

ANÁLISE EXPERIMENTAL DA TURBULÊNCIA EM ESCOAMENTOS RÁPIDOS Experimental Analysis of Turbulence in Supercritical Flows

ELSA CARVALHO ⁽¹⁾ e RUI ALEIXO ⁽²⁾

⁽¹⁾ Professora auxiliar, FEUP,
Rua Dr. Roberto Frias s/n, 4200-465 Porto, elsac@fe.up.pt

⁽²⁾ Visiting Scholar, NCCHE-University of Mississippi,
341 Brevard Hall, 38667 University, MS, USA, rui.aleixo@ncche.olemiss.edu

Resumo

O presente artigo é dedicado ao estudo de diferentes variáveis caracterizadoras da turbulência em escoamentos rápidos. Entre as diferentes variáveis encontram-se os momentos estatísticos, a média, o desvio-padrão, o coeficiente de simetria (“skewness”) e o coeficiente de achatamento (“flatness”), a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, etc. As medições foram realizadas por meio de um sistema de anemometria Laser por efeito Doppler (LDA). O tratamento do sinal Doppler para efeitos da determinação do espectro é também analisado. Finalmente apresentam-se os resultados obtidos que deverão constituir uma base de dados relativa à análise da turbulência em escoamentos rápidos.

Palavras-chave: Escoamentos rápidos, turbulência, LDA.

Abstract

The present paper is devoted to the study of different characterizing variables of turbulence in supercritical flows. Among the different variables calculated one has the statistical moments: mean, standard deviation, skewness and flatness; the kinetic energy dissipation rate, etc. The measurements were carried with a LDA system. The LDA signal was processed in order to filter outliers and to allow the determination of the turbulent spectrum. Finally the obtained results for the turbulent variables are presented. These will be part of a data base with turbulence data in supercritical flows.

Keywords: Supercritical flows, turbulence, LDA.

1. Introdução

Os escoamentos existentes na natureza podem ser caracterizados por três regimes: a) laminar; b) de transição; c) turbulentos. Destes três regimes os mais estudados são sem dúvida os regimes laminares e turbulentos. Os escoamentos laminares podem ser caracterizados por se processarem em “lâminas”, pela predominância dos termos viscosos nas equações de Navier-Stokes, as quais se simplificam em muitos casos em equações diferenciais lineares para as quais é possível determinar uma solução analítica.

Os escoamentos turbulentos por seu turno, são caracterizados por serem desordenados, onde os termos inerciais das equações de Navier-Stokes são dominantes, resultando num sistema de equações diferenciais não lineares para as quais se conseguem obter soluções por via numérica. Na Natureza a maior parte dos escoamentos são turbulentos, daí a importância do seu estudo para as diversas aplicações da Mecânica de Fluidos.

Reynolds (1985) estabeleceu o parâmetro adimensional que permite classificar os diferentes regimes de escoamento. Este parâmetro adimensional é designado por número de Reynolds, Re , e para o caso de escoamentos em superfície livre pode ser escrito como:

$$Re = \frac{U R_h}{\nu} \quad [1]$$

em que U representa a velocidade média do escoamento, R_h o raio hidráulico e ν o coeficiente de viscosidade cinemática. Um escoamento diz-se turbulento se $Re > 2000$. Se num escoamento laminar desenvolvido e estacionário, a velocidade num ponto genérico é independente do tempo, no caso de um escoamento turbulento isso já não acontece. A velocidade pontual varia no tempo como exemplificado na Figura 1.

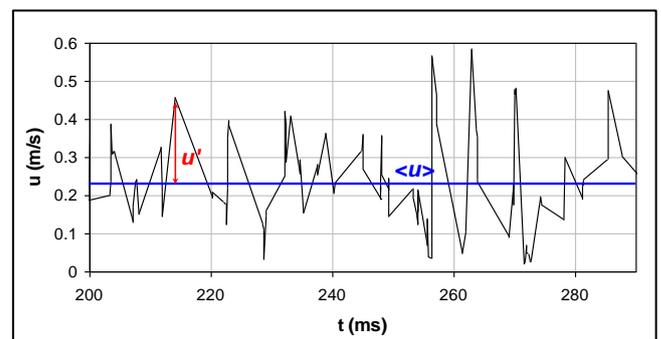


Figura 1. Exemplo da variação da velocidade num ponto genérico do escoamento em função do tempo (na figura $\langle u \rangle = \bar{u}$).

Para lidar com a variação temporal da velocidade pontual, Reynolds considerou que a velocidade instantânea num ponto genérico era dada pela soma de um valor médio independente do tempo e da sua flutuação a qual depende do tempo. Pode assim escrever-se:

$$u(t) = \bar{u} + u'(t) \quad [2]$$

em que u representa o valor instantâneo, \bar{u} o valor médio e u' a flutuação. Verifica-se que:

$$\overline{u'(t)} = 0 \quad [3]$$

A variação temporal da turbulência e o seu carácter aleatório conduziram à análise estatística da turbulência. A distribuição de probabilidade da velocidade pode ser caracterizada por quatro momentos estatísticos: a média, o desvio padrão, o coeficiente de assimetria ou obliquidade e o coeficiente de achatamento ou curtose (Novais-Barbosa, 1985a e 1985b). A média permite identificar o valor médio de uma distribuição e pode ser definida pela expressão:

$$\bar{u} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N u_i, \quad [4]$$

em que N representa o número de aquisições.

