

8

Resultados para Jato Livre: Validação da Técnica LDV

Este capítulo trata do estudo experimental que foi conduzido para uma configuração de jato livre. Este estudo pode ser considerado como uma etapa de validação de uma das técnicas de medição que foi utilizada, a de Velocimetria Laser Doppler, LDV. Julgou-se que isto era necessário, já que medir corretamente escoamentos com altas intensidades de turbulência não é uma tarefa fácil e cada técnica tem suas particularidades, o que torna necessário conhecer bem seus princípios de funcionamento para efetuar medições confiáveis.

Como os resultados deste estudo não estão entre os que se propôs alcançar nesta dissertação, a leitura deste capítulo não é indispensável para o acompanhamento do trabalho principal.

A configuração de jato livre já foi amplamente estudada, tanto experimental quanto teoricamente. Foram conduzidos diversos experimentos com LDV, anemometria de fio quente, entre outras técnicas.

Apesar do estudo experimental deste problema ser complicado pelas altas intensidades de turbulência locais, seu estudo teórico é relativamente simples, já que o jato é axissimétrico na média e que aproximações de camada limite podem ser aplicadas à sua camada cisalhante livre. Assim, existem soluções teóricas confiáveis para fins de comparação. Porém, deve-se levar em conta que a teoria é baseada numa situação ideal, de um jato em um ambiente infinito.

Nesta situação ideal, um fluido newtoniano escoar de forma permanente através de um bocal de diâmetro d de saída, que produz, aproximadamente, um perfil de velocidade “*top hat*”, com velocidade U_j . O jato flui do bocal para um ambiente infinito constituído pelo mesmo fluido, que está estacionário. O escoamento é axissimétrico e estatisticamente permanente. Portanto, as estatísticas dependem das coordenadas axial e radial (x e r), mas são independentes do tempo e da coordenada circunferencial, θ . A seguir será apresentado um resumo da teoria e dos resultados conhecidos para jatos circulares livres, que serviu de base para a análise desta etapa do trabalho.

O Campo Médio de Velocidade

Como pode se esperar, a velocidade média é predominantemente axial. Na região de desenvolvimento inicial ($0 < x/d < 25$), o perfil vai deixando de ser (aproximadamente) quadrado e passando a ter a forma arredondada. A velocidade média circunferencial é nula, enquanto a velocidade média radial é menor que a axial, por uma ordem de magnitude.

A Velocidade Axial

Em termos do campo de velocidade axial médio $[\bar{U}(x,r,\theta)]$, que na verdade independe da coordenada circunferencial, a velocidade média na linha de centro é dada por:

$$\bar{U}_0(x) = [\bar{U}(x,0,0)] \quad (8-1)$$

E a “meia-largura” do jato $r_{1/2}$ é definida tal que

$$[\bar{U}(x, r_{1/2}(x), 0)] = 1/2 \bar{U}_0(x) \quad (8-2)$$

Com um aumento na distância axial, o jato “decai” (isto é, $U_0(x)$ decresce) e se alarga (isto é, $r_{1/2}(x)$ cresce). Conforme o jato decai e se espalha, os perfis de velocidade média mudam, mas a forma dos perfis não muda. A partir do final da região de desenvolvimento, os perfis de $\bar{U} / \bar{U}_0(x)$, plotados contra $r/r_{1/2}(x)$ colapsam numa única curva. Esta é uma importante conclusão que mostra que o perfil de velocidade média se torna **auto-similar**.

Varição Axial da Velocidade Média na Linha de Centro

Se plotarmos $U_j/\bar{U}_0(x)$ contra x/d , teremos uma linha reta cuja interseção com a abscissa define a “origem virtual”, representada por x_0 , de forma que a reta possa ser descrita da seguinte forma:

$$\frac{U_j}{\bar{U}_0(x)} = \frac{I}{B_U} \left[\frac{x}{d} - \frac{x_0}{d} \right] \quad (8-3)$$

onde B_U é uma constante empírica. Obviamente, este comportamento não se aplica à região de desenvolvimento próxima ao bocal.

Também já se mostrou que o jato se espalha linearmente. A taxa de espalhamento

$$E = \frac{dr_{1/2}(x)}{dx} \quad (8-4)$$

é constante para x na região auto-similar.

Número de Reynolds

Em um experimento ideal de jato circular, o único parâmetro adimensional é o Número de Reynolds do jato, Re . Deve-se perguntar, então, como a forma do perfil auto-similar, a constante de decaimento e a taxa de espalhamento variam com este parâmetro. Resultados experimentais existentes na literatura com Re diferindo de um fator de 10 apresentam apenas pequenas diferenças nos valores medidos de B_U e E que se encontram dentro da faixa de incertezas experimentais, mostrando que não há uma dependência significativa com Re . Deve-se frisar, porém, que Re afeta o escoamento no que diz respeito às estruturas de pequena escala. Mas os perfis de velocidade média e a taxa de espalhamento são independentes de Re .

