

ANÁLISE DA ABORDAGEM *SINGLE POINT RANS* PARA O ESCOAMENTO DO TIPO JATO LIVRE AXISSIMÉTRICO E INCOMPRESSÍVEL

Gisely Luzia Ströher¹
Joel Fernando Nicoletti²
Cláudia Regina de Andrade³
Edson Luiz Zaparoli⁴
Gylles Ricardo Ströher⁵

Resumo: Foram efetuadas diversas simulações numéricas para o escoamento do tipo jato livre axissimétrico, incompressível e turbulento, no intuito de avaliar numericamente as afirmações de Taulbee (1989), George (1989) e George e Davidson (2004) as quais convergem na afirmação de que a modelagem *single-point RANS* (*Reynolds-averaged Navier–Stokes*) não possui a física necessária para contabilizar a dependência assintótica da origem do jato no seu desenvolvimento. O objetivo principal deste trabalho limita-se a mostrar alguns resultados, sem tentar solucionar tal afirmação. Adicionalmente é apresentada uma breve análise da influência das condições de origem do jato sobre a região completamente desenvolvida do escoamento. Os resultados das simulações corroboram a afirmação dos referidos autores e também indicam que não há um conjunto geral de constantes dos modelos de turbulência que se apresente universalmente válido. Foi verificado que a região completamente desenvolvida mostra-se dependente não apenas da quantidade de momento na saída do bocal, conseqüentemente, os jatos atingem diferentes estados autossimilares em função dos detalhes de sua origem, contrapondo a hipótese clássica da autossimilaridade.

Palavras-chave: Jato Livre, Dinâmica dos Fluidos Computacional, Autossimilaridade, Modelos de Turbulência Rans.

Abstract: In this study, we performed several numerical simulations for the axisymmetric free jet flow, incompressible and turbulent, in order to evaluate the assertions from Taulbee (1989), George (1989) and George and Davidson (2004), which converge in the statement that the *single-point RANS* (*Reynolds-averaged Navier–Stokes*) modeling does not possess the necessary physics to account for the asymptotic dependence of the origin of the jet in its development. The main goal of the present study is limited to show some results, without attempting to solve this assertion. Additionally we present a brief analysis of the influence of the jet origin conditions on the fully developed flow region. The results from simulations corroborate the assertion of these abovementioned authors and also indicate that there is no general set of constants of turbulence models that is universally valid. We verified that the fully developed region is dependent not only on the amount of momentum at the nozzle exit, consequently, the jets reach different self-similar states in function of the details of its origin, contrasting the classical self-similarity hypothesis.

Keywords: Free Jet, Computational Fluid Dynamics, Self-Similarity, Rans Turbulent Models

¹ Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

² Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

³ Instituto Tecnológico de Aeronáutica.

⁴ Instituto Tecnológico de Aeronáutica.

⁵ Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

1. INTRODUÇÃO

O escoamento do tipo jato livre ocorre quando um fluido é expandido por meio de um bocal ou orifício para um ambiente no qual o escoamento não é diretamente afetado por um contorno fixo.

O jato livre tem sido objeto de extensos estudos experimentais e de simulações numéricas nas últimas quatro décadas (Chang, 2002; Klein et al., 2003) devido às amplas aplicações deste tipo de escoamento nas mais diversas áreas, como: lubrificação, injetores de combustível, processos de combustão industrial e de aeronaves.

A estrutura do escoamento de um único jato livre turbulento incompressível é ilustrada na Figura 1.

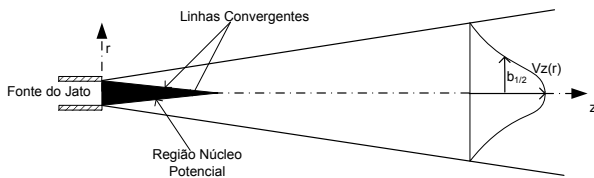


Figura 1. Estrutura do escoamento de um jato livre circular.

Após a saída do fluido do bocal, tem início a região núcleo potencial, em que o fluido é liberado possuindo a maior velocidade, sendo a sua componente axial constante. À medida que as camadas de cisalhamento se encontram, estreitando a região de núcleo potencial, o jato inicia a transição para o regime completamente desenvolvido.

As duas linhas convergentes na Figura 1 representam o crescimento das camadas cisalhantes, e a distância entre o bocal até a intersecção destas duas linhas é chamada de comprimento da região de núcleo potencial.

A região de transição é a região intermediária entre o término da região de núcleo potencial e o início da região completamente desenvolvida. Após a passagem pela região de transição, o jato atinge a região completamente desenvolvida ou autossimilar, onde a velocidade média axial do jato não é mais constante.

Existe grande discussão a respeito das características da região completamente desenvolvida; nesta, os perfis de velocidade e das tensões de Reynolds escalonados corretamente colapsam em uma única curva do tipo Gaussiana.

Em coordenadas cilíndricas para um jato

circular axissimétrico, o perfil radial autossimilar de uma variável Θ pode ser dado por:

$$\Theta(z, r) = \Theta_c(z) f(\eta) \quad (1)$$

$\Theta_c(z)$ é o máximo local de $\Theta(z, r)$, que é encontrado na linha de centro do jato ($z, r = 0$); a função f contabiliza toda a variação radial, sendo que $f(0) = 1$.

Aplicando a Equação (1) para a componente axial da velocidade e para as tensões de Reynolds obtêm-se, respectivamente:

$$V_z(z, r) = V_{zc}(z) f_1(\eta) \quad (2)$$

$$-\overline{v_z v_r} = R_c(z) f_2(\eta) \quad (3)$$

Sendo $\eta = r/\delta$ e $\delta = \delta(z)$, as funções $f_1(\eta)$ e $f_2(\eta)$ contabilizam toda a variação radial, e a existência de ambas implica que os perfis de velocidade e das tensões de Reynolds a cada estação do escoamento do jato podem colapsar em um único perfil (George, 1989). As variações axiais são contabilizadas pelas funções $V_c(z)$, $R_c(z)$ e $\delta(z)$.

A variação de $V_c(z)$ ao longo do jato pode ser descrita por:

$$\frac{V_c(z)}{V_0} = K_1 \left(\frac{d_\epsilon}{z - z_{01}} \right) \quad (4)$$

em que z_{01} é a origem virtual, K_1 é a constante de decaimento do jato, d_ϵ é o diâmetro efetivo do bocal e V_0 é a média da componente axial de velocidade no plano de saída do jato.

O espalhamento do jato é tipicamente caracterizado pela variável $b_{1/2}$, meio raio, definido como a localização na coordenada radial em que a componente axial da velocidade é a metade da velocidade da linha de centro do jato, ou seja, a posição r tal que $V_z(r, z_j) = 0,5 V_z(r=0, z_j)$.

Também na região autossimilar, em geral, $b_{1/2}$ varia linearmente com z , da seguinte forma:

$$\frac{b_{1/2}}{d_\epsilon} = K_2 \left(\frac{z - z_{02}}{d_\epsilon} \right) \quad (5)$$

em que K_2 é a taxa de espalhamento do jato e z_{02} representa a origem virtual do jato. O diâmetro efetivo d_ϵ é definido como:

$$d_\varepsilon = \frac{2M_0}{\sqrt{\pi\rho_\infty J_0}} \quad (6)$$

em que:

$$M_0 = \int_0^{D/2} 2\pi\rho_0 U_0 r dr \quad (7)$$

$$J_0 = \int 2\pi\rho_0 U_0^2 r dr \quad (8)$$

M_0 é o fluxo de massa e J_0 é a quantidade de movimento, ambos na saída do jato; ρ_0 é a massa específica do fluido na saída do jato; ρ_∞ é a massa específica do fluido ambiente. O conceito de diâmetro efetivo foi utilizado no presente trabalho, como utilizado por outros autores (Thring e Newby, 1953; Beer et al., 1962; Becker et al., 1967; Dowling e Dimotakis, 1990; Pitts, 1991A; B; Richards e Pitts, 1993), para contabilizar os efeitos da massa específica do fluido inicial e o perfil de velocidade média do jato.

