

## Jato Incidente a uma Placa

Aluno: Pedro Cunha Antero de Carvalho

Orientadora: Angela O. Nieckele

### Introdução

Escoamento de jato incidente a uma superfície plana possui diversas aplicações em engenharia, como por exemplo refrigeração de componentes eletrônicos, palhetas de turbinas a gás, assim como em câmaras de combustão. Este método também é usado em processamento de metais e vidros.

Este tipo de escoamento, aparentemente simples, envolve três diferentes regiões de escoamento, a região do jato livre, uma região de deflexão, também chamada de região de estagnação, e uma região chamada wall jet region (região de jato de parede), onde o jato já colidiu com a parede. Todas estas regiões, que estão ilustradas na Fig. 1, são de difícil previsão numérica e, por esta razão, também são muito utilizadas para avaliar modelos de turbulência [1-3].

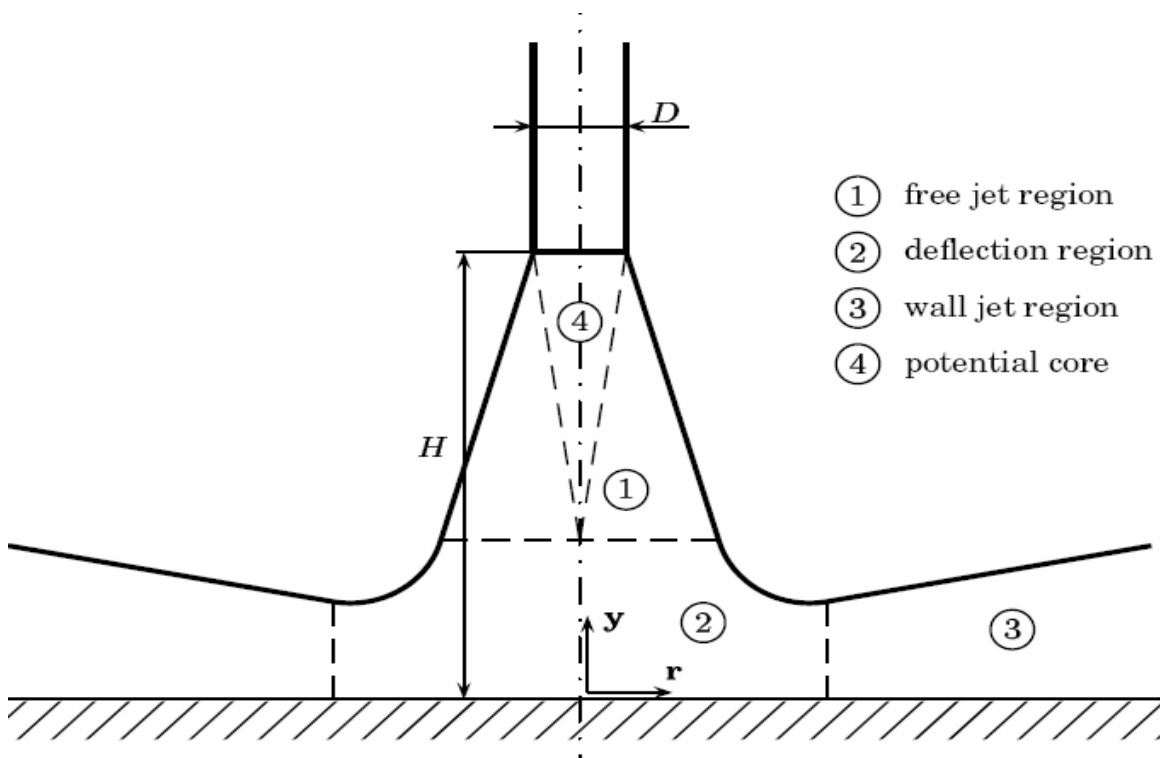


Figura 1 - Esboço do jato incidente

Devido a uma grande diferença de velocidade entre a região conhecida como potencial core (núcleo potencial), onde o fluido apresenta maior energia cinética, e a região de fluido livre, ocorre uma fina região de cisalhamento. Na maioria das vezes é exatamente esta região de cisalhamento que provoca a turbulência no escoamento. No entanto, diferentes distâncias da saída do jato para a placa acarretam diferentes análises, como por exemplo, a uma distância pequena, não existe muito espaço para a região do núcleo potencial interagir com o fluido em volta, em consequência, a região em torno do ponto de estagnação apresenta baixa intensidade de turbulência.