O desvio padrão (Eq. [5]), permite analisar a dispersão da distribuição.

$$\sigma_u = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})^2} \quad [5]$$

O coeficiente de assimetria, momento estatístico de 3ª ordem, dá indicação da assimetria da função densidade de distribuição (Eq. [6]). Para uma distribuição gaussiana o valor do coeficiente de simetria deverá ser nulo.

$$S_u = \frac{1}{N-1} \frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})^3}{\sigma_u^3} \quad [6]$$

O grau de achatamento pode ser avaliado pelo coeficiente de curtose (Eq. [7]). Uma distribuição gaussiana possui um coeficiente $F_u = 3$ (Novais-Barbosa, 1985a,b).

$$F_u = \frac{1}{N-1} \frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})^4}{\sigma_u^4} \quad [7]$$

Uma das formas de analisar a turbulência é a partir das funções de correlação. Estas permitem medir a similitude de dois sinais variáveis no tempo, Eq. [8], e/ou no espaço, Eq. [9], em função de um atraso temporal (τ) e/ou espacial (r_0) aplicado entre eles.

$$Q_{uw} = \int_{-\infty}^{+\infty} u(t) w(t - \tau) d\tau \quad [8]$$

$$Q_{uw} = \int_{-\infty}^{+\infty} u(r) w(r - r_0) dr \quad [9]$$

em que t representa a coordenada de tempo e r a coordenada de espaço.

As funções de autocorrelação das duas componentes da velocidade são definidas como (Lumley, 2007):

$$Q_{uu} = \overline{u'(x) u'(x + r)} \quad [10]$$

$$Q_{vv} = \overline{v'(x) v'(x + r)} \quad [11]$$

ou (Davidson, 2004),

$$Q_{uu} = u'^2 f(r) \quad [12]$$

$$Q_{vv} = v'^2 g(r) \quad [13]$$

em que $f(r)$ e $g(r)$ são funções unitárias.

A partir das funções de correlação é possível determinar as escalas integrais dos vórtices e as microescalas de Taylor. As escalas integrais são dadas por (Pope, 2000):

$$L_u = \int_0^{\infty} f(r) dr \quad [14]$$

$$L_v = \int_0^{\infty} g(r) dr \quad [15]$$

As microescalas de Taylor, λ_u e λ_v , podem ser obtidas pelas seguintes expressões (Tennekes e Lumley, 1972):

$$\lambda_u = \left(-\frac{1}{2} \frac{d^2}{dr^2} f \right)^{-1/2} \quad [16]$$

$$\lambda_v = \left(-\frac{1}{2} \frac{d^2}{dr^2} g \right)^{-1/2} \quad [17]$$

Na Figura 2 apresenta-se um esquema do significado físico das escalas de Taylor, L_u e λ_u .

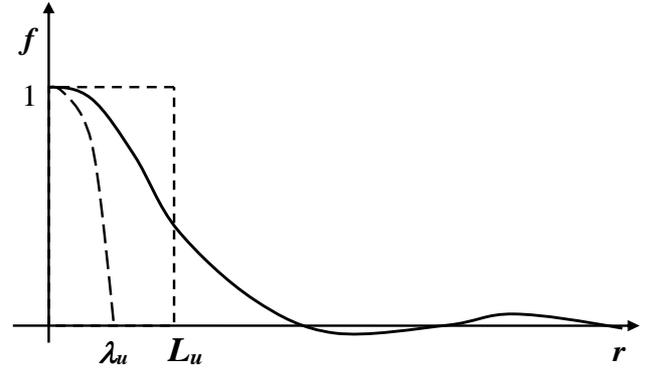


Figura 2. Ilustração do significado físico das escalas de Taylor: integral (L_u) e microescala (λ_u).

A dimensão dos vórtices mais pequenos é dada pela escala de Kolmogorov, definida em função da taxa de dissipação de energia, ε (Kolmogorov, 1941a, Frisch, 1995):

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad [18]$$

em que η representa a escala de Kolmogorov e ε a taxa de dissipação definida por:

$$\varepsilon = 15 \nu \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2} \quad [19]$$

As diferentes escalas de vórtices estão associadas à chamada cascata de energia, em que os vórtices maiores vão sendo decompostos em vórtices mais pequenos até serem dissipados por efeito da viscosidade. Esta cascata de energia pode ser visualizada através do espectro turbulento. Num espectro é possível identificar diferentes regiões características, de acordo com as diferentes dimensões dos vórtices existentes no escoamento (Figura 3). Na zona de inércia, a lei da função espectro de energia (E) é função da taxa de dissipação, ε , k o número de onda, igual a $2\pi/\lambda$ em que λ representa a dimensão dos vórtices,

$$E(k) = K_1 \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad [20]$$

em que K_1 representa, segundo alguns autores, uma constante universal (Kolmogorov, 1941b).

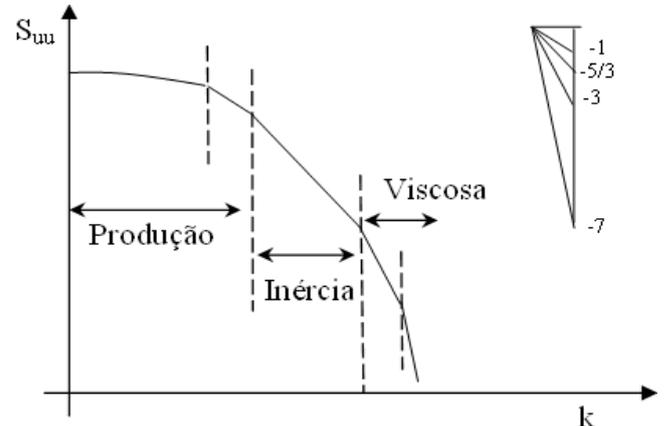


Figura 3. Esquema da forma do espectro para as diferentes regiões características.

Outra forma de analisar a turbulência é através das funções de estrutura. A função de estrutura de ordem “n” é definida por (Kolmogorov, 1941a, Monin e Yaglom, 1971, Davidson, 2004):

$$\overline{(\Delta U)^n} = \overline{(u(x+r) - u(x))^n} \quad [21]$$

As expressões [22] e [23] representam, respetivamente, as funções de estrutura de ordem 2 e 3 (Pope, 2000):

$$\overline{(\Delta U)^2} = K_2(\varepsilon r)^{2/3} \quad [22]$$

$$\overline{(\Delta U)^3} = -\frac{4}{5}\varepsilon r \quad [23]$$

em que K_2 representa, segundo alguns autores, uma constante.

