CARACTERIZAÇÃO DO ESCOAMENTO TURBULENTO EM CANAIS COM VEGETAÇÃO EMERSA RÍGIDA

CHARACTERIZATION OF TURBULENT FLOW WITHIN BOUNDARIES COVERED BY RIGID AND EMERGENT VEGETATION

Ana M. Ricardo
Associado APRH /// Doutoranda /// CEHIDRO, Instituto Superior Técnico, Universidade de Lisboa, Portugal & Laboratory of Hydraulic Constructions, EPFLausanne, Switzerland

Mário J. Franca
Associado APRH /// PhD, Research and Teaching Associate /// Laboratory of Hydraulic Constructions, EPFLausanne, Switzerland

Rui M.L. Ferreira
Dr, Professor Auxiliar /// CEHIDRO, Instituto Superior Técnico, Universidade de Lisboa, Portugal

RESUMO: Os escoamentos no interior de zonas povoadas de hastes rígidas e emersas apresentam grande heterogeneidade, pelo que a sua caracterização requer uma formulação que incorpore explicitamente essa variabilidade espacial.
Este trabalho pretende caracterizar e quantificar o escoamento no interior de zonas com vegetação rígida e emersa, bem como quantificar as forças, por unidade de área, que o escoamento exerce nas hastes e no fundo do canal. Para tal, realizaram-se dois ensaios laboratoriais com diferentes densidades de hastes, nos quais se mediram campos de velocidades instantâneas com o sistema de medição Particle Image Velocimetry (PIV). No tratamento dos dados foi aplicada a metodologia de média dupla espácio-temporal. Desenvolveu-se, ainda, um modelo teórico para o cálculo da força aplicada nas hastes e respectivo coeficiente de resistência.
Os resultados obtidos mostram que as tensões dispersivas não são, em geral, desprezáveis face às tensões de Reynolds. Concluiu-se, também, que o aumento das tensões dispersivas normais longitudinais permite explicar, parcialmente, o aumento do coeficiente de arrastamento das hastes com o aumento da densidade de hastes.

Palavras-chave: Vegetação emersa rígida, resistência ao escoamento, PIV, metodologia de média dupla espácio-temporal

ABSTRACT: The main characteristic of the flow through rigid stems is the great spatial variability that exists in the inter-stem space, requiring a formulation of the momentum and mass conservation equations that take into account such variability.
This work is aimed at characterizating and quantificating the flow within vegetated areas susceptible to be simulated by dense arrays of vertical emergent stems as well as at quantificating the forces, per unit bed area, acting on the stems and on the bed boundary.
To meet the objectives, two experimental tests were carried out, with different densities of stems, to acquire velocity fields with a Particle Image Velocimetry system (PIV). The treatment of the data was done with the Double Averaging methodology (DAM). A theoretical model for the calculation of the drag force exerted on the stems and respective coefficient was developed.
The results reveal that the contribution of form-induced stresses is of the order of magnitude of the contribution of Reynolds stresses. The analysis of form-induced stresses helps to explain the increase of the drag coefficient when the stem density increases.

Keywords: Rigid and emergent vegetation, flow resistance, PIV, Double-Averaging Methodology.

1. INTRODUÇÃO

A vegetação emersa que recobre as margens e o fundo de muitos rios aluvionares, bem como extensas áreas nas planícies de inundação, desempenha um papel muito importante no equilíbrio dos ecossistemas fluviais. A vegetação influencia os processos geomorfológicos e hidrológicos afetando a resistência ao escoamento, o transporte e a deposição de sedimentos e contaminantes e a intensidade e a difusão turbulentas (Nepf, 1999). Por outro lado, a presença da vegetação contribui positivamente para a biodiversidade, para a qualidade da água e para a integração paisagística (Nepf & Vivoni, 1999; Tanino & Nepf, 2008). Devido a este papel importante desempenhado pela vegetação, o recurso a material vivo nas soluções de bioengenharia está atualmente a aumentar.

No entanto, a existência de vegetação emersa nos cursos de água está associada a uma maior resistência do escoamento e, assim, a maiores riscos de inundação (Kadlec, 1990; Lopez & Garcia, 1998). Desta forma, é importante conseguir estimar o aumento da resistência ao escoamento para um dado aumento na densidade da vegetação e é relevante compreender como varia a ordem de grandeza das forças atuantes no leito e nas hastes das plantas quando ocorrem variações na densidade de hastes. Uma revisão bibliográfica destes temas pode ser consultada em Raupach (1992).

A principal característica do escoamento por entre campos de hastes emersas e rígidas é a grande heterogeneidade que apresenta à escala do espaçamento médio entre as hastes (White & Nepf, 2003). À escala macroscópica da zona vegetada os fortes gradientes na zona entre hastes não são suscetíveis de serem percebidos e o escoamento é caracterizado como dispersivo (Nepf, 1999). À escala da haste, o escoamento é entendido como escoamento em torno de um cilindro de eixo vertical na esteira de outros cilindros. A resistência hidráulica depende das forças de pressão e viscosas que atuam no perímetro molhado. Devido à grande variabilidade espacial, essas forças devem ser determinadas com base num modelo teórico desenvolvido à escala do espaço entre hastes e calibrado com dados obtidos à mesma escala. A maior parte dos trabalhos empíricos e teóricos que existem na literatura basearam-se em dados obtidos com instrumentação inadequada (James *et al.*, 2004) ou assumem hipótese que não incorporaram os termos dispersivos induzidos pela presença das hastes (Tanino & Nepf, 2008).

É assim necessário desenvolver um modelo teórico para determinar o coeficiente de arrastamento em zonas povoadas com vegetação rígida e emersa.

Reconhecendo estas falhas na investigação de escoamentos em zonas vegetadas, este trabalho pretende i) caracterizar detalhadamente e quantificar o escoamento no interior de zonas povoadas com vegetação emersa rígida e ii) quantificar, de forma independente, as forças, por unidade de área, que o escoamento exerce nas hastes e no fundo do canal e os respetivos coeficientes de resistência. Ambos os objetivos conduzem a um melhor conhecimento da resistência hidráulica neste tipo de escoamentos.

Dada a grande variabilidade espacial deste tipo de escoamentos, para compreender os fenómenos associados à resistência do escoamento em leitos com vegetação é necessário recorrer a um formulação das equações de conservação da massa e da quantidade de movimento que incorporem explicitamente a heterogeneidade espacial. A metodologia de média dupla espácio-temporal (DAM) providencia a base conceptual para um modelo teórico de estimação da força de arrastamento exercida nas hastes. Modelo este que é derivado das equações de conservação do escoamento.

Foi desenvolvido trabalho laboratorial para caracterizar o escoamento à escala do espaçamento médio entre hastes e para quantificar as variáveis do escoamento intervenientes nas equações de conservação. Neste trabalho foi dada especial atenção ao cálculo e discussão da 1) magnitude relativa das tensões de Reynolds e das tensões dispersivas; 2) distribuição de pressão e da magnitude das tensões normais na direção vertical; 3) ordem de grandeza relativa dos termos da equação da conservação da quantidade de movimento na direção longitudinal e 4) o impacto das tensões dispersivas normais longitudinais na força de arrastamento.