Na região de jato livre toda a energia cinética produzida pelo fluido é devida à deformação normal, uma vez que a deformação cisalhante principal é zero. À medida que o escoamento se aproxima da parede, a velocidade de sua linha de centro vai caindo, até chegar à zero no ponto de estagnação.

A proximidade com a superfície provoca uma deflexão no jato, mudando a direção de axial, quando saiu do bocal, para radial. Esta deflexão produz uma região de forte curvatura das linhas do escoamento.

Abaixo do ponto de estagnação o escoamento se aproxima muito da parede e a energia turbulenta aumenta graças à deformação cisalhante principal, que é muito grande nas proximidades da superfície.

Ao adicionar uma rotação no jato incidente, o escoamento se torna um pouco mais complicado e outras características se tornam importantes. Observamos que a grossura radial do jato aumenta à medida que aumentamos a intensidade do "swirl" (rotação). Vemos também que o comportamento dinâmico das zonas de recirculação, à qual são atribuídos os números de Swirl  $Sw$  e a distância do jato à placa, são os principais fatores que determinam a transferência de calor turbulenta na região de estagnação.

O problema citado foi estudado para diversas distâncias  $H$ , assim como para dois diferentes diâmetros de jato, 22 e 13 milímetros. Inicialmente com uma altura igual a duas vezes o diâmetro, aumentou-se gradativamente, de dois em dois, até uma altura de seis vezes. O jato incidente com swirl foi estudado apenas com diâmetro de 22 milímetros e um número  $Sw$  de 0.3.

Dentre os diversos modelos existentes para prever escoamentos turbulentos, os modelos baseados nas médias de Reynolds são os mais populares, devido ao baixo custo e facilidade de utilização. No entanto, estes modelos falham em diversas situações, especialmente quando o escoamento apresenta características anisotrópicas.

Recentemente estudos experimentais foram realizados por Alekseenko *et al.* (2007) e Kim & Giovannini (2007). No primeiro artigo, Alekseenko *et al.* apresentou um estudo experimental de um jato incidente com diferentes intensidades de swirl. Eles utilizaram uma técnica conhecida como PIV e a ênfase principal do trabalho foi a análise da taxa de swirl na estrutura do escoamento. De acordo com suas medições, o número de Reynolds foi de 8.900 e a distância do jato à placa era de três vezes o diâmetro, enquanto a taxa de swirl variava de 0 a 1. Eles descobriram que a magnitude da difusão da pressão caía com o aumento do número de swirl, e então concluíram que o jato espiralado incidente possuía uma vasta taxa e um decréscimo muito rápido de velocidade absoluta quando comparado com o jato incidente não espiralado. No segundo artigo, Kim & Giovannini apresentaram um estudo experimental do escoamento de um jato turbulento arredondado incidindo em um cilindro apoiado em uma superfície plana. O jato possuía um comprimento de 75 vezes o diâmetro do tubo o número de Reynolds era de 23.000 e as medidas do cilindro eram (3D x 3D x 43D). Suas medições foram realizadas utilizando um velocímetro de imagem de partícula, pó fluorescente e termografia infravermelha para a visualização do escoamento. Eles analisaram a turbulência, observaram a topologia do escoamento e demonstraram a recirculação tridimensionalmente depois da separação entre o fluido e o cilindro.

## Objetivo

Análise de desempenho do modelo de turbulência  $\kappa$ - $\omega$  SST para prever o escoamento de um jato de ar incidindo em uma placa plana, através da comparação com dados obtidos experimentalmente [1].

## Metodologia

Para resolvermos as equações de Reynolds de massa e momento a fim de determinar o

campo de escoamento, temos que decompor a velocidade do jato em uma velocidade média,  $\bar{u}_i$  e uma flutuação da velocidade,  $u_i'$ . Assim a velocidade real é a soma das duas velocidades,  $u_i = \bar{u}_i + u_i'$ . Considerando um regime permanente e fluido incompressível, as equações de Reynolds são dadas por

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad ; \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u_i' u_j'}) \quad (2)$$

onde  $\rho$  é a densidade,  $\mu$  é a viscosidade molecular,  $p$  é a pressão e  $x_i$  são as direções no sistema de coordenadas.