Os escoamentos em superfície livre, movidos pela acção da gravidade, são geralmente turbulentos. Estes escoamentos podem ainda ser classificados em diferentes regimes em função do número de Froude (Henderson, 1966):

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{gh}} \quad [24]$$

em que U representa a velocidade média do escoamento e h a altura de água do escoamento. Este parâmetro adimensional representa a razão entre as forças de inércia e as forças gravíticas. Se $Fr < 1$ o escoamento diz-se lento ou infracrítico, se $Fr = 1$ o escoamento diz-se crítico e se $Fr > 1$ o escoamento diz-se supercrítico, ou rápido. No presente artigo os escoamentos analisados serão definidos pelas seguintes condições:

$$Re > 2000 \text{ e } Fr > 1 \quad [25]$$

2. Análise do Sinal LDA

Uma das características do sinal obtido com o LDA é o facto de a sua taxa de amostragem ser aleatória, isto é, a taxa de amostragem depende do número de partículas que atravessam o volume de controlo do LDA o qual é aleatório. Um exemplo da amostragem aleatória do sinal é ilustrado na Figura 4.

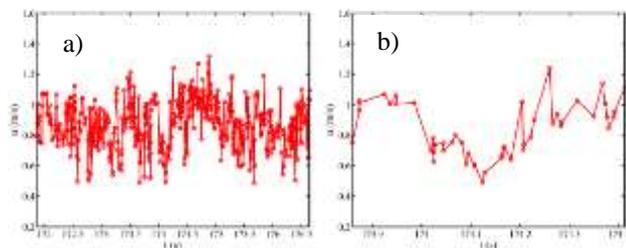


Figura 4. Amostragem aleatória do LDA. a) Trecho de uma série temporal adquirida com LDA; b) Zoom para visualização dos pontos.

Outro factor importante a ter em consideração é o tempo de trânsito das partículas no volume de controlo. Este não é uniforme, como exemplificado no gráfico da Figura 5. A não consideração deste parâmetro introduz um viés para as velocidades mais elevadas (Tropea *et al.*, 2007) o qual pode ser evitado se os valores medidos da velocidade forem ponderados com os valores do tempo de trânsito.

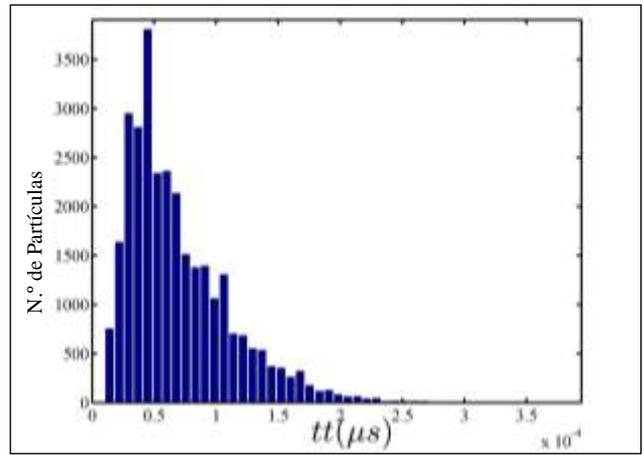


Figura 5. Distribuição do tempo de trânsito (tt) de um sinal de LDA.

2.1. Reconstrução do sinal de LDA em intervalos regulares

A natureza aleatória da frequência de amostragem obriga a reamostrar o sinal em intervalos regulares de forma a obter-se um sinal igualmente espaçado no tempo ao qual podem ser aplicados diversos métodos de análise como a transformada de Fourier. O intervalo regular é, no presente caso, dado pelo valor médio dos intervalos entre medições. Um esquema de interpolação cúbica é utilizado para interpolar o sinal original num sinal discreto igualmente espaçado. Um exemplo dos resultados obtidos encontra-se na Figura 6.

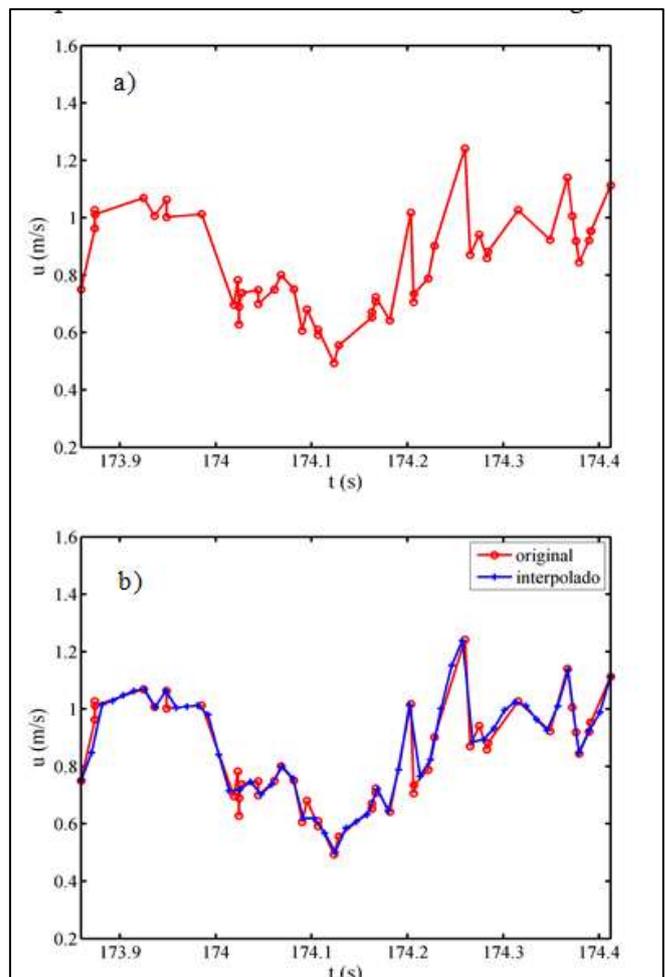


Figura 6. a) sinal LDA original; b) sinal LDA equiespaçado.