Até meados da década de 1980 foi amplamente aceita a hipótese clássica da autossimilaridade, que estabelecia que na região completamente desenvolvida todos os jatos atingiriam o mesmo estado autossimilar, independentemente dos detalhes de sua origem, e dependeriam apenas da quantidade de momento na saída do bocal (J_0) (Towsead, 1976). Consequentemente, os parâmetros z_{01} , z_{02} , $K1$ e $K2$ do jato e os perfis escalonados (Equações 2 e 3) de todos os jatos seriam idênticos, ou seja, acreditava-se que a turbulência esquecia suas origens.

Através de estudos experimentais, concluiu-se que o escoamento escalonado (Equações 2 e 3) de um jato turbulento atinge o estado autossimilar em uma região suficientemente longe do bocal (Dowling e Dimotakis, 1990). Entretanto, existia considerável confusão acerca dos valores que descrevem o escoamento escalonado, se é universal ou não, por exemplo, a variação entre trabalhos experimentais de aproximadamente 40% para o valor da taxa de espalhamento do jato ($K2$).

No final da década de 80, a validade da hipótese clássica da autossimilaridade universal foi questionada analiticamente por George (1989) ao sugerir que o escoamento turbulento pode ter múltiplos estados autossimilares determinados unicamente por suas condições iniciais.

George (1989) realizou um estudo analítico com o objetivo de prover uma modelagem para a

possível relação entre a autossimilaridade e as condições iniciais. O autor argumentou que a aparente discrepância entre os valores experimentais de z_{01} , z_{02} , $K1$ e $K2$ não se situa nos experimentos em si, nem no conceito de autossimilaridade, mas particularmente no modo limitado como a análise da autossimilaridade clássica havia sido concebida.

Outros autores também discutiram em detalhe o assunto, como Moser et al. (1998) e Johansson et al. (2003). Em todos esses estudos, os resultados foram semelhantes: a equação de momento escalonada implica que a velocidade média e os perfis das tensões de Reynolds corretamente escalonados são sempre independentes das condições iniciais (ou origem). No entanto os parâmetros de escalonamento não são independentes e outros perfis, como o da energia cinética turbulenta, também não seriam universais.

Desta forma, o resultado do colapso de alguns perfis (como o da velocidade média) não pode ser associado com o fato de a turbulência não manter a dependência das condições de origem. Ao invés disto, é um resultado artificial da escolha das escalas e da equação da quantidade de movimento. Entretanto, foi precisamente essa universalidade dos perfis médios que levou a comunidade científica a aceitar equivocadamente a ideia de independência das condições de origem, até poucos anos atrás.

Como comentam Mi et al. (2001 a) e George e Davidson (2004), não há um estudo definitivo disponível na literatura que relata o impacto das condições iniciais sobre jatos turbulentos. Uma abordagem aplicável para verificar a influência das condições de origem sobre a evolução do escoamento é a dinâmica dos fluidos computacional. Entretanto, discute-se se os modelos *single-point RANS* (*Reynolds Averaged Navier Stokes*) de turbulência seriam capazes de contabilizar os efeitos da origem do jato sobre a evolução do escoamento turbulento, sobretudo na região autossimilar.

Com base no exposto acima, o objetivo principal deste trabalho é avaliar numericamente as afirmações de Taulbee (1989), George (1989) e George e Davidson (2004) as quais indicam que a modelagem RANS não possui a física necessária para contabilizar os efeitos da origem do jato. Adicionalmente, pretende-se realizar uma breve análise da influência das condições de origem do jato sobre a região completamente desenvolvida (autossimilar).

2. MODELAGEM MATEMÁTICA

O problema físico em estudo é um jato de ar livre circular proveniente de um bocal de diâmetro D que se expande para um ambiente no qual se encontra ar inicialmente estagnado. O escoamento é em regime permanente, axissimétrico, incompressível, isotérmico e turbulento.

Com as hipóteses citadas acima, as equações de Navier Stokes com a média de Reynolds podem ser escritas da seguinte forma:

$$\nabla \cdot U = 0 \quad (9)$$

$$U \cdot \nabla U = - (1/\rho) \nabla P + \nabla \cdot \left[(\nu + \nu_t) \nabla U \right] \quad (10)$$

em que ρ é a massa específica do fluido, U é o vetor da velocidade média de Reynolds, P é a pressão média de Reynolds, ν é a viscosidade molecular dinâmica e ν_t é a viscosidade turbulenta.

Para o fechamento das Equações (9) e (10) foi utilizado inicialmente o modelo de duas equações k - ϵ de Shih et al. (1995), comumente chamado de modelo k - ϵ Realizável. Este modelo foi escolhido por apresentar bons resultados, em relação a outras versões dos modelos k - ϵ , para o problema de jato livre circular turbulento incompressível (Shih et al. 1995; Ströher et al., 2008).

2.1. DOMÍNIO COMPUTACIONAL E CONDIÇÕES DE CONTORNO

A geometria em consideração, as condições de contorno e o sistema de coordenadas são mostrados na Figura 2. O escoamento de jato livre foi resolvido utilizando um domínio bidimensional axissimétrico. Em simulações prévias a dimensão de domínio computacional de $50D$ e $10D$, nas coordenadas espaciais z e r , respectivamente, mostrou-se suficiente para garantir as hipóteses assumidas nas condições de contorno ($P=P_{amb}$). Tais dimensões são superiores às tipicamente encontradas na literatura para simulação de jatos livres (Mani et al., 1997 ($z/D = 30$, $r/D = 10$), Keysar e Degani, 2004 (jato supersônico, $z/D = 40$, $r/D = 10$), Senesh e Babu, 2005 (jato subsônico, $z/D = 40$, $r/D = 10$ e jato supersônico $z/D = 20$, $r/D = 5$)).

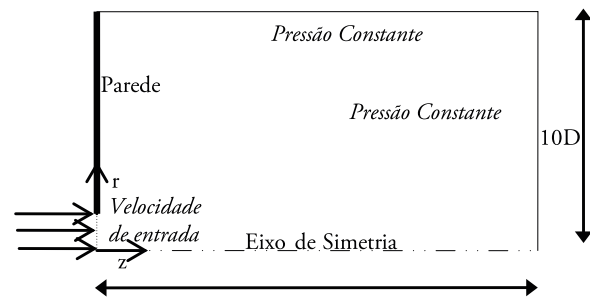


Figura 2: Domínio Computacional (desenho sem escala).

Com referência a Fig.2 o perfil de velocidade $v(r)$ e os valores das propriedades turbulentas, k e ϵ foram especificados para cada caso, estas duas últimas variáveis foram relacionadas com a intensidade de turbulência e o diâmetro hidráulico em conformidade com Versteeg e Malalasekera (1995).

Considerou-se que o escoamento se estende suficientemente ao longo do domínio, de forma que, a pressão é a mesma que a do ambiente.

