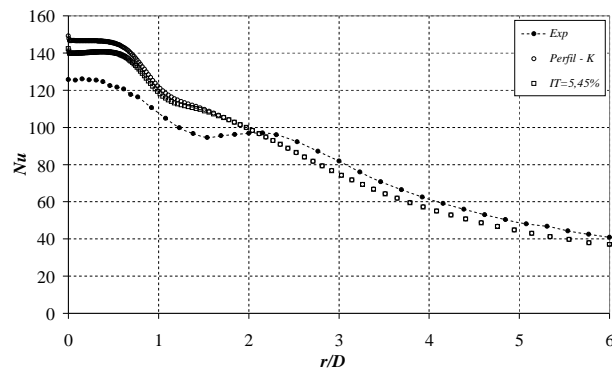


Figura 5.29 – Influência do perfil da energia cinética turbulenta do jato no número de Nusselt. Modelo $\kappa-\omega$ SST LRC. Caso $S=0$.

5.4.2 Modelos RANS, Caso $S=0,3$

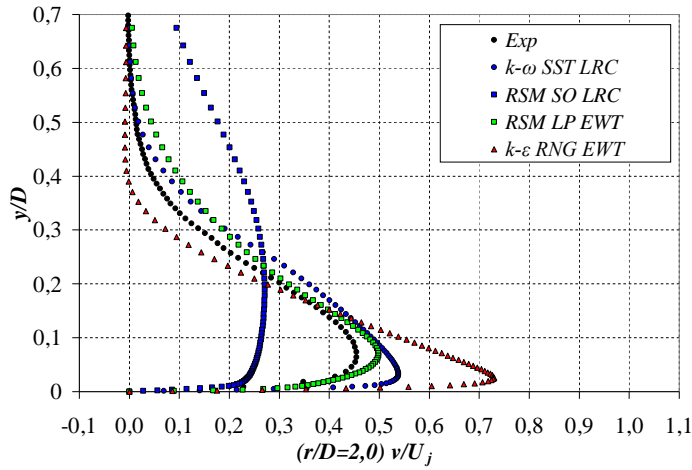
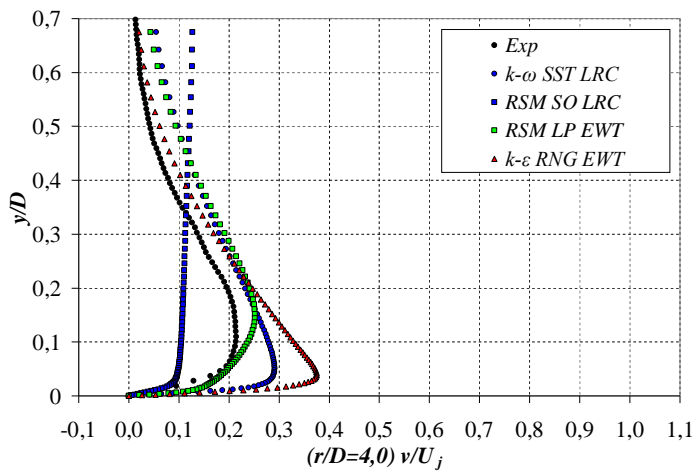
Os modelos RANS utilizados para a simulação do fenômeno do jato incidente espiralado correspondente ao número de *Swirl* $S=0,3$ foram: os modelos $\kappa-\omega$ SST para correções de baixos números de Reynolds (LRC), Reynolds Stress Modelos RSM (LRC), RSM com tratamento de parede (EWT), $\kappa-\varepsilon$ RNG (EWT).

Os modelos $\kappa-\varepsilon$ padrão e $\kappa-\varepsilon$ Realizable utilizados no caso base ($S=0$) não apresentaram desempenho superior ao $\kappa-\omega$ SST, sendo inclusive bem inferior em algumas situações, tendo sido descartados. Estes dois modelos foram substituídos pelo modelo $\kappa-\varepsilon$ RNG, visando uma melhor caracterização do problema do jato incidente na presença da rotação do escoamento, já que ele foi desenvolvido para prever com uma maior precisão este tipo de fenômeno.

Neste caso, os resultados obtidos com o presente trabalho são comparados somente com as medidas experimentais de Abrantes (2005).

5.4.2.1 Velocidade Radial Média, Caso $S=0,3$

A Figura 5.30 apresenta os perfis de velocidade radial média obtidos com os quatro modelos mencionados em $r/D=2,0$ e $4,0$. Observa-se que apesar do número de Reynolds ser o mesmo que o caso base ($S=0$), a presença do escoamento espiralado produz recirculações em regiões próximas à parede, as quais diminuem substancialmente a intensidade do componente radial na região da parede (ver Figs. 5.8 e 5.9). Observa-se que o modelo RSM (LRC) não se mostrou adequado. Mais uma vez, o perfil predito apresenta-se mais achatado que o medido experimentalmente, com uma espessura maior da região da camada limite. O modelo $\kappa-\varepsilon$ RNG não se mostrou superior ao modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC), apresentando derivada mais acentuada na região da parede, o que induziu a um pico de velocidade média radial bem maior do que o medido. Mais uma vez, os modelos $\kappa-\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT) foram selecionados para avaliar a evolução do perfil da velocidade média axial ao longo da placa. Os perfis axiais são apresentados na Fig. 5.31 em quatro das estações indicadas na Fig. 5.3, $r/D=2,0; 3,0; 4,0$ e $5,0$.

(a) $r/D = 2,0$ (b) $r/D = 4,0$ Figura 5.30 – Velocidade radial média. Caso $S=0,3$. Quatro modelos.

Analisando a Figura 5.31 observa-se que neste caso, o modelo RSM (EWT) apresentou um melhor desempenho na previsão do componente radial médio de velocidade do que no caso base ($S=0$) (Fig. 5.9), assim como uma melhor concordância com os dados experimentais do que o modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST (LRC). Na verdade, os dois modelos prevêem perfis muito semelhantes para o componente radial médio de velocidade. O pico de velocidade continua sendo super-estimado, especialmente para o modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST (LRC), mas a altura axial do pico é razoavelmente determinada.

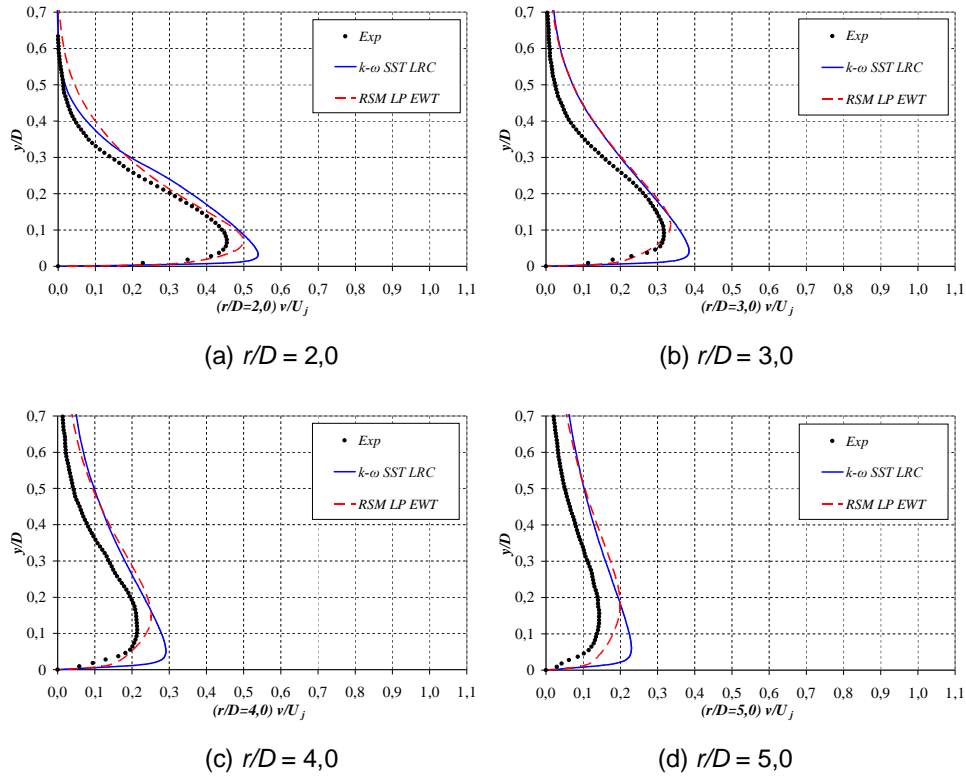


Figura 5.31 – Perfis de velocidade radial média. Caso $S=0,3$. κ - ω STT (LRC) e RSM (EWT).

Como no caso base ($S=0$), nas regiões próximas à simetria (menores a $r/D=2,0$) ocorre um incremento na velocidade radial, a qual decai rapidamente a medida que ocorre o desenvolvimento da camada limite, em regiões mais afastadas da linha de simetria. Os modelos testados predizem um intenso espalhamento do jato quando comparados aos dados experimentais, indicando que a difusão numérica na direção radial do momentum axial é elevada com uma alta intensidade em regiões próximas à linha de simetria. O modelo RSM escolhido pelo fato de ser um modelo anisotrópico mostrou resultados melhores em regiões próximas à superfície de incidência para todas as estações em estudo. A previsão do escoamento em regiões próximas à parede é o grande desafio com os modelos testados já que ambos obtiveram dificuldade na sua previsão, isto pelo fato do forte espalhamento do jato (elevado momento axial) o que produz um elevado gradiente de velocidade em estações menores nas quais os resultados são sobreestimados. Já em estações maiores a $r/D=2,0$, onde o gradiente de velocidade perde intensidade os resultados das simulações tem uma maior concordância aos experimentais.

De forma análoga ao realizado no caso base, investigou-se o perfil de velocidade média radial adimensionalizado com unidades de parede, Eq. (5.11). A Fig. 5.32 apresenta em cinco estações r/D , o perfil de v^+ ao longo da direção axial adimensional y^+ obtido com os dois modelos.

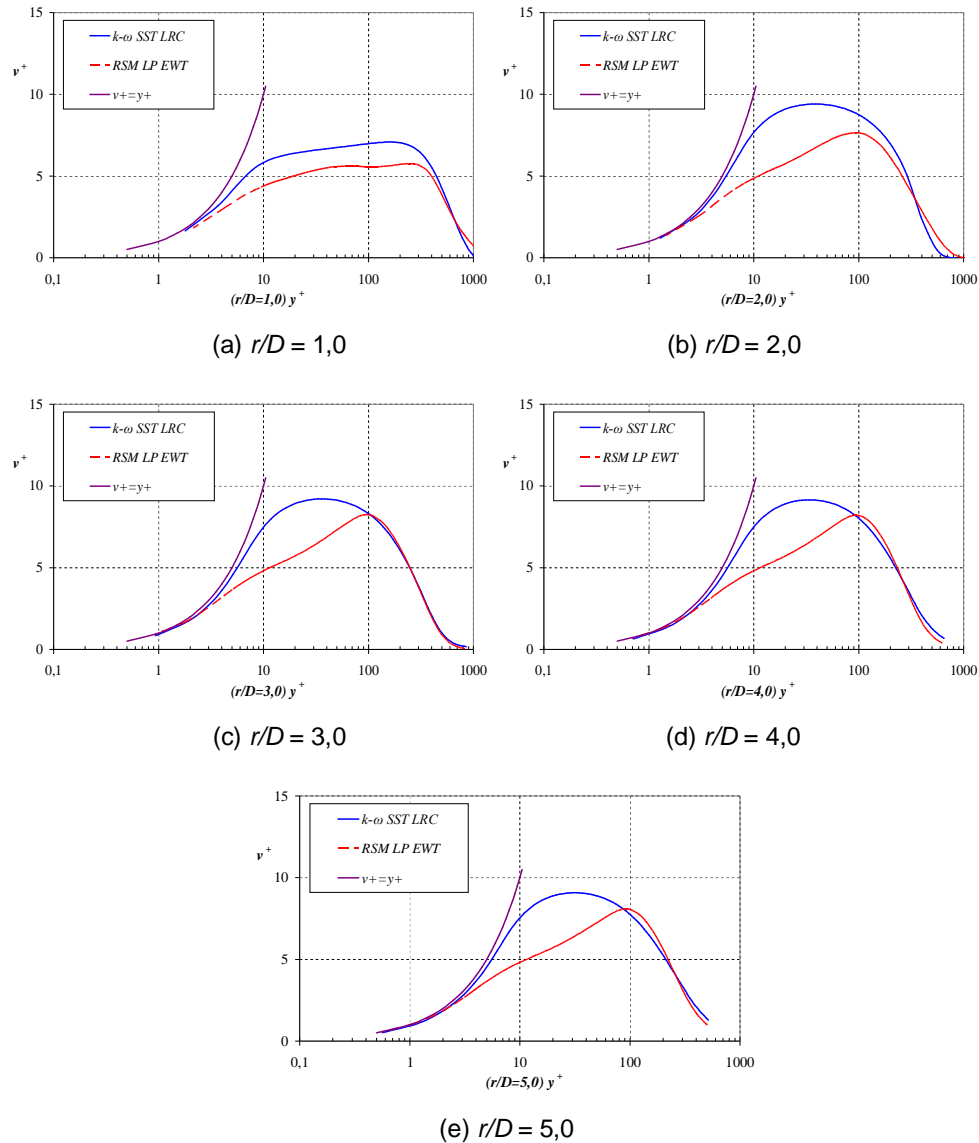


Figura 5.32 – Perfil de velocidade média em unidades de parede. Caso $S=0,3$.

Novamente, pode ser observado o comportamento linear de velocidade ($u^+=y^+$) nas proximidades da parede ($y^+ < 5$). Observou-se que similarmente ao caso do jato puramente axial ($S=0$), que após o atingir um máximo em $y^+ \approx 10$ há um decaimento da velocidade até o valor de zero, uma vez que o fluido externo a região da camada limite encontra-se estagnado. Observa-se também que a medida

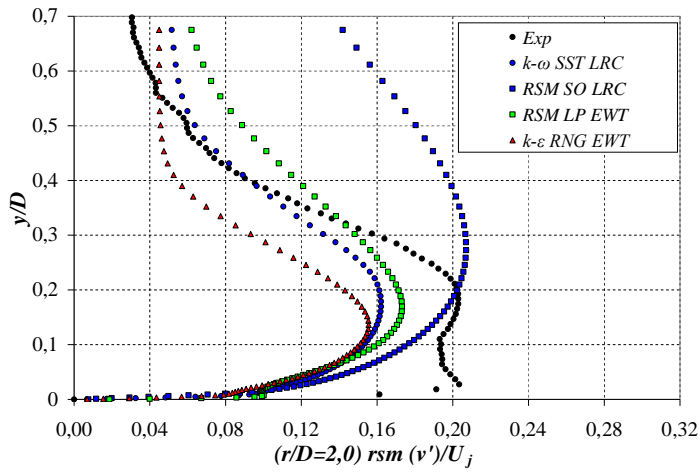
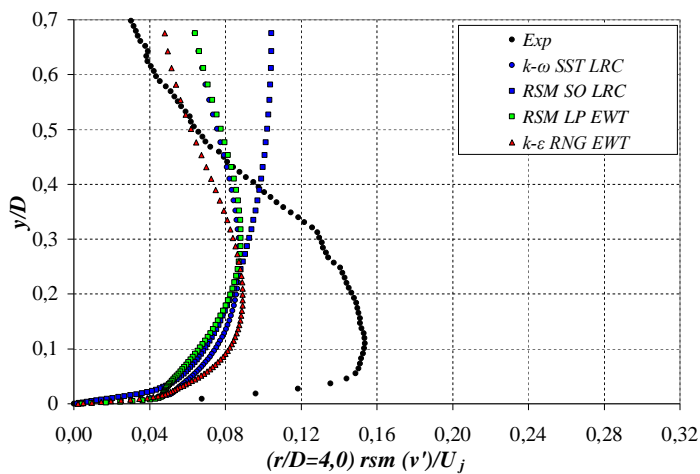
que o escoamento se desenvolve ao longo da parede, este torna-se semelhante, ou similar (estações $r/D=3,0$ a $r/D=5,0$).

Nota-se que o modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC) apresenta valores maiores de velocidade em relação aos dados do modelo RSM (EWT). Assim como no caso sem escoamento espiralado, a rampa de crescimento da velocidade radial predita com o modelo RSM (EWT) se mantém desde a sub-camada laminar até o núcleo turbulento ($y^+ \approx 100$). Já o perfil predito pelo modelo $\kappa-\omega$ SST é mais arredondado, semelhante ao obtido para $S=0$ (Fig. 5.10), o que está relacionado ao fato do modelo $\kappa-\omega$ SST apresentar resultados de velocidade média radial maiores que os do modelo RSM (Figura 5.31). Ambos os modelos apresentam a similaridade em estações longe do eixo de simetria e concordam para coordenadas axiais longe da parede, $y^+ > 100$.