A variável de similaridade que representa a direção radial é dada por

$$\eta \equiv \frac{r}{(x - x_0)} \quad (8-5)$$

O perfil médio auto-similar de velocidade é definido por

$$f(\eta) = [\bar{U}(x, r, 0)] / \bar{U}_0(x) \quad (8-6)$$

Velocidade Radial

Na região auto-similar de um jato circular, a velocidade radial média \bar{V} pode ser determinada a partir de \bar{U} através da equação da continuidade. Deve se observar que \bar{V} é bastante pequeno – bem menor que \bar{U}_0 , e também que \bar{V} é negativo na fronteira do jato, indicando que fluido ambiente está escoando para dentro do jato, o que caracteriza o processo de “*entrainment*”.

Tensões de Reynolds

Os componentes das flutuações de velocidade nas direções x , r e θ são aqui denominados u , v , w . No jato circular turbulento, o tensor das tensões de Reynolds é:

$$\begin{bmatrix} \overline{u^2} & \overline{uv} & 0 \\ \overline{uv} & \overline{v^2} & 0 \\ 0 & 0 & \overline{w^2} \end{bmatrix} \quad (8-7)$$

Devido à simetria circunferencial, \overline{uw} e \overline{vw} são nulos. A geometria do escoamento também faz com que as tensões normais sejam funções pares de r , e que a tensão cisalhante \overline{uv} seja função ímpar de r . Próximo ao eixo em $r=0$, as componentes de velocidade radial V e circunferencial W se tornam indistinguíveis. Por isso $\overline{v^2}$ e $\overline{w^2}$ são iguais no eixo.

A velocidade axial r.m.s. na linha de centro é dada por:

$$u_0'(x) \equiv \left(\overline{u^2} \right)_{r=0}^{1/2} \quad (8-8)$$

Também foi observado experimentalmente [12] que $u_0'(x)/\overline{U_0}(x)$, após a região de desenvolvimento, tende assintoticamente a um valor constante, e nenhuma dependência sistemática com Re foi detectada.

Disto tudo resulta que as tensões de Reynolds também se tornam auto-similares. Isto é, os perfis de $\overline{u_i u_j} / (\overline{U_0}(x))^2$ plotados contra η colapsam para qualquer x além da região de desenvolvimento.

Algumas observações finais, baseadas em dados experimentais anteriores relativos a estas quantidades podem ser feitas:

- (i) Na linha de centro, a velocidade r.m.s. é aproximadamente 25% da velocidade média.
- (ii) No sentido da fronteira do jato, apesar das tensões de Reynolds decaírem (com $r/r_{1/2}$ crescente), a razão entre a velocidade r.m.s. e a velocidade média local cresce sem limites.
- (iii) As tensões de Reynolds apresentam significativa anisotropia, que é revelada tanto pela tensão cisalhante quanto pelas diferenças nas

tensões normais.

- (iv) A tensão cisalhante é positiva onde $\partial\bar{U}/\partial r$ é negativo, e vai a zero onde $\partial\bar{U}/\partial r$ vai a zero. Assim, para este escoamento, existe uma viscosidade turbulenta positiva ν_T tal que

$$\overline{uv} = -\nu_T \frac{\partial\bar{U}}{\partial r} \quad (8-9)$$

- (v) Como os perfis de \overline{uv} e $\partial\bar{U}/\partial r$ são auto-similares, o perfil de viscosidade turbulenta definido pela equação acima também é auto-similar. Mais especificamente:

$$\nu_T(x, r) = \overline{U_0}(x) r_{1/2}(x) \hat{\nu}_T(\eta) \quad (8-10)$$

onde $\hat{\nu}_T$ é o perfil normalizado

A referência mais importante adotada nesta fase de testes com jato livre foi o artigo de Hussein, Capp e George [13]. Conduziu-se um experimento em que o jato fluía para um ambiente de dimensões bem maiores do que as da câmara de testes utilizada aqui.

Neste trabalho, foram obtidos perfis de velocidade média, das flutuações turbulentas e das tensões de Reynolds, assim como a variação da velocidade axial na linha de centro. Estes dados experimentais foram então fitados, de forma que pudessem ser inseridos nas equações que, acredita-se, regem o escoamento.

Um aspecto interessante que resulta da medição dos perfis similares no jato livre e sua posterior comparação com os resultados do trabalho mencionado é a possibilidade de avaliar a influência do maior confinamento do jato nos resultados do presente trabalho. Procurou-se seguir os mesmos passos do artigo mencionado, buscando assim fazer uma comparação com todos os seus resultados.