2. INSTALAÇÕES LABORATORIAIS E INSTRUMENTAÇÃO

Os resultados apresentados neste documento foram produzidos com base num trabalho experimental conduzido no canal de recirculação e inclinação variável (CRIV) do Laboratório de Hidráulica e Recursos Hídricos do Instituto Superior Técnico. O CRIV, representado na Figura 1, tem 10 m de comprimento efetivo, 40.8 cm de largura e paredes laterais de vidro transparente que

O texto deste artigo foi submetido para revisão e possível publicação em outubro de 2013, tendo sido aceite pela Comissão de Editores Científicos Associados em outubro de 2013. Este artigo é parte integrante da ***Revista Recursos Hídricos***, Vol. 34, Nº 2, 55-67, novembro de 2013.
© APRH, ISSN 0870-1741 | DOI 10.5894/rh34n2-5

permite a fácil observação do escoamento e medições baseadas em registos vídeo.
O fundo do canal foi coberto com uma camada de areia com diâmetro médio d_{50} = 0.8 mm, densidade s = 2.65 e coeficiente de gradação σ_D = 1.45. Sobre a camada de areia, horizontal e lisa, colocou-se, num troço de 3.1 m ao longo do canal, estacas com diâmetro d = 1.1 cm que simularam caules rígidos de elementos de vegetação (Figura 2).
As estacas foram colocadas no leito de areia de forma aleatória, e de acordo com uma distribuição uniforme em toda a área povoada pelas estacas. A montante do leito de areia foi colocada uma camada de seixos (elementos rugosos) para acelerar o desenvolvimento da camada limite. A jusante do troço povoado com hastes foi construída uma soleira expressa com seixos para controlar o escoamento.
Neste texto serão apresentados resultados referentes a dois testes laboratoriais, A1 e A2, ambos realizados com caudal igual a 2.33 l/s. O teste A1 é caracterizado por fração sólida da área de controlo ϕ = 0.038, que corresponde a uma densidade de m = 399 hastes/m^2. Neste teste, a secção de medição foi caracterizada por velocidade longitudinal média de U = 0.11 m/s, altura média do escoamento $\langle \bar{h} \rangle$ = 5.5 cm, gradiente longitudinal da altura do escoamento $\mathrm{d}h/\mathrm{d}x$ = -0.0056 e número de Reynolds associado às hastes Re_p = 1162. O teste A2 apresentou uma menor densidade de

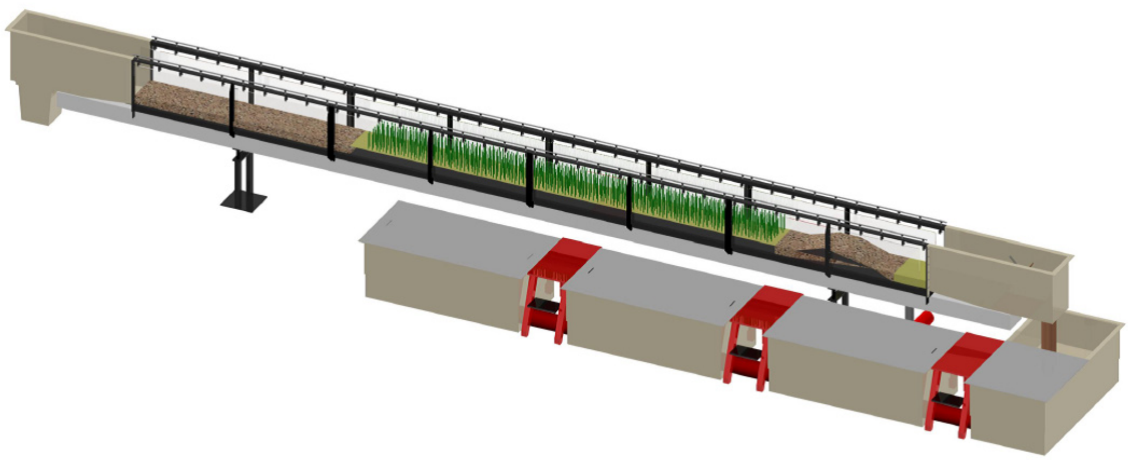

Figura 1 – Vista geral do CRIV.

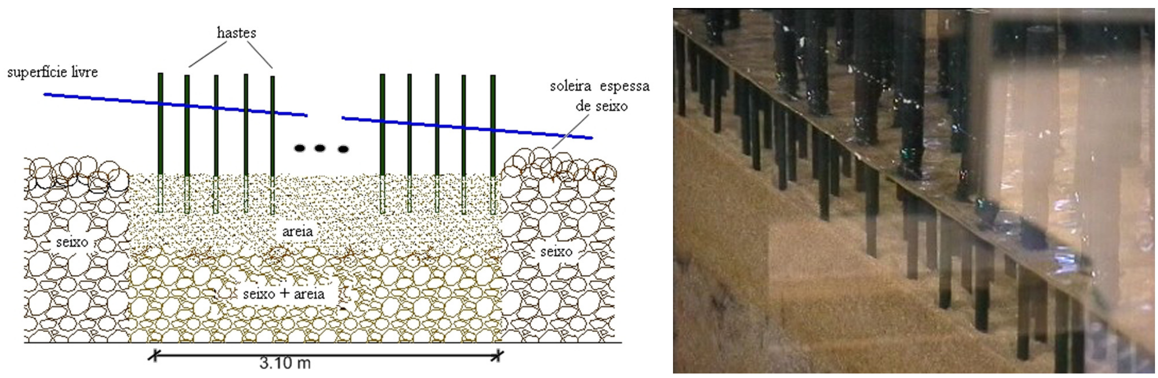

Figura 2 - a) Representação esquemática do perfil longitudinal da zona povoada com hastes cilíndricas; b) Aspeto final do troço com hastes.

hastes, sendo caracterizado por $\phi = 0.022$, $m = 231$ hastes/m^2, $U = 0.12$ m/s, $\langle \bar{h} \rangle = 5.0$ cm, $\mathrm{d}h/\mathrm{d}x = -0.0031$ e $Re_p = 1329$. No teste A1 registaram-se oscilações periódicas da superfície livre, no entanto, no teste A2 estas oscilações eram pouco significativas.

Sem hastes e com o mesmo caudal, os parâmetros de Shields $\Upsilon = u_*^2 / (g(s-1)d_{50})$ e $\mathrm{X} = u_*^2 d_{50} / \nu$ seriam 0.011 e 19.5, respetivamente, indicando um leito na eminência de movimento incipiente e hidraulicamente de transição (Yalin, 1972). Note-se que o escoamento neste teste era gradualmente variado, com velocidade crescente no sentido de jusante. Os valores apresentados referem-se à média na zona onde se efectuaram as medições, na qual a variação da velocidade de atrito junto ao fundo era desprezável.

No decorrer dos ensaios experimentais foram-se desenvolvendo pequenas cavidades e deposições na base das estacas. A profundidade máxima destas cavidades era da ordem de 1 cm, ao passo que as deposições de areia, a jusante das estacas, registavam em média 0.75 cm de altura. No entanto, não existia uma significativa interação dinâmica entre as cavidades e as deposições, no sentido em que o transporte de sedimentos era negligível visto que as cavidades de erosão deixaram de evoluir rapidamente. O impacto no escoamento destas perturbações no leito liso consistiu no desenvolvimento de uma região interior influenciada pelas oscilações de forma do leito.

Nos testes laboratoriais foram medidos mapas de velocidade instantânea no plano vertical com recurso à técnica não intrusiva 2D *Particle Image Velocimetry* (PIV) em 5 posições laterais alinhadas paralelamente ao escoamento, como se representa na Figura 3. Para ambos os testes, a secção transversal no centro da zona de medições localizou-se a $x = 7.67$ m, em relação à entrada do canal. Quanto às posições laterais, estas foram medidas em $y = 0.155$; 0.180; 0.205; 0.230 e 0.255 m, representadas na Figura 3 por P1, P2, P3, P4 e P5, respectivamente. Foram também feitas medições de velocidade no plano horizontal.