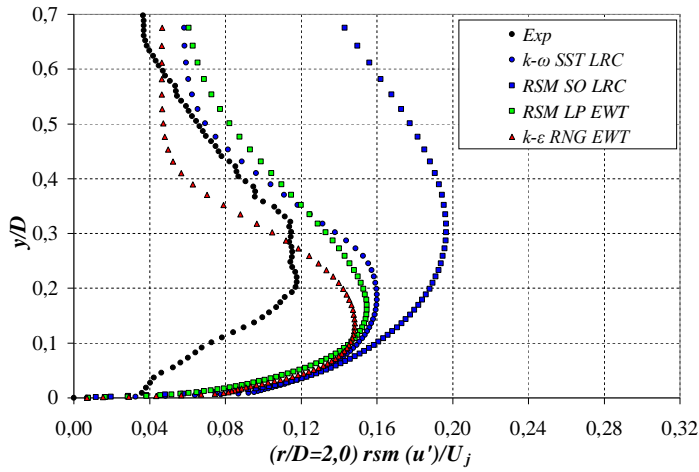
5.4.2.2 **Estatísticas de Segunda Ordem, Caso $S=0,3$**

Os perfis das tensões normais ou velocidades turbulentas radial e axial são apresentadas nas Figs. 5.33 e 5.34 para os quatro modelos selecionados para este caso, nas coordenadas radiais $r/D=2,0$ e $r/D=4,0$. Mais uma vez observa-se uma concordância qualitativa entre os resultados das predições dos diferentes modelos para os dois componentes normais turbulentos e os dados experimentais.

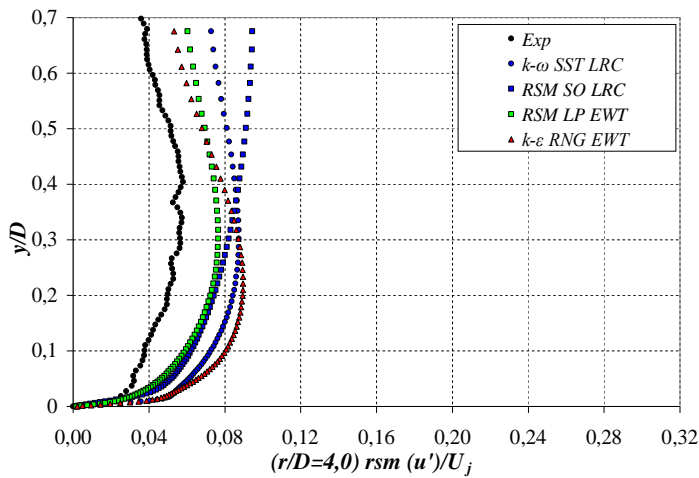
De forma oposta ao observado no caso base ($S=0$), a tensão turbulenta normal radial foi sub-estimada pelos modelos para $S=0,3$, enquanto que foi super-estimada para $S=0$ (Fig. 5.11). A concordância entre os resultados foi melhor próximo ao eixo de simetria do que em regiões mais afastadas. Em $r/D=4,0$ os quatro modelos apresentaram perfil análogo, significativamente inferior aos dados medidos por Abrantes (2005).

(a) $r/D = 2,0$ (b) $r/D = 4,0$ Figura 5.33 – Velocidades turbulentas radial. Caso $S=0,3$. Quatro modelos.

Com relação ao componente turbulento axial da velocidade, observa-se que assim como no caso base, $S=0$, (Fig.5.12), todos os modelos super-estimaram o valor deste componente para $S=0,3$ (Fig. 5.34). Nota-se ainda que os modelos de viscosidade turbulenta apresentaram perfis análogos para os componentes radial e axial. Apesar dos modelos RSM conseguirem captar parte da anisotropia do escoamento, o que resultou em perfis diferentes para os dois componentes, os perfis obtidos são muito semelhantes aos perfis preditos com os modelos $\kappa-\varepsilon$ RNG e $\kappa-\omega$ SST.



(a) $r/D = 2,0$



(b) $r/D = 4,0$

Figura 5.34 – Velocidades turbulentas axial. Caso $S=0,3$. Quatro modelos.

A evolução dos perfis dos componentes radial e axial de velocidade turbulenta ao longo da placa incidente (coordenadas radiais $r/D=2,0$; $3,0$; $4,0$ e $5,0$) pode ser analisado nas Figs. 5.35 e 5.36, respectivamente, para os modelos $k-\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT). Os dados experimentais de Abrantes (2005) também foram incluídos nos gráficos.

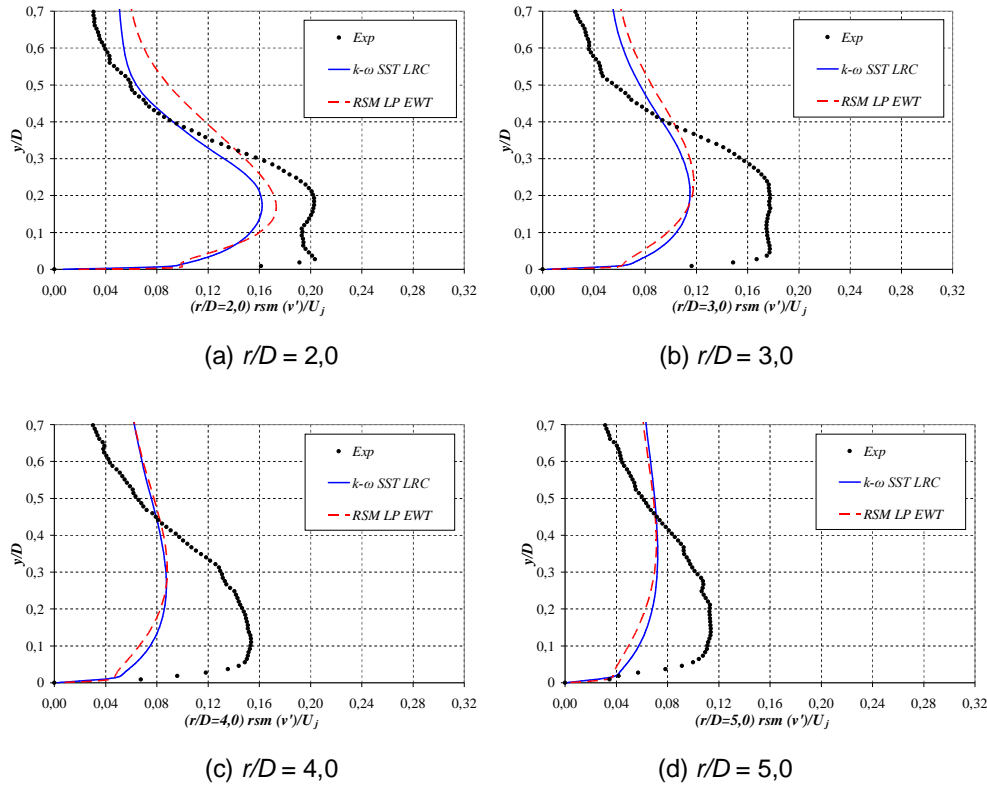


Figura 5.35 – Perfis de velocidade radial turbulenta. Caso $S=0,3$.

Analisando os dados experimentais na Figura 5.35 pode ser observada a presença de valores máximos de flutuações de velocidade em regiões próximas à parede, indicando elevados níveis de turbulência nesta região. Pode ser observada também um segundo pico de velocidade turbulenta para $y/D \approx 0,2$ em $r/D=2,0$, o qual desaparece a medida que o escoamento evolui ao longo da placa. Este segundo pico surge devido à presença do componente circunferencial ($S=0,3$), o qual produz um aumento das flutuações turbulentas radiais em comparação a $S=0$ (Fig. 5.14). Comparando os dois casos, nota-se que o desempenho dos modelos caiu substancialmente com a introdução do escoamento espiralado. Tanto o modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT) subestimam o valor da velocidade radial turbulenta, o que pode indicar que o perfil inserido de energia cinética turbulenta na entrada não foi o adequado. Ambos os modelos apresentam perfis verticais quase que idênticos ao longo da placa.

A Figura 5.36 apresenta os resultados do perfil de velocidade axial turbulenta. Neste caso, os dois picos de velocidade turbulenta não foram observados nos dados experimentais. O componente circunferencial de velocidade

($S=0,3$) produz um aumento das flutuações turbulentas axiais em comparação a $S=0$ (Figs. 5.12 e 5.15). Observa-se também que a tensão normal axial (ou velocidade turbulenta axial) medida experimentalmente é bem menor do que o componente radial próximo ao eixo de simetria, apresentando também um decaimento muito mais acentuado, tornando-se bem menor para distâncias radiais maiores. Novamente os dois modelos apresentam resultados bem semelhantes, superestimando o valor da tensão normal axial ao longo de toda a placa. Como já ressaltado, o modelo de viscosidade $\kappa-\omega$ SST prevê tensões normais iguais. O modelo RSM consegue prever tensões axiais menores, mas a diferença é muito pequena. A concordância dos valores obtidos com os dois modelos com os resultados experimentais é melhor para este componente, especialmente para coordenadas r/D maiores.

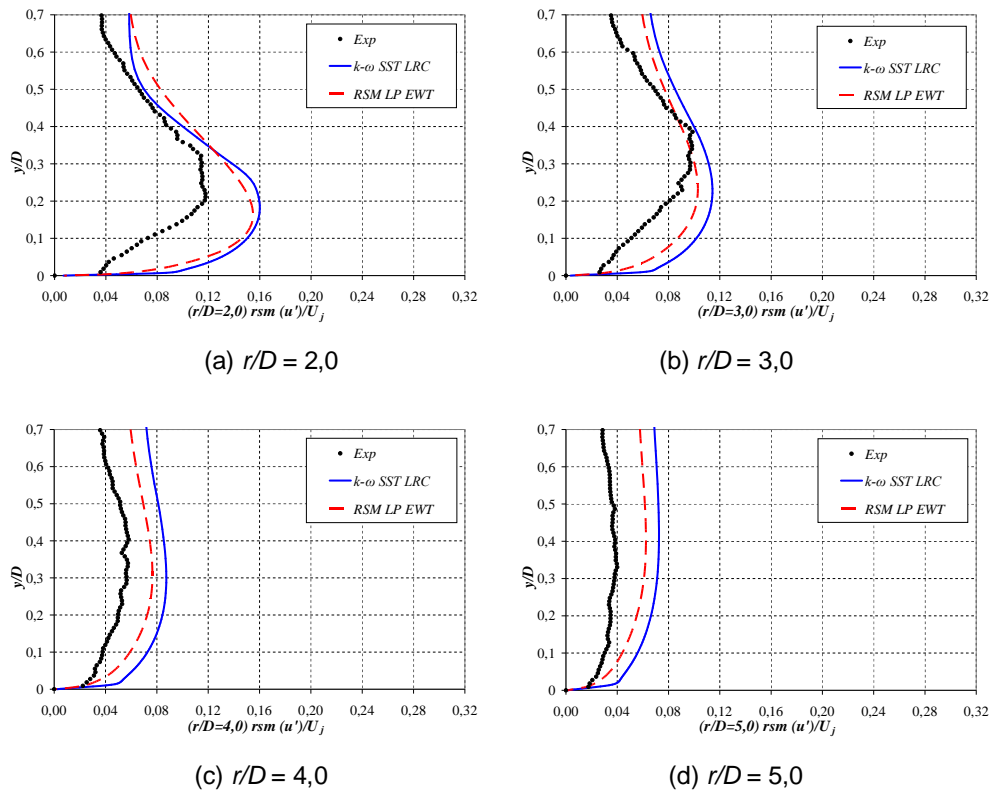


Figura 5.36– Perfis de velocidade axial turbulenta. Caso $S=0,3$.

Analisando ambas as Figs. 5.35 e 5.36 observa-se que enquanto um componente foi sub-estimado, ou outro foi super-estimado. Valores elevados de tensão turbulenta indicam que o modelo é muito difusivo, mas neste caso, fica difícil concluir, devido ao comportamento oposto de cada componente. A falta do

terceiro componente pode explicar a falta de precisão na previsão das estatísticas turbulentas, especialmente com relação ao modelo no modelo RSM.

De forma análoga ao apresentado no caso base, $S=0$, apresenta-se na Fig. 5.37, para os quatro modelos, a distribuição radial da energia cinética turbulenta para uma coordenada axial bem próxima à superfície da placa, $y/D=0,02$.

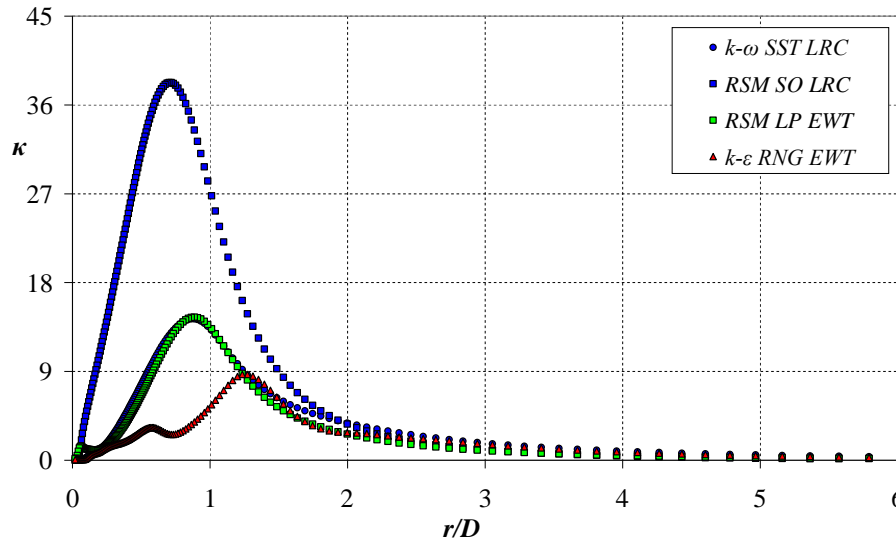


Figura 5.37 – Energia cinética turbulenta, $y/D=0,02$. Caso $S=0,3$. Quatro modelos.

Neste caso, $S=0,3$, a distribuição de energia cinética turbulenta obtida pelos quatro modelos é totalmente diferente da distribuição obtida no caso base, $S=0$ (Fig. 5.17). Observa-se ainda, que o nível da intensidade turbulenta foi muito mais elevado no caso espiralado. O modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC) apresentou exatamente a mesma distribuição que o modelo RSM (EWT), com um único pico em $r/D \approx 0,8$. O modelo RSM (LRC) apresentou valores muito altos de κ , devido aos altos valores preditos para as tensões normais como apresentado nas Figs. 5.33 e 5.34. O modelo $\kappa-\varepsilon$ RNG apresentou valores bem inferiores de energia cinética, porém apresentou um pico secundário. O interessante neste caso, é que o segundo pico apresenta nível mais elevado que o primeiro pico. Para coordenadas radiais $r/D > 1,5$, o perfil de κ obtido com os diversos modelos é quase coincidente, pois a região de intensa mistura e vórtices complexos concentra-se próximo ao eixo de simetria.

5.4.2.3 Temperatura, Caso $S=0,3$

A distribuição de temperatura adimensional $\theta=(T-T_j)/(T_w-T_j)$ ao longo da direção axial é ilustrada na Figura 5.38 nas estações $r/D=0,5; 2,0; 3,0$ e $5,0$. Pode ser observado que o perfil de temperatura para o escoamento espiralado é muito semelhante ao escoamento base, $S=0$ (Fig. 5.20). Altas temperaturas são encontradas somente próximas à placa aquecida. Observa-se que o escoamento espiralado afeta mais a região próxima ao eixo de simetria, $r/D=0,5$, sendo o gradiente de temperatura mais suave, pois a rotação do escoamento proveniente do bocal, induz à uma região de recirculação mais larga. Os resultados com ambos os modelos apresentaram a mesma tendência.

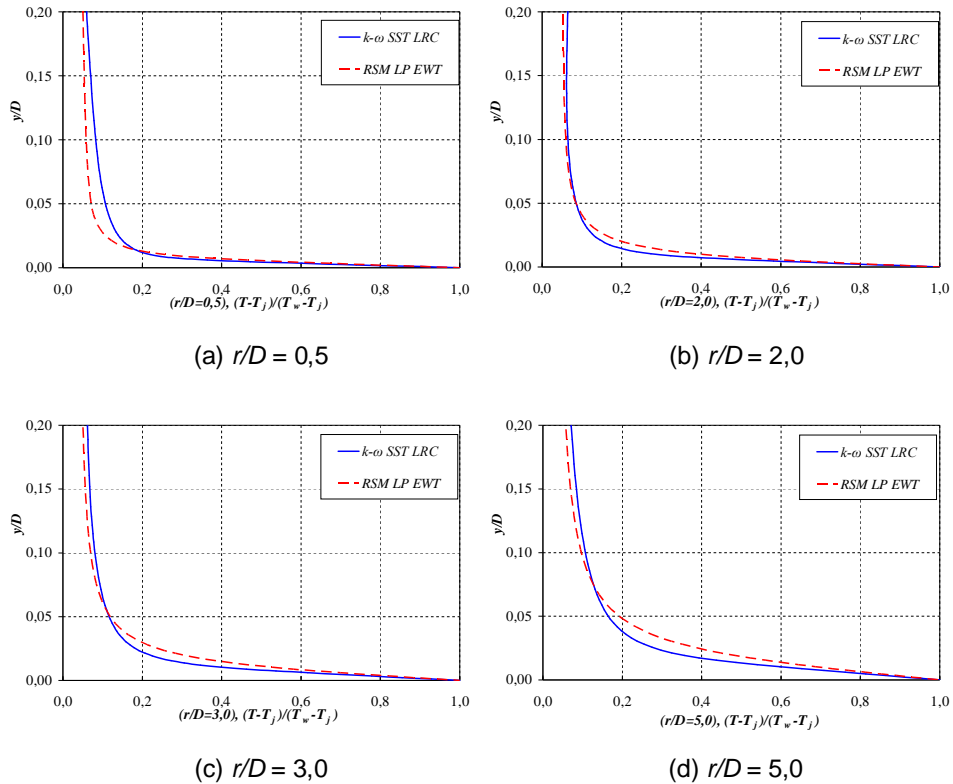
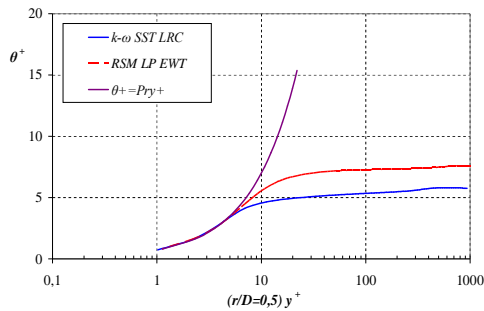


Figura 5.38– Temperatura adimensional nas estações radiais. Caso $S=0,3$.