Vemos que a Eq. (2) apresenta a mesma forma da equação de Navier-Stokes, porém com um termo adicional, a tensão turbulenta de Reynolds, representando a influência da flutuação no escoamento médio e é dado por  $-\rho \overline{u_i' u_j'}$ .

Selecionou-se o modelo  $\kappa$ - $\omega$  SST para resolver as equações apresentadas acima pois é um modelo que une a robustez e a boa formulação do modelo  $\kappa$ - $\omega$  padrão nas regiões perto da parede com o bom resultado do modelo  $\kappa$ - $\epsilon$  para as regiões longe da parede.

Este modelo utiliza o conceito de viscosidade turbulenta  $\mu_t$  para relacionar a tensão de Reynolds com a taxa de deformação do escoamento, como mostrado abaixo:

$$\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t 2 S_{ij} - \frac{2}{3} (\rho \kappa) \delta_{ij} \quad \text{onde} \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

Nas equações,  $\kappa$  representa a energia cinética turbulenta e  $\delta_{ij}$  o delta de Kronecker. A utilização deste modelo também envolve a solução adicional de duas equações de conservação, uma para a energia cinética turbulenta  $\kappa$  e outra para a densidade de dissipação  $\omega$ . Estas equações estão mostradas abaixo:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \kappa) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \Gamma_\kappa \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + G_\kappa - Y_\kappa + S_\kappa \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_j \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (5)$$

Nas duas equações acima,  $G_\kappa$  representa a produção da energia cinética turbulenta em consequência dos gradientes principais, enquanto  $G_\omega$  representa a produção de  $\omega$ .  $\Gamma_\kappa = \mu + \mu_t / \sigma_\kappa$  e  $\Gamma_\omega = \mu + \mu_t / \sigma_\omega$  são a difusão efetiva de  $\kappa$  e  $\omega$ , onde  $\sigma_\kappa$  e  $\sigma_\omega$  são os

números de turbulência de Prandtl para  $K$  e  $\omega$ , respectivamente.  $Y_k$  e  $Y_\omega$  são o decréscimo de  $K$  e  $\omega$ , devido à turbulência.

A viscosidade turbulenta para este modelo é dada por

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega \xi} \quad (6)$$

onde  $\omega$  é a densidade de dissipação e  $\xi$  é o termo de união, que faz a mistura dos dois modelos.

Para analisar o problema, considerou-se que o escoamento é axi-simétrico, isto é, bi-dimensional. A densidade e a viscosidade do ar foram especificadas iguais a  $1,225 \text{ kg/m}^3$  e  $1,7894 \times 10^{-5} \text{ Ns/m}^2$  respectivamente.

Considerou-se três afastamentos do bocal à placa:  $H/D = 2; 4$  e  $6$ . Fixou-se o número de Reynolds, baseado na velocidade média do jato na saída do bocal e seu diâmetro em  $20.000$ . O perfil de velocidade axial, assim como da energia cinética turbulenta foram prescritos na saída do bocal a partir dos dados de Abrantes [1], como mostrados na Figura 2.

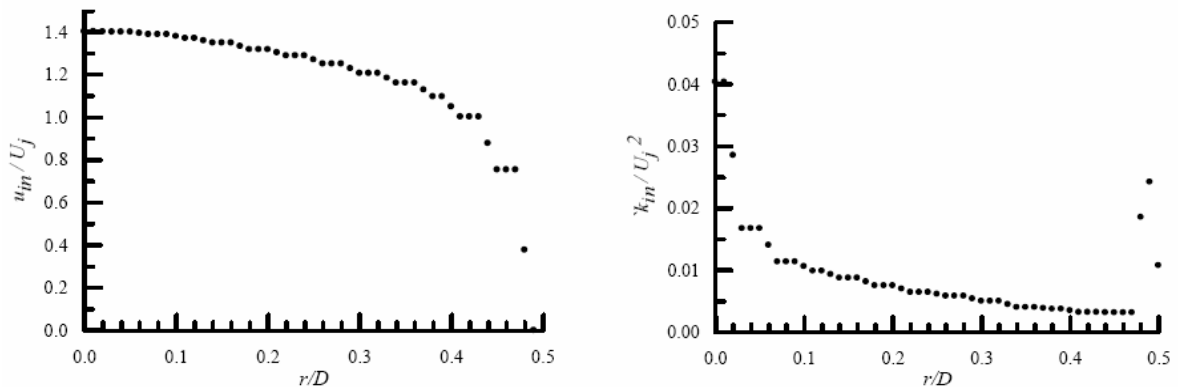


Figura 2: Velocidade principal e energia cinética turbulenta na saída do bocal (Abrantes, 2005)

### Método Numérico

O campo de escoamento foi determinado utilizando a ferramenta numérica FLUENT [4], o qual é baseado no método de volumes finitos [5].

