

SÃO AS BARRAS LITORAIS DEPENDENTES DA DIMENSÃO DOS SEDIMENTOS?

Tiago ABREU

Departamento de Engenharia Civil – ESTGV – Instituto Politécnico de Viseu, Campus de Repeses, 3504-510 Viseu, +351232480586, tabreu@estv.ipv.pt;

RESUMO

As barras litorais desempenham um papel primordial na dinâmica costeira, afectando significativamente fenómenos como, por exemplo, a transformação e reflexão das ondas, a dissipação de energia na rebentação e a reformação de ondas após o seu atravessamento. O seu aparecimento depende significativamente do transporte transversal à linha de costa desde que se verifique uma convergência do transporte sedimentar. Neste trabalho procura-se avaliar se a dimensão dos sedimentos interfere com a formação destas barras. Para o efeito, o transporte de sedimentos é simulado para determinados perfis de fundo, utilizando-se parametrizações que contemplam efeitos de ondas assimétricas na presença de correntes de fundo. Para as condições hidrodinâmicas testadas, os resultados sugerem que o início da formação das barras dá-se para profundidades maiores à da profundidade de rebentação e que o aumento da dimensão dos sedimentos resulta em localizações de convergência do transporte mais próximas da linha de costa.

Palavras Chave: Barras litorais, transporte de sedimentos, parametrizações, assimetria da velocidade, assimetria da aceleração, correntes de retorno

1 - INTRODUÇÃO

A mecânica do transporte sedimentar é um tema de interesse considerável. Actualmente, no contexto da erosão verificada em grande parte da orla costeira nacional, o fenómeno assume particular relevância. As ondas marítimas e as correntes são os principais agentes responsáveis pelo transporte de sedimentos nas zonas costeiras. Contudo, ainda subsistem grandes lacunas no que concerne ao conhecimento detalhado dos processos envolvidos. O início do transporte dos sedimentos surge como resposta às forças desestabilizadoras produzidas pelo escoamento, nomeadamente as tensões de atrito sobre fundos móveis e os gradientes horizontais de pressão do escoamento. Ao longo da direcção de propagação da onda, os sedimentos poderão ser arrastados num sentido preferencial, quer no da propagação da onda quer no oposto, dependendo fundamentalmente da forma das ondas e das correntes marítimas por elas induzidas (na ausência de vento). Importa assim saber prever a direcção e a magnitude do transporte de sedimentos, que é responsável pela variação morfológica de zonas costeiras.

Caso o transporte transversal à linha de costa convirja para um determinado ponto do perfil de praia, dá-se início à formação de uma barra litoral. Reconhece-se que estas barras são relevantes nas zonas costeiras, sendo que a sua formação e posterior migração são complexas, pois estão associados a processos hidrodinâmicos e sedimentares fortemente não lineares e dependentes da interacção das ondas com as correntes médias.

Neste trabalho pretende-se avaliar se a geração das barras litorais é dependente da dimensão dos sedimentos. Para um dado perfil transversal de praia em equilíbrio (Dean, 1977) com granulometria uniforme e de sedimentos não coesivos, determina-se o ponto de equilíbrio cujo transporte transversal associado à assimetria das ondas é contraposto com o das correntes de fundo. A análise efectuada é bidimensional, considerando ondas que se propagam perpendicularmente à costa e que levam a condições de leito plano superior (*sheet flow*). As assimetrias da velocidade orbital junto ao fundo serão deduzidas para o perfil considerado, atendendo a um vasto conjunto de dados de campo de ondas irregulares em águas pouco profundas (Elfrink *et al.*, 2006). O transporte de sedimentos é calculado utilizando uma nova formulação que contempla tensões de atrito sob ondas não lineares (Abreu *et al.*, 2011).

2 - PERFIL TRANSVERSAL DE PRAIAS

A forma do perfil transversal de uma praia natural na zona costeira do oceano está em evolução permanente. Mesmo que se verifique estabilidade num dado perfil de praia, é muito provável que o perfil esteja num estado de equilíbrio dinâmico. As variações morfológicas inerentes são determinadas pela componente transversal do transporte sedimentar que surge como resposta às forças desestabilizadoras produzidas pelo campo de escoamento.

Para a análise de um dado perfil transversal de praia, com granulometria uniforme, consideraram-se perfis iniciais de “equilíbrio”, cuja forma curva e côncava foi inicialmente idealizada por Bruun (1954). Bruun propôs uma expressão com início na linha de rebentação, estendendo-se por toda a antepraia. Esse modelo foi posteriormente alargado por Dean (1977) para toda a zona de translação (ou de *surf*) e a equação geral descreve-se por

$$h = Ax^m, \quad (1)$$

onde h representa a profundidade, x a distância à linha de costa e os parâmetros A e m são coeficientes empíricos baseados em perfis representativos. Dean (1991) propôs um valor médio para m igual a $2/3$ e estabeleceu uma correlação empírica entre o parâmetro A e o diâmetro do grão dos sedimentos:

$$A = 0.21d^{0.48} \quad (2)$$

sendo d o diâmetro do grão de sedimento (expresso em mm). Da aplicação da Equação (2) resultam perfis de equilíbrio mais íngremes para grãos de sedimentos de maior dimensão. A Figura 1 evidencia essa tendência, apresentando-se perfis com quatro diâmetros de sedimentos diferentes considerados neste estudo: $d = 0.15, 0.20, 0.27$ e 0.46 mm. Os perfis de praia obtidos para estas diferentes granulometrias constituirão o ponto de partida para o cálculo do transporte sedimentar subsequente.

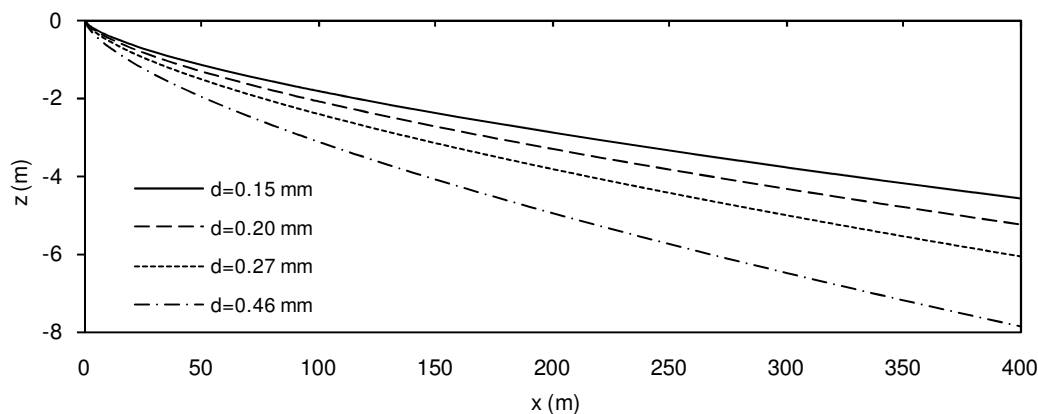


Figura 1: Perfis de fundo para diferentes grãos de sedimento de acordo com a Equação (1).

Considera-se o ponto $x = 0$ como a linha de costa, onde a elevação da superfície livre é em média nula. A elevação $z = 0$ identifica o nível médio da superfície livre considerado para a análise deste trabalho.

Embora se reconheça a importância prática da Equação (1) na previsão de perfis de praia transversais como, por exemplo, na alimentação artificial de praias ou no desenho preliminar de praias artificiais (*e.g.*, CIRIA, 1996), o conceito de perfil de equilíbrio subjacente fornece uma aproximação muito simplificada dos perfis transversais da zona costeira. Note-se que a formulação utilizada não contempla ou explica a formação de barras litorais.

3 - CARACTERÍSTICAS HIDRODINÂMICAS

3.1. PROPAGAÇÃO DAS ONDAS

As ondas marítimas são os principais agentes responsáveis pelo transporte de sedimentos nas zonas costeiras, em particular, nas praias e na plataforma costeira interna. Nessas regiões, com profundidades inferiores à centena de metro, as ondas de superfície são capazes de mobilizar sedimentos junto ao fundo, que são transportados pela própria onda e/ou por correntes. Desta forma, é fundamental caracterizar as principais transformações das ondas ao entrar em águas pouco profundas consideradas neste estudo.