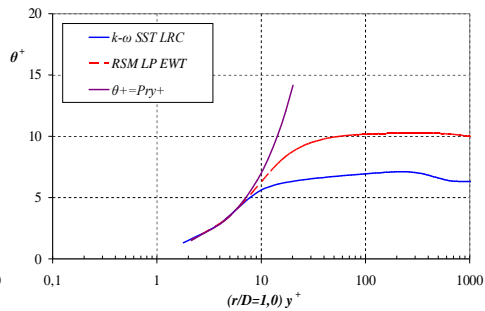
A distribuição da temperatura média adimensional θ^+ utilizando unidade de parede (Eq. 5.12) é apresentada na Fig. 5.39. A presença do escoamento espiralado alterou muito pouco o perfil de temperatura adimensional θ^+ previsto pelos dois modelos para $S=0,3$ (Fig. 5.39) e $S=0$ (Fig. 5.22.). Em ambos os casos, a sub-camada laminar com perfil linear de temperatura foi bem prevista ($y^+ < 8$) e

o modelo RSM (EWT) apresentou um patamar mais elevado de temperatura do que o modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC). Novamente, ambos os modelos foram capazes de prever perfis similares para as estações radiais mais afastadas do eixo de simetria.

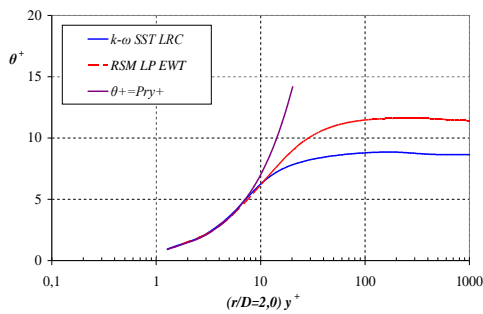
A principal diferença observada no perfil de temperatura devido à presença do escoamento espiralado são os níveis mais baixos de temperatura. Este fato é explicado porque no ponto de estagnação no caso $S=0,3$ existe a presença de recirculações as quais diminuem a taxa de transferência de calor na região próxima da superfície, o que pode ser verificado na estação $r/D=0,5$ (apresentando valores de temperatura menores). A partir da estação $r/D=1,0$, estas estruturas não estão mais presentes e a taxa de transferência de calor aumenta a temperatura. Nas estações mais afastadas ($r/D=4,0$ e $5,0$) observa-se praticamente o mesmo perfil de temperatura, uma vez que o escoamento passa a apresentar o comportamento típico de camada limite.



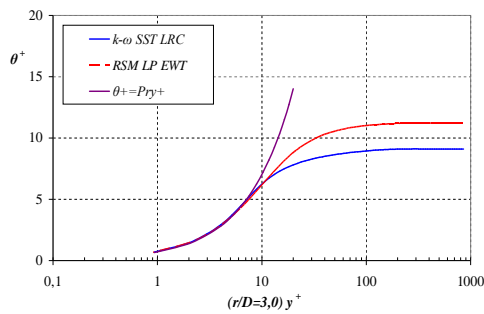
(a) $r/D = 0,5$



(b) $r/D = 1,0$



(b) $r/D = 2,0$



(c) $r/D = 3,0$

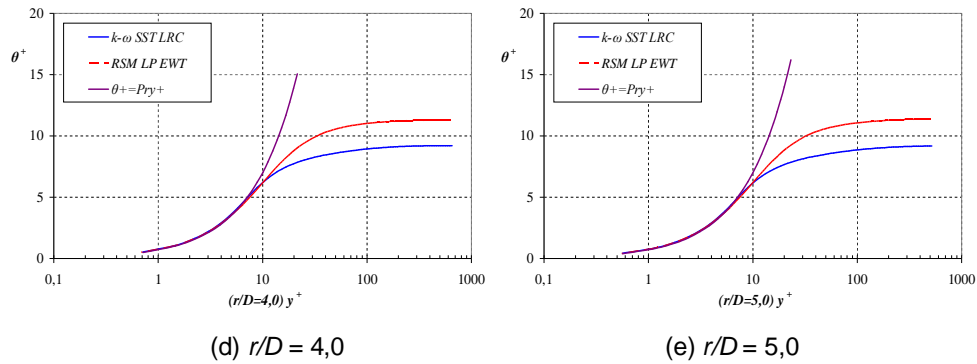


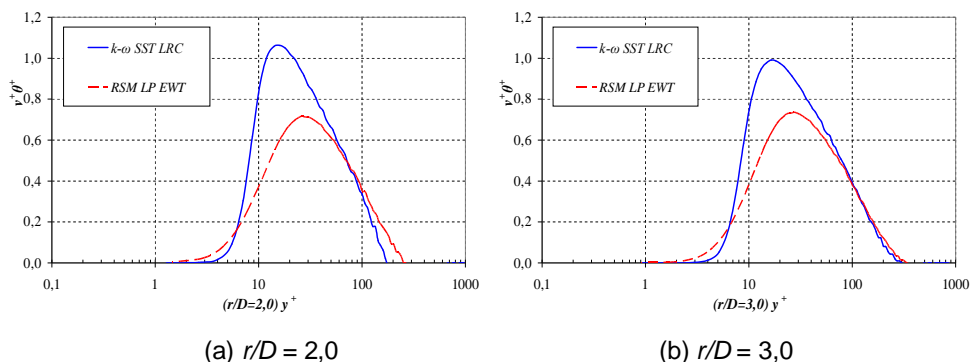
Figura 5.39 – Perfil de Temperatura média em unidades de parede, Caso $S=0,3$.

5.4.2.4 Fluxo de Calor Turbulento, Caso $S=0,3$

A Figura 5.40 mostra a distribuição do fluxo de calor turbulento (Eq. 5.14) em unidades de parede obtido com os modelos $\kappa-\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT), nas mesmas quatro estações radiais utilizadas para avaliar os perfis de temperatura e de velocidade.

Observa-se que neste caso, o modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC) apresentou um fluxo de calor turbulento maior que o modelo RSM (EWT) para as quatro estações. O modelo $\kappa-\omega$ SST apresenta uma diminuição do fluxo de calor máximo a medida que a coordenada radial cresce, enquanto que o modelo RSM (EWT) apresenta perfis muito semelhantes em todas as estações.

Assim como no caso base, $S=0$ (Fig. 5.23), o fluxo de calor turbulento aumenta consideravelmente em $y^+\approx 5$ e atinge um máximo em $y^+\approx 20-30$. Também pode ser observado que, a medida que o escoamento se desenvolve ao longo da parede (valores r/D maiores) o fluxo de calor turbulento se torna similar sendo representado da mesma forma por ambos os modelos.



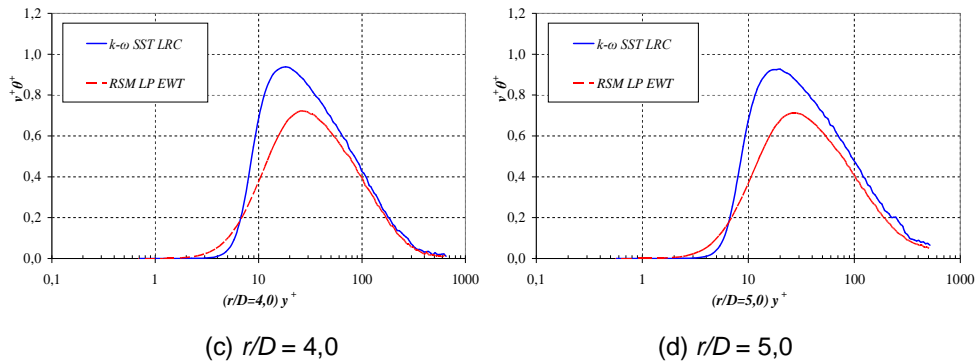


Figura 5.40 – Perfil do fluxo de calor turbulento em unidades de parede, Caso $S=0,3$.

5.4.2.5 Número de Nusselt, Caso $S=0,3$

A comparação do número de Nusselt na parede obtidos com os quatro modelos RANS testados para $S=0,3$, com os dados experimentais de Abrantes (2005) é apresentada Figura 5.41. Pode-se observar que valores mínimos do número de Nusselt são obtidos na região de estagnação, pelo fato de estarem presentes zonas de recirculação originadas pela componente circunferencial do jato. Na região de estagnação são obtidos valores subestimados do número de Nusselt para todos os modelos. A medida que o escoamento se desenvolve na superfície a intensidade turbulenta cresce até um valor máximo em $r/D \approx 1,0$ para logo cair a baixos níveis nas estações com r/D maiores.

O modelo $\kappa-\varepsilon$ RNG prevê um decréscimo no número de Nusselt, associado ao vale da distribuição da energia cinética turbulenta (Fig. 5.37). Todos os modelos apresentam distribuição razoável e semelhante para as coordenadas $r/D > 1,5$. Na região que o jato incide na placa plana, os quatro modelos apresentam valores bem distintos de troca de calor. O modelo $\kappa-\omega$ STT (LRC) apresenta a melhor concordância, com a mesma ordem de grandeza e posição do pico de Nusselt ($r/D \approx 0,8$). Os maiores valores preditos pelo modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC) em relação ao modelo RSM (EWT) podem ser atribuídos ao maior valor do fluxo de calor turbulento normal à parede (Fig. 5.40).

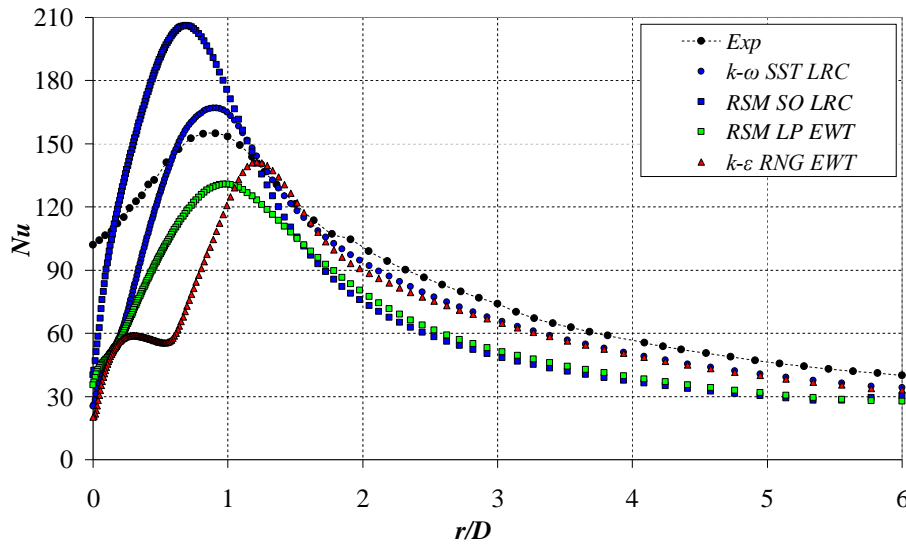


Figura 5.41 – Número de Nusselt na superfície, Caso $S=0,3$. Quatro modelos.

5.4.2.6 Influência da Energia Cinética do Jato, Caso $S=0,3$

Do mesmo modo que para o caso $S=0$, foi realizado um teste considerando como dado de entrada a intensidade turbulenta I , e o comprimento característico l_c , de forma a fornecer um perfil de energia cinética turbulenta proporcional ao perfil de velocidade axial, no lugar do campo de energia cinética turbulenta experimental. O valor utilizado para a intensidade turbulenta foi de 5,44%, e o comprimento característico l_c , avaliado como $0,07D$ resultou no valor de 0,00154 m.

Os resultados utilizando o modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST (LRC) são apresentados nas Figs. 5.42, 5.43 e 5.44, onde a legenda Perfil-k corresponde ao perfil de energia cinética turbulenta experimental, e a legenda IT-5,44% corresponde aos valores utilizando a intensidade turbulenta I e l_c . O perfil de velocidade radial média é apresentado na Fig. 5.42, as tensões normais turbulentas na Fig. 5.43 para as estações radiais $r/D = 2,0$ e $4,0$. A Figura 5.44 apresenta a distribuição do número de Nusselt sobre a superfície.

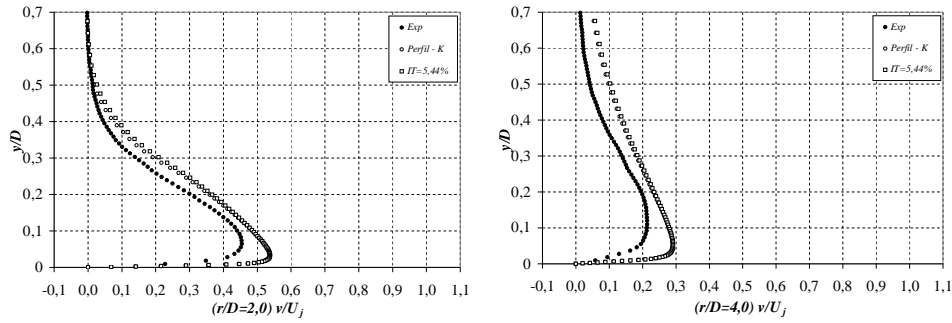
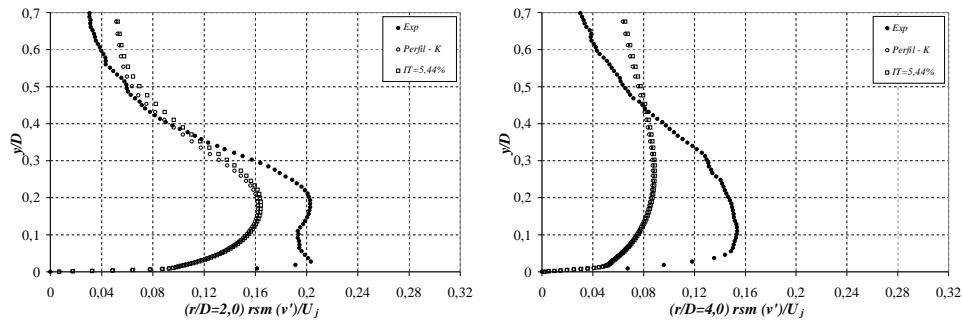
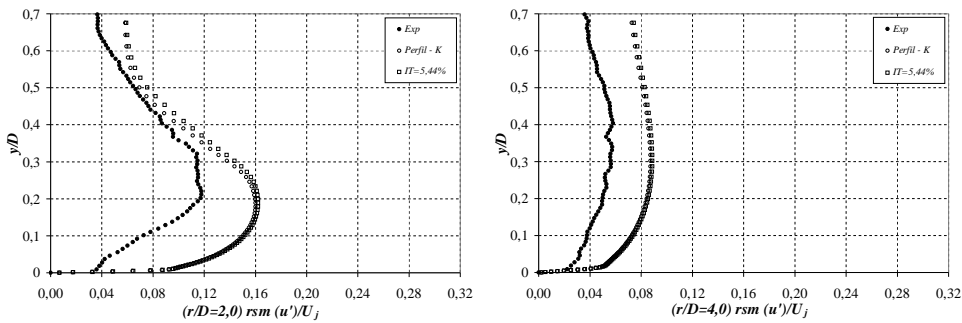


Figura 5.42 – Influência do perfil da energia cinética turbulenta do jato na velocidade radial média. Modelo $\kappa-\omega$ SST LRC, Caso $S=0,3$.

Analisando os perfis de velocidade radial média assim como as estatísticas de segunda ordem, pode-se inferir que não há variação significativa entre os valores obtidos comparando-se as duas soluções com os dois perfis de entrada da energia cinética turbulenta. Este é um ponto importante, pois não haviam dados experimentais disponíveis e desta forma, pode-se descartar como deficiência da modelagem o preciso conhecimento do perfil das grandezas turbulentas na saída do jato.



(a) Velocidade radial turbulenta



(b) Velocidade axial turbulenta

Figura 5.43 – Influência do perfil da energia cinética turbulenta do jato nas tensões de Reynolds. Modelo $\kappa-\omega$ SST LRC, Caso $S=0,3$.

A influência do perfil da energia cinética turbulenta na saída do jato na transferência de calor sobre a placa também é desprezível, como pode-se observar pelos perfis muito próximos ilustrados na Fig. 5.44.