2.2. SOLUÇÃO NUMÉRICA

O campo de escoamento foi obtido através da solução numérica das equações de Navier Stokes com média de Reynolds e das equações dos modelos de turbulência disponíveis no *software* Fluent 6.3. Foi utilizado o método segregado com o algoritmo de acoplamento pressão-velocidade Simplec (Vandormaal e Raithby, 1984), Os termos convectivos foram discretizados e utilizou-se o esquema *upwind* de segunda ordem.

As soluções numéricas foram consideradas convergidas quando o resíduo máximo de todas as equações discretizadas foi menor que 1×10^{-5} e quando a integral da quantidade de momento na direção radial tornou-se independente da coordenada espacial z .

Foram geradas três malhas cartesianas uniformes (com 30.000, 61.235 e 99.190 número de células) para o domínio mostrado na Figura 2.

A diferença máxima entre a componente axial da velocidade na linha de centro entre as duas malhas mais refinadas foi menor que 0,5% para todos os casos; assim, a malha com refinamento intermediário foi utilizada para as simulações numéricas.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Inicialmente, realizou-se a comparação entre dados experimentais de um jato livre com os resultados obtidos numericamente. Esta etapa teve como objetivo reproduzir os dados experimentais de Frost e Jambunathan (1996). O trabalho destes autores foi escolhido, pois o perfil de velocidade experimental na saída do jato é plano. Os autores também forneceram a intensidade de turbulência em função do raio do bocal, uma informação valiosa que envolve problemas de jatos livres em regime turbulento, como será apresentado ao longo deste trabalho, e geralmente não é informada devido à dificuldade em mensurá-la. Adicionalmente, a seleção dos dados experimentais baseou-se na disponibilidade de informações que provesses condições de reprodução para a realização da simulação numérica e preferencialmente acompanhada de análise de erros experimentais.

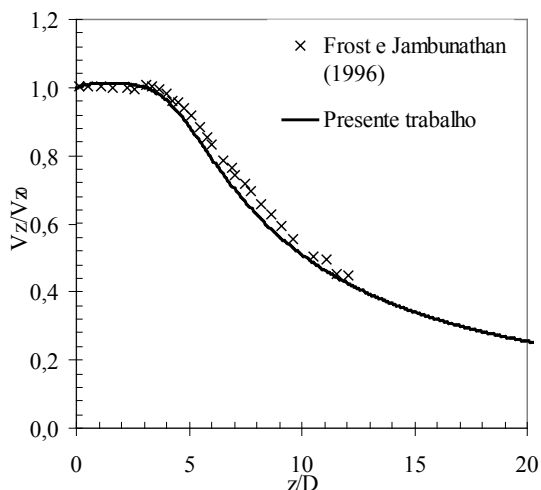


Figura 3: Comparação entre os resultados da simulação numérica diante dos dados experimentais.

Na Figura 3 é comparado o decaimento da componente axial da velocidade adimensional (V_z/V_{z0} , V_{z0} = velocidade média na saída do bocal) na linha de centro do jato, a partir da saída do bocal, para um jato livre com número de Reynolds ($Re_0 = V_{z0} D \nu^{-1}$) baseado nas condições no plano de saída do bocal de 22.500.

No trabalho experimental de Frost e Jambunathan (1996) não são fornecidos os perfis radiais de velocidade para que se possa fazer a comparação entre os resultados numéricos e experimentais. Entretanto, como foi comentado na Seção 1,

o perfil da componente axial da velocidade torna-se autossimilar na região completamente desenvolvida quando corretamente escalonado. Desta forma, os perfis obtidos numericamente a partir da componente velocidade axial foram comparados com o perfil escalonado disponível em Schlichting (1979).

Conforme apresentado na Figura 4, os resultados numéricos concordam satisfatoriamente com os dados experimentais.

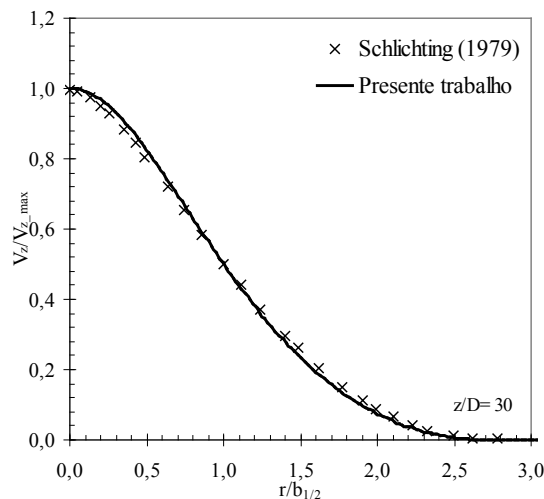


Figura 4: Comparação entre os resultados da simulação numérica diante dos dados de Schlichting (1979).

Como discutido na Seção 2.2, a região desenvolvida tem sido objeto de estudos devido a questão da turbulência esquecer ou não suas origens. Neste sentido, será avaliada a influência das condições de origem do jato nas constantes z_{01} , $K1$, z_{02} e $K2$.

As grandezas variadas na origem do jato foram as seguintes:

- número de Reynolds (Re_0) definido nas condições de origem do jato;
- intensidade de turbulência no bocal (I_0);
- influência do perfil de velocidade no bocal.

3.1 INFLUÊNCIA DO NÚMERO DE REYNOLDS

Para avaliar a influência das condições de origem do jato, variou-se o número de Reynolds da saída do bocal (Re_0) de 3.000 a 70.000 e foram obtidos os valores de z_0 , K_1 , z_a e K_2 , que são mostrados nas Figuras 5, 6, 7 e 8, respectivamente.

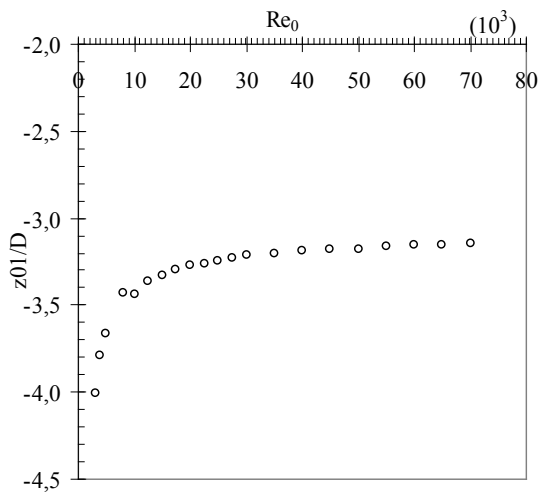


Figura 5: Variação de z_{01}/D em função do número de Reynolds do bocal.

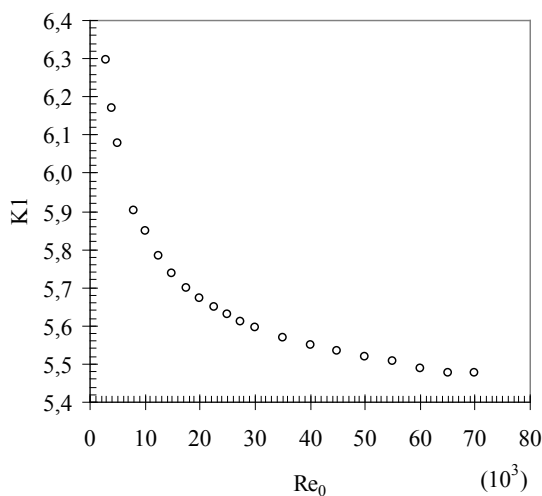


Figura 6: Variação de $K1/D$ em função do número de Reynolds do bocal.