Quando uma onda de superfície se aproxima da costa, é notória a alteração da altura de onda, H , à medida que esta se aproxima do ponto de rebentação. Adicionalmente, com a diminuição de profundidade, verifica-se uma diminuição do comprimento de onda, L , da onda e da sua velocidade de propagação. Existem outras transformações como, por exemplo, refração..., reflexão da onda, dissipação de energia, ... que embora sejam igualmente proeminentes, não foram incluídas nesta análise bidimensional. Assume-se pois uma versão simplificada da realidade que considera a propagação de ondas regulares perpendicularmente à linha de costa, intervindo apenas dois processos básicos de transformação das ondas, nomeadamente, o empolamento e a rebentação.

De forma a considerar o empolamento da onda, adoptou-se o modelo simplificado traduzido pela Equação (3) que caracteriza a altura de onda, H , em cada posição com profundidade h , conhecidos o período de onda, T , e a altura de onda em águas profundas, H_0 :

$$H = K_s H_0, \quad (3)$$

sendo K_s o coeficiente de empolamento. Este é descrito por (e.g., Dean Dalrymple, 1991)

$$K_s = \frac{\cosh kh}{\sqrt{kh + \sinh kh \cosh kh}}, \quad (4)$$

onde k representa o número de onda ($k = 2\pi/L$).

Para o cálculo do comprimento de onda, L , utilizou-se a Teoria Linear de Ondas (Teoria de Airy), resolvendo iterativamente a relação de dispersão:

$$L = L_0 \tanh(kh), \quad (5)$$

sendo L_0 o comprimento de onda em águas profundas ($L_0 = gT^2/(2\pi)$) e g a aceleração gravítica.

A Equação (3) é utilizada até à profundidade de rebentação, h_b , que é determinada quando a altura de onda relativa (H/h) atinge um valor máximo de 0.78 (McCowan, 1894). Este valor limite é designado por índice de rebentação e o critério imposto para a relação H/h limita a altura de onda para menores profundidades, evitando valores exagerados e irrealistas da altura de onda.

3.2. VELOCIDADE ORBITAL JUNTO AO FUNDO

A propagação das ondas induz movimentos orbitais das partículas de água. Em águas profundas ($h/L > 0.5$), as órbitas descrevem circunferências cujos raios são maiores perto da superfície e vão decrescendo exponencialmente em profundidade até que se tornam praticamente nulas a partir de uma certa profundidade que corresponde a cerca de metade da distância entre as cristas das ondas. Em águas intermédias ($0.5 > h/L > 0.05$) os movimentos orbitais dos níveis mais profundos deixam de ser nulos junto ao fundo. Aí o movimento vertical passa a ser restringido, podendo a água mover-se apenas na horizontal junto ao fundo. Nesta região, a componente horizontal da velocidade torna-se maior que a componente vertical e as órbitas passam a descrever um movimento elíptico (Figura 2). Para menores profundidades, a componente vertical da velocidade orbital tende a anular-se e a componente horizontal tende a ficar constante com a profundidade.

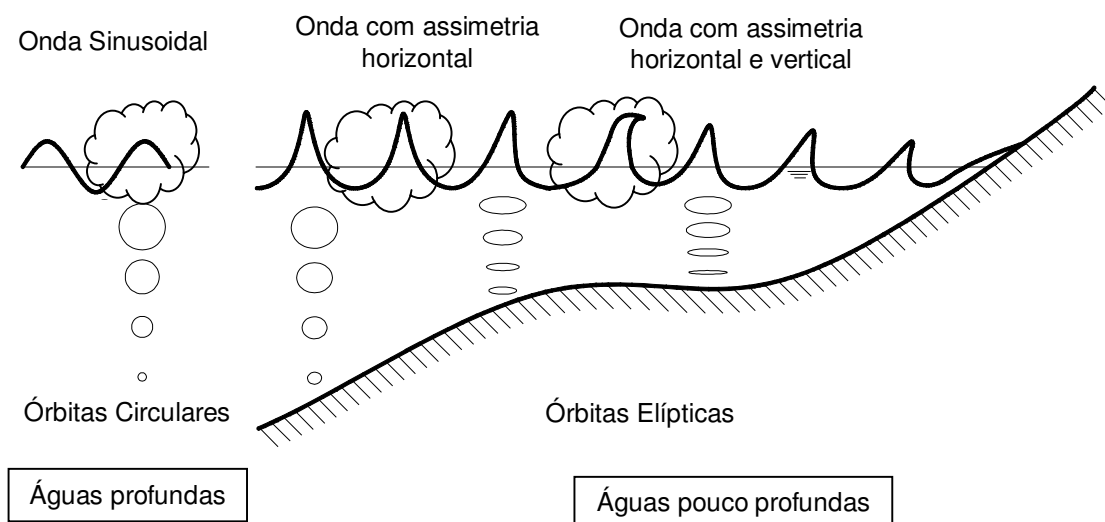


Figura 2: Esquema da alteração da forma das ondas. Onda sinusoidal (águas profundas), onda com assimetria horizontal e onda com assimetria horizontal e vertical (prestes a rebentar).

De acordo com a Teoria de Airy, a amplitude da velocidade orbital da onda junto ao fundo, U_w , devida a ondas monocromáticas é definida por:

$$U_w = \frac{\pi H}{T \sinh(kh)}. \quad (7)$$

Embora a teoria desenvolvida por Airy (1841) constitua uma ferramenta útil e simples da representação do movimento das ondas, passível de ser utilizada como primeira aproximação em muitos problemas de engenharia costeira, ela apresenta algumas restrições importantes no que concerne ao trânsito sedimentar. Nomeadamente, a teoria baseia-se numa forma de onda sinusoidal que, na ausência de correntes, é incapaz de prever transporte de sedimentos no ciclo da onda. De facto, uma onda monocromática, tal como descrita pela Teoria Linear das Ondas provoca um transporte nulo, já que o transporte (negativo) na fase da cava é simétrico ao transporte (positivo) na fase da crista. No entanto, as ondas observadas são não sinusoidais e mudam a sua forma enquanto se propagam do largo para a costa, podendo arrastar os sedimentos numa direcção preferencial, quer na de propagação da onda quer na oposta.

Stokes (1847) foi um dos primeiros a aperceber-se e analisar estas não linearidades que precedem a rebentação das ondas. Aquando da propagação para a linha de costa a superfície livre evolui gradualmente, tornando-se pontiaguda sobre a crista da onda, mais larga na cava e relativamente íngreme na face onde se vem dar a rebentação. O perfil de onda altera-se tanto a um eixo horizontal como a um eixo vertical (ver Figura 2). A falta de simetria horizontal é conhecida por *skewness*. A falta de simetria vertical ou a tendência de a onda se tornar mais íngreme na parte frontal é designada por *asymmetry* (Elgar e Guza, 1985). Esta alteração da forma das ondas, que se traduz numa alteração das componentes harmónicas, relativamente àquelas que apresentavam inicialmente, acarreta, eventualmente, a rebentação das mesmas (Flick *et al.*, 1981). Da mesma forma, a velocidade e aceleração orbitais, em profundidade, experienciam essas modificações progressivamente não lineares. Estes processos desempenham um papel muito importante no transporte sedimentar transversal à costa e nas modificações do perfil de fundo de praias (*e.g.*, Hoefel e Elgar, 2003). Por conseguinte, interessa quantificar e caracterizar essas assimetrias ao longo dos perfis de fundo adoptados.

A caracterização destas não linearidades pode ser feita de duas formas distintas: através do cálculo de momentos estatísticos das séries temporais do campo de velocidades (u) e de acelerações (a) (e.g., Abreu, 2006) ou da obtenção de parâmetros simples que relacionam alguns pontos singulares de cada onda dessas séries (v.g., as magnitudes na crista e na cava da onda). Por exemplo, o cálculo do coeficiente de assimetria de velocidades, R , e de acelerações, β , pressupõe, somente, o conhecimento dos valores máximos e mínimos das respectivas séries temporais:

$$R = \frac{u_{\text{máx}}}{u_{\text{máx}} - u_{\text{mín}}}, \quad (8)$$

$$\beta = \frac{a_{\text{máx}}}{a_{\text{máx}} - a_{\text{mín}}}. \quad (9)$$

A Figura 3a apresenta um esquema de um movimento oscilatório elucidando um caso onde apenas existe assimetria na velocidade. Constituem exemplo dessas ondas as obtidas pela Teoria de Ondas Cnoidal (primeira ordem), cuja velocidade associada à crista possui maior magnitude, mas de menor duração que a velocidade associada à cava. Nessa situação, o valor de $R > 0.5$, mas β permanece constante e igual a 0.5 uma vez que $|a_{\text{máx}}|$ iguala $|a_{\text{mín}}|$. Para ondas simétricas, R iguala 0.5, enquanto que o caso $R < 0.5$ ocorre quando o valor absoluto da velocidade sob a cava é superior ao da crista, correspondendo a uma situação menos frequente na natureza (e.g., Ruessink *et al.* 2009). Analogamente, a Figura 3b apresenta um esquema de um movimento oscilatório onde apenas há assimetria na aceleração. Este caso é representativo de ondas “em dente de serra” (*sawtooth wave*), características da zona de *surf*, onde existe simetria de velocidades ($R = 0.5$), mas assimetria nas acelerações (i.e., $\beta > 0.5$).