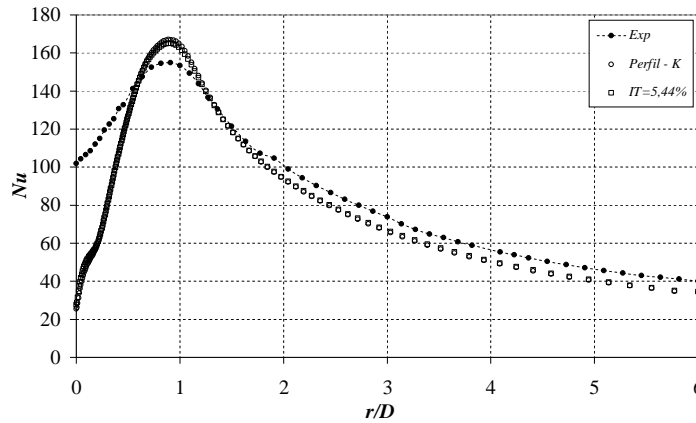


Figura 5.44 – Influência do perfil da energia cinética turbulenta do jato no número de Nusselt. Modelo $\kappa-\omega$ SST LRC, Caso $S=0,3$.

5.4.3 Modelos RANS, Caso $S=0,5$

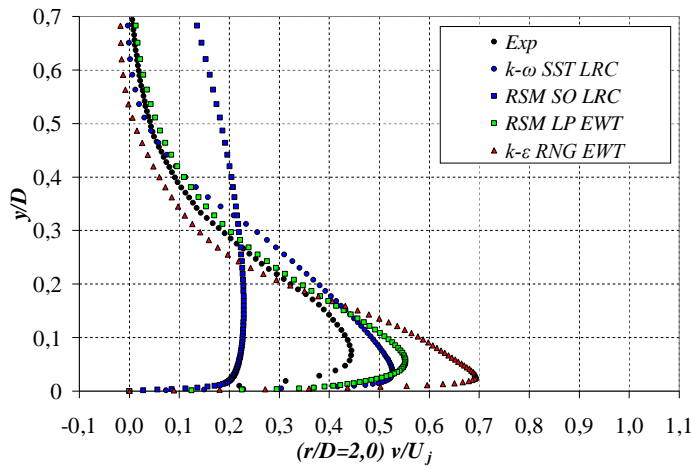
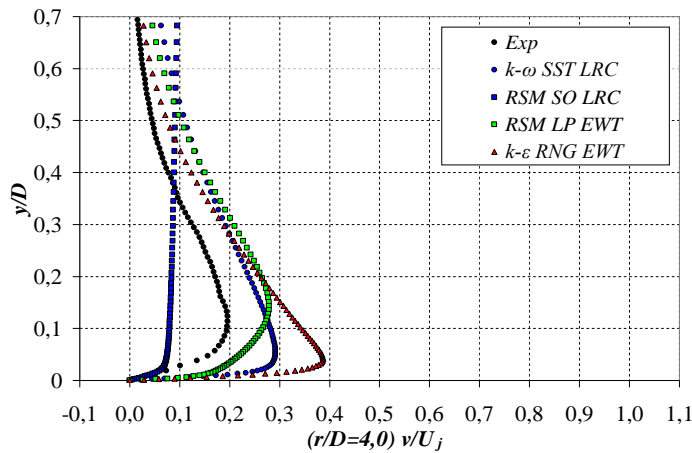
Os modelos RANS utilizados para a simulação do fenômeno do jato incidente para o caso de escoamento espiralado com número de *Swirl* $S=0,5$ formam os mesmos modelos utilizados no caso $S=0,3$: modelo $\kappa-\omega$ SST com correções de baixos números de Reynolds (LRC), RSM (LRC), RSM com tratamento de parede (EWT) e $\kappa-\varepsilon$ RNG EWT.

A seguir os resultados obtidos são comparados com os dados experimentais de Abrantes (2005), seguindo o mesmo procedimento empregado nos casos anteriores.

5.4.3.1 Velocidade Radial Média, Caso $S=0,5$

Os perfis de velocidade radial média obtidos com os quatro modelos mencionados anteriormente são apresentados na Fig. 5.45 para as estações radiais $r/D=2,0$ e $r/D=4,0$. Comparando-se os perfis obtidos para $S=0,5$ (Fig. 5.45) com os perfis correspondentes a $S=0,3$ (Fig. 5.30) verifica-se que a influência do incremento da velocidade angular não influenciou de forma significativa o

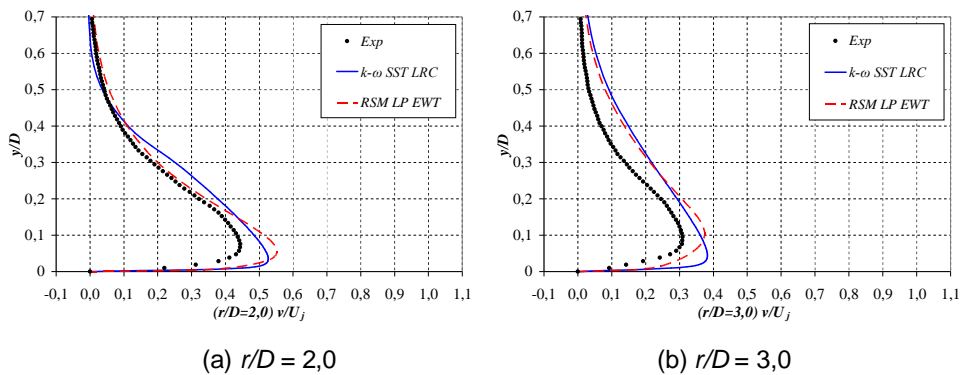
componente radial médio de velocidade. Dessa forma, observa-se também que o desempenho dos diferentes modelos foi análogo para ambos os números de *Swirl*. O pior desempenho foi do modelo RSM (LRC) e o melhor do modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC), com o modelo $\kappa-\varepsilon$ RNG apresentando uma derivada muito acentuada na parede e com um pico muito elevado do componente radial na região próxima à parede. Para este caso ($S=0,5$), na estação $r/D=2,0$, os modelos $\kappa-\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT) apresentaram uma maior concordância no gradiente da velocidade na região da parede, com uma discrepância um pouco maior do pico de velocidade e concordando muito bem os dados experimentais para coordenada acima de $y/D=0,2$. A concordância dos modelos com os dados experimentais deteriora na estação $r/D=4,0$.

(a) $r/D = 2,0$ (b) $r/D = 4,0$ Figura 5.45 – Velocidade radial média. Caso $S=0,5$. Quatro modelos.

Como nos casos anteriores a evolução da solução nas diversas coordenadas radiais é apresentada somente para os modelos $\kappa\text{-}\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT), nas estações $r/D=2,0$; $3,0$; $4,0$ e $5,0$, encontrando-se na Fig. 5.46.

Analisando a Fig. 5.46 observa-se que o perfil de velocidades radial para o caso $S=0,5$ é menor em todas as estações quando comparado com os resultados de $S=0$ (Fig.5.9) e menor também em relação a resultados com $S=0,3$ (Fig.5.31). O mesmo comportamento do escoamento descrito no caso de $S=0,3$ é observado para $S=0,5$. Observa-se que a presença do componente circunferencial (*Swirl*) produz uma região de recirculação próxima ao eixo, induzindo a diminuição da velocidade radial. O aumento da intensidade do espiralamento não altera o comportamento geral do escoamento, i.e., ocorre um aumento do componente angular, e redução do radial. Nas regiões próximas à simetria ($r/D < 2,0$) a velocidade radial é mais elevada, decaindo rapidamente a medida que ocorre o desenvolvimento da camada limite, em regiões mais afastadas da linha de simetria. Nota-se que houve uma pequena piora da qualidade da predição dos dois modelos selecionados com o aumento do escoamento espiralado.

A previsão do escoamento em regiões próximas à parede é o grande desafio com os modelos testados já que ambos obtiveram dificuldade na sua previsão, isto pelo fato do forte espalhamento do jato (elevado momento axial) o que produz um elevado gradiente de velocidade em estações menores nas quais os resultados são sobreestimados. Já em estações maiores a $r/D=2,0$, onde o gradiente de velocidade perde intensidade, os resultados das simulações tem uma maior concordância aos experimentais.



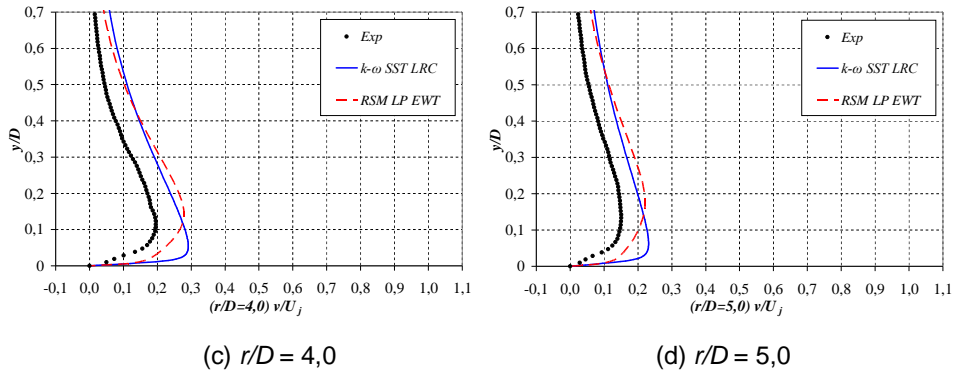
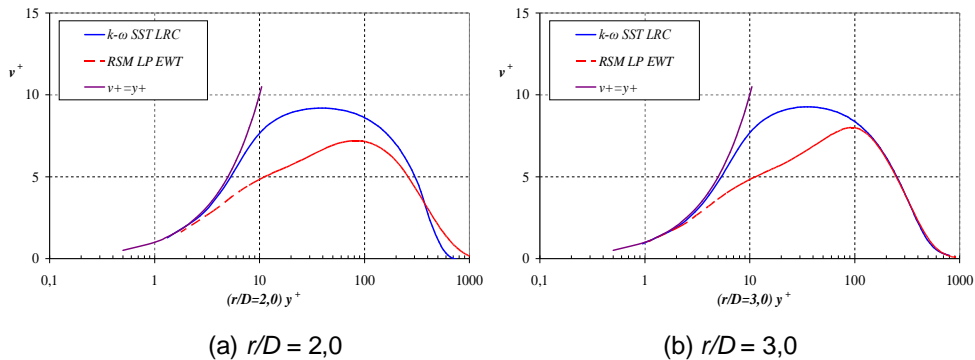


Figura 5.46 – Perfis de Velocidade Radial Média, Caso $S=0,5$. $\kappa-\omega$ STT (LRC) e RSM (EWT).

Complementando a análise do componente radial, investigou-se a evolução deste componente adimensionalizado com unidade de parede (Eq. 5.11) de forma análoga ao utilizado para os casos anteriores. A Figura 5.47 apresenta a variação da velocidade radial média adimensional v^+ ao longo da direção axial adimensional y^+ , para as distintas estações r/D . Observou-se que similarmente aos casos $S=0$ (Fig. 5.10) e $S=0,3$ (Fig. 5.32), o escoamento apresenta o comportamento linear de velocidade ($u^+ = y^+$) nas proximidades da parede ($y^+ < 5$), seguindo de um valor máximo e posterior decaimento em direção a região de fluido estagnado. Como no caso de $S=0,3$, o modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC) apresentou uma distribuição mais arredondada da velocidade adimensional, enquanto que o modelo RSM (EWT) que apresenta uma variação logarítmica até $y^+ \approx 100$, quando então apresenta uma queda similar à predita pelo modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC).



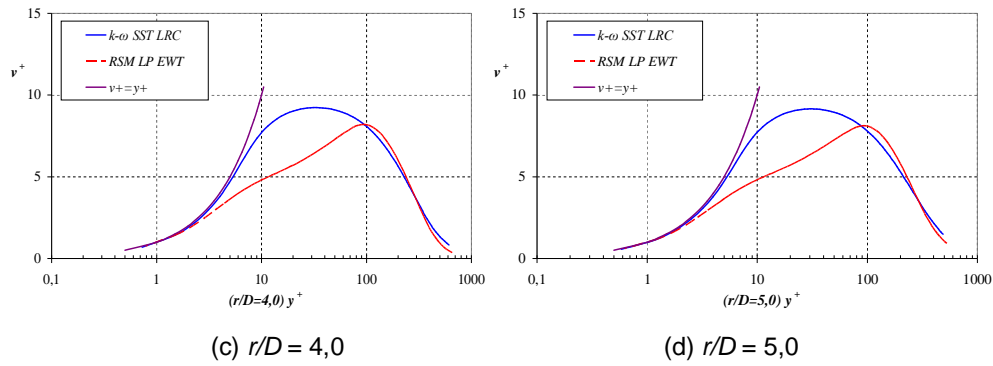
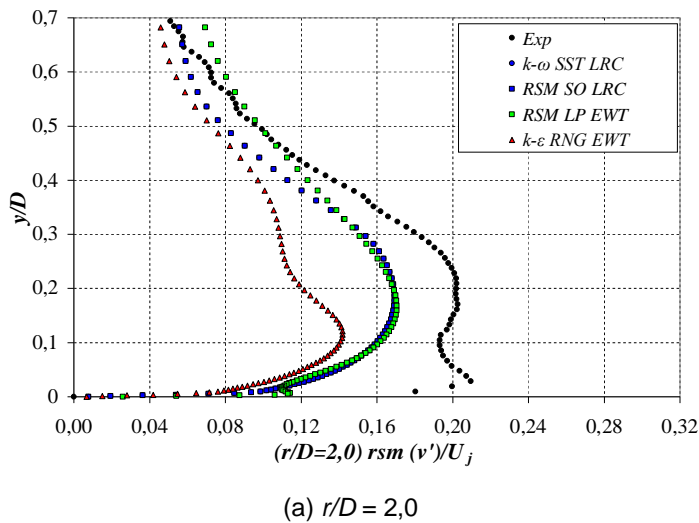


Figura 5.47 – Perfil de velocidade média em unidades de parede. Caso $S=0,5$.

5.4.3.2
Estatísticas de Segunda Ordem, Caso $S=0,5$

As predições das grandezas turbulentas são fundamentais na determinação das características globais do escoamento e influenciam diretamente da taxa de transferência de calor além da perda de carga associada ao escoamento. Para as estações $r/D=2,0$ e $4,0$, apresenta-se nas Figs. 5.48 e 5.49 as distribuição das estatísticas de segunda ordem, i.e., velocidade radial turbulenta e velocidade axial turbulenta, respectivamente ao longo da coordenada axial.



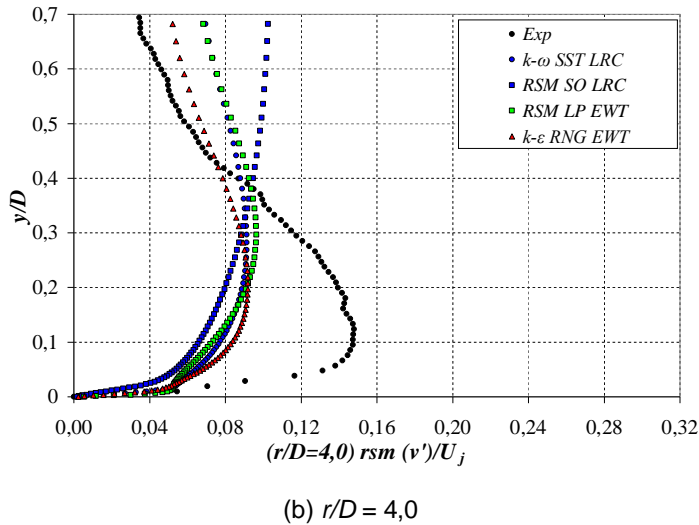
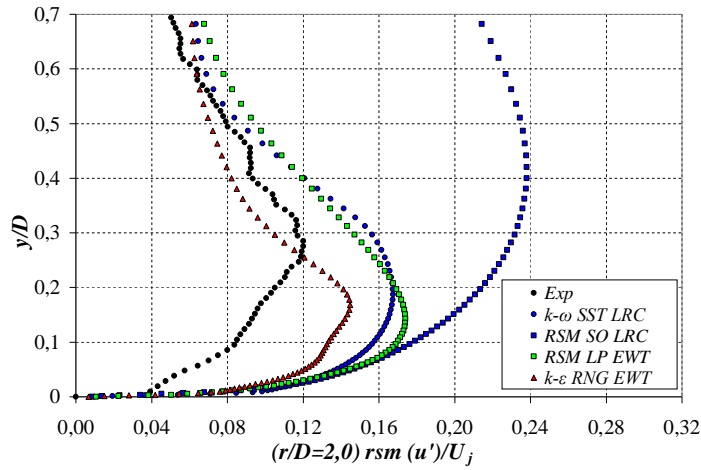
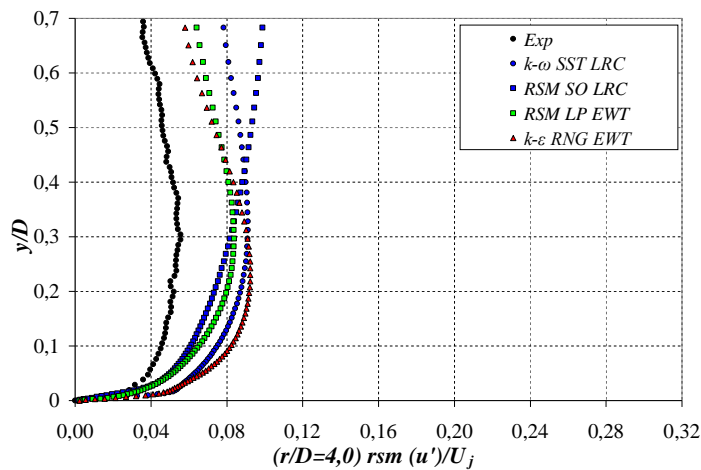


Figura 5.48 – Velocidades turbulentas radial. Caso $S=0,5$. Quatro modelos.