O PIV utilizado apresenta uma energia de 30 mJ em cada pulso, transforma radiação infravermelha em radiação visível com comprimento de onda de 532 nm e foi operado com uma frequência de aquisição de 15 Hz. Para adequadas medições e visualização do escoamento, foram introduzidas partículas artificiais microporosas designadas comercialmente por *Polyamide Seeding Particles* (PSP), com massa volúmica igual a 1.03 g/cm^3 e diâmetros entre 30 e 70 μm, sendo 50 μm o diâmetro médio (detalhes sobre estas partículas podem ser consultados em Ricardo, 2008).

Para a aplicação da metodologia DAM foram selecionados um total de 60 perfis (12 perfis/lateral) obtidos a partir de instâncias de aquisição independentes, correspondendo 490 mapas instantâneos a cada instância. A Figura 4a) exemplifica a seleção dos perfis numa das posições laterais. Para quantificar o erro cometido na estimação das médias temporais das várias quantidades turbulentas, procedeu-se a uma análise de sensibilidade, com a qual se concluiu que os erros cometidos são inferiores a 1%, em ambos os testes. Depois de identificadas as coordenadas de todos os pontos onde se considerou um perfil de velocidades médias, calcularam-se as áreas de influência de cada perfil pelo método dos polígonos de Voronoi (Figura 4b)), considerando que cada haste se pode representar por uma haste fictícia.

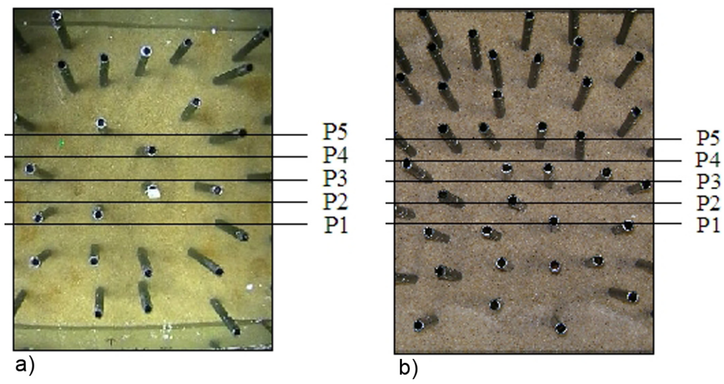

Figura 3 – Posições laterais do feixe de laser: esq: teste A1; dir: teste A2.

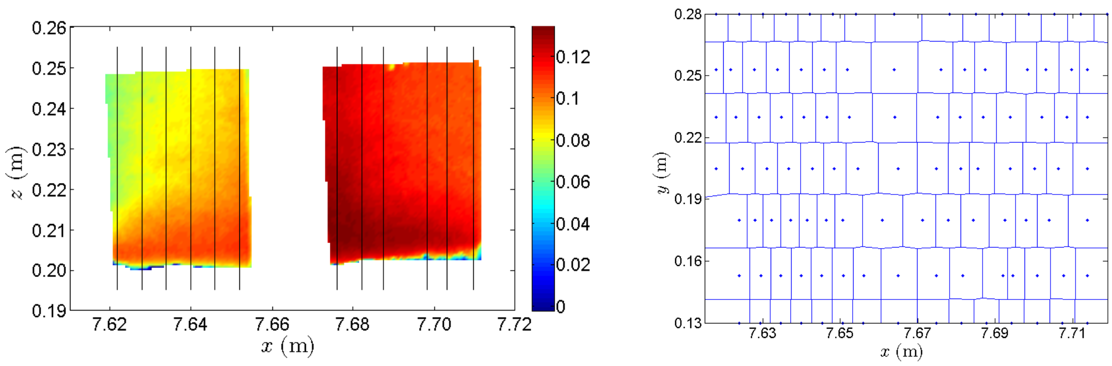

Figura 4 – a) Exemplo da escolha da localização dos perfis numa das laterais do teste A1, sobre um mapa de velocidade média temporal (mapa de cores em m/s); b) Áreas de influência dos perfis no teste A1.

3. CARACTERIZAÇÃO DO ESCOAMENTO

Os mapas das flutuações espacial da velocidade e de vorticidade num plano horizontal e médias no tempo, apresentados na Figura 5 comprovam a grande heterogeneidade de um escoamento por entre hastes rígidas e emergentes. A flutuação espacial da velocidade é dada por $\tilde{u} = \overline{u} - \langle \overline{u} \rangle$, onde $\overline{u}$ e $\langle \overline{u} \rangle$ são, respetivamente, a velocidade longitudinal média temporal e a velocidade longitudinal média temporal e espacial (a formulação da média dupla é apresentada na secção seguinte). Como seria de esperar, o escoamento apresenta velocidades relativamente baixas na esteira das hastes e velocidades mais elevadas no espaço entre hastes. Estas regiões são facilmente identificáveis na Figura 5, na zona entre $y = 4$cm e $y = 6$cm (y é a coordenada lateral). Decorrente da elevada diferença de velocidades, é expectável que, nesta zona, se gerem instabilidades de Kelvin-Helmoltz (HK), cuja assinatura no escoamento médio consiste em valores elevados de vorticidade e elevadas tensões turbulentas de corte. Observando os mapas de velocidade instantânea e as suas linhas de corrente (Figura 6), conclui-se que o escoamento é marcado por frequentes movimentos ascendentes e descendentes do fluido. As linhas de corrente juntam-se e desaparecem em pontos de sumidouro e aparecem em pontos de fonte, pelo que é provável que estes movimentos coerentes correspondam a ejeções e varrimentos.

Nos mapas de vorticidade média (Figura 5b) é possível identificar uma esteira de vórtices de von Kármán a jusante da haste localizada no canto superior esquerdo do referido mapa. Nesta região identifica-se a repetição de um padrão com vorticidades elevadas de sinal positivo e negativo (zonas vermelho e azul vivos, entre $y = 1.5$cm e $y = 3.5$cm e $x = -3.5$cm a $x = -4.5$cm), que tem origem na separação instável do escoamento em torno da haste.

4. EQUAÇÕES DANS E O SISTEMA FÍSICO

Para aplicar a metodologia DAM (ver detalhes em Raupach *et al.*,1986; Giménez-Curto & Corniero Lera, 1996; Finnigan, 2000; Nikora *et al.*, 2001) a área de medição mínima corresponde a um quadrado cujo lado é igual ao espaçamento médio entre hastes, ou seja, 5.0 cm no teste A1 e 6.6 cm no teste A2. No entanto a área de medição adotada neste trabalho foi um retângulo de 11 x 15 cm^2 (longitudinal x transversal). Os gradientes longitudinais foram calculados a partir de variáveis média no tempo e no espaço (variáveis DA) obtidas independentemente em áreas de controlo adjacentes de 5 x 15 cm^2. O volume de fluido no volume de controlo é definido como $\forall_T = A_0 \langle \overline{h} \rangle (1-\phi)$, sendo ϕ é a fração sólida do volume de controlo.

No que diz respeito ao sistema físico, a coluna de água é dividida em duas camadas: a região junto ao fundo (zona b na Figura 7) onde o escoamento é influenciado pelas oscilações no leito geradas pelas erosões e deposições junto às hastes e a restante coluna de água (zona s na Figura 7) onde o escoamento, que praticamente não é afetado pelo fundo, depende essencialmente da densidade e da distribuição espacial das hastes.