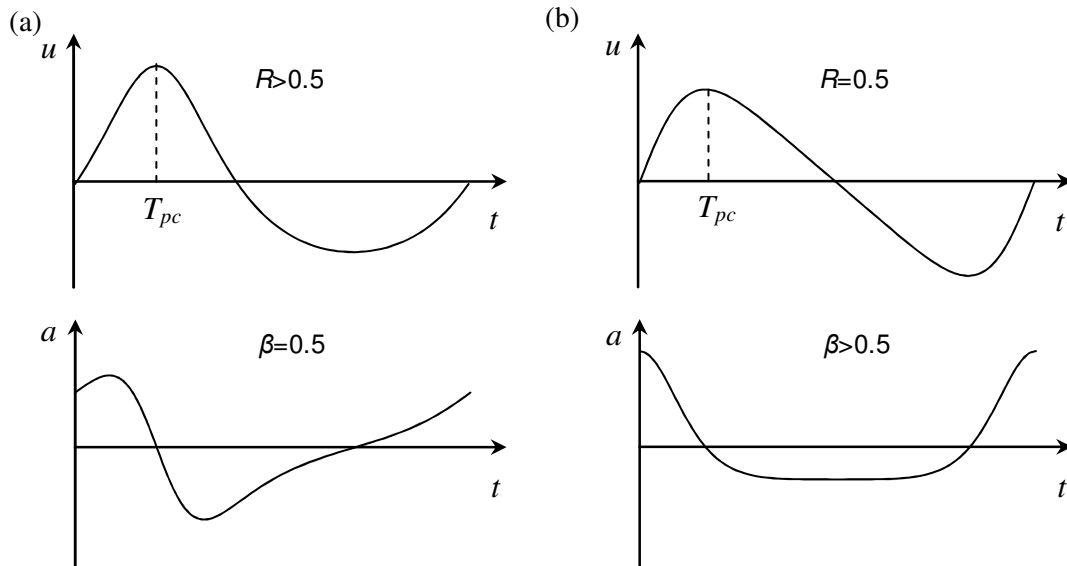


Figura 3: Esquema de: (a) uma onda com assimetria na velocidade e (b) uma onda com assimetria na aceleração.

Como o parâmetro β depende da série de acelerações a , sensível ao tipo de filtro escolhido aquando da remoção das altas-frequências na série temporal da velocidade, pode ser substituído por um parâmetro equivalente, α (Suntoyo *et al.*, 2008):

$$\alpha = 2T_{pc} / T. \quad (10)$$

onde T_{pc} representa o intervalo de tempo medido entre o zero ascendente e a ocorrência de $u_{m\acute{a}x}$ (ver Figura 3).

Recentemente, em Elfrink *et al.* (2006) propõem-se parametrizações para os coeficientes R e α derivadas a partir de algoritmos evolutivos desenvolvidos por Keijzer e Babovic (1999). O princípio fundamental desta técnica assenta na geração aleatória de uma população inicial de fórmulas a partir dos dados disponíveis. As equações deduzidas tiveram como base um conjunto de dados experimentais de ondas irregulares em águas pouco profundas e contabilizaram os efeitos da inclinação do fundo (β_s). Para a obtenção das expressões de R e α os autores impuseram como dados de entrada os parâmetros de onda H/h , L/h e o número de Iribarren, ξ . O número de Iribarren é calculado pela Equação (11) e é útil na descrição do comportamento da onda num leito de fundo com inclinação β_s :

$$\xi = \tan \beta_s / (H/L_0)^{1/2}, \quad (11)$$

Atente-se contudo à definição proposta pelos autores para este parâmetro. O valor de β_s é definido como a média dos valores medidos numa distância de duas vezes o comprimento de onda, entre o local em análise e sentido contrário à costa.

As parametrizações propostas por Elfrink *et al.* (2006) para R e α são facilmente programáveis e foram utilizadas para avaliar a evolução espacial das assimetrias da velocidade orbital junto ao fundo ao longo dos perfis de Dean. Estes dois parâmetros podem ainda ser convertidos noutros dois parâmetros r e ϕ que exprimem igualmente as assimetrias do movimento orbital e cujo cálculo é requerido, posteriormente, para a estimativa do transporte sedimentar. O parâmetro r designa-se por índice assimétrico ou de não linearidade e ϕ é um parâmetro de forma (Elgar e Guza, 1985). Em Abreu *et al.* (2010) fornecem-se parametrizações que permitem a obtenção de r e ϕ em função de R e α :

$$R \approx \frac{a_1 + b_1 \cdot r + r^3}{c_1 - d_1 \cdot r + e_1 \cdot r^2 + r^3} \quad (12)$$

$$\alpha \approx \frac{a_3 + b_3 \cdot r + r^3}{c_3 - d_3 \cdot r + e_3 \cdot r^2 + r^3} \quad (13)$$

onde a_i , b_i , c_i , d_i e e_i são coeficientes de ajuste para determinados valores específicos de ϕ ($i = 1, 3$). No apêndice B de Abreu *et al.* (2010) colocou-se um exemplo numérico convertendo os pares (R, α) em (r, ϕ) .

Adicionalmente, em Abreu *et al.* (2010) apresenta-se uma expressão analítica eficaz na reprodução de ondas não lineares através da inclusão dos parâmetros r e ϕ . Nomeadamente, a velocidade orbital escreve-se:

$$u(t) = U_w \sqrt{1-r^2} \frac{\left[\sin(\omega t) + \frac{r \sin \phi}{1 + \sqrt{1-r^2}} \right]}{[1 - r \cos(\omega t + \phi)]}, \quad (14)$$

sendo ω a frequência angular ($\omega = 2\pi/T$) da onda.

As variações temporais da velocidade apresentadas na Figura 3 foram obtidas utilizando a Equação (14) para alguns casos particulares de r e ϕ . Por exemplo, a Figura 3a reflecte o caso de $\phi = -\pi/2$ onde as ondas contêm apenas assimetria nas velocidades ($|u_{\text{máx}}| \neq |u_{\text{mín}}|$, mas $|a_{\text{máx}}| = |a_{\text{mín}}|$). O caso de $\phi = 0$ de ondas “em dente de serra” é evidenciado na Figura 3b, reflectindo assimetria apenas nas acelerações ($|u_{\text{máx}}| = |u_{\text{mín}}|$, mas $|a_{\text{máx}}| \neq |a_{\text{mín}}|$). Casos de ϕ entre 0 e $-\pi/2$ resultam em ondas com assimetrias em u e a , simultaneamente. Em ambos os casos da Figura 3 utilizou-se $r = 0.8$. Este parâmetro apresenta um domínio de valores pertencente ao intervalo $-1 < r < 1$. No caso particular de $r = 0$ a onda converte-se numa onda sinusoidal como na Teoria de Airy. O aumento (em módulo) do valor de r faz aumentar as não linearidades da forma da onda. Para uma maior percepção da influência de r , na Figura 4 representam-se variações temporais da velocidade e aceleração para $r = 0, 0.4$ e 0.8 e $\phi = -\pi/4$. Pode-se verificar que, com a excepção de $r = 0$, a figura indica que as assimetrias de velocidades e acelerações coexistem e que são intensificadas para valores crescentes de r . Salienta-se que a análise efectuada por Ruessink *et al.* (2009) a um vasto número de dados de campo mostra que, em águas pouco profundas, é comum existirem assimetrias de velocidades e acelerações simultaneamente.