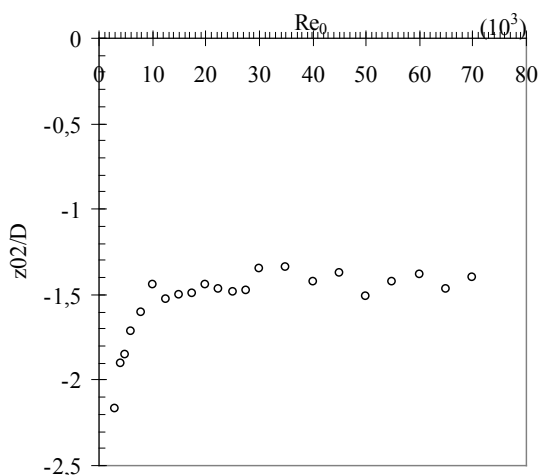


Figura 7: Variação de z_{02}/D em função do número de Reynolds do bocal.

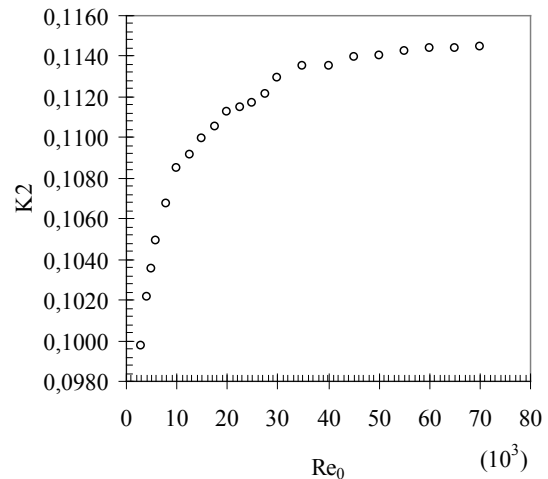


Figura 8: Variação de K_2/D em função do número de Reynolds do bocal.

Nas Figuras 5 a 8 observa-se que, para números de Re_0 menores que 10.000, o escoamento não atingiu completamente o estado autossimilar. Este resultado é semelhante ao obtido com um jato plano (bidimensional) pelos autores Klein et al. (2003) que encontraram forte influência nas características do jato para Re_0 menores que 6.000.

À medida que o número de Reynolds aumenta é evidente que, a respeito desses quatro parâmetros, o escoamento é próximo de um estado convergido, embora ainda não atingido, visto que, exceto por z_{02} , os parâmetros K_2 e z_{01} apresentam comportamento assintótico crescente com o número de Reynolds e decrescente para $K1$.

O parâmetro z_{02} para Re_0 acima de 10.000 não apresentou variação sistemática com Re_0 , resultado semelhante ao obtido por Namer e Ötügen (1988) para o parâmetro z_{01} com um jato plano turbulento.

A revisão na literatura dos valores dos parâmetros K_1 , z_0 , K_2 e z_a para um jato livre axisimétrico é apresentada na Tabela 1, juntamente com os valores de máximo e de mínimo dos quatro parâmetros obtidos no presente trabalho.

A Tabela 1 mostra ampla variação existente em todos os parâmetros avaliados, evidenciando a influência das condições de origem no desenvolvimento do jato. A taxa de espalhamento (K_2), em particular, demonstra ser o parâmetro menos sensível à variação de Re_0 . Segundo Mi et al. (2000a), esta insensibilidade deve-se ao fato de que a variável $b_{1/2}$ é definida como a localização radial em que o valor de $\Theta(z, r)$ é igual à metade do seu valor na linha de centro do jato, isto é, $\Theta(z, r) = 0,5\Theta_c(z)$

, de forma que qualquer erro experimental sistemático contamina igualmente todas as medidas de $\Theta(z, r)$; assim espera-se que as estimativas de $b_{1/2}$ sejam menos afetadas por erros experimentais.

Outro resultado importante refere-se à faixa de valores encontrados para a taxa de espalhamento (K_2), mostrada na Figura 8 e explicitada na Figura 9, juntamente com os dados experimentais de Tanaka e Tanaka (1976) e as referências sumarizadas da Tabela 1. Estes resultados mostram que o modelo $k-\varepsilon$ de Shih et al. (1995) avalia razoavelmente bem a influência das condições de origem do jato sobre a taxa de espalhamento do jato (K_2).

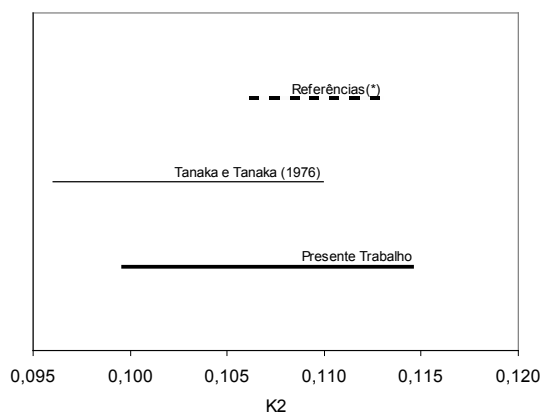


Figura 9: Faixa de Valores para a taxa de espalhamento do jato (*compilação dos dados da Tabela 1).

Dando continuidade ao estudo da influência das condições de origem do jato, foi utilizado o método proposto por Dahm e Dimotakis (1990) para observação da taxa de decaimento da linha de centro do jato. Neste método constrói-se um gráfico de $\chi_{\Theta_c} / \Theta_e$ versus χ . Os resultados com os dados numéricos do presente trabalho são mostrados na Figura 10.

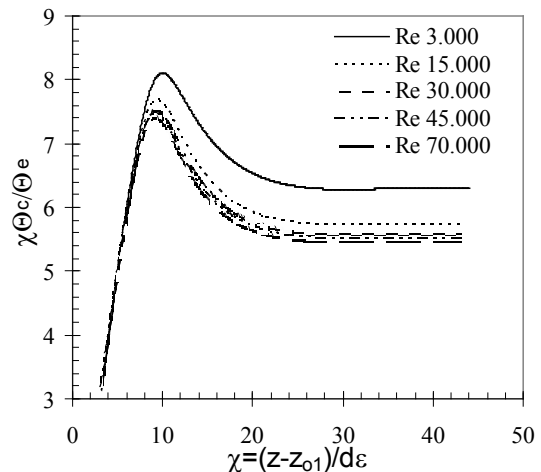


Figura 10: Comparação da variação de $\chi_{\Theta_c} / \Theta_e$ versus χ para vários números de Reynolds.

Os dados da forma da Figura 10 indicam que a maioria dos conjuntos de dados tendem a atingir um estado autossimilar como indicado por uma aproximação assintótica a uma linha hori-

Tabela 1 – Valores dos parâmetros K_1 , z_0 , K_2 e z_0 para um jato livre axissimétrico com perfil de velocidade plano na saída do bocal.

Autor	ρ_e / ρ_∞	Re_0	K_1	z_{01}/D	K_2	z_{02}/D	Tipo
Becker et al. (1967)	1,0	54.000	5,59	2,4	0,106	2,4	Experimental
Wynagnanski e Fiedler (1969)	-	10.000	5,7	3	-	-	Experimental
McQuaid e Wright (1974)	1,38	10.000	4,52	-0,01	-	-	Experimental
Rodi (1975)	-	87.000	5,9	-	-	-	Experimental
Grandmaison et al. (1982)	1,0	27.000	5,43	1,67	0,105	1,67	Experimental
So et al. (1990)	0,64	4.300	5,51	2,0	0,107	2,0	Experimental
Richards (1993)	1,552	25.000	4,76	1,6±3,9	0,113	3,6	Experimental
Panchapakese Lumley (1993)	-	11.000	6,1	-	-	-	Experimental
Hussein (1994)	-	10.000	5,8	4	-	-	Experimental
Mi (2001)	0,85	16.000	4,48	3,5	0,111	-1,0	Experimental
Presente trabalho	1,0	3.000	5,478	-4,00	0,0997	-2,163	Numérico
		70.000	6,297	-3,15	0,1145	-1,396	

zontal. Entretanto, contrariando o que era esperado da teoria clássica, existe uma variedade de valores assintóticos que tendem ao mesmo perfil para números de Reynolds (Re_ρ) elevados.