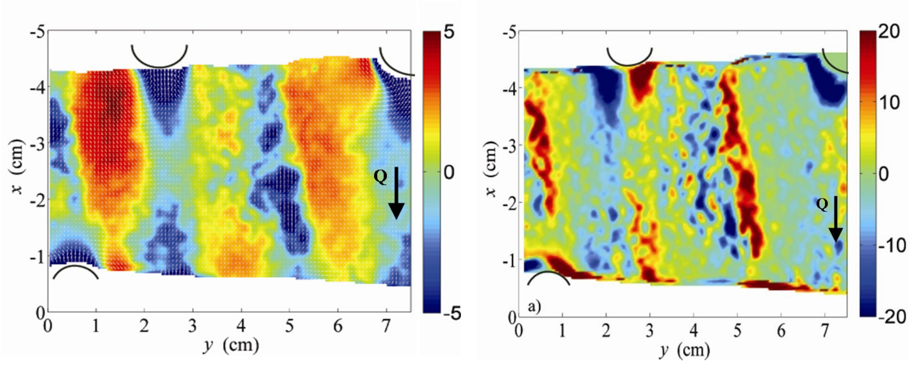

Figura 5 – a) Mapa de flutuações espaciais da velocidade longitudinal (m/s); b) Mapa de vorticidade (s^{-1}). Ambos os mapas dizem respeito à cota z = 0.95 cm no ensaio A1.

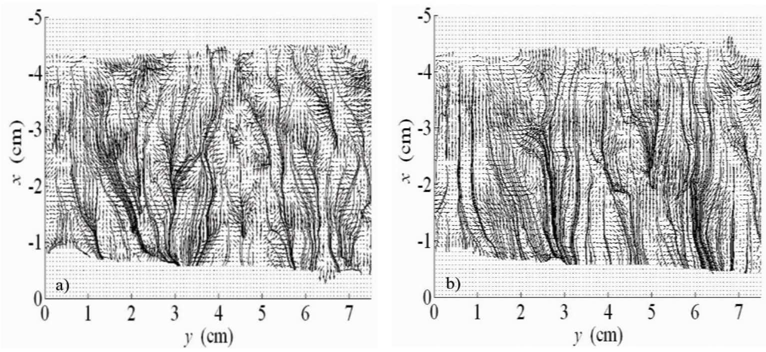

Figura 6 – Exemplo de dois mapas de velocidade instantânea sobreposta às linhas de corrente do escoamento no teste A1 à cota z = 0.95 cm.

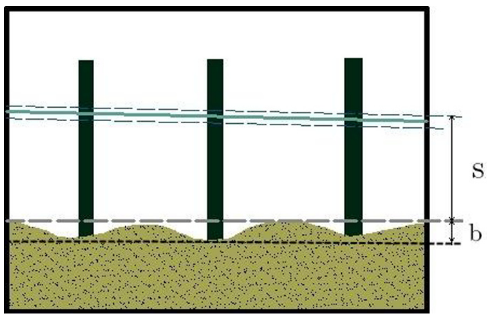

Figura 7 – Esquematização do sistema físico, que é constituído por 2 camadas: a camada junto ao leito influenciada pelas oscilações na topografia do fundo (b) e a restante coluna de água influenciada pelas hastes (s).

De acordo com esta configuração do sistema físico, as equações de conservação de quantidade movimento em termos de médias temporais e espaciais (DANS, *Double-Averaged Navier-Stokes equation* na literatura inglesa) são:

$$\langle \bar{u}_i \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_j \rangle}{\partial x_i} = -g - \frac{1}{\psi\rho}\frac{\partial \psi \langle \bar{p} \rangle}{\partial x_j} - \frac{1}{\psi}\frac{\partial \psi \langle \overline{u'_i u'_j} \rangle}{\partial x_i} - \frac{1}{\psi}\frac{\partial \psi \langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle}{\partial x_i} + \frac{1}{\psi}\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\psi \left\langle \nu \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right\rangle \right) + \frac{1}{\rho \forall_f^{(s)}} \int_{S_{\text{int}}^{(s)}} \bar{p} n_j dS - \frac{1}{\forall_f^{(s)}} \int_{S_{\text{int}}^{(s)}} \nu \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} n_i dS + \frac{1}{\rho \forall_f^{(b)}} \int_{S_{\text{int}}^{(b)}} \bar{p} n_j dS - \frac{1}{\forall_f^{(b)}} \int_{S_{\text{int}}^{(b)}} \nu \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} n_i dS \quad (1)$$

onde $i, j = x, y, z$ representam as direções do referencial Cartesiano; $\bar{u}_i$ e $\bar{p}$ são as médias temporais da velocidade e da pressão, respetivamente; $\langle \bar{u}_i \rangle$ e $\langle \bar{p} \rangle$ são as médias temporais e espaciais da velocidade e da pressão, respetivamente; u'_i é a flutuação temporal da velocidade em relação à velocidade média $\bar{u}_i$; $\tilde{u}_i = \bar{u}_i - \langle \bar{u}_i \rangle$ representa a flutuação espacial da velocidade; $\forall_f^{(k)}$ e $S_{\text{int}}^{(k)}$ são, respetivamente, o volume de fluido e a área de interface entre o fluido e o sólido no volume de controlo k; $\psi = 1 - \phi^{(s)} - \phi^{(b)}$ representa a função de vazios; $\phi^{(k)}$ é a fração sólida no volume de controlo k. $k = s$ identifica o volume de controlo limitado pelas elevações do fundo e a superfície livre, ao passo que $k = b$ identifica o volume de controlo entre o plano horizontal que contém as cristas das deposições de areia e o leito original (Figura 7). ρ e ν representam a massa volúmica e a viscosidade cinemática da água e g é a aceleração gravítica. Em relação ao significado de cada termo na Eq. (1): $-\rho\psi \langle \overline{u'_i u'_j} \rangle$ é o tensor das tensões de Reynolds; $-\rho\psi \langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle$ é o tensor das tensões dispersivas; $\psi \left\langle \nu \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right\rangle$ é o tensor das tensões viscosas; $\frac{1}{\rho \forall_f^{(s)}} \int_{S_{\text{int}}^{(s)}} \bar{p} n_j dS$ é a resistência de forma nas hastes; $\frac{1}{\forall_f^{(s)}} \int_{S_{\text{int}}^{(s)}} \nu \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} n_i dS$ é a resistência viscosa nas hastes; $\frac{1}{\rho \forall_f^{(b)}} \int_{S_{\text{int}}^{(b)}} \bar{p} n_j dS$ e $\frac{1}{\forall_f^{(b)}} \int_{S_{\text{int}}^{(b)}} \nu \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} n_i dS$ são, respetivamente, a resistência de forma e viscosa atuantes no leito. Os termos correspondentes à resistência de forma e viscosa são forças por unidade de massa de fluido.

A definição de média temporal e espacial (DA) de uma dada variável do escoamento é dada por:

$$\langle \bar{\theta} \rangle (z) \approx \frac{\sum_{k=1}^{N-N_0(z)} \bar{\theta}_k (z) A_k (z)}{\sum_{k=1}^{N-N_0(z)} A_k (z)} \quad (2)$$

onde $\langle \bar{\theta} \rangle = \langle \bar{u}_i \rangle$ ou $\langle \bar{\theta} \rangle = \langle \bar{p} \rangle$, $A_k(k)$ é a área do subdomínio convexo Ω_k, definida como a área de influência de $(x_k, y_k) \in]0, L_x[\times]0, L_y[$ e tal que $\bigcup_{k=1}^{N(z)} \Omega_k = \Omega$, N corresponde ao número total de subdomínios e $N_0(z)$ o número de subdomínios, à cota z, para o qual a variável do escoamento não está definida em (x_k, y_k). Deve notar-se que $\sum_{k=1}^{N-N_0(z)} A_k(z) < A(z)$ para $N_0(z) > 0$ e $L_x \times L_y$ é a área do domínio Ω (detalhes em Franca *et al.*, 2008, Ferreira *et al.*, 2009 e Ferreira *et al.*, 2010).