A geometria ilustrada na Fig. 1 foi construída, considerando-se o escoamento como axi-simétrico (bi-dimensional), com o auxílio da ferramenta GAMBIT. Após um teste de malha, selecionou-se uma malha com 24000 pontos, distribuídos em  $200 \times 120$  pontos nas direções radial e axial. A malha foi concentrada na região da placa, de forma a garantir uma distância adimensional  $y^+$  menor que 5.

As equações de conservação foram resolvidas utilizando-se o esquema de interpolação QUICK. Este esquema de interpolação é conveniente pois reduz a difusão numérica.

Para solução do acoplamento velocidade pressão utilizou-se o algoritmo SIMPLE [5] e o sistema algébrico foi resolvido com o método de multi-grid [3].

### Resultados

Os resultados obtidos foram comparados com os obtidos experimentalmente por Abrantes [1].

As Figuras 3 e 4 apresentam a velocidade média na direção radial, e sua flutuação ao

longo da coordenada axial, para diversas coordenadas radiais  $r/D$ . Os resultados são comparados com os dados experimentais de Abrantes [1].

A flutuação foi obtida por meio da fórmula mostrada abaixo

$$rms(u') = \sqrt{u'^2} \quad ; \quad rms(v') = \sqrt{v'^2} \quad (7)$$

Observa-se que qualitativamente o modelo foi capaz de prever tanto a velocidade média, como sua flutuação. No entanto, a velocidade média foi superestimada e sua flutuação subestimada. Nota-se ainda uma grande discrepância para a flutuação na região próxima ao eixo, porém, à medida que o escoamento vai se desenvolvendo ao longo da placa, os resultados vão se aproximando do experimental.

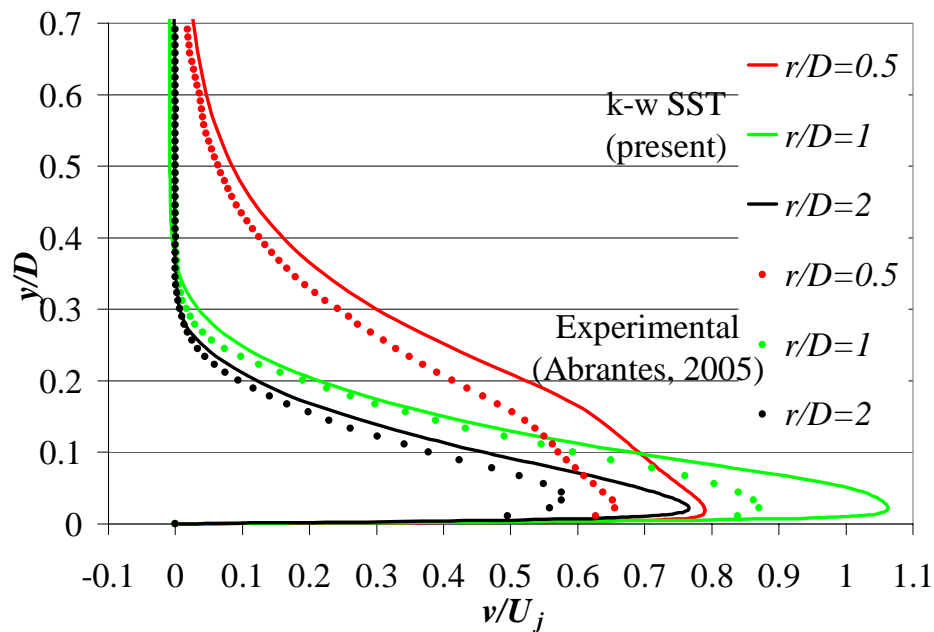


Figura 3 - Velocidade radial média ( $H/D=2$ )