3.2 INFLUÊNCIA DA INTENSIDADE DE TURBULÊNCIA

Para avaliar a influência da intensidade de turbulência na saída do bocal (I_0) sobre a região autossimilar, três simulações (Casos A, B e C), com diferentes I_0 foram realizadas com número de Reynolds (Re_ρ) de 11.250. O nível de intensidade de turbulência atribuído para o Caso C foi de 1%, valor típico de dados experimentais de um escoamento próximo do regime laminar (Stanley e Sarkar, 2000); já para o Caso A foi atribuído intensidade de turbulência de 17%, que é próximo do que poderia ocorrer em condições turbulentas; para o Caso B, um valor intermediário de 10%.

É importante ressaltar que a manutenção do número de Reynolds (Re_ρ) fornece praticamente a mesma quantidade de momento (J_0), independentemente do nível de intensidade de turbulência (I_0).

Considerando a quantidade I_0 , a integral do momento pode ser transformada para integral do momento de segunda ordem (Hussein et al., 1994) expressa por:

$$J_{0,2} = \int_0^{D/2} 2\pi\rho_0 U_0^2 (1+I_0^2) r dr \quad (11)$$

A partir da Equação (11), foi calculado $J_{0,2}$ para os três casos utilizando-se um perfil de velocidade plano na saída do bocal. Os resultados são sumarizados na Tabela 2.

As Figuras 11 e 12 mostram a variação da velocidade adimensional da linha de centro do jato e da meia largura do jato $b_{1/2}$ com a distância axial adimensional. Observa-se que I_0 tem forte influência sobre o jato: quando I_0 é 1%, o com-

primeto da região de núcleo potencial, baseada na constância da velocidade adimensional (U/U_0), diminui de $7D$ para $3D$. Os parâmetros $K1$, z_{01} , $K2$ e z_{02} levantados na região autossimilar para os Casos A, B e C são sumarizados na Tabela 2

Os índices 1 e 2 representam momentos de primeira e segunda ordem, respectivamente.

Há diminuição das origens virtuais z_{01} e z_{02} com o aumento da intensidade de turbulência, o que indica evolução mais rápida para o comportamento linear característico da região autossimilar do jato.

Com exceção da taxa de espalhamento (K_2), que variou diretamente proporcional com I_0 , Stanley e Sarkar (2000), utilizando Simulação Numérica Direta (SND) para um jato plano, obtiveram a mesma tendência para os outros três parâmetros da região autossimilar, redução de z_{01} , z_{02} e K_1 com o aumento de I_0 .

Ainda em relação à taxa de espalhamento do jato, Hussain e Zedan (1978), em um estudo dos efeitos das condições iniciais sobre o escoamento cisalhante livre axissimétrico, relataram o aumento de K_2 com I_0 .

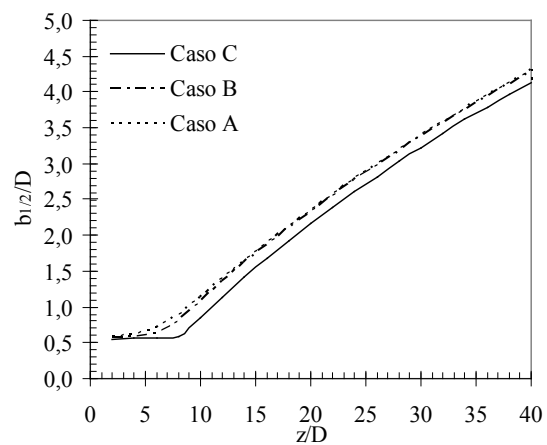


Figura 11: Evolução da meia largura do jato $b_{1/2}$ para diferentes intensidades de turbulência.

Tabela 2: Variação das origens virtuais z_{01} e z_{02} , da taxa de decaimento do jato (K_1) e da taxa de espalhamento do jato (K_2).

Caso	I_0 (%)	$J_{0,1}$	$J_{0,2}$	$J_{0,2} _{B,C} / J_{0,2} _A$	$K1$	z_{01}	$K2$	z_{02}
A	17	0,0260	0,0268	1	5,708	-0,034	0,113	-0,015
B	10	0,0260	0,0263	0,98	5,809	-0,032	0,110	-0,011
C	1	0,0260	0,0260	0,97	5,815	-0,011	0,108	0,010

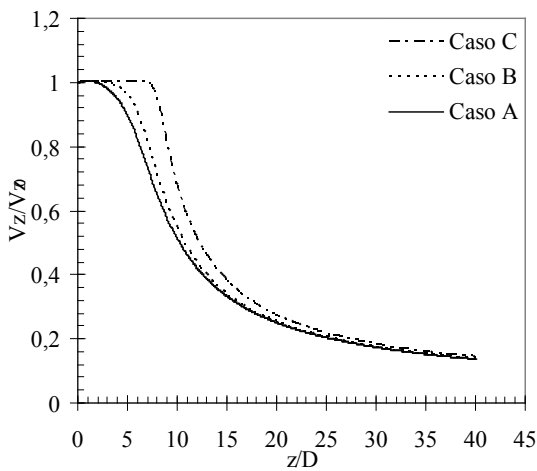


Figura 12: Evolução da velocidade na linha de centro do jato para diferentes intensidades de turbulência.

3.3 PERFIL DE VELOCIDADE NA SAÍDA DO BOCAL

As simulações anteriores foram realizadas para um jato oriundo de um bocal com perfil de velocidade plano. Nesta etapa serão apresentados resultados de simulações numéricas de um jato livre proveniente de um bocal com perfil de velocidade pistonado, típico de um escoamento tubular desenvolvido.

As simulações numéricas tiveram como objetivo reproduzir os dados experimentais de Frost e Jambunathan (1996) e de Mi et al. (2001b). A Tabela 3 sumariza as condições dos jatos.

Tabela 3: Casos Simulados

Caso	Dados Experimentais	n	Re_0
I	Frost and Jambunathan (1996)	6,5	22.500
II	Mi et al. (2001b)	6,62	28.200

Para ambos os casos, o perfil de velocidade pôde ser aproximado pela equação $V_z/V_{z_{centro}} = (1-2r/D)^{1/n}$, em que o expoente n é dado na Tabela 3.

Para os dois casos, a intensidade de turbulência na saída do bocal é dada na Figura 13. As condições de contorno turbulentas para k e ε foram calculadas utilizando-se os valores da Figura 13 e as seguintes equações:

$$k = \frac{3}{2} (U_{avg} I)^2, \varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{l}, l = 0.07 D_b \quad (12)$$

em que o comprimento de escala l representa a escala da turbulência, I é a intensidade de turbulência, D_b é o diâmetro hidráulico e C_μ é uma constante empírica (tipicamente 0.09).