2.2. Filtragem do ruído

Na análise da turbulência é importante garantir que os resultados não são influenciados pela presença de ruído. Apesar da sua sofisticação o LDA não é imune ao ruído e diferentes métodos podem ser aplicados para filtrar valores espúrios (Otnes e Enochson, 1978). Um dos métodos mais simples para identificar valores espúrios tem por base a hipótese de que os valores medidos numa série temporal obedecem a uma distribuição gaussiana e podem ser considerados ruído os valores localizados fora do intervalo $[\bar{u} - n\sigma, \bar{u} + n\sigma]$, em que σ representa o desvio padrão e n um número. A ilustração deste método para $n = 4$ é feita na Figura 7.

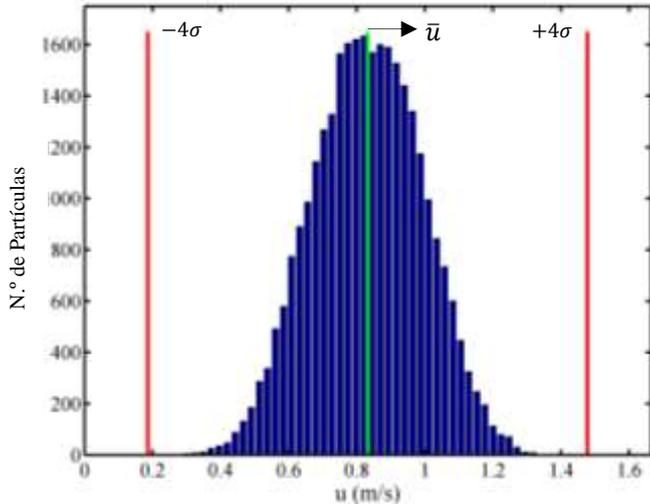


Figura 7. Distribuição dos valores de velocidade em torno do valor médio e representação dos limites $\bar{u} \pm 4\sigma$. Os valores que se situem fora da região compreendida entre as duas linhas verticais a vermelho são considerados ruído.

Apesar de simples o método acima descrito não é muito robusto pois no caso de distribuições assimétricas ou com curtose elevada a aplicação deste método pode conduzir a resultados erróneos. Um método mais robusto foi proposto por Goring e Nikora (2002). Este método foi referido pelos autores como Método do Limiar do Espaço de Fases (*Phase Space Threshold Method*). Este método consiste em representar a série temporal num espaço de fases. As variáveis são, a velocidade, a sua primeira derivada e a segunda derivada. É possível verificar, Figura 8, que os pontos se aglomeram numa nuvem com contornos bem definidos. Pode ser demonstrado (Goring e Nikora, 2002) que os pontos são circunscritos por um elipsoide definido pelo critério Universal. Este elipsoide é doravante referido como elipsoide limiar. O referido critério Universal é um resultado obtido da teoria da distribuição gaussiana que segundo o qual para n variáveis aleatórias x , independentes, identicamente distribuídas o máximo valor possível esperado, é dado por (Goring e Nikora, 2002):

$$E(x_i | \max) = \sqrt{2 \ln(n)} = \alpha \quad [26]$$

em que α é designado de limiar universal.

Para o caso de uma variável aleatória cujo desvio padrão é estimado por σ e de valor médio nulo, o valor máximo esperado é dado por:

$$\alpha\sigma = \sqrt{2 \ln(n)} \sigma \quad [27]$$

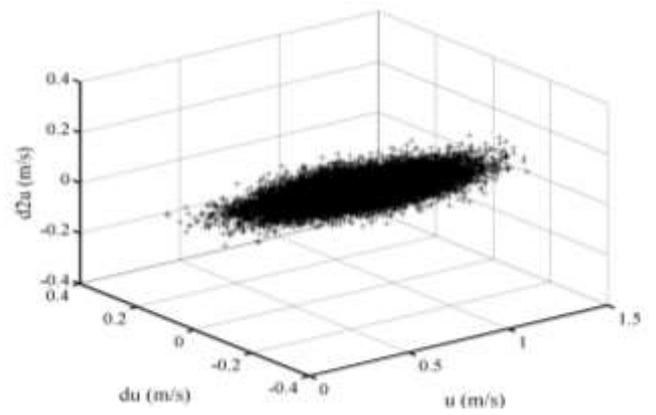


Figura 8. Distribuição da série temporal no espaço de fases (du representa a primeira derivada e $d2u$ a segunda derivada).

O método proposto por Goring e Nikora (2002) é um método iterativo reduzindo-se em cada iteração o número de valores espúrios. De acordo com os referidos autores, cada iteração é dividida em 5 passos:

1. Cálculo das primeiras e segundas derivadas aproximadas:

$$\Delta u = \frac{(u_{i+1} - u_{i-1}))}{2} \quad [28]$$

$$\Delta^2 u = \frac{(\Delta u_{i+1} - \Delta u_{i-1}))}{2} \quad [29]$$

2. Determinação do desvio padrão das três variáveis: u , Δu e $\Delta^2 u$ e os correspondentes valores máximos usando a equação [25].

3. Determinação do ângulo do eixo principal de $\Delta^2 u_i$ vs u_i através da expressão:

$$\theta = \text{atan} \left(\frac{\sum u_i \Delta^2 u_i}{\sum u_i^2} \right) \quad [30]$$

4. Para cada par de variáveis determinar a elipse cujo máximo e mínimo desvios-padrão esperados, e.g., para o caso Δu_i vs u_i o eixo maior é $\alpha\sigma_u$ e o eixo menor é $\alpha\sigma_{\Delta u}$.
5. Para cada projeção o número de valores espúrios é reduzido contribuindo para a diminuição do valor do desvio padrão e das dimensões do elipsoide limiar.