Analisando a Fig. 5.48 observa-se que todos os modelos sub-estimaram a contribuição turbulenta radial em ambas as estações. Adicionalmente, nenhum modelo capta o pico da velocidade turbulenta radial (ou tensão normal radial) em $r/D=2,0$. Observa-se ainda que o mesmo comportamento do escoamento descrito com relação a tensão normal radial para $S=0,3$ (Fig. 5.33) se aplica. O modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC) apresenta resultados similares ao modelo RSM (EWT), enquanto que o modelo $\kappa-\epsilon$ RNG subestima a turbulência na região mais próxima do eixo de simetria. Todos os modelos prevêem uma redução da tensão normal muito mais rápida do que a medida experimentalmente pro Abrantes (2005). Isto indica que os modelos são mais dissipativos do que deveriam.

Uma análise do componente axial baseado nos dados experimentais mostra que assim como no caso $S=0,3$ (Fig. 5.34), este componente é substancialmente menor do que o componente radial. Os modelos $\kappa-\omega$ e $\kappa-\epsilon$ não conseguem prever esta diferença da tensão de Reynolds normal, e superestimam este componente. Os modelos RSM prevêem diferentes contribuições para as tensões normais, porém o modelo RSM (LRC) em vez de prever uma diminuição do componente axial em relação ao radial, prevê um aumento, conseqüentemente este modelo apresenta um dos piores desempenhos na previsão deste tipo de escoamento. Já o modelo RSM (EWT) consegue prever uma pequena diferença entre os componentes, mas não o suficiente para apresentar um desempenho significativamente melhor do que o modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC).

(a) $r/D = 2,0$ (b) $r/D = 4,0$ Figura 5.49 – Velocidades turbulentas axial. Caso $S=0,5$. Quatro modelos.

A Figura 5.50 apresenta a evolução do componente radial de velocidade turbulenta, para diferentes estações radiais obtida com os modelos $\kappa-\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT). Pode ser observada a presença de valores máximos de flutuações de velocidade em regiões próximas à parede, isto pelos elevados níveis de turbulência apresentados nesta região. Pode ser observada também uma queda abrupta das flutuações de velocidade radial fora da região do jato de parede nas estações superiores a $r/D=2,0$, já para estações menores existe um aumento sendo atribuído ao espalhamento do jato na direção radial pela presença da componente circunferencial ($S=0,5$), o que produz um aumento das flutuações turbulentas radiais. Tanto o modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT) subestimam o valor da

velocidade radial turbulenta, em todas as estações.

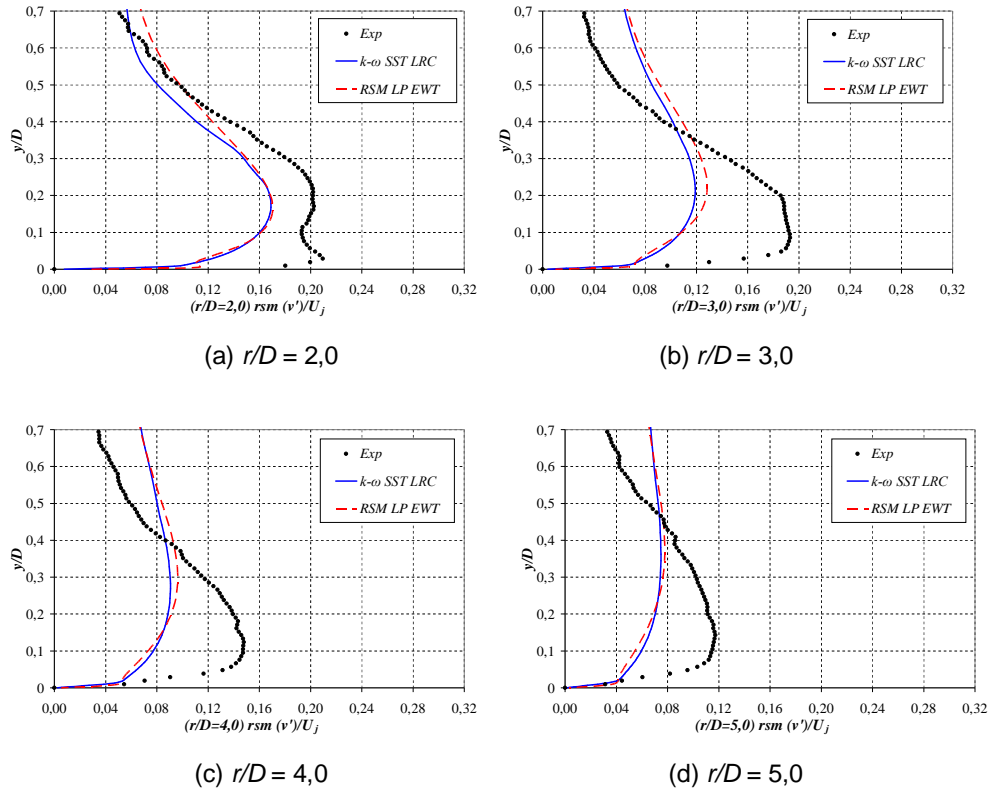


Figura 5.50 – Perfis de Velocidade Radial Turbulenta, Caso $S=0,5$.

A Figura 5.51 apresenta os resultados do perfil de velocidade axial turbulenta. Mais uma vez, comportamento análogo ao discutido para $S=0,3$ (Fig.5.36) é obtido com os resultados dos modelos $\kappa-\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT). Ambos os modelos super-estimam o valor do componente axial da velocidade turbulenta. A diferença diminui quando a distância do eixo de simetria cresce, e ambos os modelos apresenta, resultados similares, com um resultado ligeiramente melhor para o modelo RSM (EWT). O fato do modelo super-estimar a contribuição turbulenta indica que o modelo é muito dissipativo, sendo capaz de capturar com melhor eficácia as características do fluxo principal, e com menos sucesso as estatísticas turbulentas.

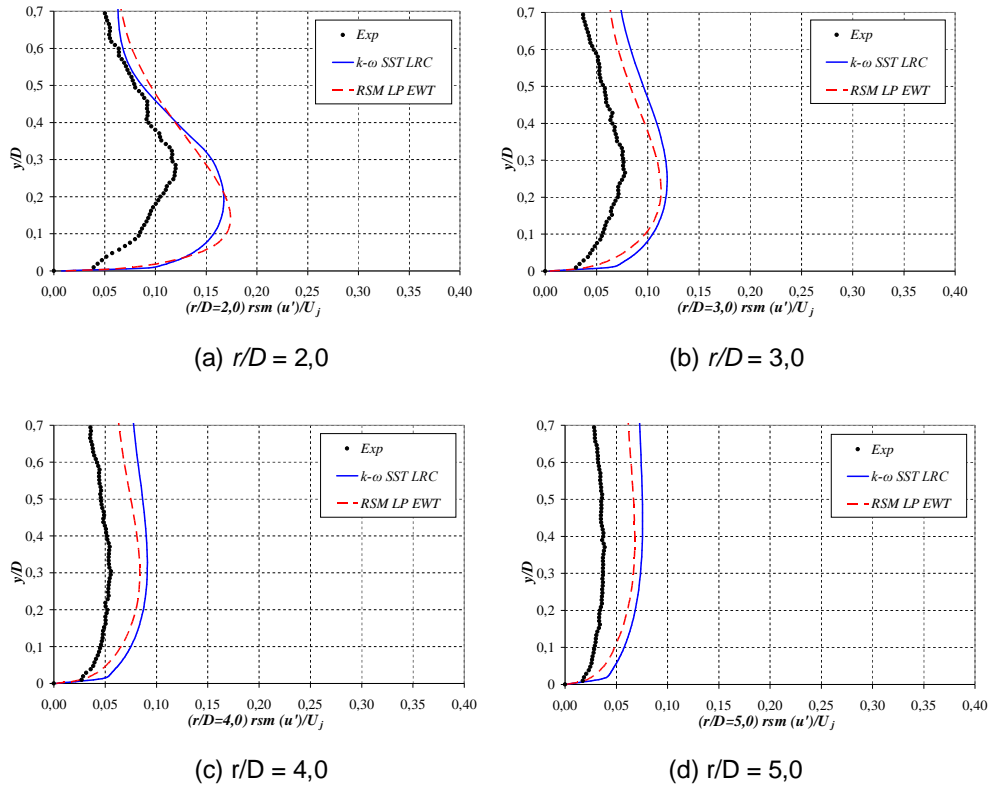


Figura 5.51 – Perfis de Velocidade Axial Turbulenta, Caso $S=0,5$.

A intensidade turbulenta é difusiva em direção ao eixo do jato e, portanto, a posição dos valores máximos da velocidade axial turbulenta se desloca para a linha central. A falta da terceira componente no modelo RSM pode explicar a falha de precisão na previsão das estatísticas turbulentas. Qualitativamente o resultado com o modelo RSM prediz um melhor comportamento quando comparado ao modelo $\kappa-\omega$ SST, pois é capaz de prever a anisotropia do escoamento, apesar de não capturar a intensidade real.

A distribuição da energia cinética turbulenta em uma coordenada próxima à superfície da placa incidente ($y/D=0,02$), para o caso de $S=0,5$ encontra-se na Fig. 5.52. Como no caso de $S=0,3$ (Fig. 5.37), o modelo RSM (RLC) prevê uma energia cinética turbulenta extremamente elevada. Ainda como o caso $S=0,3$; o modelo $\kappa-\varepsilon$ RNG prevê dois picos de κ , ambos com níveis inferiores ao preditos pelos modelos $\kappa-\omega$ STT (LRC) e RSM (EWT) que apresentam perfis similares, com um pequeno deslocamento do valor máximo de RSM (EWT) para jusante. É interessante observar que o aumento da intensidade do escoamento espiralado não influenciou o nível de κ para modelos $\kappa-\omega$ STT (LRC) e RSM (EWT), porém

aumentou para o modelo RSM (LRC) e diminuiu para o modelo κ - ε RNG.

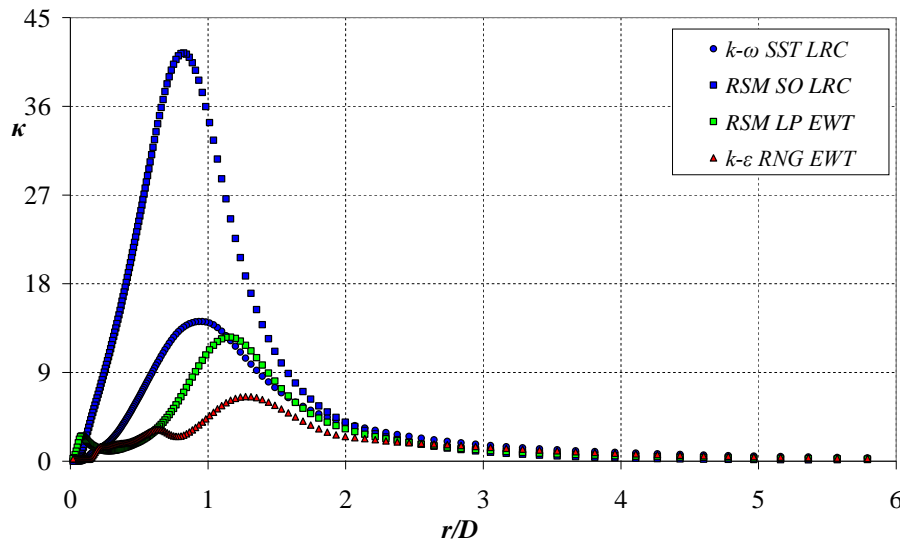


Figura 5.52 – Energia cinética turbulenta, $y/D=0,02$. Caso $S=0,5$. Quatro modelos.

5.4.3.3 Temperatura, Caso $S=0,5$

A distribuição de temperatura adimensional $\theta=(T-T_j)/(T_w-T_j)$ ao longo da direção axial é ilustrada na Figura 5.53 nas estações $r/D= 0,5; 2,0; 3,0$ e $5,0$ para os modelos κ - ω STT (LRC) e RSM (EWT). Pode ser observado que a temperatura do jato permanece aproximadamente constante até atingir a placa, e devido ao fluxo de calor imposto a temperatura aumenta rapidamente na região próxima à superfície. A camada limite ao longo da placa apresenta a transferência de calor máxima no ponto de estagnação ($r/D=0$). A medida que a camada limite térmica se desenvolve ao longo da superfície (estações maiores) a transferência de calor diminui apresentando valores maiores de temperatura. Os resultados com ambos os modelos apresentaram a mesma tendência. Este comportamento é igual ao descrito para o caso $S=0,3$ (Fig. 5.38). A diferença dos modelos é um pouco mais acentuada em $r/D=0,5$.

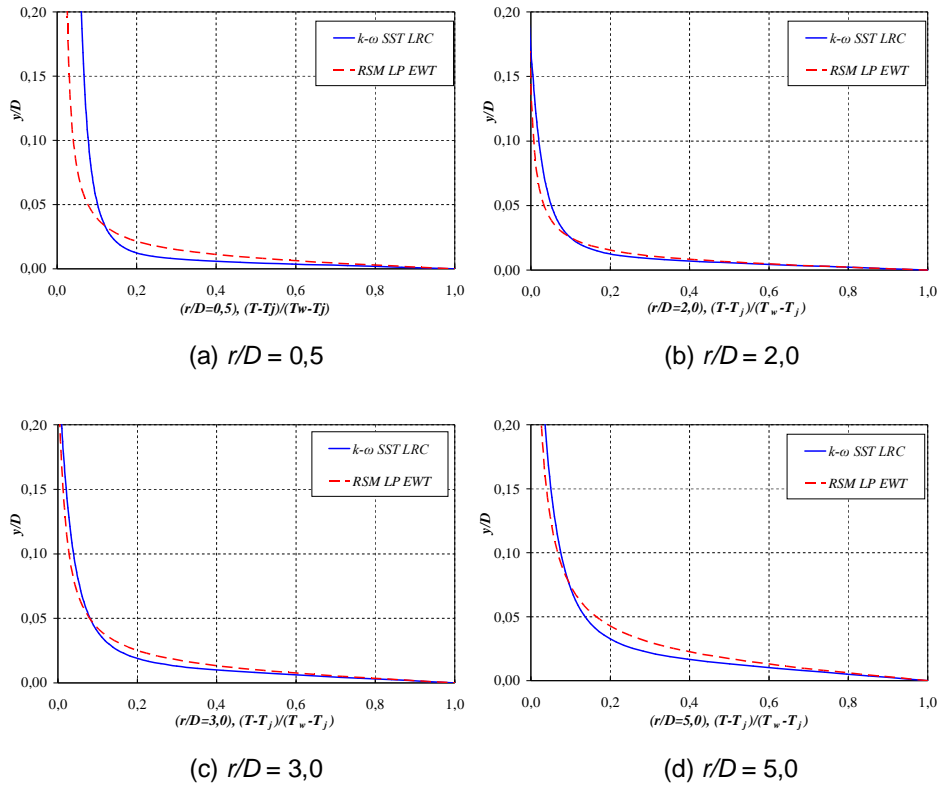


Figura 5.53 – Temperatura adimensional nas estações axiais, Caso $S=0,5$.

Na Figura 5.54 é apresentada a distribuição da temperatura média adimensional θ^+ na unidade de parede (Eq. 5.12). Assim como para $S=0,3$ (Fig. 5.39), pode ser observado que, para ambas as simulações para y^+ inferior a oito, a temperatura adimensional θ^+ varia linearmente com a distância y^+ , sendo proporcional ao Pr . Depois desta região a temperatura tende a um valor constante para regiões afastadas da superfície de incidência. Também pode ser observado que, a medida que o escoamento se desenvolve ao longo da parede (valores r/D maiores) o campo de temperatura se torna semelhante. Este comportamento é apresentado por ambos os modelos $\kappa-\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT). Esta distribuição de temperatura pode ser explicada ao observar que no ponto de estagnação no caso $S=0,5$ existe a presença de recirculações as quais diminuem a taxa de transferência de calor na região próxima da superfície. Isto pode ser verificado na estação mais próxima a $r/D=1,0$ (apresentando valores de temperatura menores). Posteriormente esta recirculação desaparece para estações superiores a $r/D=2,0$ dando como resultado perfil de temperatura similar em estações superiores a $r/D=2,0$ tal como observado na Figura 5.54.