Vale a pena lembrar que no experimento conduzido, cujos resultados serão apresentados a seguir, a câmara de testes possuía uma seção de 0.6 m^2 , com altura de 0.9 m .

O valor do número de Reynolds era 21000 e o tubo utilizado tinha 13 mm de diâmetro.

Como a seção de testes não foi especialmente preparada para a medição do escoamento a grandes distâncias da saída do jato (onde vale a auto-similaridade),

não foi possível caracterizar bem a variação da velocidade na linha de centro a partir do começo da região auto-similar, pois a partir dali não se podia mais avançar a sonda do LDV na direção axial x . Mesmo com esta restrição, foi traçada a reta que é mostrada na Figura 8.1.

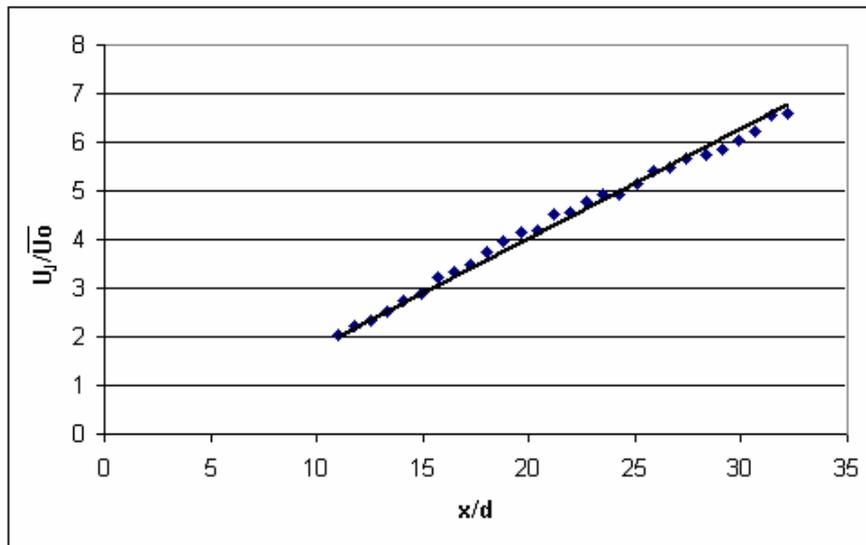


Figura 8.1 - Variação da velocidade média axial na linha de centro do jato livre, $Re=21000$

Os valores obtidos para a origem virtual e para o coeficiente da equação da reta foram respectivamente $x_0 = 2.23 d$ e $B_U = 4.5$.

Também foi medido o perfil de velocidade na saída do jato. Ele se encontra na Figura 8.2.

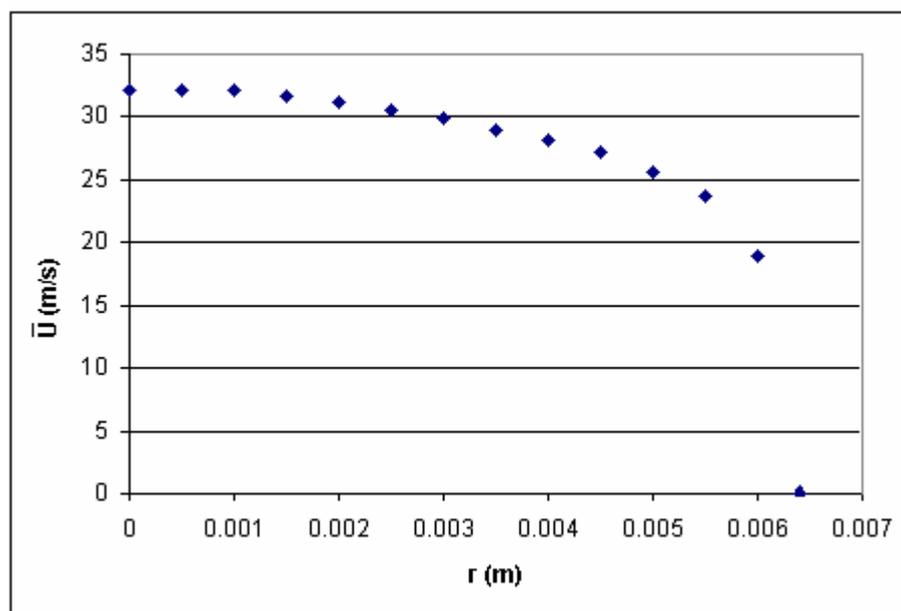


Figura 8.2 - Perfil de velocidade média na saída do tubo, $Re=21000$

A partir destes valores, como o perfil não era perfeitamente achatado, foi calculada a velocidade média característica de saída do jato, U_j , que é a vazão sobre a área transversal do tubo:

$$U_j = \frac{2}{R^2} \int_0^R \bar{U}(r) r dr \quad (8-11)$$

Com base nesta velocidade média, pode-se estimar o fluxo de quantidade de movimento linear por unidade de massa M_0 [m^4/s^2]:

$$M_0 = \frac{\pi}{4} U_j^2 d^2 \quad (8-12)$$

A velocidade média de saída calculada foi de 25 m/s.