Para proceder à aplicação das equações DA é necessário considerar algumas hipóteses que se apresentam em seguida. A velocidade vertical média temporal e espacial é aproximadamente nula em toda a coluna de água. As hastes eram verticais e emergentes, $\phi^{(s)}$ é uma constante no volume de controlo e a resistência de forma na direção vertical é nula. Considerou-se desprezável o efeito de $\phi^{(b)}$, pelo que $\phi \equiv \phi^{(s)}$ e o parâmetro ψ na Eq. (1) é constante. Como a viscosidade cinemática da água apresenta um valor relativamente pequeno, assume-se que as tensões viscosas são pelo menos uma ordem de grandeza inferiores aos restantes termos da Eq. (1). As medições dos campos de velocidade lateral justificam a $\langle \bar{v} \rangle \approx 0$.

5. RESULTADOS

5.1. Tensões de corte

Na Figura 8 apresenta-se os perfis médios das tensões tangenciais de Reynolds e dispersivas, detalhes da forma de cálculo destas tensões podem ser consultadas em Ricardo (2008). Note-se que para simplificar as legendas do eixos das Figuras 8 a 11, se considerou $H = \langle \bar{h} \rangle$.

Comprovando a subsistência da sub-camada viscosa, ambos os perfis, tensões de Reynolds $-\rho \langle \overline{u'v'} \rangle$ e tensões dispersivas $-\rho \langle \tilde{u}\tilde{v} \rangle$, são aproximadamente nulos junto ao fundo. Ao nível médio da superfície livre as tensões tangenciais de Reynolds e dispersivas

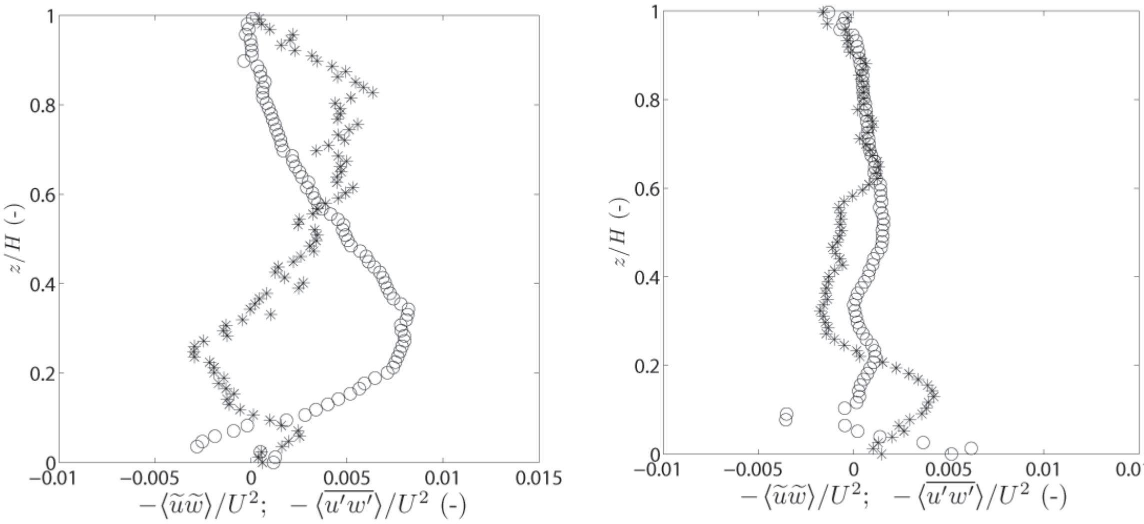

Figura 8 - Tensão tangencial de Reynolds (*) e tensão tangencial dispersiva (○). As tensões são normalizadas por ρU^2. a) teste A1; b) teste A2..

tendem para zero apesar das oscilações registadas. Verifica-se que a vegetação consegue induzir maior isotropia na turbulência junto ao fundo e maior anisotropia da turbulência nas proximidades da superfície livre. O escoamento nas cotas $z > 0.60H$ é predominantemente influenciado pelo comportamento da superfície livre, onde a anisotropia induzida pelas oscilações da superfície livre é a causa dos valores positivos das tensões tangenciais de Reynolds no teste A1. No caso do teste A2, onde as oscilações da superfície livre quase não existem, esta tendência não se observa. A comparação do perfil das tensões dispersivas no ensaio A1 e A2 revela que esta variável do escoamento parece depender apenas da densidade das hastes e aumentar com ϕ.

Comparando os perfis da Figura 8 conclui-se que os fluxos dispersivos da quantidade de movimento não podem ser considerados desprezáveis face aos fluxos turbulentos. As tensões tangenciais dispersivas são da mesma ordem de grandeza ou, eventualmente, maiores que as tensões tangenciais de Reynolds nos escoamentos no interior de uma zona densamente povoada com hastes rígidas. A importância relativa das tensões dispersivas acentua-se com o aumento da densidade da vegetação, para o âmbito de densidades estudadas. Este resultado contradiz a convicção geralmente aceite (p.ex. Tanino & Nepf, 2008), fundada em medições pouco detalhadas, que as tensões dispersivas seriam desprezáveis face às tensões de Reynolds.

5.2. Distribuição de pressões

A distribuição de pressões é obtida através da integração da Eq. (1) segundo a direção vertical entre z e a profundidade média do escoamento $\langle\overline{h}\rangle$. Incorporando as hipótese anteriormente indicadas, a equação resultante é dada por:

$$-\rho g\left(\langle\overline{h}\rangle - z\right) - \rho\left(\left.\langle\overline{w'^2}\rangle\right|_{\langle\overline{h}\rangle} - \left.\langle\overline{w'^2}\rangle\right|_z\right)$$
$$+\left.\langle\overline{p}\rangle\right|_z - \rho\left(\left.\langle\tilde{w}^2\rangle\right|_{\langle\overline{h}\rangle} - \left.\langle\tilde{w}^2\rangle\right|_z\right) -$$
$$\rho\int_z^{\langle\overline{h}\rangle}\frac{\partial}{\partial x}\left(\langle\overline{u'w'}\rangle + \langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle\right)dz = 0 \qquad (3)$$

Os termos da Eq. (3) serão discutidos com base nos resultados do teste A1. A Figura 8a) revela que $\left(\langle\overline{u'w'}\rangle + \langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle\right) = O\left(10^{-4}\right)$, ou seja, bastante menor que o termo gravítico, pelo que o termo integral da Eq. (3) é desprezável. Como se pode verificar na Figura 9a), as tensões normais de Reynolds na direção vertical não são necessariamente nulas à cota $z = \langle\overline{h}\rangle$, o que pode dever-se às oscilações da superfície livre, uma vez que $\left.\langle\overline{w'^2}\rangle\right|_z \to 0$ quando $z \to \langle\overline{h}\rangle$ no teste A2. Independentemente da densidade de hastes, as tensões dispersivas normais na direção vertical são zero à cota média da superfície livre (Figura 9b).