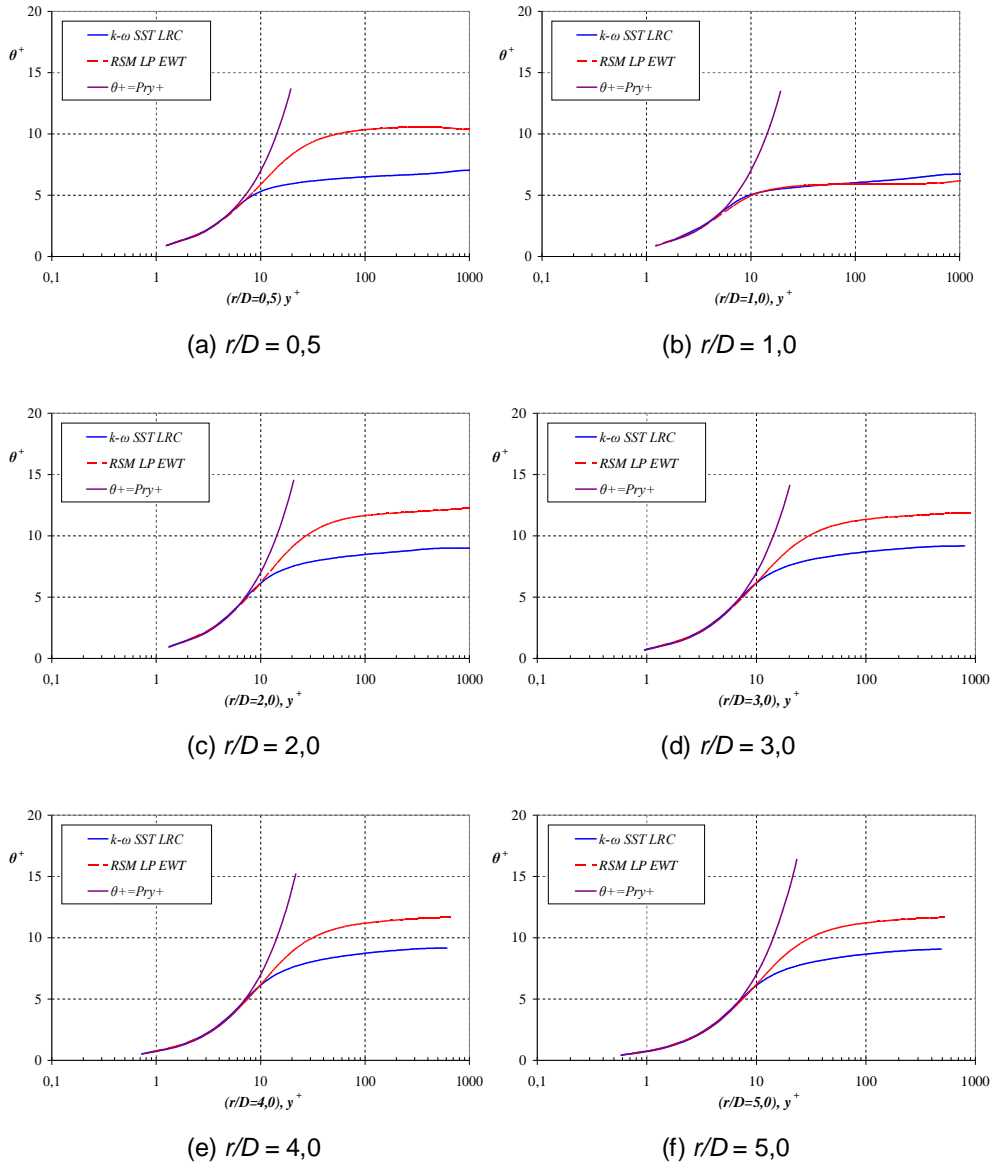


Figura 5.54 – Perfil de Temperatura média em unidades de parede, Caso $S=0,5$.

5.4.3.4 Fluxo de Calor Turbulento, Caso $S=0,5$

A Figura 5.55 mostra a distribuição do fluxo de calor turbulento em unidades de parede (Eq.5.14) obtido com os modelos $\kappa-\omega$ SST (LRC) e RSM (EWT). Observa-se um acordo qualitativo entre as duas soluções apresentadas. O aumento do fluxo de calor turbulento aumenta consideravelmente entre $y^+ > 5$ e atinge um máximo de $y^+ \approx 20$. No entanto, o modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC) prevê um valor elevado do fluxo de calor turbulento normal à parede em comparação ao modelo RSM (EWT). Também pode ser observado que, a medida que o

escoamento se desenvolve ao longo da parede (valores r/D maiores) o fluxo de calor turbulento se torna similar sendo representado da mesma forma por ambos os modelos $\kappa-\omega$ SST e RSM.

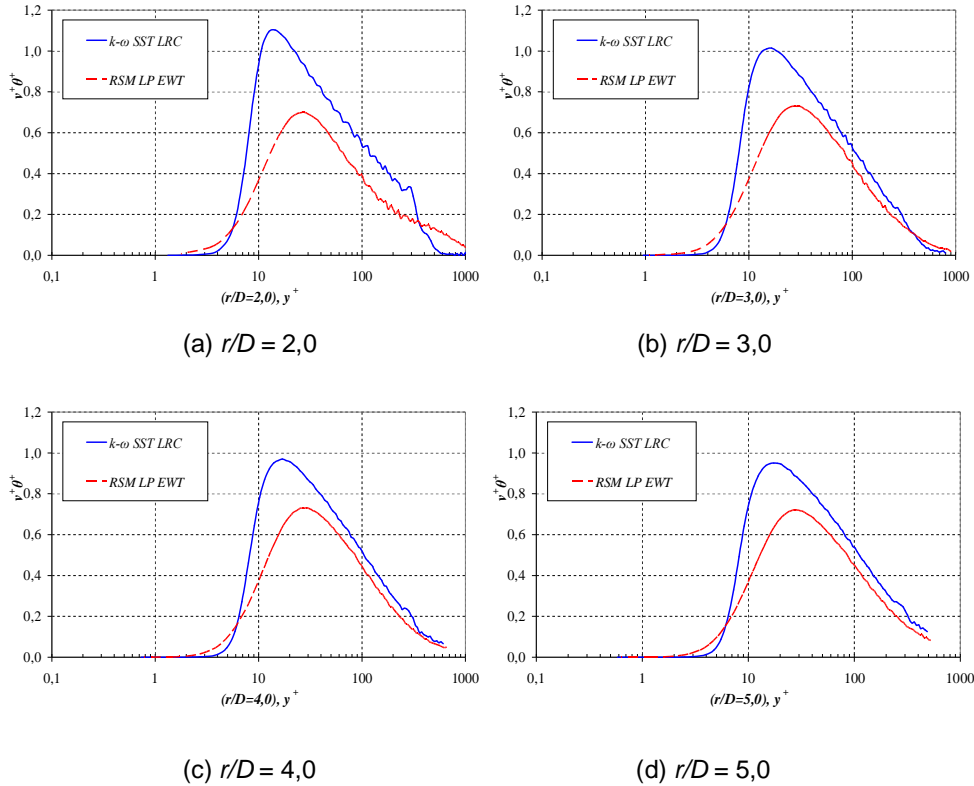


Figura 5.55 – Perfil do fluxo de calor turbulento em unidades de parede, Caso $S=0,5$.

Uma comparação da distribuição do fluxo de calor turbulento obtido com $S=0$ (Fig. 5.23); $S=0,3$ (Fig. 5.40) e $S=0,5$ (Fig. 5.55) mostra que para todos os casos o modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC) apresentou maiores valores de fluxo de calor turbulento do que o modelo RSM (EWT). Observa-se ainda que o aumento da rotação do escoamento induz um perfil de fluxo de calor turbulento com uma inclinação mais acentuada em direção ao eixo de simetria, i.e., um crescimento mais acentuado com um decréscimo mais suave a medida que a coordenada axial cresce.

5.4.3.5 Número de Nusselt, Caso $S=0,5$

O número de Nusselt avaliado na parede de incidência fornece a característica global de transferência de calor. A Figura 5.56 mostra uma

comparação do número de Nusselt na parede obtida com os quatro modelos RANS para $S=0,5$, com os dados experimentais de Abrantes (2005). Pode-se observar que valores mínimos do número de Nusselt são obtidos na região de estagnação, pelo fato de estarem presentes zonas de recirculação originadas pela componente circunferencial do jato. Exatamente a mesma distribuição do número de Nusselt do que a observada para $S=0,3$ (Fig. 5.41) é obtida para $S=0,5$. A presença do escoamento espiralado inibe a formação de um segundo pico de coeficiente de transferência de calor. Nota-se, no entanto, uma redução do coeficiente de transferência de calor com o aumento da intensidade do escoamento espiralado.

Analisando o perfil de energia cinética turbulenta (Fig.5.52) junto com a distribuição do número de Nusselt (Fig. 5.56), observa-se uma relação entre os dois perfis, i.e., a presença da rotação alarga a região do escoamento espiralado, resultando em um perfil de energia cinética turbulenta com um único pico, assim como a distribuição do número de Nusselt. Apesar do modelo RSM (EWT) ter apresentado resultados equivalentes aos previstos pelo modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC), este último se mostrou um pouco superior na capacidade de previsão.

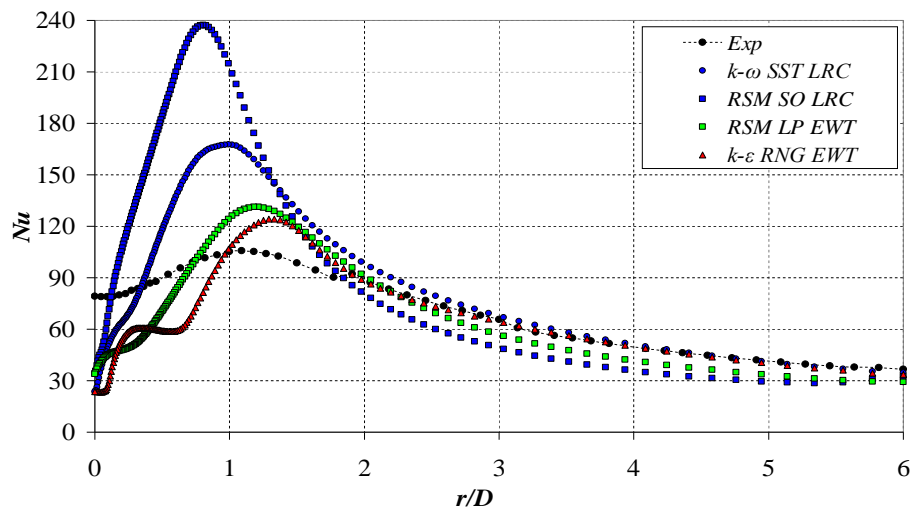


Figura 5.56 – Número de Nusselt na superfície, Caso $S=0,5$. Quatro modelos.

5.4.3.6

Influência da Energia Cinética do Jato, Caso $S=0,5$

Mais uma vez a influência do perfil da energia cinética na saída do bocal

(entrada no domínio de cálculo) foi investigada. Do mesmo modo que para o caso $S=0$, e $S=0,3$ foi realizado um teste avaliando a energia cinética na entrada em função da intensidade turbulenta I , e o comprimento característico l_c , no lugar do campo de energia cinética turbulenta experimental. O mesmo valor de intensidade turbulenta e o comprimento característico l_c , que o utilizado nos outros casos foi empregado aqui ($I= 5,53\%$, $l_c= 0,07D=0,00154$ m).

Os resultados foram obtidos utilizando o modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST (LRC). Na legenda das figuras apresentadas a seguir, a legenda Perfil-k corresponde à solução obtida com o perfil de energia cinética turbulenta experimental, e IT-5,53% implica a solução com a energia cinética turbulenta proporcional a energia cinética do escoamento médio, onde a intensidade turbulenta I e l_c foram prescritos. O perfil de velocidade radial média é apresentado na Fig. 5.57, as tensões normais turbulentas na Fig. 5.58 para as estações radiais $r/D=2,0$ e $4,0$. A Figura 5.59 apresenta a distribuição do número de Nusselt sobre a superfície.

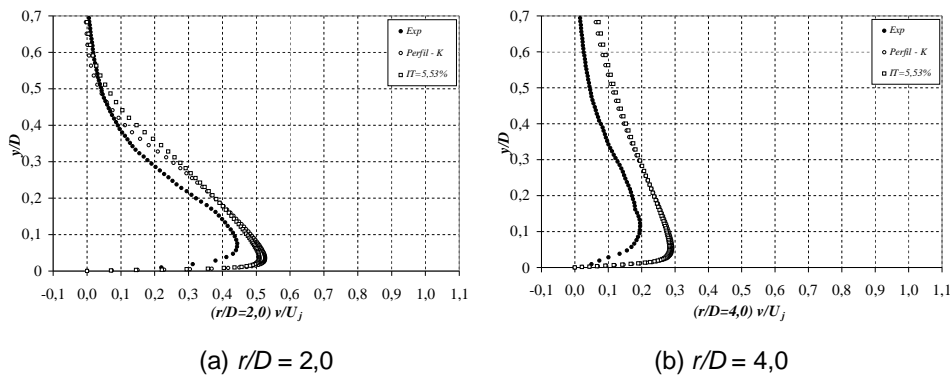
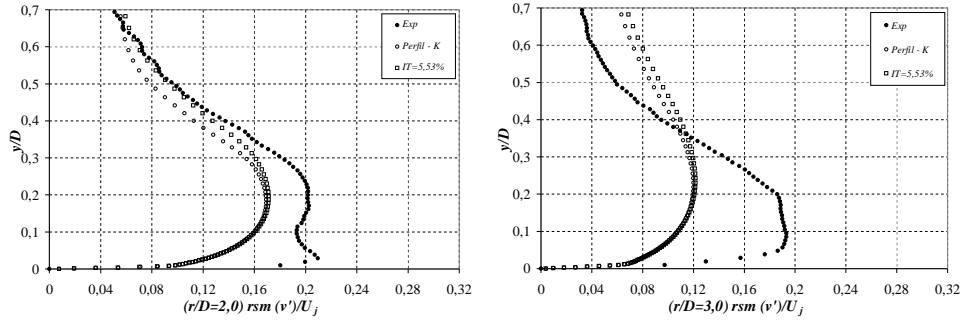


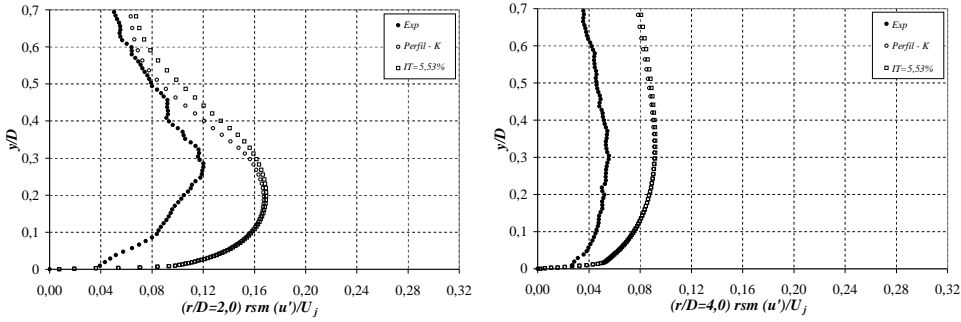
Figura 5.57 – Influência do perfil da energia cinética turbulenta do jato na velocidade radial média. Modelo $\kappa\text{-}\omega$ SST LRC, Caso $S=0,5$.

Analisando os perfis de velocidade radial média (Fig. 5.57) assim como as estatísticas de segunda ordem (Fig. 5.58), pode-se inferir que não há variação significativa entre os valores obtidos comparando o $\kappa\text{-}\omega$ SST (LRC) com perfil k experimental e com IT=5,53%.

Já para a análise da transferência de calor na superfície de incidência, sendo avaliado pelo Nusselt não é observada diminuição no valor do Nusselt comparando as duas alternativas. Em geral sendo obtidas diferenças pouco relevantes entre as duas opções, sugere-se trabalhar com o perfil de energia cinética turbulenta experimental.



(a) Velocidade radial turbulenta



(b) Velocidade axial turbulenta

Figura 5.58 – Influência do perfil da energia cinética turbulenta do jato nas tensões de Reynolds. Modelo $\kappa-\omega$ SST LRC, Caso S=0,5.

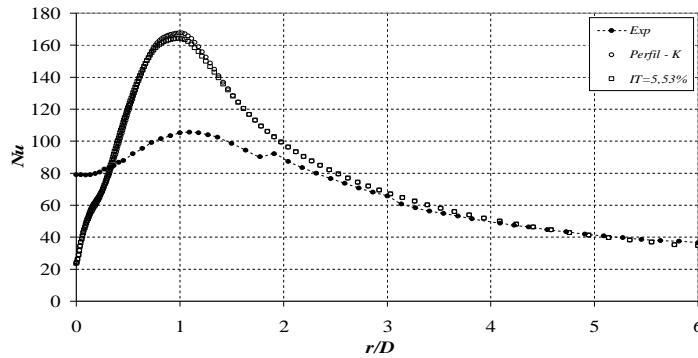


Figura 5.59 – Influência do perfil da energia cinética turbulenta do jato no número de Nusselt. Modelo $\kappa-\omega$ SST LRC, Caso S=0,5.

Na seção seguinte são apresentados os resultados da Simulação de Grandes Escalas, para S=0.

5.5 Simulação de Grandes Escalas (LES)

O estudo do jato incidente sobre uma placa possui diversas características que o tornam um fenômeno complexo, o que dificulta a plena captura por métodos numéricos e modelos matemáticos dos fenômenos físicos envolvidos. Esta dificuldade foi observada com os modelos RANS anteriormente apresentados. Nesta seção apresenta a avaliação do jato incidente através da Simulação de Grandes Escalas, utilizando o Modelo de Smagorinsky Dinâmico, tendo por objetivo caracterizar de uma forma mais precisa estes fenômenos.