Núcleo Potencial (“*Potential Core*”)

Imediatamente após deixar o tubo, o ar parado das vizinhanças do jato começa a se misturar (processo de “*entrainment*”). A largura da região de mistura cresce continuamente, e a uma determinada distância da saída do tubo ela é larga o suficiente para ter penetrado na linha de centro do jato. Até este ponto, a velocidade na linha de centro não é afetada pela mistura e é praticamente igual à velocidade de saída no centro. Além do chamado núcleo potencial, a velocidade na linha de centro vai diminuindo com a distância, pois o jato “divide” quantidade de movimento com mais fluido que é incorporado.

A seguir estão apresentados diversos resultados que foram medidos na coordenada axial $x=32d$. Esta era o maior valor da coordenada axial onde era possível realizar medições na seção de testes construída.

O perfil médio de velocidade axial normalizado, \bar{U}/\bar{U}_0 , foi plotado contra a distância radial adimensional, η , na Figura 8.3.

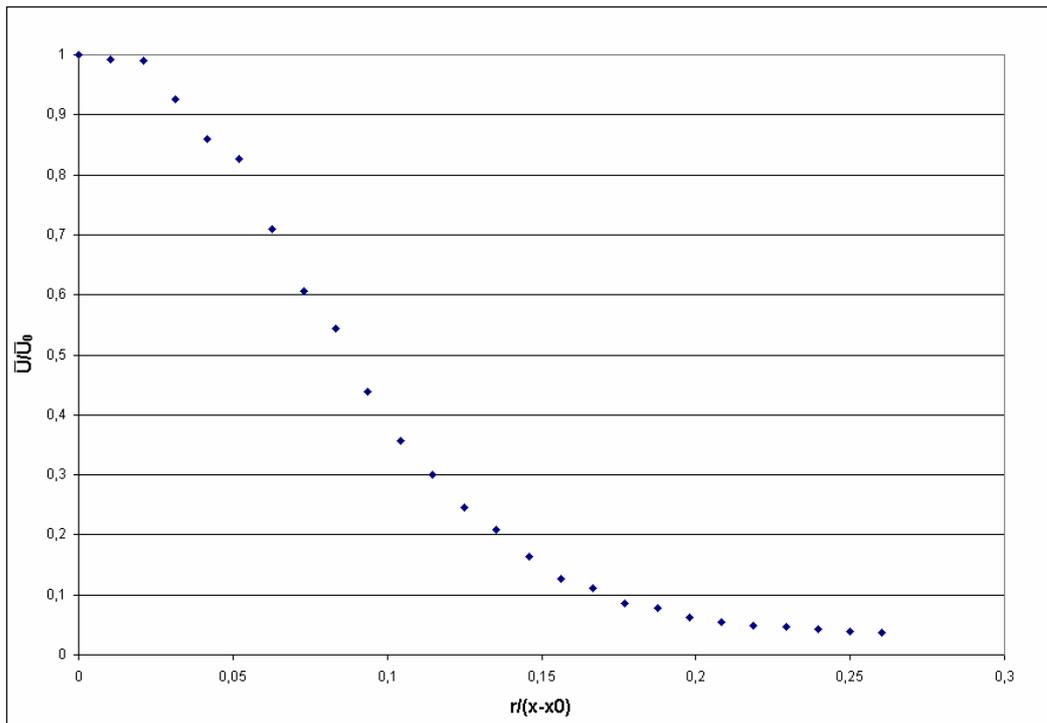


Figura 8.3 - Perfil médio de velocidade axial para jato livre, $Re=21000$

A partir destes dados, pode-se determinar $\eta_{1/2}$ e $r_{1/2}$:

$$\eta_{1/2} = 0.088 ; r_{1/2} = 0.034 \text{ m}$$

De acordo com os dados de Hussein, Capp e George, $\eta_{1/2} = 0.094$.

As flutuações de velocidade correspondem ao desvio padrão da amostra estatística medida em um determinado ponto. Desta forma, essas quantidades, assim como as quantidades derivadas delas (como as tensões de Reynolds, por exemplo), são conhecidas no ponto em questão. Como se estará trabalhando com as flutuações médias r.m.s., não há problema no fato das medições serem feitas em instantes diferentes para cada ponto, desde que o número de amostras seja grande o suficiente para caracterizar estatisticamente bem o escoamento.