As Figuras 9 a 11 ilustram as diferentes projeções do espaço de fases, assim como as projecções do elipsoide limiar.

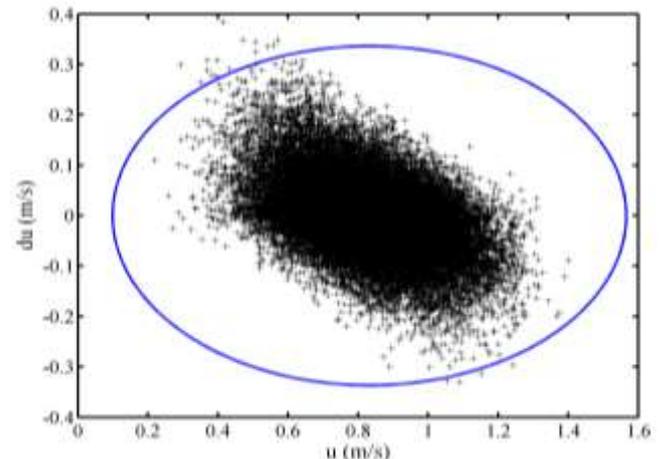


Figura 9. Projeção do espaço de fases: u e a sua primeira derivada assim como a representação do elipsoide limiar.

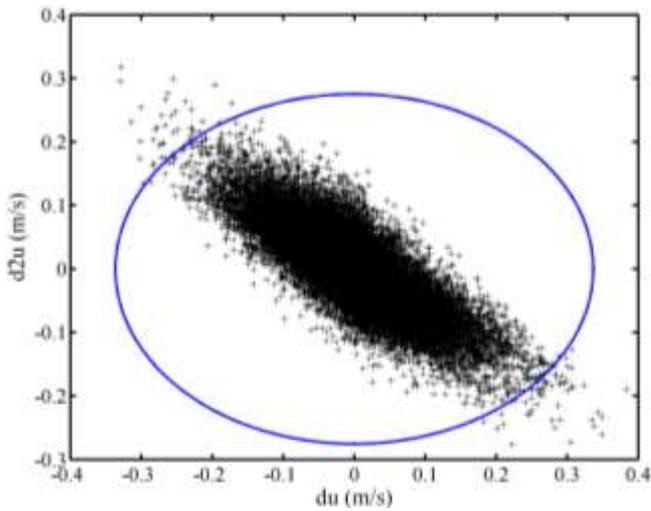


Figura 10. Projeção do espaço de fases: du e a sua segunda derivada assim como a representação do elipsoide limiar.

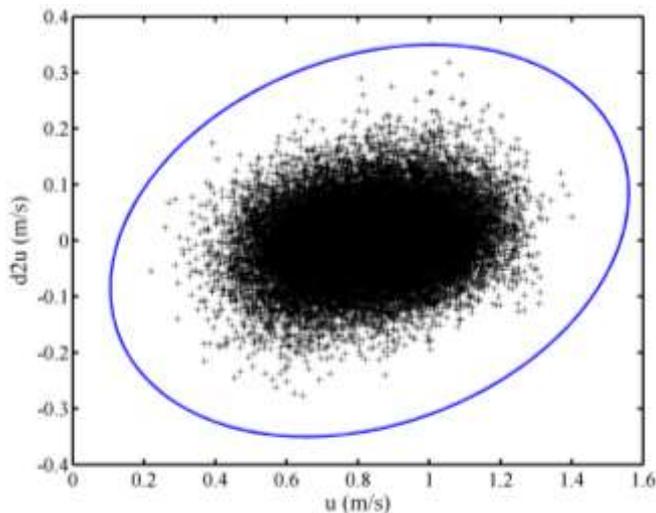


Figura 11. Projeção do espaço de fases: u e a sua segunda derivada assim como a representação do elipsoide limiar.

Os valores identificados como sendo espúrios foram substituídos por valores interpolados usando os valores vizinhos do valor considerado espúrio.

Para mais detalhes sobre este método ver Goring e Nikora (2002).

3. Instalação Experimental

O trabalho experimental foi realizado no canal do Laboratório de Hidráulica, da Secção de Hidráulica, Recursos Hídricos e Ambiente, da Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto, de inclinação variável (inclinação máxima de 1.3%), com 17m de comprimento e uma secção de $0.4 \times 0.6 \text{ m}^2$.

As paredes laterais são em vidro, permitindo o acesso óptico e a medição com anemometria laser por efeito Doppler em modo “forward-scatter” (Figura 12).

O caudal é medido através de um caudalímetro electromagnético ABB existente na conduta de alimentação do canal. A comporta existente na secção de jusante do canal permite o controlo da altura do escoamento.



Figura 12. Instalação experimental (Carvalho, 2013).

As medições foram realizadas sobre uma partícula solta de um leito uniforme de esferas, com 4 mm de diâmetro e arranjo triangular conforme indicado na Figura 13. Estas esferas foram colocadas sobre um fundo falso, constituído por uma placa de perspex situada a 8 cm do fundo do canal não se verificando escoamento sob a placa.

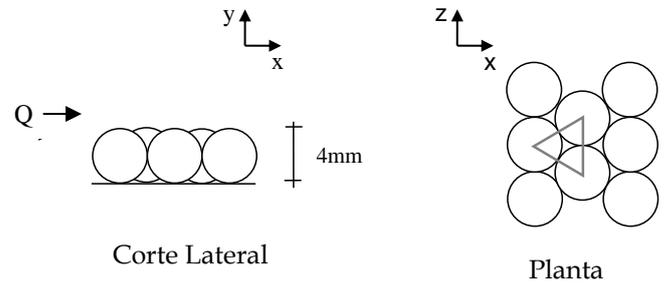


Figura 13. Esquema do arranjo do leito de esferas.