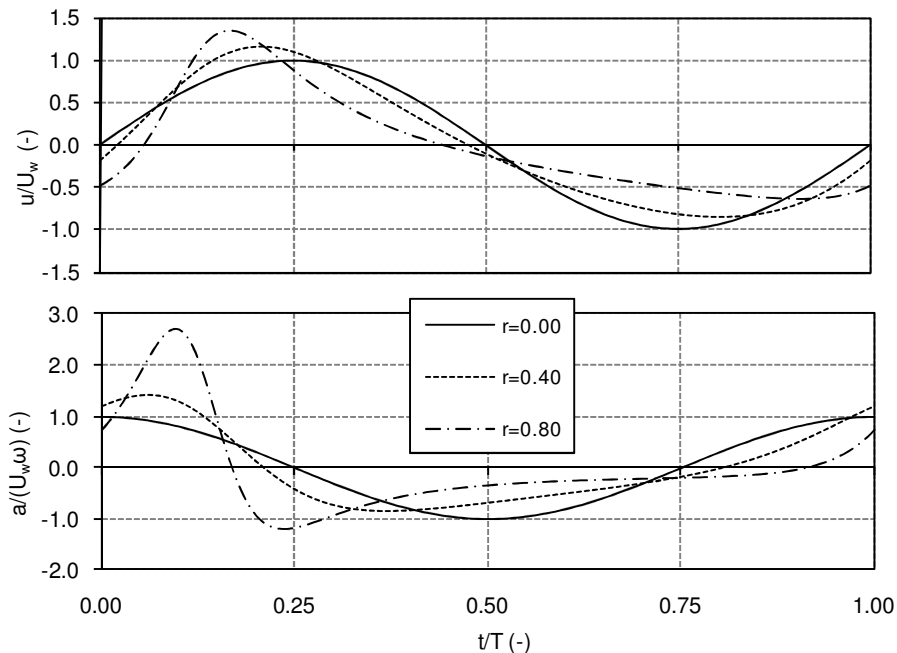


Figura 4: Variações temporais da velocidade e aceleração considerando $\phi = -\pi/4$ e valores de r iguais a 0, 0.4 e 0.8.

3.3. CORRENTE DE FUNDO

Além das assimetrias da velocidade orbital durante um ciclo da onda, é necessário considerar o efeito de correntes de fundo no transporte de sedimentos. Como resultado das ondas em rebentação e de forma a compensar o fluxo de massa associado à propagação de uma frente de onda (*bore*) que se desloca para a costa, gera-se uma corrente de retorno junto ao fundo, U_b , cujo sentido é contrário ao da propagação das ondas. O transporte de sedimentos em direcção às maiores profundidades, associado a esta corrente de retorno, contrapõe o transporte em direcção à costa causado pelas não linearidades das ondas numa região próxima do ponto de rebentação. Este balanço leva à convergência do transporte de sedimentos para determinados pontos, dando-se início à formação de barras litorais.

É expectável que esta corrente de fundo, também designada por *undertow*, dependa do valor local do quadrado da altura de onda (H^2) e seja inversamente proporcional à profundidade

local (e.g., Svendsen, 1984). Neste trabalho adoptou-se o modelo proposto por Sato *et al.* (1988) para o cálculo de U_b :

$$U_b = -A_{\text{und}} \frac{H^2}{hT}, \quad (15)$$

onde o parâmetro A_{und} representa um coeficiente adimensional com ordem de grandeza unitária.

Como as correntes de retorno tendem a anular-se a partir de determinada profundidade, adoptou-se a sugestão de Dibajnia *et al.* (1994), considerando uma modificação da distribuição espacial das correntes de retorno, mediante a afectação (multiplicação) de uma função de resposta do tipo hiperbólico à Equação (15). Os valores desta função variam entre um valor unitário no ponto de rebentação e um valor igual a zero no local cuja profundidade equivale a cerca de 10 vezes o da profundidade de rebentação.

4 - TRANSPORTE DE SEDIMENTOS

4.1. MODELO PRÁTICO DE TRANSPORTE

O reconhecimento da importância das assimetrias das ondas no transporte de sedimentos tem motivado o desenvolvimento de modelos práticos de transporte que incorporam os efeitos não lineares (Drake e Calantoni, 2001; Hoefel e Elgar, 2003; Nielsen, 2006; Silva *et al.*, 2006; Gonzalez-Rodriguez e Madsen, 2007; van Rijn, 2007; van der A *et al.*, 2010). Esses modelos são extensões de formulações bem conhecidas da comunidade científica (e.g., Meyer-Peter e Müller, 1948; Bailard, 1981), descrevendo o efeito das assimetrias das ondas no transporte sedimentar mediante a predição de tensões de atrito geradas sobre o fundo ou através da inclusão directa de séries temporais de velocidades e acelerações. A sua aplicação cobre um conjunto variado de situações e estes arquétipos têm-se revelado bons instrumentos para análise do trânsito sedimentar, permitindo auferir de uma boa acuidade no que concerne a uma avaliação do transporte.

Na previsão da distribuição espacial da taxa de transporte sedimentar teve-se em linha de conta um novo estimador de tensões de atrito junto ao fundo que considera a acção de ondas não lineares contemplada pela Equação (14). A formulação foi desenvolvida por Abreu *et al.* (2011) e estende os trabalhos de Nielsen (1992, 2002), Nielsen e Callaghan (2003) e Terrile *et al.* (2009). Realça-se que, além dos efeitos da aceleração, a forma das ondas é considerada através da inclusão dos parâmetros r e ϕ . A evolução da tensão tangencial no fundo, τ , pode ser determinada a partir da seguinte expressão:

$$\tau(t) = \rho u_*(t) |u_*(t)| \quad (16)$$

com a correspondente velocidade de atrito

$$u_*(t) = \sqrt{\frac{f_w}{2}} \left(\cos(\varphi_\tau) u(t) + \frac{\sin(\varphi_\tau)}{\omega} \left[\frac{\partial u(t)}{\partial t} - S(t, \phi, r) \right] \right), \quad (17)$$

onde ρ representa a massa volúmica da água, f_w o factor de atrito da onda e φ_τ é aproximadamente igual à diferença de fase entre a tensão de atrito e a velocidade orbital do

escoamento no topo da camada limite de fundo associada à onda. Para φ_τ adoptou-se um valor de 51° recomendado por Nielsen (2006). A nova expressão contém um termo adicional, $S(t, \phi, r)$, que corrige o efeito das acelerações sugerido por Nielsen (1992, 2002), Nielsen e Callaghan (2003). Esse termo é descrito por:

$$S(t, \phi, r) = \omega \cdot f \cdot U_w \frac{r[-(-1+f)\cos\phi - 2r\cos(\omega t) + (1+f)\cos(2\omega t + \phi)]}{2(1+f)[-1+r\cos(\omega t)]^2}, \quad (18)$$

onde $f = \sqrt{1-r^2}$.

O novo estimador da tensão tangencial no fundo, τ , é utilizado para a obtenção da taxa de transporte sedimentar, q_s , tendo-se seleccionado o modelo de transporte por arrastamento quase-estacionário de Nielsen (2006) que é uma formulação do género de Meyer-Peter e Müller:

$$q_s = 12\sqrt{(s-1)gd^3} (\theta(t) - \theta_{cr}) \sqrt{\theta(t)} \frac{u_*}{|u_*|}, \quad \theta > \theta_{cr}, \quad (19)$$

onde s representa a densidade relativa dos sedimentos (≈ 2.65 para quartzo), θ o parâmetro de Shields ($\theta(t) = \tau(t)/(\rho(s-1)gd)$) e θ_{cr} o valor crítico de θ para o qual se inicia o movimento dos sedimentos. Para o tipo de sedimentos considerado, assumiu-se um valor típico de $\theta_{cr} = 0.05$.

O cálculo do factor de atrito da onda segue a expressão de Nielsen (1992):

$$f_w = \exp \left[5.5 \left(\frac{k_n}{A} \right)^{0.2} - 6.3 \right] \quad (20)$$

onde k_n representa a rugosidade de fundo e A a amplitude da excursão das partículas no ciclo da onda.