Segundos Momentos de Velocidade

As tensões de Reynolds $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ e \overline{uv} estão plotadas nas Figuras 8.4, 8.5, 8.6 e 8.7, respectivamente. Em todos os gráficos, as tensões são adimensionalizadas pelo quadrado da velocidade média na linha de centro $\overline{U_0}$.

Como já foi mencionado, $\overline{v^2}$ e $\overline{w^2}$ devem ser iguais na linha de centro, e aqui, os valores experimentais (adimensionalizados) obtidos e apresentados nas Figuras 8.5 e 8.6 foram bem próximos: 0.0611 e 0.0615, respectivamente, o que corresponde a uma diferença de apenas 0,7%.

Os resultados apresentados na Figura 8.4 mostram que o pico registrado próximo ao eixo para $\overline{u^2}$ é consistente com os cálculos do modelo teórico de Hussein, Capp e George, e se deve a um forte pico na produção de energia turbulenta. Ele ocorre em $\eta \approx 0.03$.

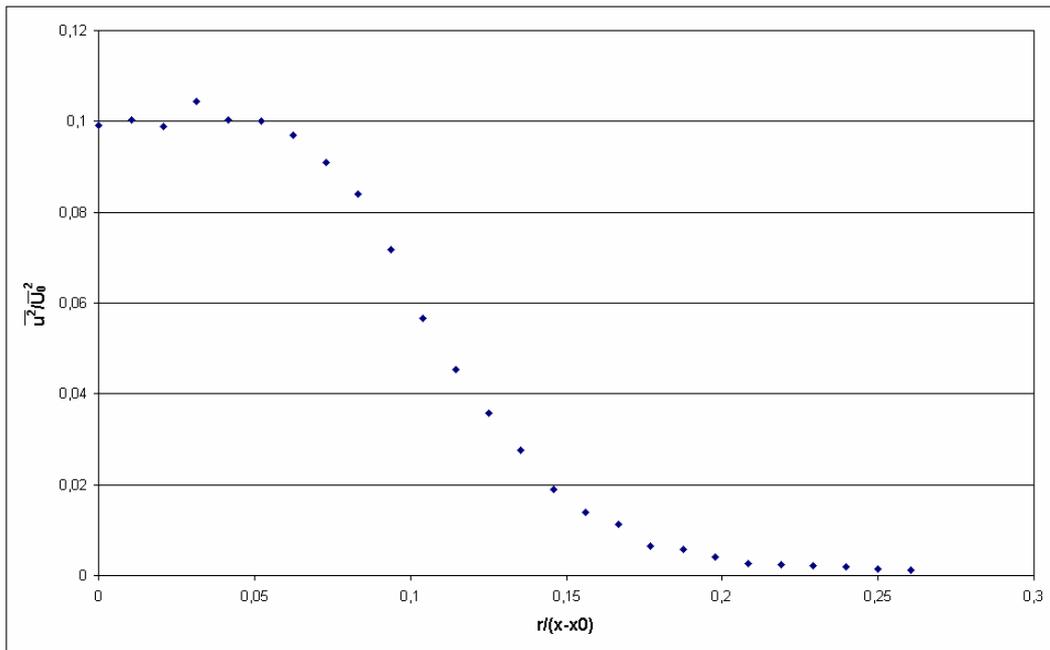


Figura 8.4. Parcela axial de Energia Cinética Turbulenta no jato livre, $Re=21000$