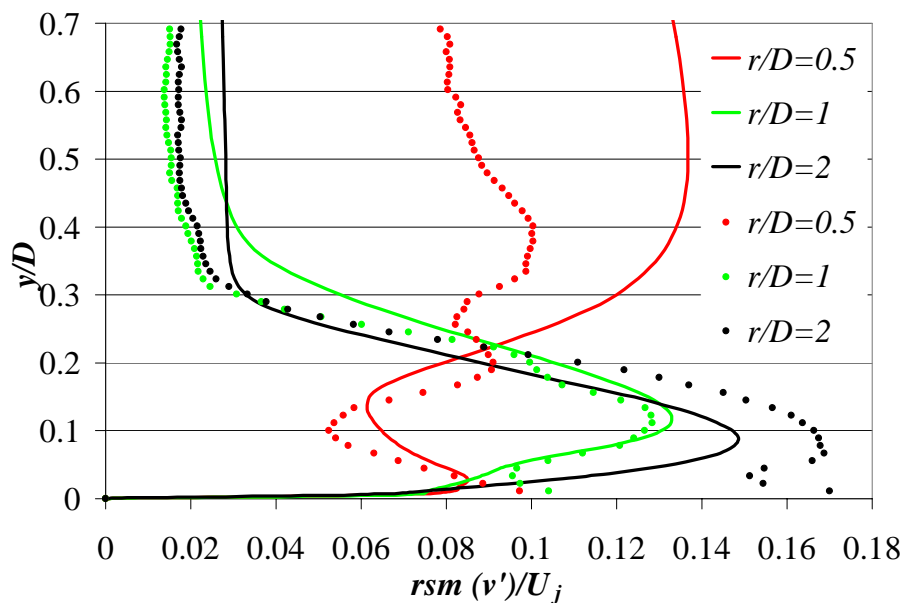


Figura 4- Flutuação radial da velocidade ( $H/D=2$ )

Na figura 5 podemos ver a flutuação da velocidade na direção axial. Tanto na flutuação da velocidade radial como na da axial pode-se notar que os valores máximos ocorrem em regiões perto da placa isto ocorre devido aos altos níveis de turbulência presentes nessa região.

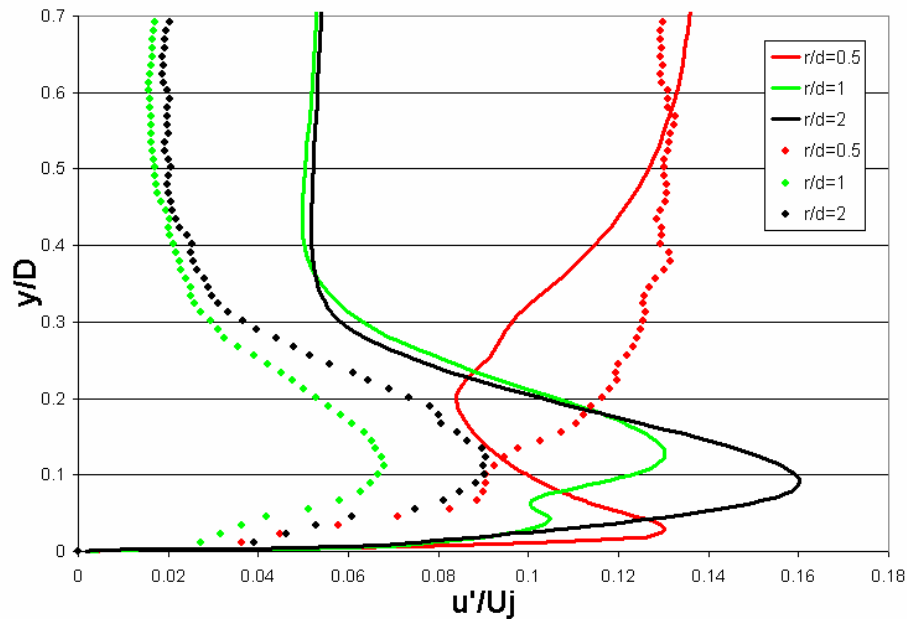


Figura 5: Flutuação axial da velocidade ( $H/d=2$ )

A velocidade e a coordenada axial podem ser adimensionalizadas utilizando uma velocidade  $u^*$  como mostrado abaixo

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u^*} \quad ; \quad y^+ = \frac{\rho u^* y}{\mu} \quad (8)$$

sendo

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (9)$$

onde  $\tau_w$  representa a tensão cisalhante na parede.