A predição do transporte para diferentes grãos de sedimentos sob acção de ondas não lineares pelo processo anteriormente descrito encontra-se validada em Abreu (2011, submetido) e tem-se mostrado adequada desde que seja considerada uma rugosidade adequada a cada sedimento (Figura 5). A figura ilustra a boa previsão obtida para q_s para duas experiências realizadas em túnel de ondas (van der A *et al.*, 2010; Silva *et al.*, em impressão) que avaliaram a influência de ondas assimétricas no transporte de sedimentos. As condições hidráulicas consistiram na repetição de um escoamento oscilatório regular e assimétrico sobre um fundo móvel cujo leito foi composto com quatro granulometrias diferentes, cujos diâmetros medianos (d_{50}) correspondem aos mencionados na Secção 2. Ambas as experiências realizaram-se em condições (configuração de fundo) de leito plano superior (regime *sheet flow*), considerando períodos de onda entre 6 e 10s. A obtenção da Figura 5 teve em consideração rugosidades de fundo iguais a $k_n = 25d_{50}$, $15d_{50}$, $2.5d_{50}$ e d_{50} , para $d_{50} = 0.15$, 0.20, 0.27 e 0.46 mm, respectivamente. Observa-se que a totalidade dos resultados experimentais é predita dentro de um factor de 2 (linha tracejada), sendo que a maioria se encontra sobre a linha de ajuste perfeito (linha contínua).

Essencialmente, os resultados revelam que em condições de *sheet flow* um grão de sedimento mais fino implica, proporcionalmente, maiores rugosidades de fundo e, conseqüentemente, maiores factores de atrito. Isto traduz que a rugosidade de fundo é aproximadamente igual ao tamanho do grão para areias médias, mas que, para areias finas, a componente associada ao transporte requer uma maior rugosidade face ao tamanho dos grãos. Note-se que apesar da Equação (19) não incluir o transporte em suspensão, os valores calibrados de k_n sugerem que o modelo de transporte por arrastamento reproduz com acuidade o transporte total observado nas duas experiências.

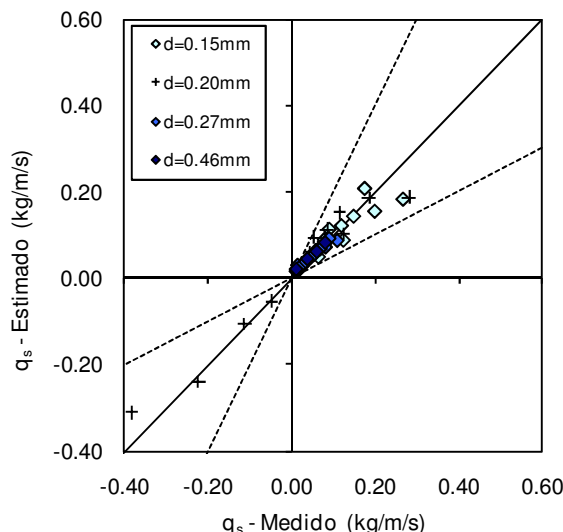


Figura 5: Previsão do transporte sedimentar, q_s , para diversos grãos de sedimentos sob a acção de ondas assimétricas. Os dados de q_s medidos referentes a $d_{50}=0.20$ mm e $d_{50}=0.15$, 0.27 e 0.46 mm referem-se, respectivamente, às experiências de Silva *et al.* (em impressão) e van der A *et al.* (2010).

4.2. SENSIBILIDADE AO UNDERTOW E ÀS NÃO LINEARIDADES

Actualmente existem poucas experiências laboratoriais que permitem avaliar o efeito conjunto de correntes de retorno e de assimetrias do escoamento oscilatório. A Figura 5 contempla quatro condições hidrodinâmicas que resultam de uma combinação simultânea desses processos. Esses testes são os que apresentam um transporte negativo (para barlar) e foram realizados por Silva *et al.* (em impressão). Os casos consideram períodos de onda de $T = 7$ s, $d_{50} = 0.2$ mm e concernem velocidades orbitais com formas de ondas "em dente de serra" (i.e., $\phi = 0$) com diferentes graus de assimetria na aceleração ($\beta = 0.64$ e 0.71). A Figura 6 apresenta os resultados desses transportes em função de U_b . Evidencia-se que o transporte é negativo na presença de uma corrente colinear oposta ao do sentido da maior aceleração, mas é minorado com um aumento da assimetria da aceleração.

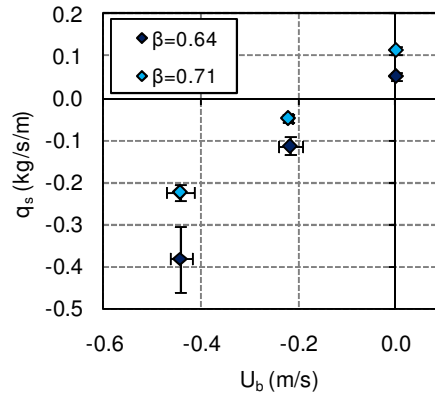


Figura 6: Transporte sedimentar, q_s , versus corrente de retorno, U_b , para ondas com $\beta = 0.64$ e 0.71 (adaptado de Silva *et al.*, em impressão). As barras de erro assinalam o desvio padrão de cada parâmetro.

Os resultados da Figura 6 sugerem, igualmente, que existe um equilíbrio entre as assimetrias e as correntes de retorno, correspondente à inversão do sentido do transporte. Contudo, o domínio de condições experimentais em termos de r , ϕ e, especialmente, U_b é limitado. Assim, decidiu-se explorar os resultados obtidos com o novo modelo de transporte para analisar a sua resposta em relação a estas condições hidrodinâmicas, utilizando como parâmetros de entrada valores similares aos de Silva *et al.* (em impressão). Nomeadamente o modelo foi testado para $T = 7$ s, $U_w = 1.2$ m/s, $d = 0.20$ mm, e para duas combinações de ϕ (0 e $-\pi/4$) e de r (0.2, 0.4, 0.6 e 0.8). A rugosidade de fundo considerou $k_n = 15d$ e o valor de $\varphi_\tau = 51^\circ$ como descrito anteriormente. Os resultados obtidos sintetizam-se na Figura 7.

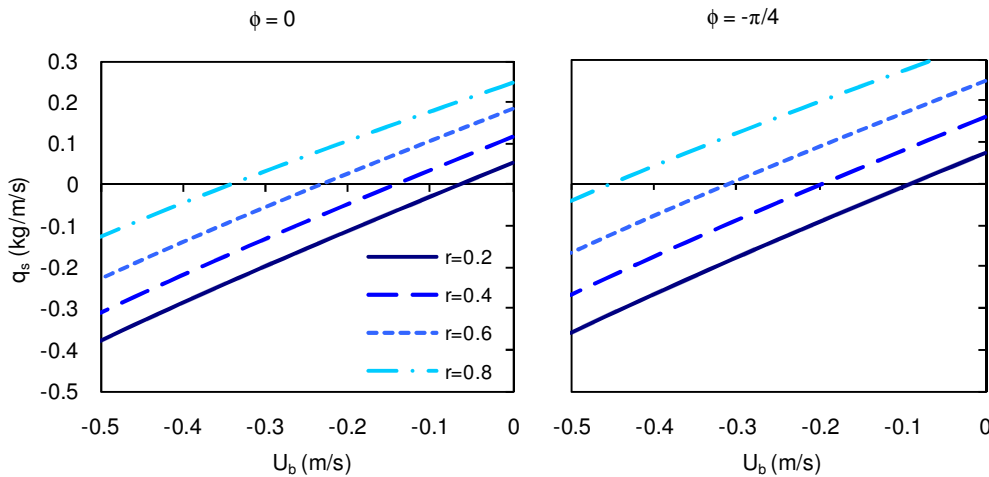


Figura 7: Transporte sedimentar estimado pela Equação (19) versus corrente de retorno, U_b para $T = 7$ s, $U_w = 1.2$ m/s, $d = 0.20$ mm, $\phi = 0$ e $-\pi/4$ e $r = 0.2, 0.4, 0.6$ e 0.8 .