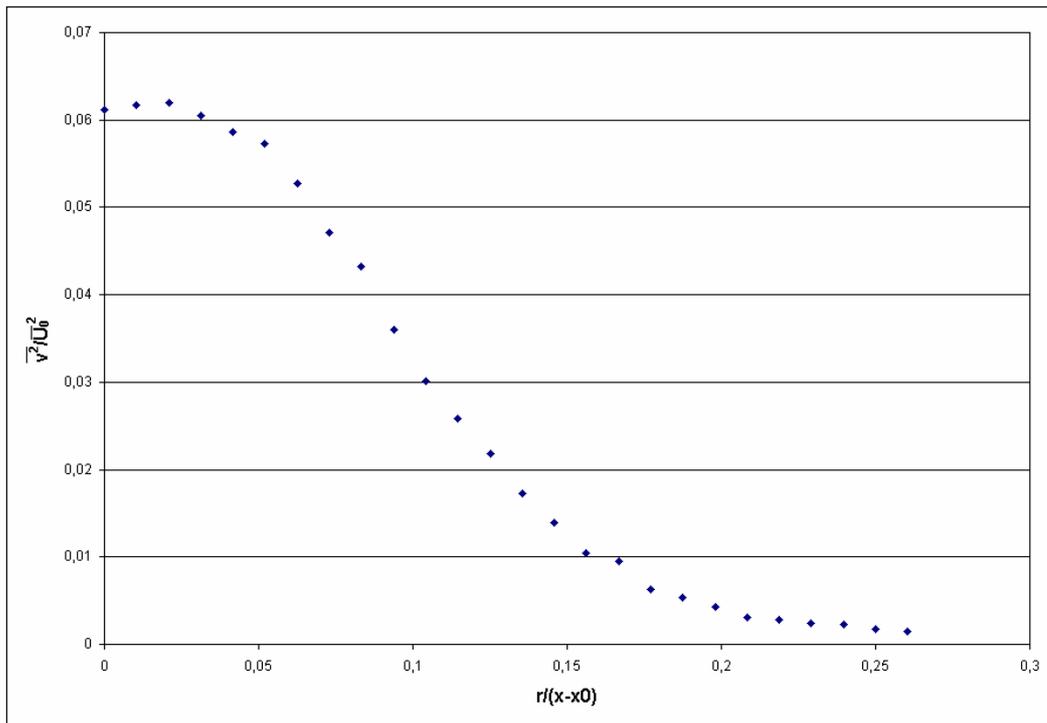


Figura 8.5 - Parcela radial de Energia Cinética Turbulenta no jato livre, $Re=21000$

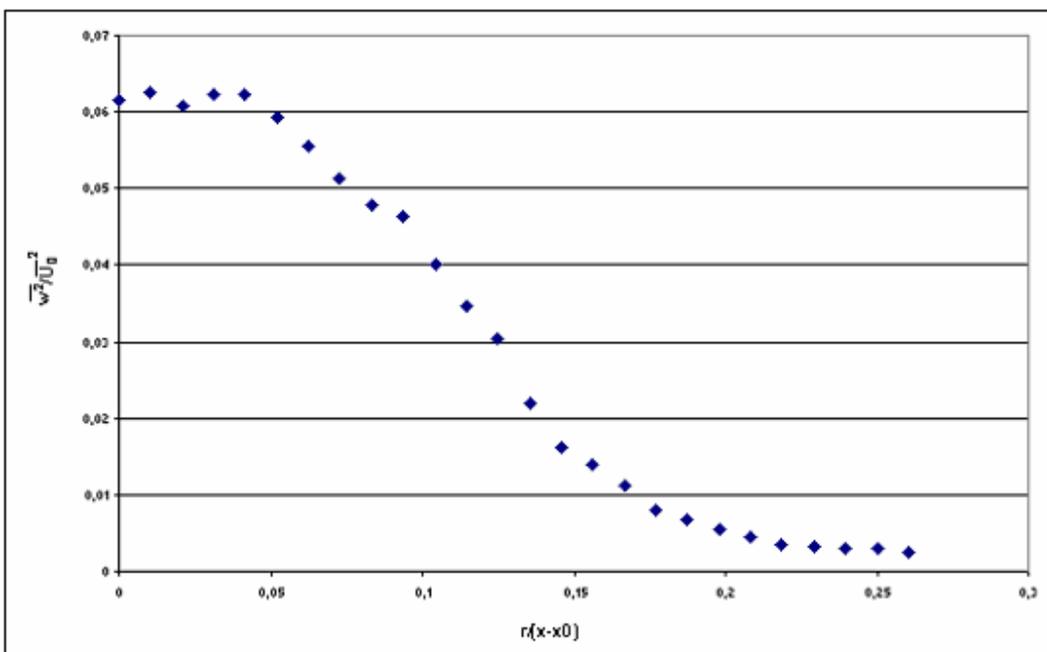


Figura 8.6 - Parcela azimutal de Energia Cinética Turbulenta no jato livre, $Re=21000$