Os valores das duas componentes da velocidade foram medidos com recurso a um sistema de anemometria laser por efeito Doppler, de duas componentes, cujas principais características se apresentam no Quadro 1.

Quadro 1. Características do Sistema de Anemometria Laser Doppler (LDA1 - componente longitudinal, LDA2 - componente vertical).

	LDA1	LDA2
COMPRIENTO DE ONDA	514.5 nm	488 nm
DIMENSÕES DO VOLUME DE CONTROLO		
EIXO MENOR	2.825 mm	2.679 mm
EIXO MAIOR	0.08189 mm	0.07767 mm

Uma descrição mais detalhada da instalação experimental pode ser encontrada em Carvalho (2013).

No estudo realizado foram consideradas diferentes condições de escoamentos rápidos ($1.4 < Fr < 1.8$) resultantes da consideração de duas inclinações do canal (1.3% e 0.8%), diferentes distâncias em relação ao topo da esfera ($y = 2.5, 4.25$ e 10 mm) e diferentes caudais ($5 \text{ L/s} < Q < 20 \text{ L/s}$).

4. Resultados Experimentais

4.1. Momentos estatísticos

O gráfico da Figura 14 exemplifica, para uma das condições de escoamento estudadas, a variação dos momentos estatísticos de terceira (F_u) e quarta ordem (S_u) da componente longitudinal da velocidade.

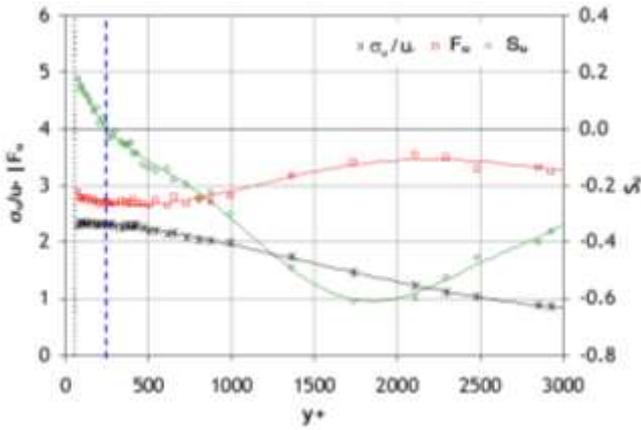


Figura 14. Variação dos momentos de segunda, terceira e quarta ordem da componente longitudinal da velocidade, u , em função de $y^+ = y u_* / \nu$ (u_* é a velocidade de atrito) para $i=1.3\%$, $D=4$ mm e $Q=20$ L/s.

Na mesma figura apresenta-se a variação dos momentos de segunda ordem, adimensionalizados pela velocidade de atrito (σ_u/u_*).

A análise da Figura 14 permite verificar que a mudança de sinal de S_u ocorre para $y^+ \approx 250$, o valor mínimo de F_u é identificado para $y^+ \approx 400$ e o máximo de σ_u/u_* verifica-se para $y^+ \approx 90$. Para as restantes condições de escoamento estudadas a variação dos três momentos estatísticos foi semelhante. Os valores de y^+ obtidos são, em geral, superiores aos apresentados em trabalhos anteriores, para escoamentos lentos (Durst *et al.*, 1987, para superfícies lisas e Dittrich *et al.*, 1996, para escoamentos em leito uniforme de esferas).

Os resultados obtidos permitem, ainda, a análise da forma da curva da densidade de probabilidade da componente longitudinal da velocidade. Verifica-se que, junto à parede, estas funções deverão ser mais achatadas ($F_u > 3$) e desviadas para esquerda ($S_u < 0$). Quando a distância, y^+ , aumenta, as funções densidade de probabilidade tornam-se mais alongadas ($F_u < 3$) e desviadas para a direita ($S_u > 0$).

4.2. Escalas características dos vórtices

As escalas integrais, correspondentes aos vórtices de maiores dimensões, podem ser obtidas através de funções de correlação (Eqs. [14] e [15]), conforme se exemplifica na Figura 15.

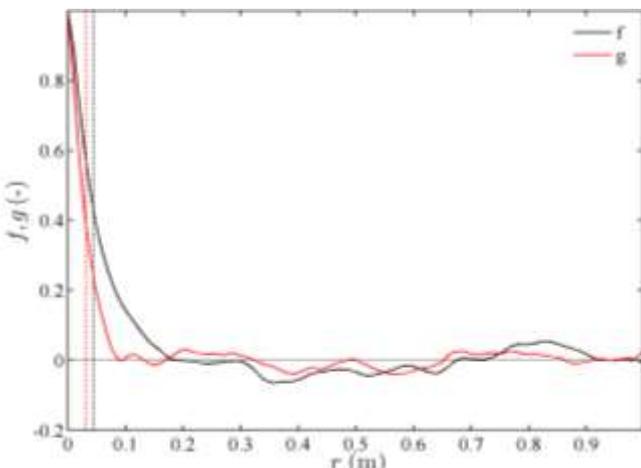


Figura 15. Funções de correlação, longitudinal e transversal e respectivas escalas integrais (linhas verticais).

Os resultados obtidos permitem verificar que a escala longitudinal é, geralmente, superior à transversal. Os valores determinados experimentalmente encontram-se nos intervalos $25 \text{ mm} < L_u < 113 \text{ mm}$ e $7 \text{ mm} < L_v < 51 \text{ mm}$.

As microescalas de Taylor podem ser obtidas através da curvatura das respectivas funções de correlação (Figura 16). À semelhança do verificado para as escalas integrais, as microescalas longitudinais são superiores às transversais.