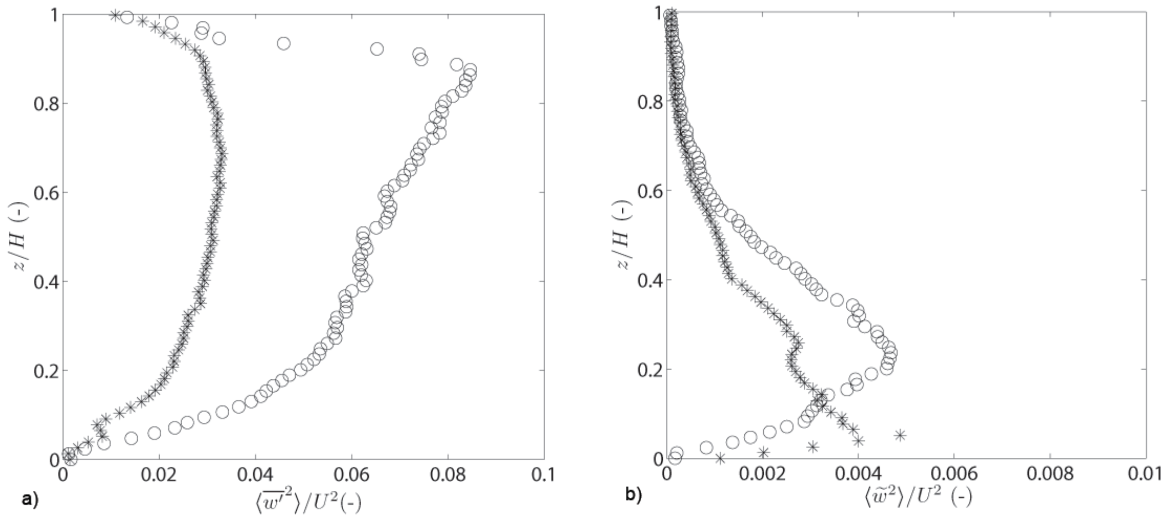

Figura 9 - a) Tensão de Reynolds normal vertical; b) tensão dispersiva normal vertical. Os círculos (○) identificam o teste A1 e os asteriscos (*) o teste A2. As tensões são normalizadas por ρU^2 .

Os valores de $\rho\langle\tilde{w}^2\rangle$ são uma ordem de grandeza inferiores aos valores de $\rho\langle\overline{w'^2}\rangle$, no testes A1 e A2. O máximo valor de $\rho\langle\overline{w'^2}\rangle$ ocorre à cota $0.9\langle\bar{h}\rangle$ no teste A1. Tem-se $\rho g\left(\langle\bar{h}\rangle-0.9\langle\bar{h}\rangle\right)\approx 54$ e $\rho\left(\langle\overline{w'^2}\rangle\big|_{\langle\bar{h}\rangle}-\langle\overline{w'^2}\rangle\big|_{0.9\langle\bar{h}\rangle}\right)\approx -0.4$, pelo que o erro cometido com a hipótese de pressão hidrostática é menor que 1%.

5.3. Quantidade de movimento média na direção longitudinal

Considerando as várias hipóteses simplificativas anteriormente apresentadas e introduzindo a equação da continuidade, a equação da conservação da quantidade de movimento na direção longitudinal escreve-se da seguinte forma:

$$\frac{\partial\langle\bar{u}\rangle^2}{\partial x}+\frac{\partial\langle\bar{u}\rangle\langle\bar{w}\rangle}{\partial z}=-g\frac{\partial\langle\bar{h}\rangle}{\partial x}-\frac{\partial\langle\overline{u'^2}\rangle}{\partial x}-\frac{\partial\langle\tilde{u}^2\rangle}{\partial x}-\frac{\partial\langle\overline{u'w'}\rangle}{\partial z}-\frac{\partial\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle}{\partial z}-\frac{1}{\forall_f^{(b)}}\int_{S_{\text{int}}^{(b)}}\nu\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}n_z\,dS-\frac{1}{\forall_f^{(s)}}\int_{S_{\text{int}}^{(s)}}\nu\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}n_z\,dS+\frac{1}{\rho}\left(\frac{1}{\forall_f^{(s)}}\int_{S_{\text{int}}^{(s)}}\bar{p}n_x\,dS+\frac{1}{\forall_f^{(b)}}\int_{S_{\text{int}}^{(b)}}\bar{p}n_x\,dS\right)$$

(4)

Aplicando a média na coluna de água na Eq. (4) e introduzindo as condição de fronteira cinemática (detalhes em Ricardo, 2008), resulta

$$\langle\bar{h}\rangle\frac{\partial U^2}{\partial x}+U^2\frac{\partial\langle\bar{h}\rangle}{\partial x}=\frac{\langle\overline{f_x^{(s)}}\rangle}{\rho g\langle\bar{h}\rangle}=-g\langle\bar{h}\rangle\frac{\partial\langle\bar{h}\rangle}{\partial x}-\langle\bar{h}\rangle\frac{\partial\left[\langle\overline{u'^2}\rangle\right]}{\partial x}+\frac{\partial\langle\bar{h}\rangle}{\partial x}\left(\langle\overline{u'^2}\rangle\big|_{\langle\bar{h}\rangle}-\left[\langle\overline{u'^2}\rangle\right]\right)-\langle\bar{h}\rangle\frac{\partial\left[\langle\tilde{u}^2\rangle\right]}{\partial x}-\frac{\partial\langle\bar{h}\rangle}{\partial x}\left(\langle\tilde{u}^2\rangle\big|_{\langle\bar{h}\rangle}-\left[\langle\tilde{u}^2\rangle\right]\right)-\frac{\langle\overline{f_x^{(s)}}\rangle}{\rho}-\frac{\langle\overline{f_x^{(b)}}\rangle}{\rho}\qquad(5)$$

onde os parêntesis [ ] representam o operador média na coluna de água, $\langle\overline{f_x^{(s)}}\rangle$ representa a força de arrastamento total exercida nas hastes por unidade de área e $\langle\overline{f_x^{(b)}}\rangle$ é a resistência exercida no leito por unidade de área. A Eq. (5) pode ser normalizada por

$g\langle\overline{h}\rangle$ e rescrever-se da seguinte forma:

$$\frac{\langle\overline{f_x^{(s)}}\rangle}{\rho g\langle\overline{h}\rangle}=-\frac{\partial\langle\overline{h}\rangle}{\partial x}\left(\underbrace{\frac{1}{g\,\partial\langle\overline{h}\rangle/\partial x}\frac{\partial U^2}{\partial x}}_{A}+\underbrace{\frac{U^2}{g\langle\overline{h}\rangle}}_{B}+1\right.$$
$$+\underbrace{\frac{1}{g\,\partial\langle\overline{h}\rangle/\partial x}\frac{\partial\left[\langle\overline{u'^2}\rangle\right]}{\partial x}}_{D}+\underbrace{\frac{1}{g\,\partial\langle\overline{h}\rangle/\partial x}\frac{\partial\left[\langle\tilde{u}^2\rangle\right]}{\partial x}}_{E}$$
$$\left.-\underbrace{\frac{\langle\overline{u'^2}\rangle\big|_{\langle\overline{h}\rangle}-\left[\langle\overline{u'^2}\rangle\right]+\langle\tilde{u}^2\rangle\big|_{\langle\overline{h}\rangle}-\left[\langle\tilde{u}^2\rangle\right]}{g\langle\overline{h}\rangle}}_{F}\right)$$
$$-\frac{\langle\overline{f_x^{(b)}}\rangle}{\rho g\langle\overline{h}\rangle}\qquad(6)$$

Os termos A e B na Eq. (6) têm origem na aceleração convectiva e os termos D, E e F representam a contribuição do gradiente longitudinal das tensões normais dispersivas e de Reynolds. No teste A1 tem-se $g\langle\overline{h}\rangle=0.539$ ao passo que os termos A e B valem, respetivamente, -0.386 e 0.022. Uma vez que o escoamento é acelerado, pode não ser recomendável desprezar os termos convectivos no cálculo da força de arrastamento.

As tensões normais de Reynolds são claramente superiores às tensões normais dispersivas na direção longitudinal ao longo da coluna de água, com exceção da região junto ao leito (Figura 10). Junto à superfície livre, as tensões dispersivas tendem para zero ao passo que as tensões de Reynolds não são necessariamente nulas.