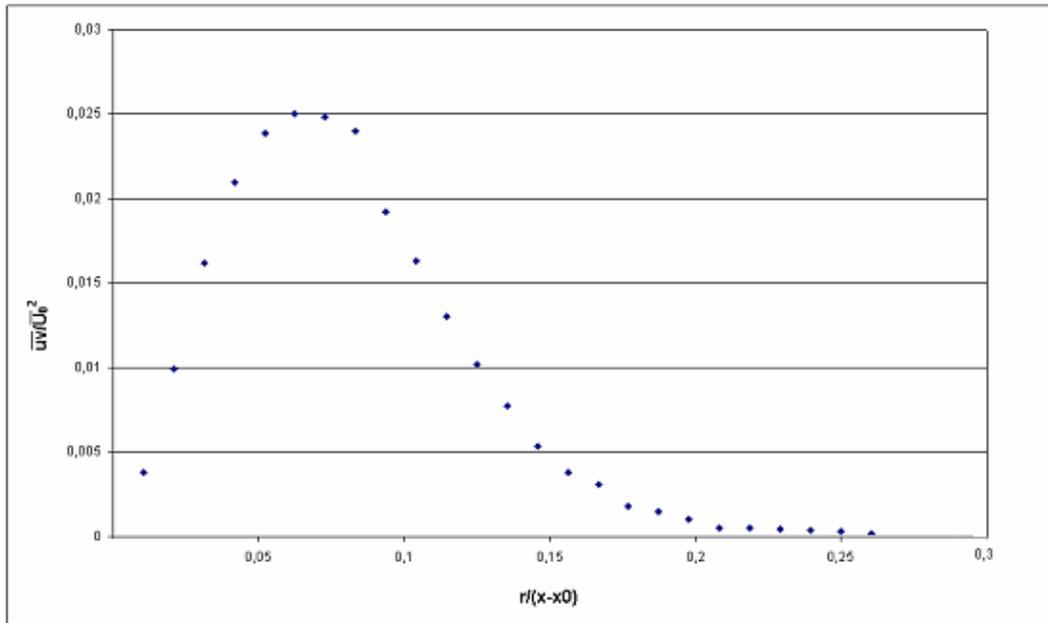


Figura 8.7 - Tensão cisalhante turbulenta no jato livre, $Re=21000$

A consistência dos dados experimentais pode ser avaliada substituindo-se o primeiro e os segundos momentos nas equações diferenciais de movimento para um jato livre. Usando-se a equação de quantidade de movimento linear na direção radial para eliminar a pressão, desprezando-se os termos acima de segunda ordem e integrando-se em relação ao raio, a equação de quantidade de movimento linear na direção x pode ser resolvida para \overline{uv} :

$$\frac{\overline{uv}}{U_0^2} = \frac{1}{\eta} \left[\frac{\overline{U}}{\overline{U}_0} \right] \int_0^\eta \left[\frac{\overline{U}}{\overline{U}_0} \right] \eta d\eta + \eta \left(\frac{\overline{u^2} - \overline{v^2}}{U_0^2} \right) + \eta \int_\eta^\infty \frac{\overline{v^2} - \overline{w^2}}{\eta U_0^2} d\eta \quad (8-13)$$

Se os dados forem consistentes com as equações diferenciais de movimento, a tensão de Reynolds \overline{uv} deve ser predita com sucesso a partir dos valores medidos dos termos no lado direito da equação. O resultado desta integração, juntamente com os dados experimentais já apresentados se encontra na Figura 8.8.

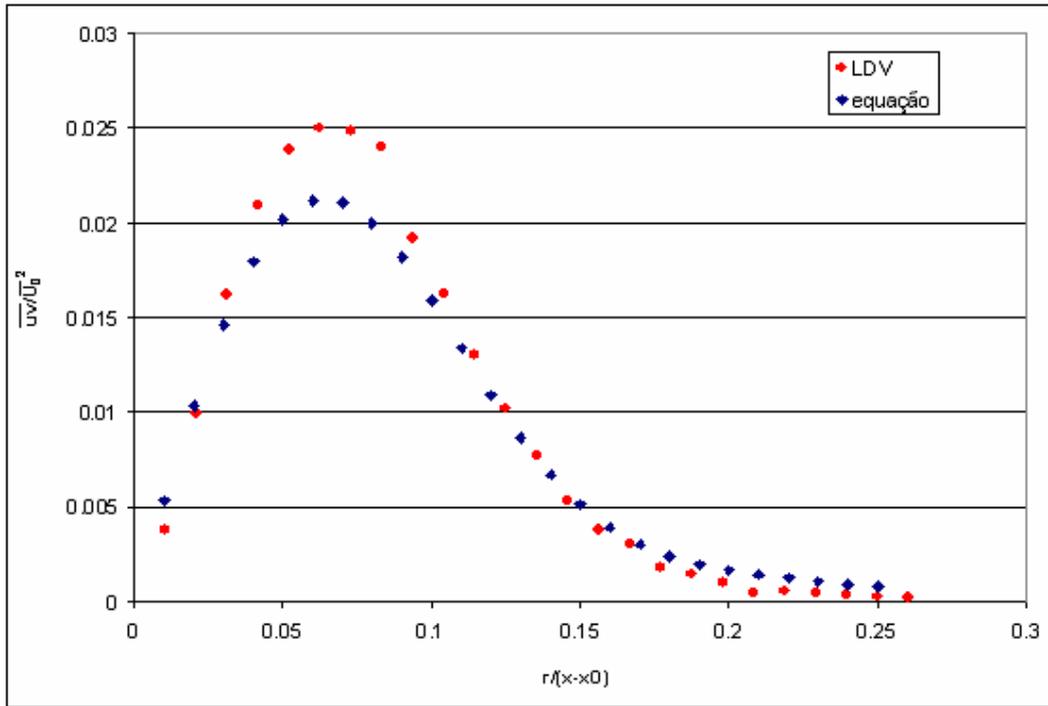


Figura 8.8 - Tensão cisalhante turbulenta: comparação entre dados experimentais diretos e perfil calculado pela equação (8-13)

Percebe-se que os valores mais altos de \overline{uv} são subestimados quando calculados pela equação.