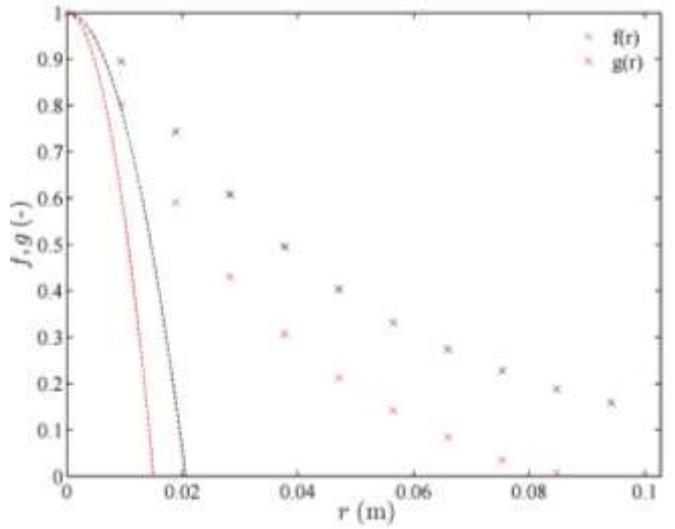


Figura 16. Funções de correlação, longitudinal e transversal, e respectivas parábolas de igual curvatura na origem.

4.3. Constantes de Kolmogorov

As constantes de Kolmogorov, K_1 e K_2 , podem ser obtidas através das equações [20] e [22], com base no valor da taxa de dissipação.

Para o seu cálculo, foram consideradas cinco estimativas para a taxa de dissipação, de acordo com a aplicação das diferentes expressões apresentadas no Quadro 2.

Quadro 2. Definição das expressões utilizadas nas diferentes estimativas consideradas para a taxa de dissipação.

	EXPRESSÃO	OBSERVAÇÕES
ϵ_1	$\epsilon = 15 \nu \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2$	Eq. [19]
ϵ_{2a}	$\epsilon = 30 \nu \frac{u'^2}{\lambda_u^2}$	λ_u calculado pela Eq. [16]
ϵ_{2b}	$\epsilon = 15 \nu \frac{u'^2}{\lambda_v^2}$	λ_v calculado pela Eq. [17]
ϵ_4	$\overline{(\Delta U)^3} = -\frac{4}{5} \epsilon r$	Eq. [23]
ϵ_5	$E(k) = K_1 \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$	Eq. [20], com $K_1=0.5$ (da literatura)

Na Figura 17 representa-se uma das funções de estrutura de 3ª ordem obtidas e o ajuste linear que permite obter a taxa de dissipação a partir da Eq. [23].

A partir do sinal do LDA reconstruído é possível determinar o espectro de energia, a partir do qual se pode estimar a taxa de dissipação de energia.

A Figura 18 ilustra o espectro de energia obtido para uma das condições de estudo e a lei $-5/3$ de Kolmogorov.

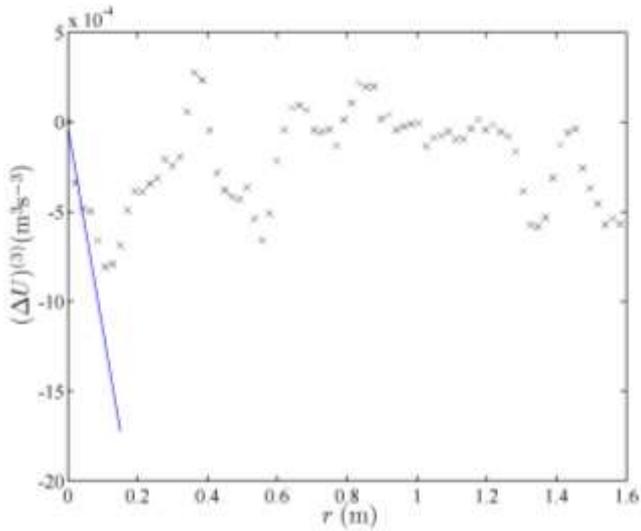


Figura 17. Função de estrutura de ordem 3, com trecho linear para pequenas escalas.

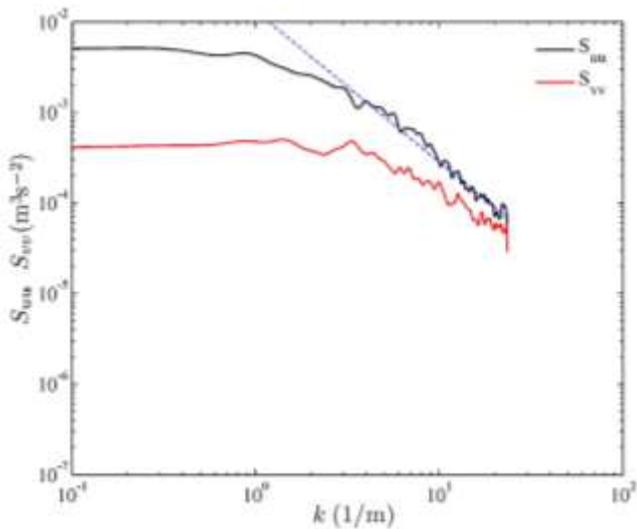


Figura 18. Espectro de energia e Lei -5/3 de Kolmogorov.

De acordo com a literatura (Pope, 2000), as constantes K_1 e K_2 são consideradas universais. No entanto, os resultados obtidos para as diferentes condições de ensaio revelam uma significativa variação das constantes com os valores das diferentes estimativas da taxa de dissipação. Nos Quadros 3 e 4 apresentam-se, respectivamente, os valores obtidos, para K_1 e K_2 , para $i = 1.3\%$, $D = 4 \text{ mm}$, $y = 2.5 \text{ mm}$ e $Q = 10 \text{ L/s}$.