O total das tensões normais longitudinais é, no caso do teste A1, da mesma ordem de grandeza da velocidade média na coluna de água. Assim, temos:

$$\langle\overline{u'^2}\rangle\big|_{\langle\overline{h}\rangle}-\left[\langle\overline{u'^2}\rangle\right]+\langle\tilde{u}^2\rangle\big|_{\langle\overline{h}\rangle}-\left[\langle\tilde{u}^2\rangle\right]<U^2\ll g\langle\overline{h}\rangle\qquad(7)$$

Numa tentativa de quantificar o termo F da Eq. (6) obteve-se $F\approx$ -0.0007. Os termos D e E representam a principal contribuição do gradiente longitudinal das tensões normais de Reynolds e dispersivas na direção longitudinal, respetivamente. Os perfis destas variáveis do escoamento no volume de controlo de montante e de jusante estão apresentados na Figura 11.

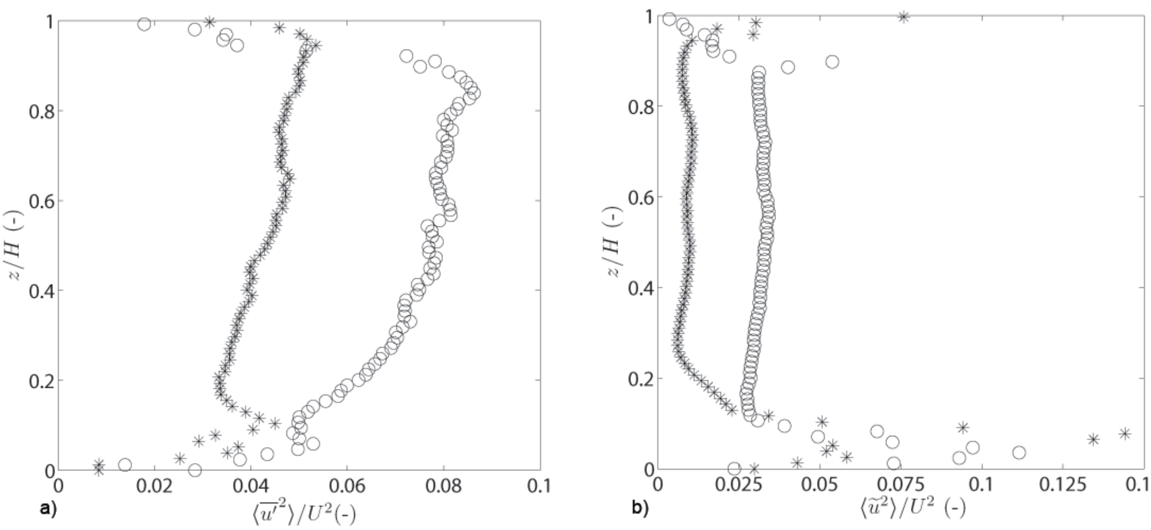

Figura 10 - a) Tensão de Reynolds normal longitudinal; b) tensão dispersiva normal longitudinal. Os círculos (○) identificam o teste A1 e os asteriscos (*) o teste A2. As tensões são normalizadas por ρU^2.

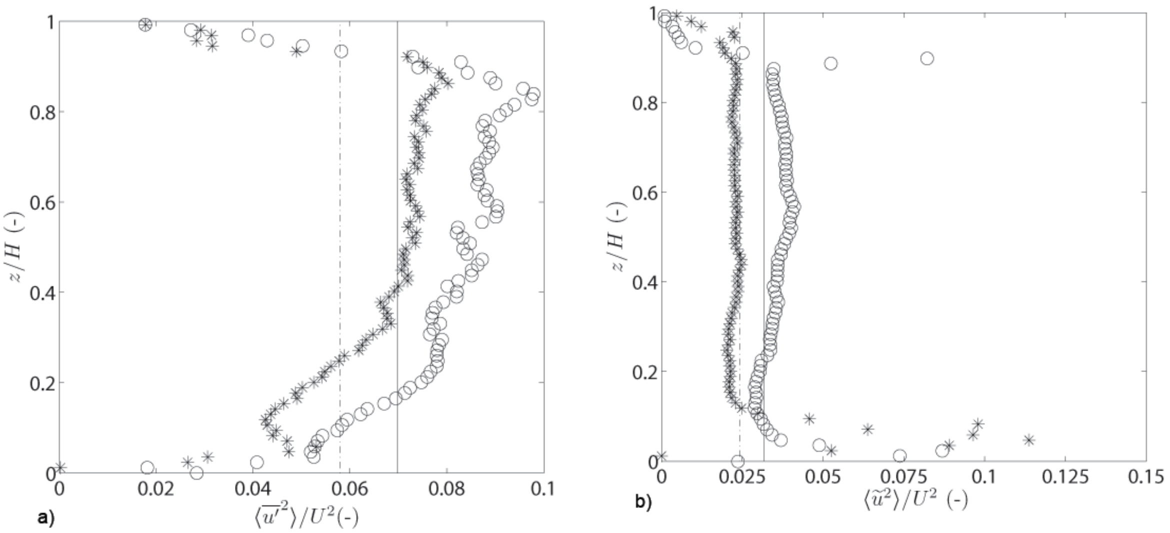

Figura 11 - a) Tensão de Reynolds normal longitudinal e b) tensão dispersiva normal longitudinal, no teste A1. Os círculos (○) e a linha contínua correspondem às tensões no volume de controlo de montante, ao passo que os asteriscos (*) e a linha tracejada correspondem ao volume de controlo de jusante.

A quantificação desses termos comprova que a contribuição das tensões dispersivas é da mesma ordem de grandeza das tensões de Reynolds, uma vez que vem D = 0.062 e E = 0.049. É verdade que ambos os termos apresentam valores uma ordem de grandeza inferiores ao termo A, no entanto relembra-se que é espectável que os termos D e E aumentem com ϕ. Deve referir-se, ainda, que a distância entre os centros das áreas de medição de montante e de jusante é apenas 6 cm, o que pode afetar a precisão do cálculo dos gradientes.

A resistência viscosa pode ser estimada a partir da distribuição de velocidades nas proximidades do leito. Assumindo que a subcamada viscosa não é completamente interrompida tem-se $\langle \overline{u} \rangle^+ = z^+$, $u_*^2 = \nu\, \partial \langle \overline{u} \rangle / \partial z \big|_0$ e a força de arrastamento no leito é dada por $\left\langle \overline{f_x^{(b)}} \right\rangle = \rho u_*^2$. No caso do teste A1 vem $\partial \langle \overline{u} \rangle / \partial z \big|_0 = 45.3$ s^{-1} e $\left\langle \overline{f_x^{(b)}} \right\rangle \Big/ \rho g \left\langle \overline{h} \right\rangle = 0.00008$, pelo que o termo de resistência no fundo do canal, para os valores de ϕ estudados, apresenta pouca importância. Desta forma a resistência ao escoamento devido às hastes resulta $\left\langle \overline{f_x^{(s)}} \right\rangle \Big/ \rho g \left\langle \overline{h} \right\rangle = 0.00297$.

Assim, conclui-se que, no cálculo da força de arrastamento a partir da equação da conservação da quantidade de movimento, é importante conservar os termos convectivos. Verificou-se também que as tensões normais longitudinais dispersivas e de Reynolds podem ser importantes para elevados valores de ϕ, especialmente nos casos em que a superfície livre seja oscilante e existam irregularidades no leito. Mostrou-se ainda que a resistência associado ao fundo apresenta valores com mais de uma ordem de grandeza inferiores à resistência associada à presença das hastes.