Dois coeficientes são importantes para a análise da influência da distância entre a saída do jato e a placa na distribuição da pressão e da tensão cisalhante ao longo da placa, são o coeficiente de pressão, chamado  $C_p$  e o coeficiente de tensão cisalhante,  $C_t$ . Estes coeficientes estão demonstrados abaixo

$$C_p = \frac{p - p_{ref}}{\frac{1}{2} \rho U_j^2} \quad ; \quad C_t = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho U_j^2} \quad (10)$$

onde  $p$  é a pressão estática,  $p_{ref}$  é a pressão de referência,  $\tau_w$  é a tensão cisalhante na parede e  $U_j$  é a velocidade de saída do jato.

A Figura 6 apresenta o coeficiente de pressão ao longo da placa, para diferentes relações  $H/D$ , enquanto que a Fig. 7 apresenta o coeficiente de atrito. Observa-se distribuições semelhantes para todos os  $H/D$ , com o máximo de pressão no ponto de estagnação, e maiores valores para as menores distâncias do bocal à placa. Note que o pico da tensão cisalhante ocorre fora do centro, na região de deflexão do jato, em  $r/D \approx 0,8$ . Assim como a pressão, maiores coeficientes são obtidos quando o bocal encontra-se próximo à placa, devido aos altos níveis da intensidade de turbulência nestes casos.

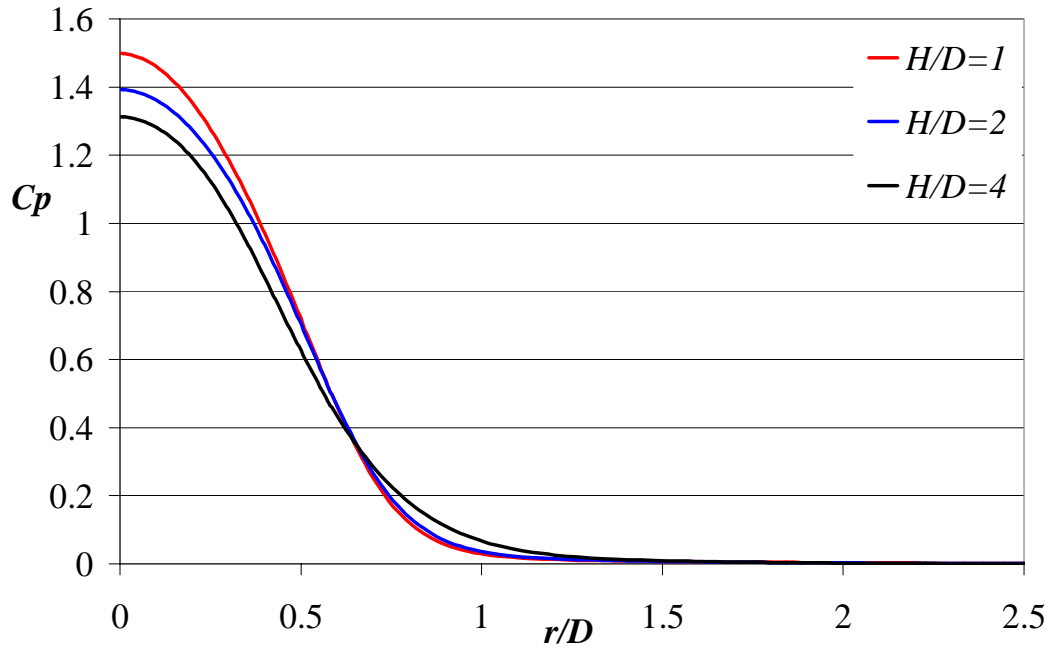


Figura 6. Coeficiente de pressão.