Como se pode observar na figura, o modelo de transporte origina valores de q_s positivos para $U_b = 0$, que diminuem para zero para determinados valores de U_b . Por exemplo, para $\phi = 0$ e $r = 0.2$ esse valor corresponde a -0.06 m/s e para $\phi = 0$ e $r = 0.8$ é de -0.34 m/s. Mormente, é interessante constatar que, tal como sugerido pelos resultados experimentais de Silva *et al.* (em impressão), o aumento das não linearidades traduzido pelo parâmetro r mostra que os

valores de U_b que resultam em $q_s = 0$ são necessariamente maiores em módulo. Adicionalmente, nota-se que a transição de ondas com assimetria nas acelerações ($\phi = 0$) para ondas onde coexistem assimetrias de velocidades e acelerações ($\phi = -\pi/4$), conduz a um aumento (em módulo) dos valores de U_b correspondentes a um transporte nulo. Compare-se, por exemplo, o valor de -0.34 m/s para $\phi = 0$ e $r = 0.8$ com o valor de -0.45 m/s associado a $\phi = -\pi/4$ e $r = 0.8$. As tendências observadas resultam da contribuição simultânea da assimetria da velocidade e da aceleração para o transporte em direção à linha de costa (*onshore*), sendo reproduzidas pelo novo estimador de tensões de atrito no fundo da nova parametrização. Os resultados alcançados corroboram tendências obtidas por modelos mais complexos que modelam a camada limite de fundo oscilatória (Ruessink *et al.*, 2009).

5 - RESULTADOS E DISCUSSÃO

O cálculo do transporte de sedimentos teve como base condições hidrodinâmicas conducentes a um regime de *sheet flow* que, de acordo com O'Donoghue *et al.* (2006), equivalem a um número de mobilidade máximo, Ψ'_{max} , superior a 300 ($\Psi'_{max} = u_{max}^2 / ((s-1)gd_{50})$). Desta forma, a seguinte análise considera uma altura de onda em águas profundas de $H_0 = 1.5$ m e um período de onda $T = 7$ s.

A Figura 8 apresenta a variação espacial de H , U_w , U_b , R , α , ϕ e r obtida para o perfil de equilíbrio associado a $d = 0.46$ mm. À medida que a profundidade diminui (com o decréscimo de x), os valores de H crescem continuamente até ao local onde ocorre a rebentação das ondas que, neste caso, ocorre para uma profundidade $h_b = 2.19$ m. A distância à linha de costa correspondente é igual a $x_b = 58.7$ m ($x_b = (h_b/A)^{1/m}$). O aumento da altura de onda até um valor máximo de $H = 1.7$ m deve-se ao empolamento da onda causado pela diminuição da profundidade. Para profundidades inferiores a h_b a altura de onda decresce, pois passa a ser limitada pelo índice de rebentação. O evolução espacial de U_w e U_b apresentam um comportamento muito sincrónico ao de H , i.e., ambas as velocidades aumentam os valores (em módulo) até valores sensivelmente iguais a x_b , decaindo para posições mais próximas da linha de costa. Nota-se, contudo, que a magnitude dos valores associado à componente oscilatória é sempre superior ao das correntes médias. Por exemplo, o módulo dos valores máximos de U_w e U_b são, respectivamente, de 1.68 m/s e 0.19 m/s.

A evolução espacial dos parâmetros R e α ajuda a compreender a evolução da forma das ondas. Um valor de R igual a 0.5 indica que oscilação é simétrica em termos da velocidade orbital ($|u_{max}| = |u_{min}|$). A quase totalidade dos testes da Figura 8 apresenta valores de R superiores a 0.5 indicando que a velocidade da crista é superior à da cava ($|u_{max}| > |u_{min}|$), reflectindo fortes assimetrias na velocidade. O valor máximo é atingido aquando da rebentação onde $R = 0.69$. O parâmetro α apresenta uma diminuição progressiva à medida que nos aproximamos da linha de costa. Ao largo, o valor de α aproxima-se de 0.5 , representativo do caso de uma onda sinusoidal. A diminuição observada abaixo deste valor de referência significa que a forma da onda se inclina gradualmente para a frente (com a face frontal da crista mais inclinada), passando a assimetria da aceleração a ter um papel igualmente proeminente.

Os valores de r e ϕ consolidam as observações anteriores. Relativamente ao parâmetro de forma ϕ , a maioria dos valores situa-se dentro do intervalo $-\pi/2 < \phi < 0$, sugerindo que as assimetrias de velocidades coexistem com as de acelerações. Para as maiores profundidades representadas (h cerca de 8 m) aproximamo-nos de $\phi \sim -\pi/2$, correspondente a ondas apenas com assimetria nas velocidades. Gradualmente os valores reduzem-se até $\phi \sim 0$ perto da linha de costa, sugerindo que as assimetrias das acelerações começam a preponderar. Assim o movimento orbital transita entre ondas com preponderância para cristas acentuadas, mas de curta duração, para formas de ondas próximas das de em dente de serra à medida que se aproxima da linha de costa. Relativamente ao parâmetro r observa-se que existe um aumento gradual há medida que a profundidade diminui, atingindo-se valores elevados (próximos de 1) para $x \approx 0$. Este comportamento confirma que existe um aumento das não linearidades com a diminuição da profundidade.

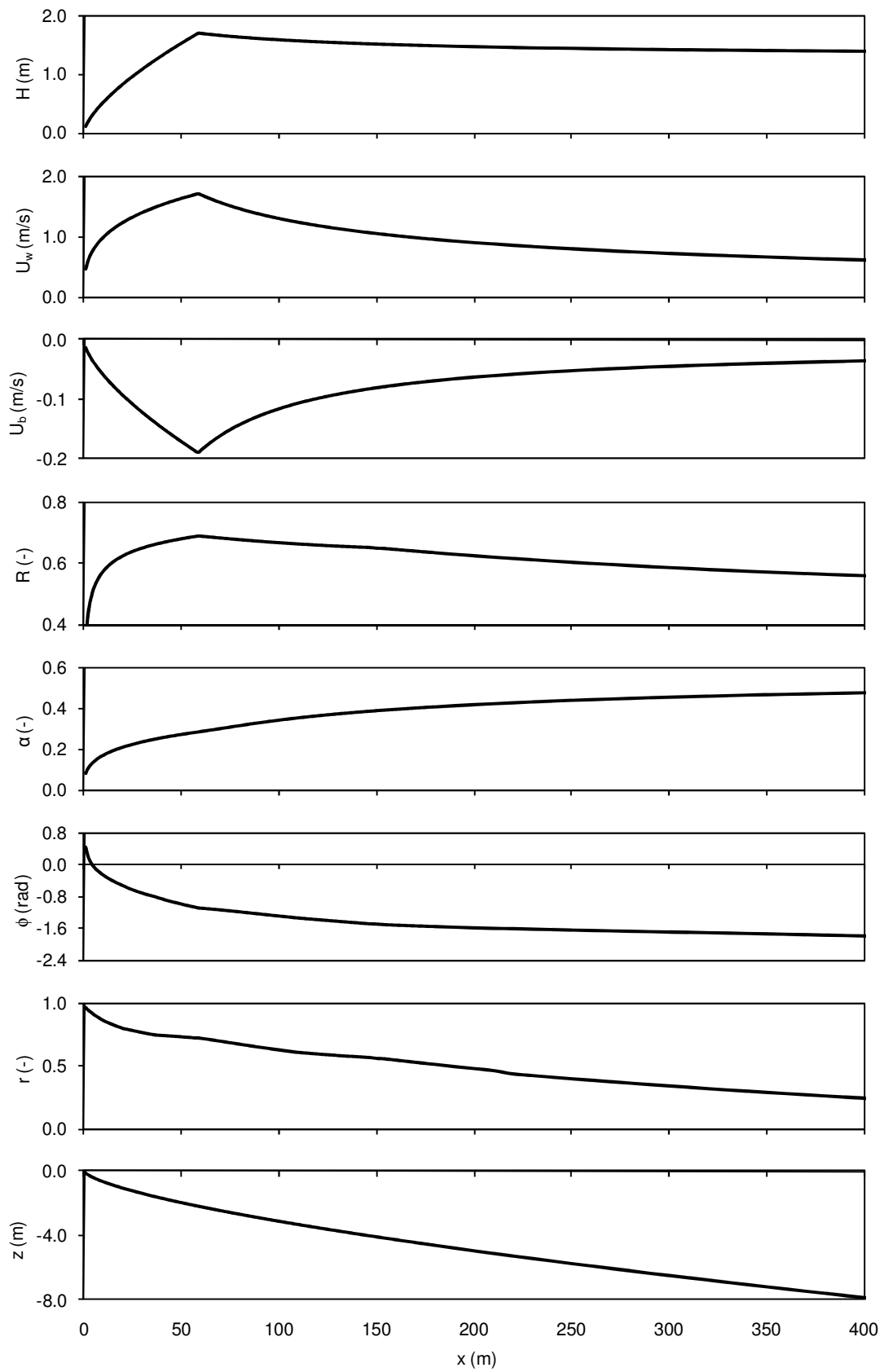


Figura 8: Variação espacial de H , R , α , ϕ e r para uma onda com $H_0 = 1.5\text{m}$ e $T = 7\text{s}$ e um perfil de fundo para $d = 0.46\text{mm}$.