5.4. Coeficiente de arrastamento médio

A força de arrastamento por unidade de comprimento de haste submersa é dada por

$$\left\langle \overline{f_D} \right\rangle = \frac{\left\langle \overline{f_x} \right\rangle}{m \left\langle \overline{h} \right\rangle} \qquad (8)$$

O coeficiente de arrastamento médio, $\left\langle \overline{C_D} \right\rangle$, pode ser calculado a partir da seguinte expressão (Tanino & Nepf, 2008)

$$\left\langle \overline{C_D} \right\rangle = \frac{\left\langle \overline{f_D} \right\rangle}{\rho U^2 d / 2} \qquad (9)$$

Com esta definição os coeficientes de arrastamento resultam 1.08 e 0.87 para o teste A1 e A2, respetivamente. Note-se que não foi considerada nenhuma correção do efeito de parede, no entanto substituiu-se $g\langle\bar{h}\rangle$ por gR, onde $R = b\langle\bar{h}\rangle / \left(b + 2\langle\bar{h}\rangle\right)$ é o raio hidráulico e b é a largura do canal.
Estes valores do coeficiente de arrastamento estão em acordo com os valores apresentados por Tanino & Nepf (2008), que sugerem que este coeficiente pode ser estimado a partir da expressão

$$\langle\overline{C_D}\rangle = 2\left(\alpha_1 + \frac{\alpha_0}{\mathrm{Re}_p}\right) \qquad (10)$$

O aumento do parâmetro α_1 com o aumento de ϕ deve-se provavelmente ao aumento de $\langle\tilde{u}^2\rangle$. Esta tendência pode ser encontrada através da Eq. (6) a qual pode ser reescrita da seguinte forma

$$\alpha_1 = -\frac{\alpha_0}{\mathrm{Re}_p} + \frac{g}{U^2 dm}\left|\frac{\partial\langle\bar{h}\rangle}{\partial x}\right|\left(1 - |A| + E + B - F\right) - \frac{\langle\overline{f_x^{(b)}}\rangle}{\rho g\langle\bar{h}\rangle} \qquad (11)$$

A observação cuidada da Eq. (11) mostra que efeito direto do aumento de ϕ seria a diminuição do parâmetro α_1 devido ao aumento da densidade de hastes, m. Assim a responsabilidade pelo aumento de α_1 deve estar associada aos termos da equação da quantidade de movimento. O termo A é necessariamente negativo uma vez que o gradiente do quadrado da velocidade média tem sinal oposto ao gradiente da superfície livre. Dado que os termos A e E têm sinais opostos, o gradiente das tensões dispersivas normais longitudinais contribuem para o cancelamento do termo A. Assim, para Re_p constante, é expectável que o aumento de ϕ, corresponda a um aumento das tensões dispersivas e também ao aumento da sua variabilidade longitudinal (termo E). Contudo esta expectativa deve ser confirmada com medições precisas de $\partial\left[\langle\tilde{u}^2\rangle\right]/\partial x$. Conclui-se, desta forma, que o aumento de $\partial\left[\langle\tilde{u}^2\rangle\right]/\partial x$ representa um aumento no conjunto $\left(1 - |A| + E\right)$, o que permite explicar o aumento do parâmetro α_1 com o aumento de ϕ.

6. CONCLUSÃO

As principais conclusões deste trabalho são:

- as tensões dispersivas não são desprezáveis face às tensões de Reynolds. Este facto acentua-se com o aumento da densidade de hastes. As tensões de corte, em particular, têm ordens de grandeza semelhantes;
- a distribuição de pressões é essencialmente hidrostática. No entanto, para valores elevados da densidade de hastes, é expectável que se registem desvios mensuráveis à distribuição hidrostática;
- na expressão de cálculo da força de arrastamento exercida sobre as hastes, existem termos, menores que o termo dominante, mas que não se podem considerar desprezáveis. Estes termos podem ser responsáveis pelas diferenças registadas entre os valores do coeficiente de arrastamento calculados neste trabalho e os valores apresentados na literatura;
- a existência de tensões dispersivas não desprezáveis pode ajudar a explicar o aumento do valor do coeficiente de arrastamento com o aumento da densidade de hastes. Verifica-se que o gradiente longitudinal das tensões normais longitudinais dispersivas pode tornar-se da ordem de grandeza do termo dominante na equação de cálculo do referido coeficiente e contribuir para o seu aumento.

AGRADECIMENTOS

Este estudo foi parcialmente financiado pela Fundação Portuguesa para a Ciência e Tecnologia (FCT) pelo projeto PTDC/ECM/117660/2010 e pela bolsa SFRH/BD 33668/2009.

BIBLIOGRAFIA

Finnigan, J. (2000) –Turbulence in plant canopies. An. Re. Fluid Mechanics, 32, 519 - 571.

Ferreira, R.M.L., Ferreira, L.M., Ricardo, A.M.& Franca, M.J. (2010) - Impacts of sand transport on flow variables and dissolved oxygen in gravel-bed streams suitable salmonid spawning, River Research and Applications, 26 (10), 414–438.

Ferreira, R. M. L., Ricardo, A. M. & Franca, M. J. (2009) - Discussion of 'Laboratory investigation of mean drag in a random array of rigid, emergent cylinders' by Heydi M. Nepf and Yukie Tanino, Journal of Hydraulic

Engineering, vol. 134, n. 1, 2008. Journal of Hydraulic Engineering,135 (8).

Franca M.J., Ferreira R.M.L. & Lemmin U. (2008) - Parameterization of the logarithmic layer of double-averaged streamwise velocity profiles in gravel-bed river flows. Advances in Water Resources, 31 (6), 915-925.

Giménez-Curto, L.& Corniero Lera M (1996) – Oscillating turbulent flow over very rough surfaces. J. Geophys. Res., 101, 20745 - 20758.

James, C. S., Birkhead, A. L., Jordanova, A. A. &; O'sullivan, J. J. (2004) – Flow resistance of emergent vegetation. Journal of Hydraulic Research, 42 (4), 390 - 398.

Kadlec, R. H. (1990) - Overland flow in wetlands: Vegetation resistance. Journal of Hydraulic Engineering, 116 (5), 691 - 705.

Lopez, F. & García, M. (1998) - Open-channel flow through simulated vegetation: Suspended sediment transport modelling. Water Resources Research, 34 (9), 2341 - 2352.

Nepf, H. (1999) – Drag, turbulence, and diffusion in flow through emergent vegetation. Water Resources Research, 35 (2), 479–489.

Nepf, H. M. & Vivoni, E. R. (1999) –Turbulence structure in depth-limited, vegetated flow: transition between emergent and submerged regimes, in Conference Proceedings of the 28th International IARH Conference. Graz, Austria.

Nikora, V., Goring, D., Mcewan, I. & Griffiths, G. (2001) - Spatially averaged open-channel flow over a rough bed. Journal of Hydraulic Engineering, 127 (2), 123 -133.

Raupach, M. R. (1992) - Drag and drag partition on rough surfaces. Boundary-Layer Meteorology, 60, 375 - 395.

Raupach, M. R., Coppin, P. A. & Legg, B. J. (1986) - Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy part I: turbulence structure. Boundary Layer Meteorology, 35, 21 - 52.

Ricardo, A. M. (2008) – Caracterização do escoamento turbulento em canais com vegetação emersa rígida. Aplicação ao estudo da resistência hidráulica. Tese de Mestrado, Instituto Superior Técnico - Universidade Técnica de Lisboa, Portugal.

Tanino, Y. & Nepf, H. M. (2008) – Laboratory investigation of mean drag in a random array of rigid, emergent cylinders. Journal of Hydraulic Engineering 134 (1),34 – 41.

White, B. L. & Nepf, H. M. (2003) - Scalar transport in random cylinder arrays at moderate Reynolds number. Journal of Fluid Mechanics, 487, 43 - 79.

Yalin, MS (1972) – Mechanics of sediment transport. 290p. Pergamon Press, Oxford. ISBN: 0 08 021162 3