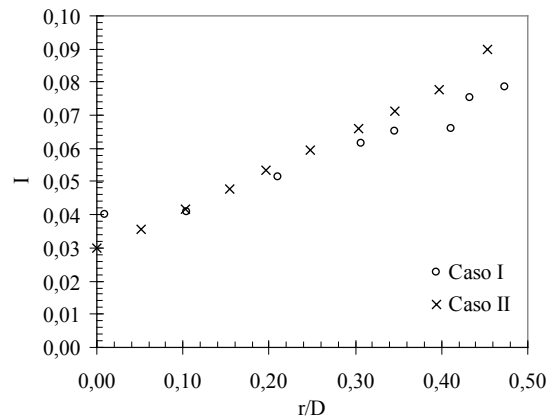


Figura 13: Perfil de intensidade de turbulência na saída do bocal.

É importante frisar que o Caso I e o caso da Seção 3 têm o mesmo número de Reynolds. Mi et al. (2001a) mostraram que, para um mesmo fluido e quando $(Re_0)_{desenvolvido}$ é igual a $(Re_0)_{plano}$, a quantidade de momento $(J)_{desenvolvido}$ é levemente maior (1.2 - 2.8%) do que o $(J)_{plano}$. Em outras palavras, o mesmo número de Re_0 usado para os dois jatos fornece praticamente a mesma quantidade de momento. Neste trabalho, em particular, $(J)_{plano} = 2.4\% (J)_{desenvolvido}$.

As Figuras 14 e 15 comparam os resultados das simulações numéricas com os dados experimentais dos Casos I e II, respectivamente.

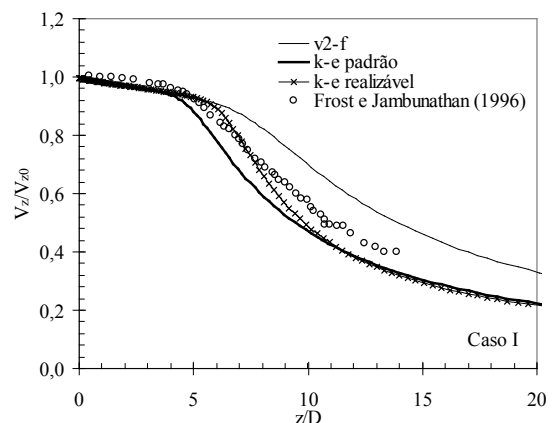


Figura 14. Caso I – Velocidade média axial normalizada no eixo de simetria axial versus distância adimensional a partir do bocal.

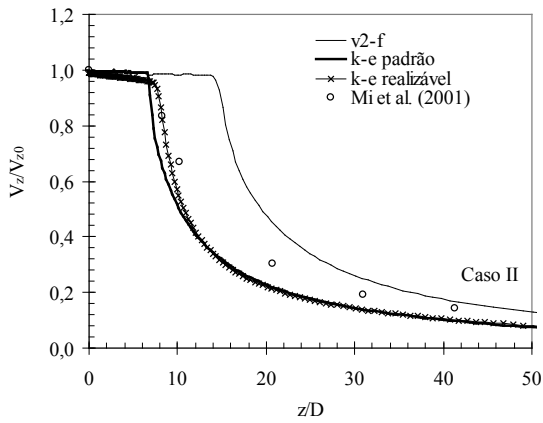


Figura 15. Caso II – Velocidade média axial normalizada no eixo de simetria axial *versus* distância adimensional a partir do bocal.

As Figuras 14 e 15 revelam que o modelo $k-\varepsilon$ realizável de Shih et al. (1995) não concorda satisfatoriamente com os dados experimentais. No sentido de explorar o desempenho dos modelos RANS, adicionalmente são mostrados resultados numéricos obtidos com outras duas versões do modelo $k-\varepsilon$: o modelo $k-\varepsilon$ padrão de Launder e Spalding (1972) e o de quatro equações $v2-f$ de Durbin (1995).

Observa-se que o perfil de velocidade experimental decai imediatamente após a saída do bocal, de modo que o comprimento da região núcleo potencial é muito pequeno e que os modelos de turbulência testados, em geral, proveram este decaimento.

Com exceção do modelo $v2-f$ para o caso de Mi et al. (2001b), que previu uma longa região potencial irreal, os modelos padrão e realizável previram o decaimento de velocidade maior do que os dados experimentais, indicando que estes modelos estimaram uma perda maior de momento com o ar estagnado.

Adicionalmente, resultados da previsão de cada modelo a respeito da intensidade de turbulência (I) na linha de centro do jato são dados na Figura 16.

A intensidade de turbulência imediatamente após o bocal aumenta devido à camada de cisalhamento com o fluido vizinho. Esta camada cresce atingindo a linha de centro do jato, o que aumenta ainda mais a intensidade de turbulência.

Os três modelos previram esse comportamento, mas quantitativamente não concordam com os dados experimentais. No início, aproxima-

damente para $z/D = 4$, em que o efeito da camada cisalhante de mistura é pequeno, os três modelos possuem o mesmo perfil de intensidade de turbulência, mas inferior aos dados experimentais. Subsequentemente, os perfis divergem: o modelo $v2-f$ apresenta uma intensidade de turbulência muito inferior ao experimental, o que justifica o decaimento lento da velocidade prevista por este modelo. Já os modelos $k-\varepsilon$ aproximam-se mais dos resultados experimentais: o $k-\varepsilon$ padrão prevê o máximo de intensidade de turbulência defasada e inferior à evidência experimental, enquanto o $k-\varepsilon$ realizável prevê corretamente a posição de máxima intensidade.

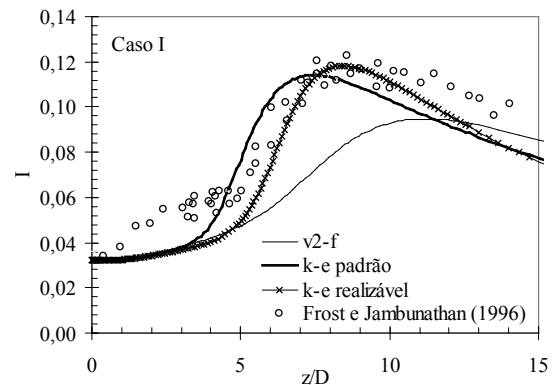


Figura 16. Comparação entre os dados experimentais e os três modelos analisados para a intensidade de turbulência na linha de centro do jato.

Sumarizando, ao contrário dos resultados da simulação do jato com perfil plano na saída apresentado na Seção 3, nenhum modelo de turbulência apresentou boa concordância com os dados experimentais para o jato com perfil desenvolvido na saída (Casos I e II). Alguns fatores como condições de contorno e esquema numérico poderiam justificar esta discrepância, entretanto, não obstante destes fatores, corrobora-se a conclusão de George e Davidson (2004), segundo os quais, por suas simplificações físicas, os modelos RANS não são capazes de contabilizar corretamente as condições físicas de origem do jato. Entretanto, conforme os resultados das Figuras 5 a 12, 14 e 15 os modelos RANS podem contabilizar a dependência funcional com as condições de origem na evolução do escoamento do jato. É importante ressaltar que em síntese, o que está sendo resolvido é um conjunto de equações diferenciais parciais e a sua solução naturalmente depende das condições de contorno.

George e Davidson (2004) sugerem que as grandes escalas são as responsáveis pela preservação das condições iniciais mais importantes e que a metodologia *LES* (simulação de grandes escalas), ao que parece, contém a física necessária para produzir uma assintótica dependência das condições de origem.

Muitos autores propuseram o uso de funções ou novos valores para as constantes dos modelos de turbulência com o propósito de melhorar a previsão dos modelos quando o jato livre for plano ou axissimétrico, entretanto este procedimento reduz a ideia de generalidade do modelo.