A evolução espacial de H , U_w , U_b , R , α , ϕ e r para os outros três diâmetros é muito próxima da análise tecida anteriormente e por esse motivo essas figuras não são apresentadas. Realça-se ainda que muitas das tendências aqui observadas também podem ser encontradas em perfis de praia do tipo barra-fossa em condições naturais e de laboratório (Abreu *et al.*, aceite), bem como em perfis de praia frente a dunas colapsantes (Sancho *et al.*, 2011).

Os resultados da aplicação do modelo de transporte para os quatro diâmetros considerados ($d = 0.15, 0.20, 0.27$ e 0.46 mm) são ilustrados na Figura 9. Constata-se que q_s apresenta sempre valores positivos no domínio espacial apresentado, indicando transporte de sedimentos em direcção à linha de costa. Esse resultado surge como consequência da diferença considerável das magnitudes entre U_w e U_b registadas, atribuindo mais peso às assimetrias da velocidade e aceleração. Existe também uma relação entre a magnitude de q_s e a dimensão dos sedimentos, i.e., os sedimentos mais finos apresentam valores superiores de q_s face os sedimentos mais grosseiros. Não obstante, observa-se que a convergência do transporte de sedimentos (nos valores máximos de q_s) que dá início à formação de barras litorais, aparenta estar aposto à dimensão dos sedimentos. O aumento do diâmetro d resulta em localizações de convergência do transporte, x_{conv} , mais próximas da linha de costa. Para facilitar a comparação entre os valores, na Tabela 1 listam-se os valores de h_b , x_b e x_{conv} assinalados para cada diâmetro.

Tabela 1: Valores de h_b , x_b e x_{conv} para cada diâmetro d .

d (mm)	h_b (m)	x_b (m)	x_{conv} (m)
0.15	2.19	132	104
0.20	2.19	107	90
0.27	2.19	86	81
0.46	2.19	59	58

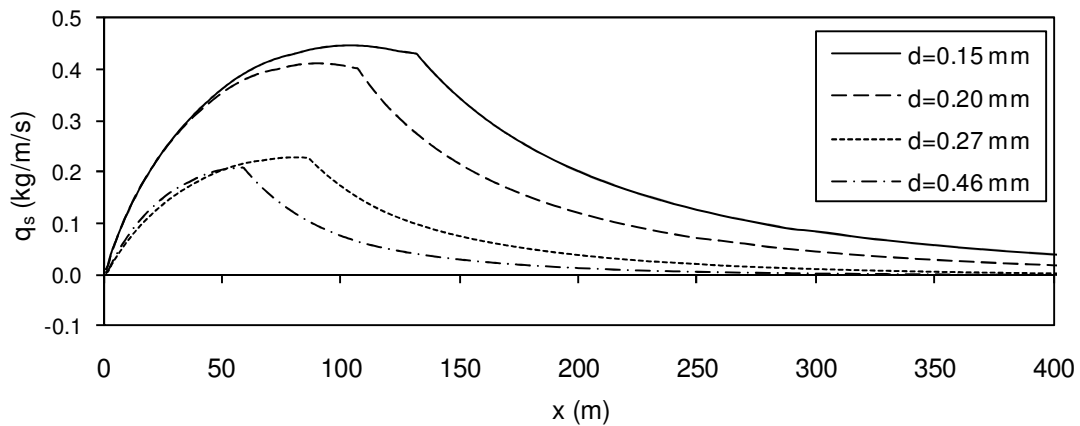


Figura 9: Variação espacial de q_s para $d = 0.15, 0.20, 0.27$ e 0.46 mm.

A Tabela 1 evidencia que $x_{conv} < x_b$, ou seja, o início da formação das barras dá-se para profundidades menores à da profundidade de rebentação. No entanto, essa diferença decresce com o aumento da dimensão dos sedimentos, sendo que, para o caso do sedimento $d = 0.46$ mm, as duas posições são quase coincidentes. Deste modo, pode-se concluir que, para as mesmas condições hidrodinâmicas, mas partindo de diferentes perfis de equilíbrio associados ao tamanho dos sedimentos, o início da formação das barras litorais é dependente das dimensões de sedimento. Porém, frisa-se que caso se considerasse um perfil transversal

igual para todos os diâmetros, o modelo de transporte sedimentar teria resultado em valores de x_{conv} idênticos. Isso é compreensível pois a diferença dos diâmetros é traduzida pela formulação de q_s através de coeficiente de rugosidade diferentes. Isso conduz, por conseguinte, a magnitudes de q_s diferentes, mas com a mesma distribuição espacial. No entanto, essa desigualdade dos valores de q_s levaria a diferentes evoluções morfológicas ao longo do tempo. Embora se reconheça que o resultado desses cálculos seja um trabalho aliciante, a sua quantificação está para além do âmbito desta análise, não sendo apresentada aqui.

6 - CONCLUSÕES

Com este trabalho pretendeu-se mostrar a influência da dimensão dos sedimentos no aparecimento das barras litorais. Para o efeito, pretendeu-se avaliar, para dados perfis transversais de praia em equilíbrio com granulometria uniforme, o ponto de equilíbrio, cujo transporte transversal associado à assimetria das ondas é contraposto com o das correntes de fundo. Apresentaram-se modelos simplificados que simulam a propagação de ondas para diferentes profundidades, reproduzem as não linearidades da onda junto ao fundo, simulam correntes de retorno e quantificam o transporte sedimentar, considerando diversos graus de assimetria da velocidade e da aceleração do escoamento orbital junto ao fundo. As condições hidrodinâmicas testadas resultam num transporte em condições (configuração de fundo) de leito plano superior (*sheet flow*).

Explorou-se a sensibilidade de um novo modelo prático de transporte quanto à previsão de taxas de transporte sedimentar, q_s , onde coexistem correntes de retorno, U_b , e de assimetrias do escoamento oscilatório. Apesar do número de dados experimental ser, actualmente, diminuto, o novo modelo corrobora as tendências observadas, mostrando que o transporte é negativo na presença de uma corrente colinear oposta ao do sentido da maior aceleração, mas é minorado com um aumento da assimetria da aceleração. Adicionalmente, avalia-se o efeito que diferentes formas e graus de não linearidades da velocidade orbital podem ter, levando à inversão do sentido de transporte relativamente ao das correntes de retorno. O modelo indica que: i) para obter $q_s = 0$ numa situação de aumento das não linearidades traduzido pelo parâmetro r é necessário que o valor absoluto de U_b aumente igualmente e ii) a transição de ondas com assimetria nas acelerações ($\phi = 0$) para ondas onde coexistem assimetrias de velocidades e acelerações ($\phi = -\pi/4$), carece de um aumento dos valores absolutos de U_b para manter um transporte nulo.

Estudou-se a evolução espacial de H , U_b e de diversos parâmetros representativos da magnitude e assimetria das velocidades e acelerações, como U_w , R , α , ϕ e r que reflectem as características não lineares do movimento orbital. Os resultados são bastante concordantes com observações de campo e de laboratório, comprovando-se o aumento de não linearidades à medida que as ondas se aproximam da linha de costa. Verifica-se que as assimetrias de velocidade e de aceleração coexistem simultaneamente praticamente em todo o perfil espacial. Nota-se que apesar do cálculo de R , α , r e ϕ se basear em pontos conspícuos de cada onda da série temporal de velocidades, estes parâmetros revelam-se muito úteis no que concerne à caracterização das assimetrias do escoamento.

Avaliaram-se as taxas de transporte sedimentar para os diferentes perfis de fundo, concluindo-se que, para as mesmas condições hidrodinâmicas, o tamanho dos sedimentos interfere com a localização do ponto de convergência do transporte. Constata-se que o início da formação das barras sugerido ocorre para profundidades menores à da profundidade de rebentação e que o aumento do diâmetro d resulta em localizações de convergência do transporte mais próximas da linha de costa.