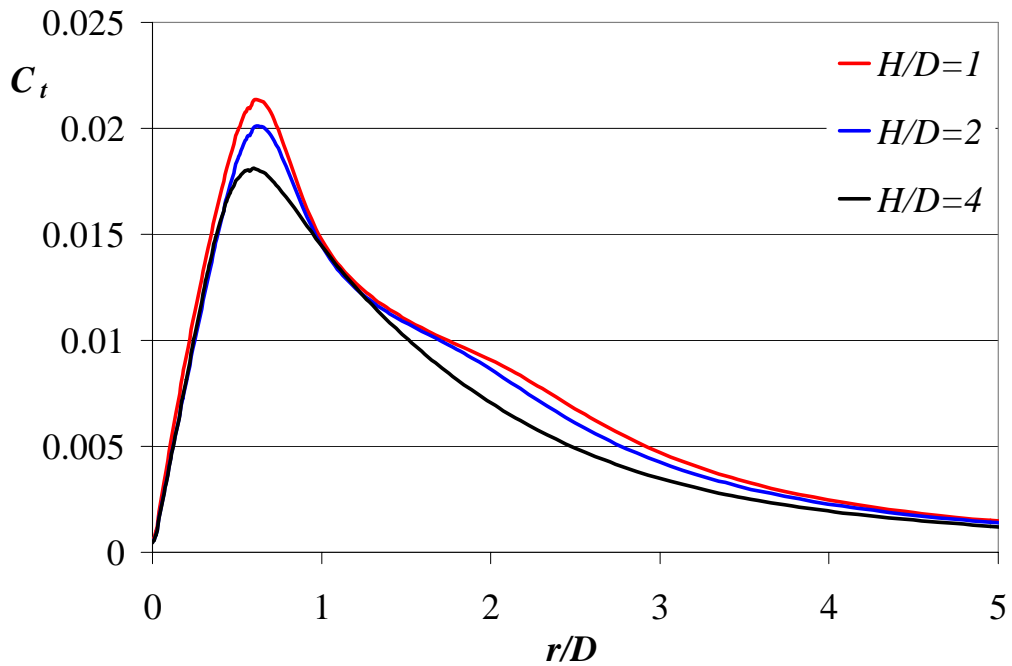


Figura 7. Coeficiente de atrito.

A figura 8 mostra a variação do  $y^+$  ao longo da coordenada axial. O máximo alcançado situa-se muito perto da placa e está em torno de 1,4, o que é muito bom, visto que a tolerância era de 5.

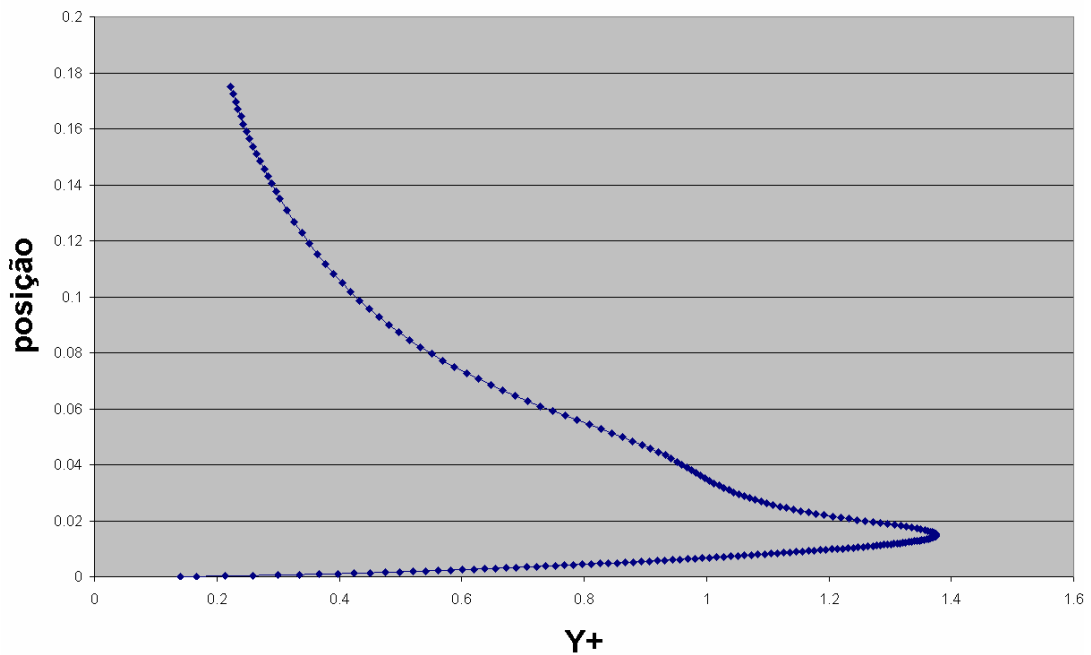


Figura 8: Variação do  $y^+$

A figura 9 mostra, para diferentes posições radiais ( $r/D$ ), a velocidade radial adimensionalizada  $u^+$  em função direção axial adimensionalizada  $y^+$ . Pode-se analisar por este gráfico que à medida que o escoamento se desenvolve ao longo da placa, ou seja, maiores  $r/D$ , as curvas tendem a se encontrarem.