Algumas funções são dadas em Launder et al. (1972), McGuirk and Rodi (1977) e Morse (1977).

A Figura 17 mostra resultados numéricos obtidos a partir dos três modelos de turbulência com suas constantes modificadas. No modelo *k-ε* padrão a constante $C\epsilon 1 = 1.44$ foi trocada para 1.60, como sugere Pope (1978) para simulações de jatos circulares. Senesh e Babu (2005) relatam bons resultados numéricos com este valor para $C\epsilon 1$ para um jato circular.

Para o modelo *v2-f*, foi usado $C\epsilon 1 = 1.3$ ao invés de $C\epsilon 1 = 1.4$, seguindo a sugestão de Durbin (1995) para simulação de taxa espalhamento da camada de mistura. Para o *k-ε* realizável foi usado $C\epsilon 2 = 1.8$ ao invés de $C\epsilon 2 = 1.9$.

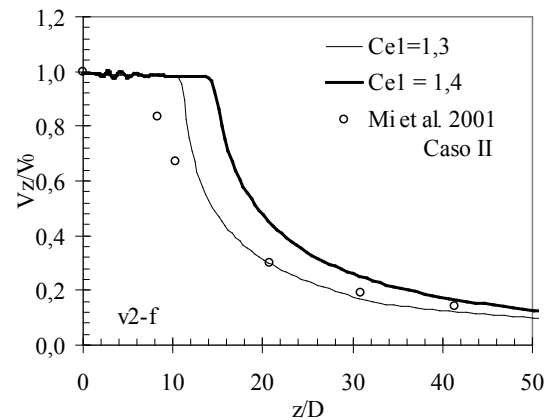
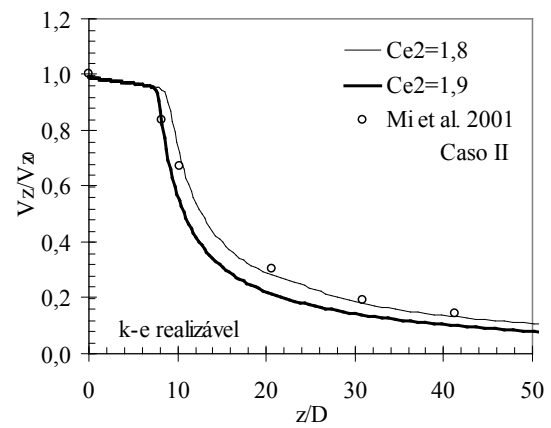
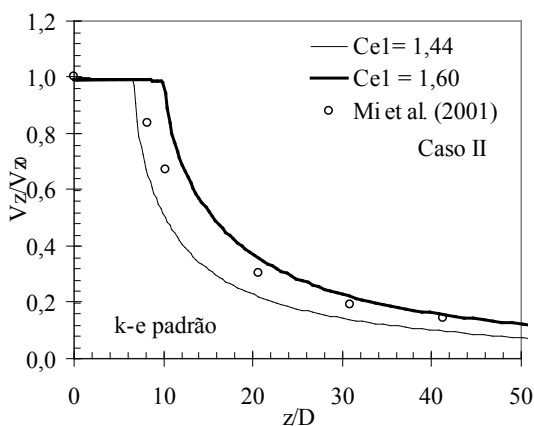


Figura 17: Caso II – Velocidade média axial normalizada no eixo de simetria axial *versus* distância adimensional a partir do bocal; resultados com os três modelos de turbulência com as constantes padrões e modificadas.

Como esperado, a Figura 17 demonstra que as constantes dos modelos podem ser modificadas/calibradas para melhorar a previsão do modelo para um problema em especial. Entretanto, tal modificação *ac-hoc* limita o uso do modelo, podendo ser incerto em condições inexploradas.

Como afirmam Jaw e Chen (1998) a necessidade de alterar as constantes na previsão de escoamentos simples cisalhantes é uma decepção após o esforço envolvido na modelagem das equações das tensões de Reynolds, da energia cinética turbulenta e de sua dissipação.

Fundamentalmente, correções em um modelo não deveria prejudicar seu desempenho em situações em que o modelo já mostrou-se adequado, tais correções deveriam apenas melhorar seu desempenho em situações onde o comportamento é problemático e as várias correções deveriam ser unificadas para o seu uso em diversas condições.

Contudo, estes resultados proveem evidências adicionais de que as constantes dos modelos de turbulência não são universais. Nenhum conjunto de constantes seria absoluto, não haveria um conjunto único para todos os tipos de jatos. Como afirma George (1989), tal fato é pior do que a simples necessidade de constantes diferentes para a previsão de jatos planos ou axissimétricos, uma vez que cada escoamento requererá uma multiplicidade de constantes para contabilizar as diferentes condições de origem.

Contudo, na maioria das aplicações de engenharia, não é impeditivo o uso dos modelos *single point* RANS, quando utilizados com critério. Esta abordagem há mais de três décadas provê resultados importantes nas mais diversas áreas.

Outras metodologias como LES e DNS (simulação numérica direta) requerem relativa maior memória, tempo e capacidade computacional, tornando-as, vezes pouco atraentes no sentido de praticidade para aplicações de engenharia.

CONCLUSÃO

No presente trabalho, o problema de jato livre turbulento com diferentes condições de origem foi simulado numericamente. A partir dos resultados obtidos, foi possível obter as seguintes conclusões:

- parâmetros z_{01} , K_1 , z_{02} e K_2 apresentaram maior variação para baixos números de Reynolds $3.000 \leq Re_0 \leq 10.000$;
- a origem virtual z_{02} não apresentou a variação sistemática para a faixa explorada de $10.000 \leq Re_0 \leq 70.000$;
- os parâmetros z_{01} , K_1 e K_2 apresentaram variação assintótica com Re_0 para altos valores deste;
- a intensidade de turbulência do fluido, no plano de saída do bocal, apresentou forte influência nas regiões núcleo potencial e completamente desenvolvida. Para os valores explorados de I_0 1%, 10% e 17% houve redução do comprimento da região núcleo potencial. Na região completamente desenvolvida, os valores dos parâmetros z_{01} , z_{02} e KI reduziram com o aumento de I_0 ;
- resultados obtidos no presente trabalho evidenciam que a região completamente desenvolvida não é dependente apenas da quantidade de momento na saída do bocal

(J_0); consequentemente, os jatos atingem diferentes estados autossimilares em função dos detalhes de sua origem;

- os modelos RANS de turbulência podem até contabilizar a dependência funcional com as condições de origem na evolução do escoamento do jato, entretanto os resultados do presente trabalho corroboram a afirmação de Taulbee (1989), George (1989) e George e Davidson (2004): por suas simplificações físicas, os modelos RANS não são capazes de avaliar corretamente os efeitos das condições de origem do jato.

REFERÊNCIAS

BECKER, H. A., HOTTEL, H. C., WILLIAMS, G. C. (1967). The nozzle fluid concentration field of the round turbulent jet. J. Fluid Mech, vol.30, pp. 285-303.

CHANG, I. Unsteady-State Underexpanded Jet Flows, AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit 7-10 July 2002, Indianapolis, Indiana, p. 1-12.

Chen, C. J., Jaw, S. Y. Fundamentals of Turbulence Modeling. Copyright © 1998 Taylor & Francis

DAHM, W. J. A., DIMOTAKIS, P. E. (1990). Mixing at Large Schmidt Number in the Self-Similar Far Field of Turbulent Jets. J. Fluid Mech., vol. 217, pp. 299-330.