Este trabalho contribui para um maior entendimento da dinâmica sedimentar induzida por ondas assimétricas na presença de correntes de fundo, cujas características estão associadas à formação e migração de barras litorais (Houser e Greenwood, 2007). De futuro, julga-se proveitoso estender esta análise, simulando a evolução da topografia de fundo para diversas condições hidrodinâmicas, validando os resultados com dados de campo ou experimentais. Uma razão para que este género de pesquisa continue é a busca de diminuição de tempo

computacional face a muitos modelos numéricos existentes, conseguindo alcançar uma solução igualmente precisas de evoluções morfológicas. Existe a convicção de que, pelo menos nas próximas décadas, se justifica um crescente empenho no aperfeiçoamento de parametrizações face à facilidade de suas utilizações.

AGRADECIMENTOS

O autor tem o apoio da Fundação para a Ciência e Tecnologia (FCT) através de uma bolsa de doutoramento (SFRH/BD/41827/2007). O trabalho foi realizado no âmbito do projecto de I&D “BRISA - BReaking waves Interaction with SAnd transport” (PTDC/ECM/67411/2006), financiado pela FCT. Os resultados experimentais apresentados foram obtidos através do projecto de I&D TRANSKEW (“sand TRANsport induced by SKEWed waves and currents”) apoiado pela European Community's Sixth Framework Programme através da Integrated Infrastructure Initiative HYDRALAB III, contrato n.º 022441(RII3).

BIBLIOGRAFIA

Abreu, T. (2006). Transporte de sedimentos em zonas costeiras: parametrização de momentos estatísticos de hidrodinâmica. Tese de Mestrado, Universidade de Coimbra, 198 pp.

Abreu, T. (submetido). Coastal sediment dynamics under asymmetric waves and currents: measurements and simulations. Tese de Doutoramento, Universidade de Coimbra, 255 pp.

Abreu, T., Silva, P.A., Sancho, F., Temperville, A. (2010). Analytical approximate wave form for asymmetric waves. *Coastal Engineering*, 57, pp. 656-667.

Abreu, T., van der A, D.A., Silva, P.A., Sancho, F., Michallet, H. (2011). New bed shear stress estimator for net sand transport rate predictions under non-linear waves. *Journal of Coastal Research*, SI 64, pp. 2007-2011.

Abreu, T., Silva, P.A., Sancho, F. (aceite). Ondas assimétricas mobilizadoras de sedimentos em praias com barra. *Journal of Integrated Coastal Zone Management*.

Airy, G.B. (1841). *Tides and waves*. Encyclopaedia Metropolitana, 396 pp.

Bailard, J.A. (1981). An energetics total load sediment transport model for a plane sloping beach. *Journal of Geophysical Research*, 86(C11), pp. 10938–10954.

Bruun, P. (1954). Coast erosion and the development of beach profiles. U.S. Army Beach Erosion Board Technical Memorandum, N° 44.

CIRIA (1996). *Beach management manual*, Report 153, Londres.

Dean, R.G. (1977). *Equilibrium beach profiles: U.S. Atlantic and Gulf coasts*. Ocean Engineering Report, N° 12, Department of Civil Engineering, University of Delaware, Newark, Delaware.

Dean, R.G. (1991). *Equilibrium beach profiles: characteristics and applications*. *Journal of Coastal Research*, 7 (1), pp. 53-84.

Dean, R.G., Dalrymple, R.A. (1991). *Water wave mechanics for engineers and scientists*, Advanced Series on Ocean Engineering, 2. World Scientific, 353 pp.

Dibajnia M., Shimizu T. e A. Watanabe (1994). Profile change of a sheet flow dominated beach. *Proc. Int. Conf. on Coastal Eng., ASCE*, pp. 1946-1960.

Drake, T.G., Calantoni, J. (2001). Discrete particle model for sheet flow sediment transport in the nearshore. *Journal of Geophysical Research*, 106, C9, pp. 19859-19868.

- Elfrink, B., Hanes, D.M., Ruessink, B.G. (2006). Parameterization and simulation of near bed orbital velocities under irregular waves in shallow water. *Coastal Engineering*, 53, pp. 915-927.
- Elgar, S.L., Guza, R.T. (1985). Observations of bispectra of shoaling surface gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 167, pp. 425-448.
- Flick, R.E., Guza, R.T., Inman, D.L. (1981). Elevation and velocity measurements of laboratory shoaling waves, *Journal of Geophysical Research*, 86, pp. 4149-4160.
- Gonzalez-Rodriguez, D., Madsen, O.S. (2007). Seabed shear stress and bedload transport due to asymmetric and skewed waves. *Coastal Engineering*, 54(12), pp. 914-929.
- Hoefel, F., Elgar, S. (2003). Wave-induced sediment transport and sandbar migration. *Science* 299, pp. 1885–1887.
- Houser, C., Greenwood, B. (2007). Onshore migration of a swash bar during a storm. *Journal of Coastal Research*, 23 (1), pp. 1-14.
- Keijzer, M., Babovic, V. (1999). Dimensionally aware genetic programming. *Proc. of the Genetic and Evolutionary Algorithm Conf.*, Orlando, FL, pp. 1069–1076.
- McCowan, J. (1984). On the highest wave of permanent type, *Philosophical Magazine*. 38, pp. 351-358.
- Meyer-Peter, E., Müller, R. (1948). Formulas for bed-load transport. IAHR, 2nd Meeting of the International Association for Hydraulic Structures Research, Stockholm, Sweden, pp. 39-64.
- Nielsen, P. (1992). *Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport*, Advanced Series on Ocean Engineering, 4. World Scientific, 324 pp.
- Nielsen, P. (2002). Shear stress and sediment transport calculations for swash zone modelling. *Coastal Engineering*, 45(1), pp. 53-60.
- Nielsen, P. (2006). Sheet flow sediment transport under waves with acceleration skewness and boundary layer streaming. *Coastal Engineering*, 53(9), 749-758.
- Nielsen, P., Callaghan, D.P., (2003). Shear stress and sediment transport calculations for sheet flow under waves. *Coastal Engineering*, 47(3), pp. 347-354.
- O'Donoghue, T., Doucette, J.S., van der Werf, J.J., Ribberink, J.S. (2006). The dimensions of sand ripples in full-scale oscillatory flows. *Coastal Engineering*, 53(12), pp. 997-1012.
- Ruessink, B.G., van den Berg, T.J.J., van Rijn, L.C. (2009). Modeling sediment transport beneath skewed asymmetric waves above a plane bed. *Journal of Geophysical Research*, 114(C11), C11021.
- Sancho, F., Abreu, T., D'Alessandro, F., Tomasicchio, G.R. and Silva, P.A. (2011). Surf hydrodynamics in front of collapsing coastal dunes. *Journal of Coastal Research*, SI 64, pp. 144-148.
- Sato S. , Fukuhama M., Horikawa, K. (1988). Measurements of near-bottom velocities in random waves on constant slope. *Coastal Engineering in Japan*, 31, 2, pp.219-228.
- Silva, P.A., Temperville, A., Seabra Santos, F., 2006. Sand transport under combined current and wave conditions: A semi-unsteady, practical model. *Coastal Engineering*, 53(11), pp. 897-913.
- Silva, P.A., Abreu, T., Van der A, D., Sancho, F., Ruessink, G.B., Van der Werf, J., Ribberink, J.S. (em impressão). Sediment transport in non-linear skewed oscillatory flows: the Transkew experiments, *Journal of Hydraulic Research*.
- Stokes, G. G. (1847). On the theory of oscillatory waves, *Trans. Cambridge Philos. Soc.*, 8, pp. 441-455.

Suntoyo, Tanaka, H., Sana, A. (2008). Characteristics of turbulent boundary layers over a rough bed under saw-tooth waves and its application to sediment transport. *Coastal Engineering*, 55(12), pp. 1102-1112.

Svendsen, I.A. (1984). Mass flux and undertow in a surf zone. *Coast. Eng.*, 8, pp. 347-365.

Terrile, E., Reniers, A.J.H.M., Stive, M.J.F. (2009). Acceleration and Skewness Effects on the Instantaneous Bed-Shear Stresses in Shoaling Waves. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 135(5), pp. 228-234.

van der A, D.A., O'Donoghue, T., Ribberink, J.S. (2010). Measurements of sheet flow transport in acceleration-skewed oscillatory flow and comparison with practical formulations. *Coastal Engineering*, 57(3), pp. 331-342.

van Rijn, L.C. (2007). Unified View of Sediment Transport by Currents and Waves. I: Initiation of Motion, Bed Roughness, and Bed-Load Transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 133(6), pp. 649-667.