Com a finalidade de diminuir o tempo de simulação transiente foi utilizado o modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC) para iniciar os campos de velocidade e pressão. Como descrito no Capítulo 4, as simulações LES precisam de esquemas de segunda ordem para as discretizações espaciais e temporais, sendo o esquema de Diferenças Centrais Limitado o adotado (Seção 4.1.2).

Para comparar os resultados obtidos com a simulação de grandes escalas com os dados experimentais de Abrantes (2005) e os resultados obtidos com as simulações RANS é necessário avaliar a média temporal de todas as grandezas relevantes, após a obtenção do regime estatisticamente permanente.

Para acompanhar a evolução temporal da simulação, e verificar se o regime estatisticamente foi obtido, definiram-se diversas sondas numéricas em várias posições do domínio computacional. A Tabela 5.3 apresenta as coordenadas do posicionamento das sondas.

Tabela 5.3 Coordenadas das sondas na Simulação de Grandes Escalas

SONDA	POSIÇÃO (m)		
	X	Y	Z
P1	0,000	0,000	0,022
P2	0,000	0,000	0,011
P3	0,022	0,000	0,004
P4	0,044	0,000	0,001
P5	0,033	0,000	0,007

As sondas P1 e P2 se encontram na linha de simetria do domínio, na metade e a três quartos da altura, respectivamente. A sonda P3 se encontra na região de curvatura dentro da camada limite, a sonda P4 se encontra na região próxima à

parede em regiões mais afastadas da simetria, e a sonda P5 se encontra na periferia da camada limite. Estas sondas monitoram o componente axial da velocidade.

A Figura 5.60 apresenta a evolução temporal do componente axial da velocidade, com as sondas mencionadas anteriormente, onde pode-se claramente que o regime estatisticamente permanente foi obtido.

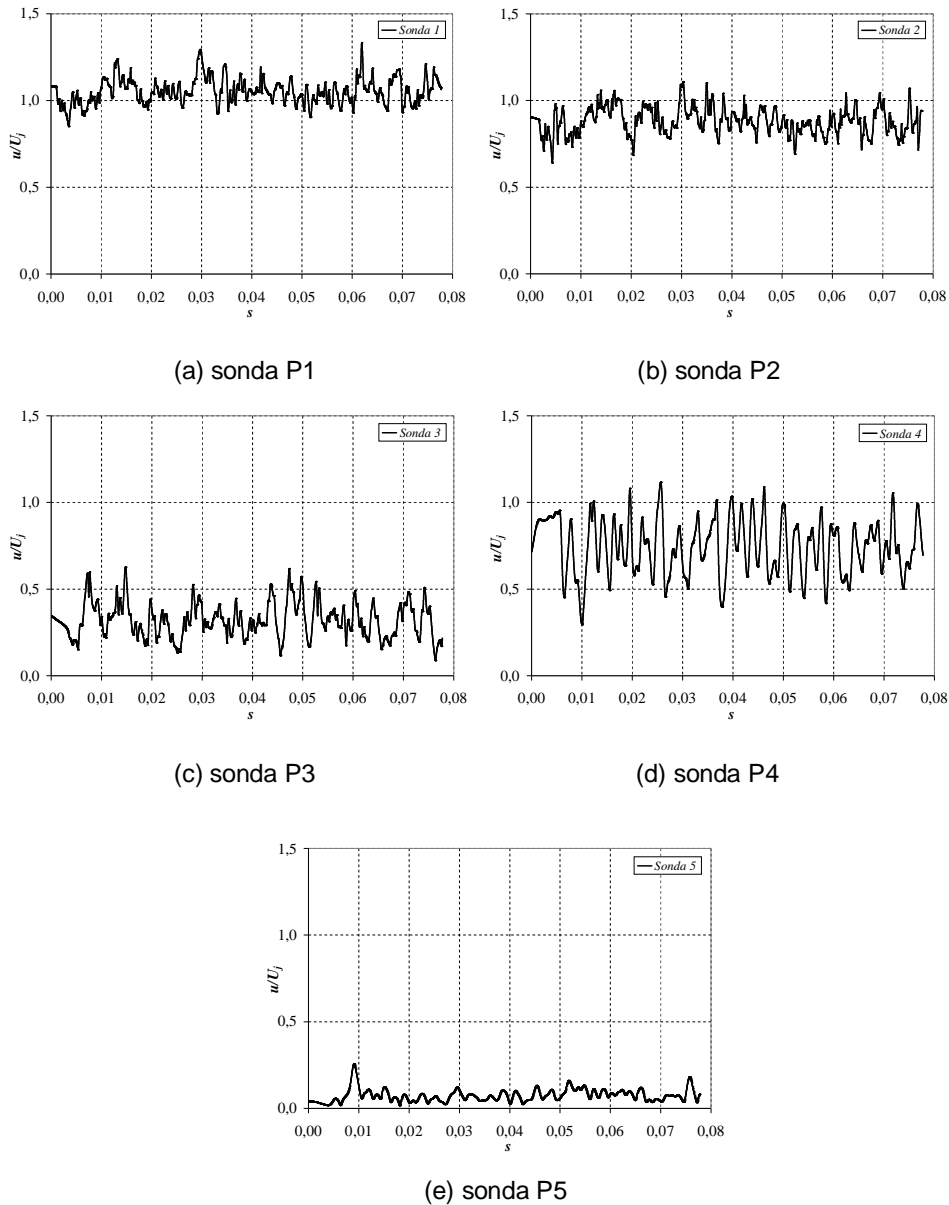


Figura 5.60 – Evolução da velocidade no tempo – sondas P1, P2, P3, P4 e P5.

Com o monitoramento temporal da velocidade pelo sinal capturado pelas sondas numéricas, determinou-se a obtenção do regime estatisticamente

permanente, o qual é necessário para avaliar a solução. A sonda P1 situada na metade da linha do eixo de simetria apresenta valores de velocidade maiores e com pouca presença de perturbações. A sonda P2 situada a jusante da sonda P1 em direção à superfície de incidência apresenta valores menores de velocidade e porém perturbações menores à sonda P1. A medida que o escoamento se desenvolve em direção à superfície de incidência, existe a presença de valores altos de energia cinética turbulenta, isto pode ser observado pelos elevados valores nas variações temporais da velocidade, na sonda P3. Este mesmo fato é observado com a sonda P4. Já a sonda P5 situada na periferia da camada limite mostra pouca variação nas perturbações de velocidade.

Para determinar o tempo de amostragem, recomenda-se utilizar o tempo de residência de uma partícula de fluido no domínio, percorrendo a distância axial e posteriormente radial do domínio. A estimativa do tempo de residência foi baseada na distância percorrida pela partícula como sendo $8D$ (0,176 m) e com a velocidade média do jato (16,14 m/s), com isto se obteve um valor de 0,0114 segundos. De forma a garantir estatísticas com boa precisão utilizou-se no presente trabalho o tempo de amostragem de 7 vezes o tempo de residência.

Após a obtenção do regime estatisticamente permanente, as grandezas médias no tempo $\|\phi\|$ foram obtidas de acordo com

$$\|\phi\| = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} \bar{\phi} dt \quad (5.16)$$

onde $\bar{\phi}$ é a grandeza resolvida pela metodologia LES e Δt é o tempo de amostragem.

Os resultados LES obtidos neste trabalho com o modelo Smagorinsky Dinâmico para $S=0$ são comparados com os resultados experimentais de Abrantes (2005), com o melhor modelo bidimensional RANS obtido, sendo o modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC) e com resultados de simulações LES de Hadziabdic e Hanjalic (2008) e de Hallqvist (2006).

As mesmas cinco estações radiais indicadas na Fig. 5.3 ($r/D = 0,5; 1,0; 2,0; 3,0; 4,0$ e $5,0$) selecionadas para avaliação das grandezas médias temporais obtidas com as simulações RANS foram utilizadas aqui para avaliação da velocidade média radial e grandezas estatísticas de segunda ordem.

5.5.1
Velocidade Média Radial, Caso LES, S=0

A Figura 5.61 apresenta a variação na direção axial do componente radial da velocidade média temporal nas cinco estações radiais selecionadas. As simulações com a modelagem LES – Dinâmico apresentaram uma concordância razoável do perfil médio de velocidade com os dados experimentais em todas as estações analisadas. O perfil de velocidade médio obtido é muito semelhante ao previsto com o modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC). O modelo LES – Dinâmico apresenta uma pequena melhora na precisão da velocidade média radial na região mais complexa (estações $r/D=0,5$ e $r/D=1,0$).

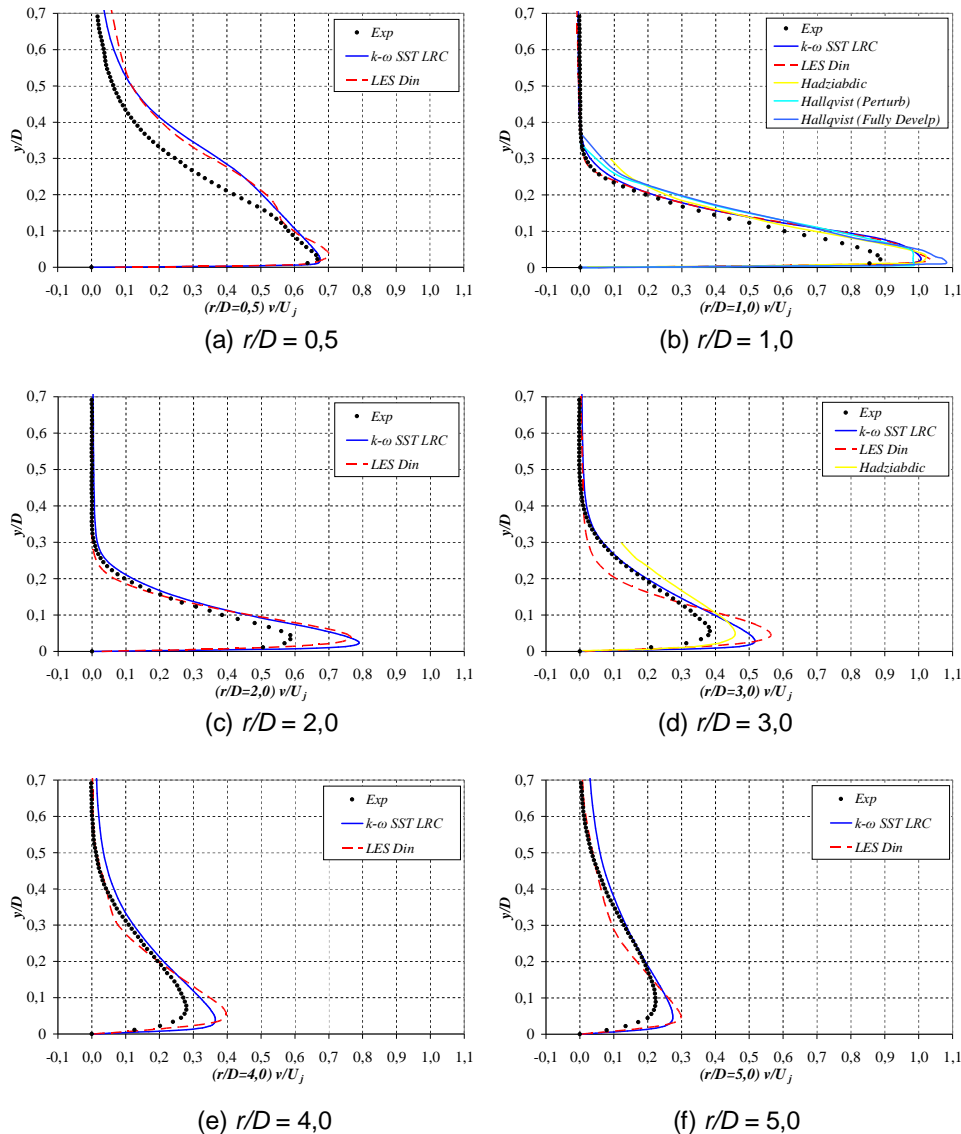


Figura 5.61 – Perfis de velocidade radial média, LES - Dinâmico.

Observa-se que os perfis de velocidade média para as estações superiores a $r/D=1,0$, são representados corretamente pelo modelo LES para $y/D>0,2$ sendo mais precisos que o modelo RANS. Observa-se o posicionamento correto da coordenada vertical do pico de velocidade, porém o valor da velocidade máxima foi superestimado. Discrepâncias entre os valores máximos da velocidade em regiões próximas à parede em relação aos dados experimentais podem ser atribuídas ao refinamento de malha perto da região da parede. O primeiro ponto nodal apresentou $y^+ \approx 1,2$; o que não ter sido o suficiente, uma vez que o ideal seria uma malha com $y^+ < 1,0$.

5.5.2 Estatísticas de Segunda Ordem, LES, S=0

A flutuação da velocidade (u'_i) para o modelo LES é definida por

$$u'_i = \bar{u}_i - \|\bar{u}_i\| \quad (5.17)$$

As estatísticas de segunda ordem são calculadas por

$$\|u'_i u'_j\| = \|(\bar{u}_i - \|\bar{u}_i\|)(\bar{u}_j - \|\bar{u}_j\|)\| \quad (5.18)$$

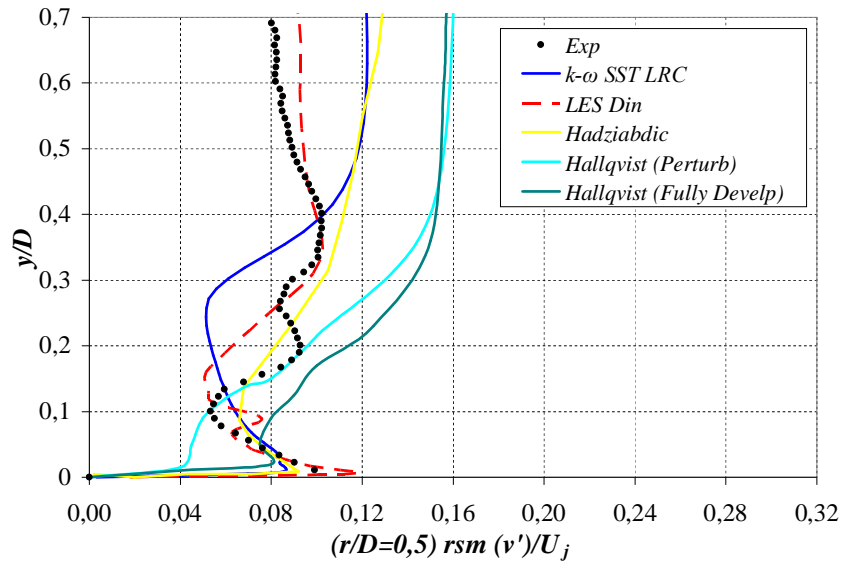
E a norma r.m.s (u_{rms}) do componente da velocidade turbulenta obtida como,

$$u_{rms} = \sqrt{\|u_i'^2\|} \quad , \quad (5.19)$$

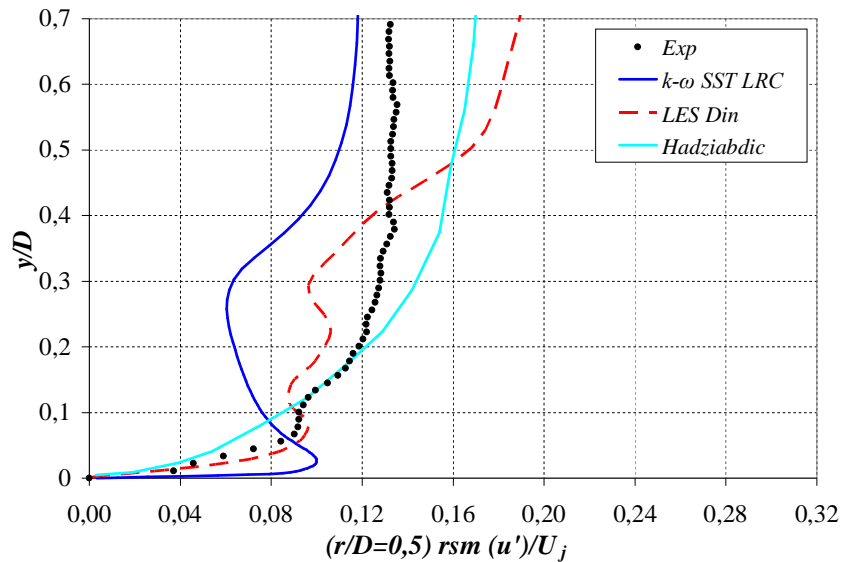
As flutuações obtidas pelo modelo LES (Eq. 5.17) são as flutuações obtidas em torno da velocidade média resolvida. Na realidade a velocidade média real deveria incluir a parcela não resolvida o qual é modelada pelo tensor de Reynolds sub-malha, τ_{ij} , (Eq. 3.122), desta forma os resultados com as simulações LES não devem predizer de uma forma precisa as flutuações obtidas experimentalmente.

A Figura 5.62 apresenta os perfis do componente radial da velocidade turbulenta e do componente axial da velocidade turbulenta para a coordenada $r/D=0,5$. Os perfis dos componentes turbulentos radial e axial nas outras cinco estações radiais são apresentados nas Figs. 5.63 e 5.64.