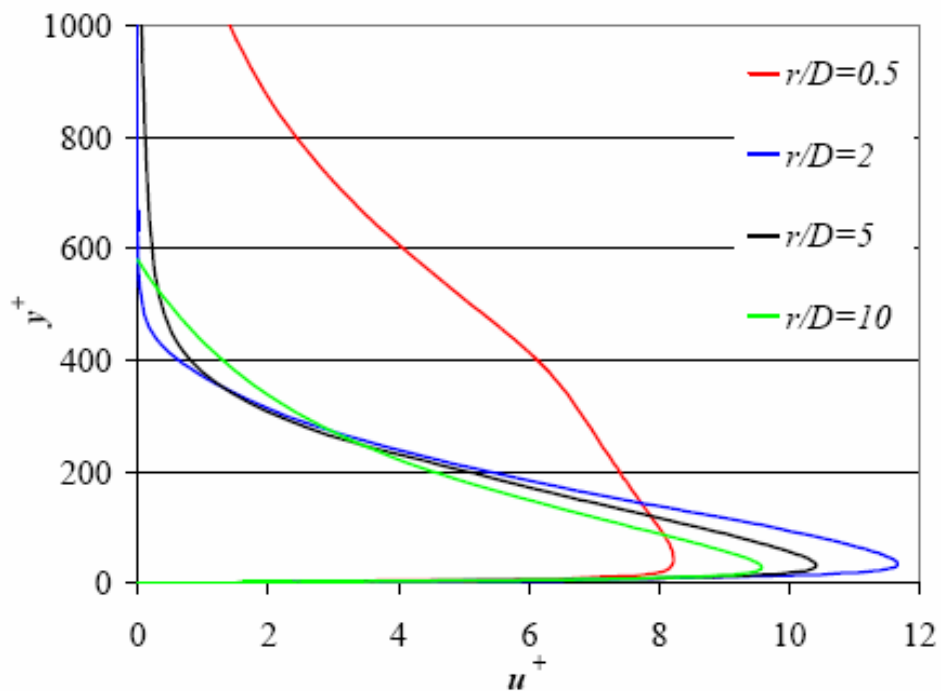


Figura 9: Perfil da velocidade em escoamento turbulento



## Conclusões

Pode-se concluir que o modelo  $\kappa$ - $\omega$  SST apresenta resultados qualitativamente satisfatórios, mas por causa da dificuldade do modelo em resolver turbulência anisotrópica e por ser um modelo muito dissipativo, apenas nas regiões perto da placa, onde o escoamento é mais complicado, o modelo deixa um pouco a desejar, superestimando os valores máximos da velocidade radial, velocidade radial turbulenta, velocidade axial turbulenta e da tensão cisalhante turbulenta de Reynolds. Dependendo da aplicação, este modelo, devido ao seu baixo custo, é válido para analisar o escoamento. Naturalmente que quando precisão torna-se primordial, modelos mais sofisticados baseados na simulação de grandes escalas (LES) são mais indicados.

## Referências

- 1 - ABRANTES, J.K. **Estudo do Escoamento e Transferência de Calor em um Jato Espiralado Incidente**. Tese de doutorado, Dept. Eng.Mecânica – PUC-RJ, 2005.
- 2 - DEJOAN, A., and LESCHZINER, M. Large eddy simulation of a plane turbulent wall jet. **Physics Fluids**, Vol. 17, 025102, 2004.
- 3 - HADZIABDIC, M. AND HANJALIC, K., 2008, “Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet”, **Journal of Fluid Mechanics**, Vol. 596, pp. 221-260.
- 4 - FLUENT Users Guide, 2008, Fluent Inc.
- 5 - PATANKAR, S. V., 1980, “**Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**”, Hemisphere Publishing, New York.
- 6 - KIM, N.S. AND GIOVANNINI, A., 2007, “Experimental study of turbulent round jet flow impinging on a square cylinder laid on a flat plate”, **International Journal of Heat and Fluid Flow**, Vol. 28, No. 6, pp. 1327-1339.
- 7 - ALEKSEENKO, S. V., BILSKY, A.V., DULIN, V. M. AND MARKOVICH, D. M., 2007, “Experimental study of an impinging jet with different swirl rates”, **International Journal of Heat and Fluid Flow**, Vol. 28, No. 6, pp. 1340-1359.