Os resultados do Quadro 3 permitem exemplificar a dispersão encontrada nos valores obtidos para a constante K_1 . Com as duas primeiras estimativas os valores são, em geral, superiores ao valor de referência, $K_1 = 0.5$.

Quadro 3. Valores da Constante K_1 , obtidos para $i=1.3\%$, $D=4 \text{ mm}$ e $Q = 10 \text{ L/s}$, em função da distância ao leito, y .

	$(K_1)_1$	$(K_1)_2$	$(K_1)_3$
$y = 2.5 \text{ mm}$	1.88	1.18	0.44
$y = 4.25 \text{ mm}$	1.29	0.80	0.17
$y = 10 \text{ mm}$	0.97	0.61	0.21

No que se refere à constante K_2 , cujos resultados se apresentam no Quadro 4, verifica-se que os valores obtidos a partir da função de correlação, 2a e 2b, são bastante superiores aos restantes. Por outro lado, os valores obtidos através da função de estrutura de 3ª ordem, 3, são os que mais se aproximam do valor de referência, $K_2=2.0$.

Quadro 4. Valores da Constante K_2 , obtidos para $i=1.3\%$, $D=4 \text{ mm}$ e $Q = 10 \text{ L/s}$, em função da distância ao leito, y .

	$(K_2)_1$	$(K_2)_{2A}$	$(K_2)_{2B}$	$(K_2)_3$	$(K_2)_4$
$y = 2.5 \text{ mm}$	8.45	5.32	6.63	2.39	3.84
$y = 4.25 \text{ mm}$	9.86	6.21	5.01	1.88	3.89
$y = 10 \text{ mm}$	12.74	8.01	6.72	3.19	4.00

Para as restantes condições de escoamento foram obtidos resultados semelhantes, tendo-se verificado que a estimativa baseada na função de estrutura de 3ª ordem é a que apresenta menor variação com o valor do caudal.

5. Conclusões

Foi apresentado um estudo dedicado à medição das variáveis turbulentas em escoamentos rápidos. Neste artigo as medições das velocidades instantâneas foram realizadas por meio de um sistema de LDA de duas componentes. As séries temporais obtidas com o LDA foram reamostradas em intervalos temporais regulares e filtradas utilizando um algoritmo de filtragem proposto por Goring e Nikora (2002) o qual permitiu eliminar valores espúrios.

Os momentos estatísticos de ordem superior foram obtidos e analisados. Verificou-se que a mudança de sinal de S_{ii} , o valor mínimo de F_{ii} e o máximo de σ_{ii}/u^* ocorrem a diferentes valores de y^+ e todos superiores aos apresentados em estudos anteriores para escoamentos lentos.

Os valores das constantes de Kolmogorov obtidos para os escoamentos rápidos aqui descritos são diferentes das apresentadas na literatura. As diferentes estimativas da taxa de dissipação de energia dão origem a uma grande dispersão de resultados.

As escalas características dos vórtices, integrais e microescalas, foram determinadas. Para as diferentes condições de escoamento em estudo, verificou-se que as escalas longitudinais são em geral superiores às escalas transversais.

Na zona inercial os espectros obtidos apresentam um bom ajuste à lei -5/3 de Kolmogorov.

6. Agradecimentos

O trabalho deste artigo foi financiado pela bolsa de doutoramento da Fundação para a Ciência e a Tecnologia: SFRH/19575/2004.

Referências

- Carvalho E. (2013). *Estudo experimental de escoamentos em canais com leitos de rugosidade uniforme. Caracterização do início do movimento das partículas*, FEUP, Porto.
- Davidson P. A. (2004). *Turbulence. An introduction for scientists and engineers*. Oxford. University Press.
- Dittrich, A., Nestmann, F. e Ergenzinger, P. (1996). *Ratio of lift and shear forces over rough surfaces*. In P. J. Ashworth, S. J. Bennett, J. L. Best & S. J. McLelland (eds), *Coherent Structures in Open Channel*: 125-146. John Wiley & Sons Ltd
- Durst, F., Melling, A. e Whitelaw, J. H. 1981. *Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry*. London. Academic Press.
- Frisch U. (1995). *Turbulence*. Cambridge. University Press.
- Goring D.K. e Nikora, V.I. (2002). *Despiking Acoustic Doppler Velocimeter Data*. Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 128, No. 1.
- Henderson F.M. (1966). *Open Channel Flow*, Macmillan Coll Div.
- Kolmogorov, A. N. (1941a). *The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds number*. Dokl. Akad. Nauk SSSR 30: 299-303 (Reprinted in Proceedings of Royal Society of London A 434: 9-13 (1991)).
- Kolmogorov, A. N. (1941b). *Dissipation of energy in locally isotropic turbulence*. Dokl. Akad. Nauk SSSR 32: 16-18 (Reprinted in Proceedings of Royal Society of London A 434: 15-17 (1991)).
- Lumley J. (2007). *Stochastic Tools in Turbulence*. Dover Publications.
- Novais-Barbosa J. (1985a). *Mecânica dos Fluidos e Hidráulica Geral*, Volume 1, Porto Editora, Porto.
- Novais-Barbosa J. (1985b). *Mecânica dos Fluidos e Hidráulica Geral*, Volume 2, Porto Editora, Porto.
- Monin, A. S. e Yaglom, A. M. 1971. *Statistical Fluid Mechanics. Mechanics of Turbulence*. New York. Dover Publications, Inc.
- Otnes R. K. e Enochson L. (1978). *Applied time series analysis*. Wiley, New York, Vol 1.
- Pope, S. B. (2000). *Turbulent Flows*. Cambridge.
- Reynolds O. (1985). *On the dynamic theory of incompressible fluids and the determination of the criterion*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London A, 186, 123-164.
- Tennekes, H. e Lumley, J. L. 1972. *A First Course in Turbulence*. Cambridge. The MIT Press.
- Tropea C., Yarin A.L., Foss J.F. (2007). *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Springer.