A região próxima ao eixo de simetria é a mais difícil de prever devido à alta complexidade do escoamento, pois ao mesmo tempo em que é a região onde ocorre o ponto de estagnação, ocorre a deflexão do escoamento para a direção radial. Na estação $r/D=0,5$ (Fig. 5.62) os resultados obtidos neste trabalho com o LES Dinâmico são comparados com os dados experimentais de Abrantes (2005) e com os resultados de simulações LES de Hadziabdic e Hanjalic (2008) e de Hallqvist (2006).



(a) Velocidade turbulenta radial



(b) Velocidade turbulenta axial

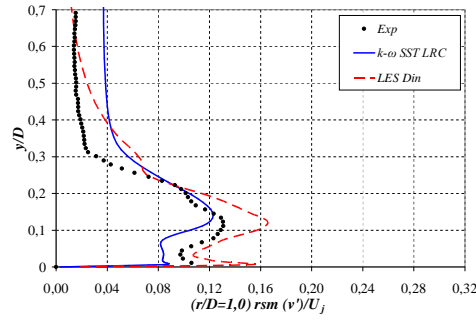
Figura 5.62 – Perfis de velocidade turbulenta em $r/D=0,5$

Analisando a Figura 5.62a observa-se a excelente concordância com os dados experimentais obtida com a presente simulação, a qual conseguiu prever o pico de $\sqrt{v'^2}$ na região próxima à parede, a curvatura próxima de $y/D \approx 0,1$; assim como os valores de $\sqrt{v'^2}$ na região afastada da parede. Nota-se que o presente resultado se mostrou bem superior ao obtido com as duas simulações LES de Hadziabdic e Hanjalic (2008) e de Hallqvist (2006). Naturalmente que o resultado do modelo LES dinâmico também foi superior ao obtido como modelo $\kappa-\omega$ SST, o qual também capturou qualitativamente bem o perfil de $\sqrt{v'^2}$. Na Figura 5.62a foram incluída os resultados de duas simulações LES de Hallqvist (2006) que investigou a influência da condição de contorno do perfil de entrada do jato. Pode-se afirmar que mesmo a simulação com o modelo RANS $\kappa-\omega$ SST deste trabalho, obteve-se melhor resultado do que Hallqvist (2006).

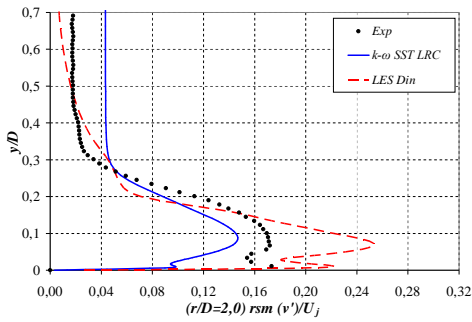
Analisando o componente de velocidade turbulenta axial na coordenada radial $r/D=0,5$ na Fig. 5.62b, observa-se que também para este componente a previsão do presente trabalho foi superior a previsão LES de Hadziabdic e Hanjalic (2008). Apesar da complexidade do perfil, os três modelos LES dinâmico, $\kappa-\omega$ SST e LES de Hadziabdic e Hanjalic (2008) conseguiram se aproximar bem dos dados experimentais.

Observa-se na Fig. 5.63 que a medida que o escoamento se desenvolve na região de parede discrepâncias do componente radial turbulento com os dados experimentais são obtidos. Estes resultados podem ser atribuídos a uma malha não tão refinada, com a qual as flutuações numéricas ficam afastadas dos resultados experimentais, já que dependem da parcela do tensor de Reynolds sub-malha. Ainda assim, os resultados podem ser considerados satisfatórios, com a mesma ordem de grandeza e aproximadamente a mesma distribuição.

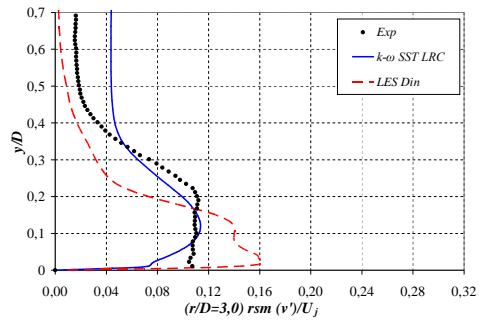
Examinando os resultados perfil de velocidade axial turbulenta na Fig. 5.64, pode-se observar que o modelo LES Dinâmico apresentou uma maior precisão quando comparado ao modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC) em todas as estações de análise. Em estações mais afastadas da linha de simetria onde a intensidade turbulenta é menor, os resultados mostram uma excelente concordância aos experimentais.



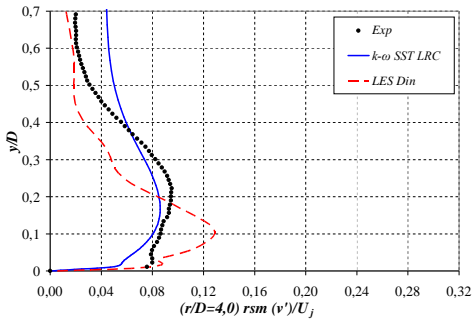
(a) $r/D = 1,0$



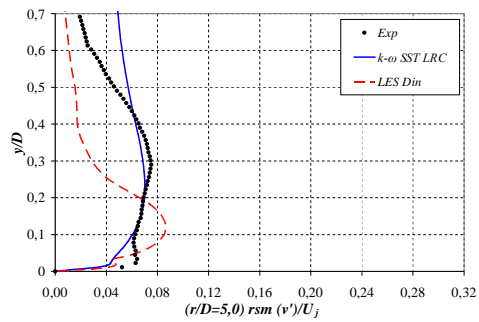
(b) $r/D = 2,0$



(c) $r/D = 3,0$

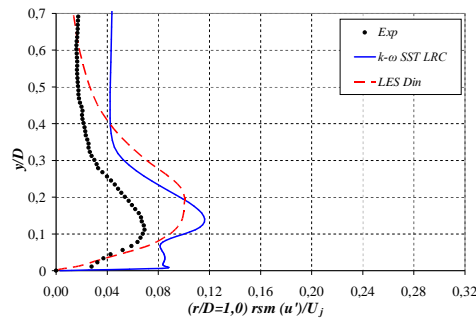


(d) $r/D = 4,0$



(e) $r/D = 5,0$

Figura 5.63 – Perfis de velocidade radial turbulenta, LES - Dinâmico.



(a) $r/D = 1,0$

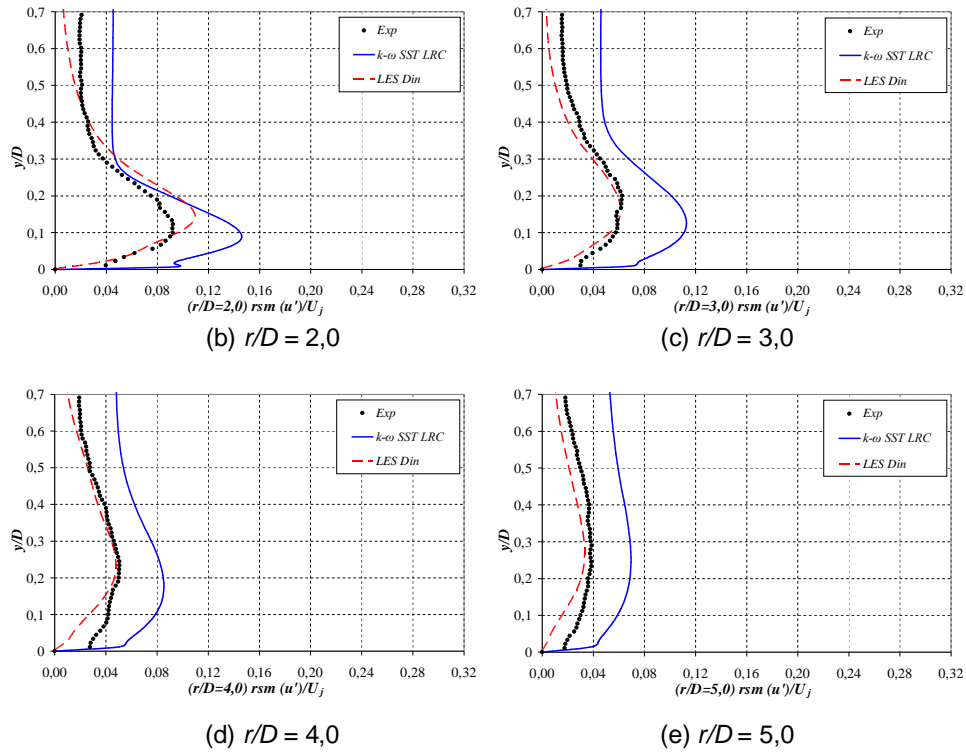


Figura 5.64 – Perfis de Velocidade Axial Turbulenta, LES - Dinâmico.

Na Figura 5.65 são apresentados os resultados da tensão cisalhante de Reynolds turbulento. O fenômeno do jato incidente apresenta uma forte anisotropia na região de jato de parede, o que foi capturado com maior precisão pelo modelo LES Dinâmico. Esta anisotropia não é captada pelos modelos RANS baseados na hipótese de Boussinesq, que utiliza o conceito da viscosidade turbulenta, tal como observado no resultado das simulações obtidas pelo modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC). A região de valores máximos na Figura 5.65 está em relação com a geração de níveis de turbulência máxima, os quais são bem caracterizados pelo modelo LES - Dinâmico.

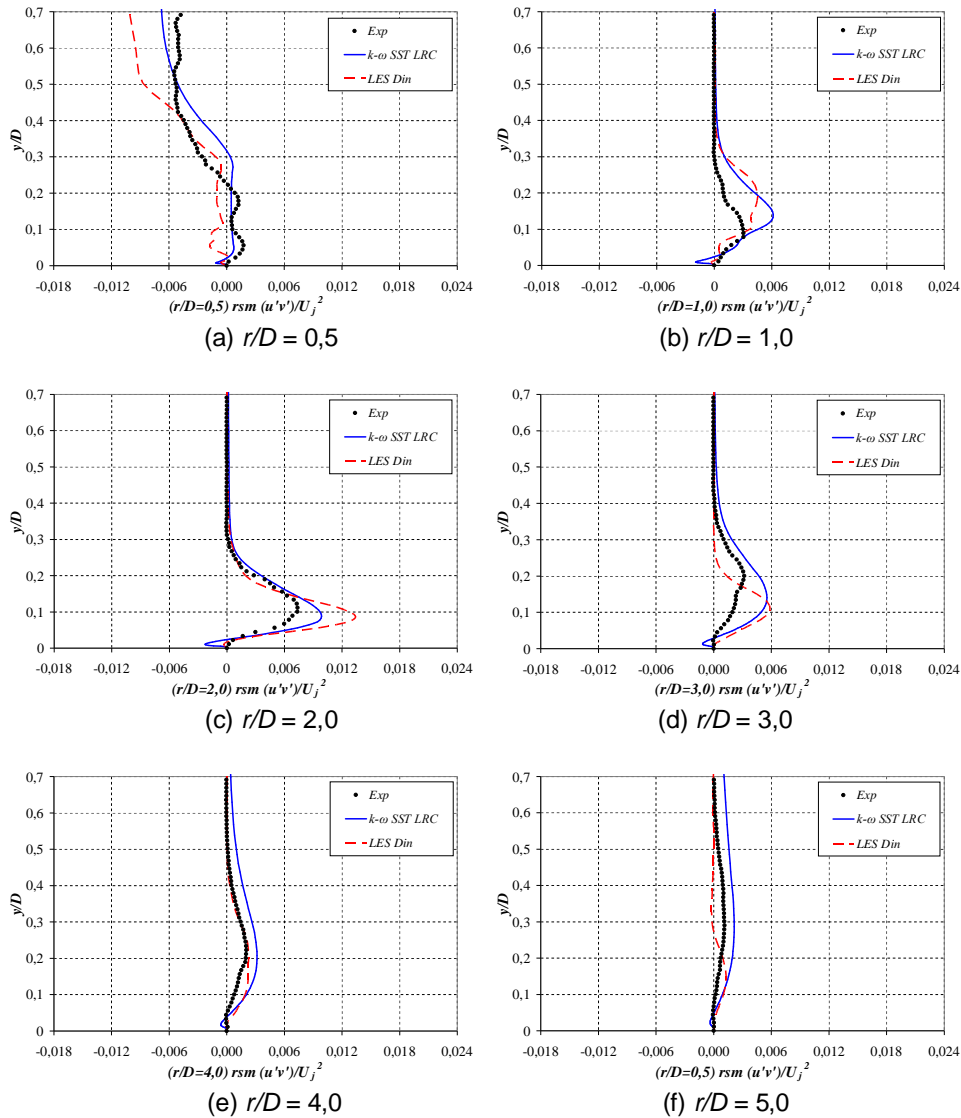


Figura 5.65 – Perfis do Tensor Cisalhante de Reynolds Turbulento, LES – Dinâmico.

5.5.3 Número de Nusselt, LES, $S=0$

A Figura 5.65 apresenta o gráfico do número de Nusselt na superfície com o modelo LES – Dinâmico e compara com resultados experimentais de Abrantes (2005), o modelo $\kappa-\omega$ SST (LRC) e a simulação LES obtida por Hadziabdic e Hanjalic (2008).

Os valores do número de Nusselt na simulação LES foram obtidos tendo como base os valores médios da temperatura estática na superfície.

Comumente na região de estagnação são presentes flutuações nos níveis de temperatura, os quais são resultado do impacto das estruturas vorticiais na

superfície. O impacto destas estruturas causam uma diminuição da espessura da camada limite e uma alta aceleração do escoamento na região de estagnação levando ao mínimo o valor da temperatura. A medida que estas estruturas se deslocam radialmente a camada limite térmica se torna mais espessa e a temperatura da parede começa a aumentar. O nível máximo é associado a valores maiores de energia cinética turbulenta. A medida que a distância radial a partir do ponto de estagnação aumenta, o número de Nusselt começa a diminuir até atingir um valor mínimo em torno de $r/D=1,2$. Nesta região a geração de vórtices encontra-se presentes. Este resultado não foi bem caracterizado pela Simulação de Grandes Escalas em relação aos resultados experimentais. O movimento radial do escoamento provoca um forte alongamento dos vórtices na região de parede levando a sua dissolução. Esta região de separação na avaliação da modelagem LES se encontra entre $r/D=1,2$ e $r/D=1,6$, o que resulta numa diminuição do coeficiente de transferência de calor. A posterior ruptura destas estruturas na parede conduz na melhora da dinâmica da transferência de calor e possivelmente na ocorrência do segundo nível máximo do número de Nusselt (na simulação LES este valor se encontra em $r/D=1,7$ subestimando o valor do número de Nusselt em 6% em relação ao valor experimental). Posteriormente a esta região, a camada limite térmica torna-se mais espessa e a temperatura da parede começa a aumentar, dando como resultado valores de transferência de calor menores, i.e., menores números de Nusselt.

O resultado com a Simulação de Grandes Escalas caracterizou de uma melhor forma a transferência de calor na superfície em relação ao modelo $\kappa-\omega$ SST, prevendo o primeiro nível máximo na região de estagnação e também o segundo nível máximo em $r/D=1,7$. Já a modelagem LES de Hadziabdic e Hanjalic (2008) mostrou este segundo valor máximo do número de Nusselt em $r/D=1,6$. Uma boa concordância entre os resultados da presente simulação LES dinâmico e a simulação LES de Hadziabdic e Hanjalic (2008) pode ser observada para as coordenadas $r/D > 1,2$. Porém o valor máximo do número de Nusselt no ponto de estagnação foi melhor predito por Hadziabdic e Hanjalic (2008).

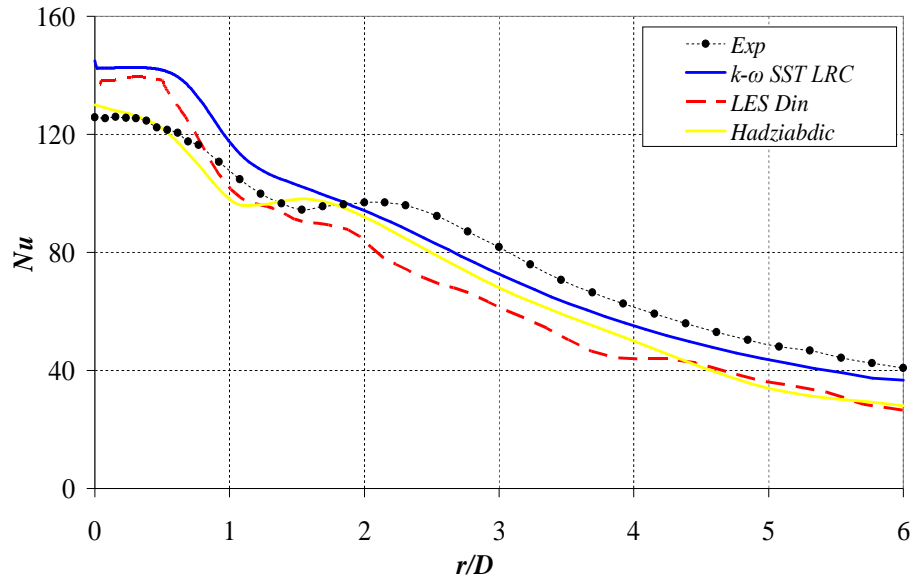


Figura 5.66 – Número de Nusselt na superfície, LES - Dinâmico.