Um teste importante para qualquer conjunto de dados experimentais é checar se ele satisfaz as equações que se acredita que governam o escoamento. A melhor maneira de verificar se o escoamento que está sendo medido é de fato um modelo razoável de um jato axissimétrico num ambiente infinito é através da condição de balanço de quantidade de movimento integral, isto é, verificando se $M(x) \approx M_0$.

As equações médias de quantidade de movimento para o jato axissimétrico podem ser escritas com a ajuda da equação de continuidade como:

$$\frac{\partial(U^2 + \overline{u^2})}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r(UV + \overline{uv}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \nabla^2 U \quad (8-14)$$

$$\frac{\partial(UV + \overline{uv})}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r(V^2 + \overline{v^2}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \nu \nabla^2 V + \frac{\overline{w^2}}{r} \quad (8-15)$$

Integrando (8-15) com respeito a r de r a infinito, e substituindo sua derivada em relação a x em (8-14) temos

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(U^2 + \overline{u^2} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (UV + \overline{uv}) = - \int_r^\infty \frac{\partial^2}{\partial x^2} (UV + \overline{uv}) dr' + \frac{\partial}{\partial x} (V^2 + \overline{v^2}) \\ - \int_r^\infty \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{V^2 + \overline{v^2}}{r'} \right) dr' + \int_r^\infty \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\overline{w^2}}{r'} \right) dr' + \int_r^\infty \frac{\partial}{\partial x} (\nu \nabla^2 V) dr' + \nu \nabla^2 U \end{aligned} \quad (8-16)$$

Integrando ao longo de todo o corpo do jato (r, θ):

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \int_0^\infty \left[U^2 + \overline{u^2} - \frac{1}{2} (\overline{v^2} + \overline{w^2}) \right] r dr = - \frac{1}{2} \frac{d^2}{dx^2} \int_0^\infty (UV + \overline{uv}) \cdot r^2 dr \\ + \frac{1}{2} \frac{d}{dx} \int_0^\infty V^2 r dr + \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{2} \int_0^\infty (\nu \nabla^2 V) \cdot r^2 dr \right] + \int_0^\infty (\nu \nabla^2 U) \cdot r dr \end{aligned} \quad (8-17)$$

Esta equação pode ser integrada com respeito a x desde a fonte até um x arbitrário:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \left[U^2 + \overline{u^2} - \frac{1}{2} (\overline{v^2} + \overline{w^2}) \right] \cdot r dr - \frac{M_0}{2\pi} = \\ = - \frac{1}{2} \frac{d}{dx} \int_0^\infty [UV + \overline{uv}] \cdot r^2 dr \Big|_0^x + \frac{1}{2} \int_0^\infty V^2 r dr \\ + \frac{1}{2} \int_0^\infty (\nu \nabla^2 V) \cdot r^2 dr \Big|_0^x + \int_0^x \left[\int_0^\infty \nu \nabla^2 U r dr \right] dx' \end{aligned} \quad (8-18)$$

Se os termos do lado direito da equação (8-18) forem considerados desprezíveis em relação a $M_0/2\pi$, então ela pode ser escrita da forma:

$$2\pi \int_0^\infty \left[U^2 + \overline{u^2} - \frac{1}{2} (\overline{v^2} + \overline{w^2}) \right] \cdot r dr = M_0 \quad (8-19)$$

Ou ainda, fazendo uma aproximação de primeira ordem, levando em conta apenas a contribuição do perfil médio:

$$2\pi \int_0^{\infty} U^2 r dr = M_0 \quad (8-20)$$

Se chamarmos o lado esquerdo das equações (8-19) e (8-20) de M , isto é, o fluxo de quantidade de movimento em uma posição axial x qualquer, então, para um jato ideal num ambiente infinito, M/M_0 deve ser igual a 1.

Para o experimento, esta razão foi calculada de ambas as formas, ou seja, sem os termos de segunda ordem e também com eles. Isto foi feito entrando com os perfis obtidos a partir de um ajuste dos dados experimentais. Os resultados foram:

M/M_0 (1ª ordem)	M/M_0 (2ª ordem)
0.878	0.949

Estes valores estão bastante razoáveis e também muito próximos dos valores do artigo de referência, mostrando que o efeito de recirculações causadas pelo confinamento pode não ser tão significativo.