DOWLING, D. R., DIMOTAKIS, P. E. (1990). Similarity of the concentration field of gas-phase turbulent jets. J. Fluid Mech, vol. 218, pp. 109-141.

DOWLING, D. R., DIMOTAKIS, P. E. (1990). Similarity of the concentration field of gas-phase turbulent jets. J. Fluid Mech. vol.218, pp.109-141.

DURBIN, P. A. (1995). Separated Flow Computations with the $k-\epsilon-v^2$ Model. AIAA J., vol.33, n.4, pp.659-664.

FROST, S. A., JAMBUNATHAN, K. (1996). Effect of Nozzle Geometry and Semi-confinement

on the Potential Core of a Turbulent Axisymmetric Free Jet. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, vol. 23, n.2, pp. 155-162..

GEORGE, W. K. (1989). The self-similarity of turbulent flows and its relation to initial conditions and coherent structures. In *Recent Advances in Turbulence* (ed. R. E. A. Arndt and W. K. George), pp. 39-73.

GEORGE, W. K.; DAVIDSON L. (2004). Role of Initial Conditions in Establishing Asymptotic Flow Behavior. *AIAA Journal*, vol. 42, n. 3, pp. 438-446.

GRANDMAISON, E.W.; RATHGEBER, D. E.; BECKER, H. A. (1982). Some Characteristics of Concentration Fluctuations in Free Turbulent Jets. *Can. J. Chem. Eng.* vol.60, pp.212-219.

HUSSAIN, A. K.M. F., ZEDAN, M. F. (1978). Effects of the Initial Conditions on the Axisymmetric Free Shear Layer: Effect of the Initial Fluctuation Level. *Physics of Fluids*, vol.21, pp. 1475-1481.

HUSSEIN H. J., CAPP S. P., GEORGE W. K. (1994). Velocity Measurements in a High Reynolds Number, Momentum-Conserving Axisymmetric Turbulent Jet. *J. Fluid Mech.*, vol. 258, pp.31-75.

JOHANSSON, P. B. V., GEORGE, W. K., GOURLAY, M. J. (2003). Equilibrium Similarity, Effects of Initial Conditions and Local Reynolds Number on the Axisymmetric Wake. *Physics of Fluids A*, vol.15, n.3, p.603-617.

KEYSAR, L., DEGANI D. (2004). Numerical Investigation of Axisymmetric Compressible Turbulent Jets, 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada.

KLEIN M., SADIKI A., JANICKA J. (2003). Investigation of the Influence of the Reynolds Number on a Plane Jet using Direct Numerical Simulation. *I. J. Heat and Fluid Flow* vol.24, pp.785-794.

KLEIN, M., SADIKI, A., JANICKA J. (2003). Investigation of the influence of the Reynolds number on a plane jet using direct numerical

simulation. *I. J. Heat and Fluid Flow*, vol.24, pp.785-794.

LAUNDER, B. E., SPALDING, D. B. (1972). *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*, Academic Press, London, England.

MCGUIRK, J. J., RODI, W. (1977). *The Calculation of Three-Dimensional Free Jets*, Symposium on Turbulent Shear Flows, Pennsylvania State University.

MCQUAID, J.; WRIGHT, W. (1974). Turbulence Measurements with Hot-Wire Anemometry in Nonhomogeneous Jets. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol.17, pp.341-349.

MI, J., NATHAN, G.J., NOBES, D.S., (2001b). Mixing Characteristics of Axisymmetric Free Jets From a Contoured Nozzle, an Orifice Plate and a Pipe, *J. Fluids Engineering*, ASME, vol. 123, pp. 878-883.

MI, J., NOBIS, D. S., AND NATHAN. G. (2001a) Influence of Jet Exit Conditions on the Passive Scalar Field of an Axisymmetric Free Jet. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 432, pp. 91-125.

MORSE, A. P., (1977), *Axisymmetric Turbulent Shear Flows with and without Swirl*, Ph. D. Thesis, London University, England.

MOSER, R. D., ROGERS, M. M., EWING, D. W. (1998). Self-Similarity of Time-Evolving Plane Wakes, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 367, pp. 255-289..

NAMER, I., ÖTÜGEN, M., (1988). Velocity Measurements in a Plane Turbulent Air Jet at Moderate Reynolds Numbers. *Exp. Fluids*, vol. 6, pp. 387-399.

PANCHAPAKESAN N. R, LUMLEY J. L. (1993). Turbulence Measurements in Axisymmetric Jets of Air and Helium. Part 1. Air jet, *J. Fluid Mech.*, vol. 246, 197-223.

PITTS, W. M. (1991a). Effects of global density ratio on the centerline mixing behavior of axisymmetric turbulent jets. *Exps. Fluids*, vol. 11, pp.125-134.

- PITTS, W. M. (1991b). Reynolds number effects on the centerline mixing behavior of axisymmetric turbulent jets. *Exps. Fluids*, vol. 11, pp. 135-144.
- POPE, S. B., (1978). An Explanation of the Round Jet/Plane Jet Anomaly. *AIAA J.*, vol. 3, pp. 279-281.
- RICHARDS, C. D.; PITTS, W. M. (1993). Global density effects on the self-preservation behaviour of turbulent free jets. *J. Fluid Mech.*, vol. 245, pp. 417-435.
- RODI, W. (1976). A New Algebraic Relation for Calculating the Reynolds Stresses. *Z. Angew. Math. Mech.*, vol. 56, pp. 219-221.
- SCHLICHTING, H. (1979). *Boundary Layer Theory*, Mc-Graw-Hill, New York.
- SENESH, K., BABU, V. (2005). Numerical Simulation of Subsonic and Supersonic Jets. 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference.
- SHIH, T.-H., LIOU W. W., SHABBIR A., YANG Z., ZHU J. (1995). A New $k - \varepsilon$ Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent-Lows-Model Development and Validation. *Computers Fluids*, vol.24, p.227-238.
- SO, R. M., ZHU C., ÖTÜGEN, HWANG, B. C. (1990). Some Measurements in a Binary Gas Jet. *Exps. Fluids*, vol.9, 273-284, 1990.
- STANLEY, S. A., SARKAR S. (2000). Influence of Nozzle Conditions and Discrete Forcing on Turbulent Planar Jets. *AIAA*, vol. 38, n. 9.
- STRÖHER, G. R. (2008). Avaliação de Modelos de Turbulência para Jatos Livres Circulares. 176f. Tese (Doutorado em Ciências) – Instituto Tecnológica de Aeronáutica, São José dos Campos.
- TANAKA, T., TANAKA, E. (1976). Experimental Study of a Radial Turbulent Jet. *Bulletin of the JSME*, vol. 19. pp. 792-799.
- TAULBEE, D. B. (1989). Reynolds Stress Models Applied to Turbulent Jets,” *Advances in Turbulence*, edited by W. K. George and R. E. A. Arndt, Hemisphere, New York, pp. 39–73.
- TOWNSEND, A. A. (1976). *The Structure of Turbulent Shear Flow*, 2nd edition. Cambridge University Press.
- VANDOORMAAL, J. P., AND RAITHYBY G. D. (1984). Enhancements of the SIMPLE Method for Predicting Incompressible Fluid Flows. *Numer. Heat Transfer*, vol. 7, pp.147-163.
- WYGNANSKI, I., H. FIELDLER. (1969). Some Measurements in the Self-Preserving jet. *J. Fluid Mech.*, vol.38, pp.577-612.

Artigo submetido em 04/02/2011, aceito em 27/05/2011