

# Analyse physique et modélisation des processus hydrodynamiques en zone de surf

Philippe Bonneton

Département de géologie et d'océanographie, UMR CNRS 5805,  
avenue des Facultés, Université Bordeaux 1, 33405 Talence, France  
p.bonneton@epoc.u-bordeaux1.fr

Mots clés : vagues, déferlement, zone de surf, onde infragravitaire, courant moyen

Keywords : surface wave, wave breaking, surf zone, infragravity wave, mean current

## Résumé

Nous décrivons dans cet article les principaux processus hydrodynamiques que l'on peut observer en zone de surf, en précisant leurs différentes échelles caractéristiques. En particulier, nous développons une analyse des mécanismes de génération par les vagues des courants moyens et du *set-up*. Finalement, nous présentons une synthèse des principales stratégies de modélisation des processus ondulatoires et tourbillonnaires en zone de surf.

**Abstract** : Physical analysis and modelling of hydrodynamic processes in the surf zone.

In this paper, we describe the main hydrodynamic processes which can be observed in the surf zone, and we specify their different characteristic time and space scales. In particular, we develop an analysis of mechanisms which control the phenomena of wave-induced currents and wave set-up. Finally, we present a synthesis of the main modelling strategies for wave and vortex processes in the surf zone.

# 1 Introduction

Les vagues en se propageant vers la côte se raidissent en même temps que la profondeur d'eau diminue ("zone de levée"), ce qui conduit généralement au phénomène de déferlement, que l'on qualifie de "déferlement bathymétrique". Les vagues déferlées continuent à se propager dans une zone dénommée "zone de surf", jusqu'à ce qu'elles atteignent le rivage et génèrent des jets de rive ("zone de swash"). La zone de surf est le siège de mouvements turbulents et de courants d'une grande intensité, qui jouent un rôle essentiel dans la dynamique sédimentaire des plages sableuses. Dans cette zone, les processus hydrodynamiques sont aussi bien de nature ondulatoire (houle, mer du vent et ondes infragravitaires) que tourbillonnaire (turbulence tridimensionnelle à petite échelle, tourbillons quasi bidimensionnels de moyenne échelle associés aux instabilités des courants induits par la houle), et ils interagissent fortement entre eux. Ainsi que l'illustre la figure 1, ces processus couvrent une gamme d'échelles spatio-temporelles extrêmement large. La compréhension puis la modélisation de l'ensemble de ces phénomènes hydrodynamiques et de leurs interactions représentent un véritable défi scientifique.

L'objectif de cet article est de décrire les processus hydrodynamiques que l'on observe en zone de surf et de donner un aperçu des principales stratégies de modélisation de ces phénomènes. Pour un éclairage complémentaire sur ce vaste sujet, le lecteur pourra se référer aux articles de synthèse de BATTJES (1988), HAMM *et al.* (1993) et SVENDSEN & PUTREVU (1996) et à l'ouvrage de ARCILLA & LEMOS (1990).

Après avoir introduit dans la section 2 les mécanismes de génération de l'écoulement moyen induit par la houle, nous présentons dans la section 3 une brève analyse descriptive des principaux processus hydrodynamiques présents en zone de surf, en précisant leurs différentes échelles spatio-temporelles caractéristiques. Nous présentons finalement dans la section 4 les principales stratégies de modélisation de ces processus.

## 2 Mécanismes physiques régissant l'écoulement moyen induit par la houle

Lorsque l'on mesure le champ de vitesse horizontale en zone de surf, on constate qu'il existe, même en l'absence de marée, une composante moyenne non nulle (moyenne temporelle sur un temps égal à la période caractéristique des vagues), qui est souvent de forte intensité. Cette composante peut être liée à la présence d'ondes de surface basses fréquences, dénommées "ondes infragravitaires", mais aussi à des courants non propagatifs induits par la transformation des vagues, que je dénommerai par la suite "courants moyens". Différents types de courants moyens peuvent être identifiés : le "courant de retour" orienté vers le large ; le "courant de dérive" parallèle au rivage, présent lorsque les vagues se

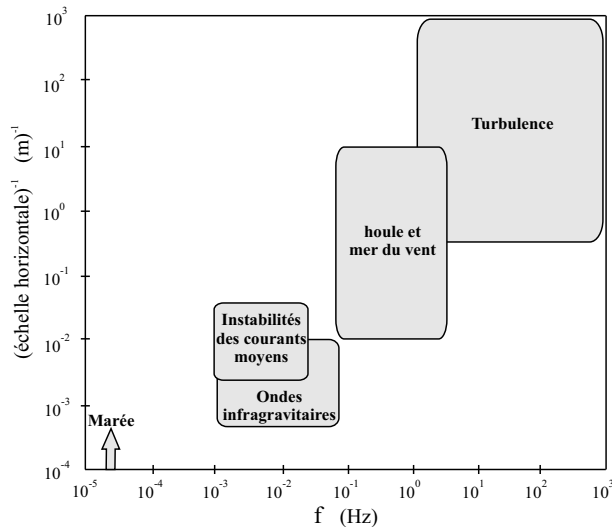


FIG. 1: Échelles spatio-temporelles des processus hydrodynamiques en zone de surf.

propagent avec un angle d'incidence non nul par rapport à la normale à la côte ; ainsi que les "courants sagittaux" qui correspondent à des courants localisés orientés vers le large, que l'on observe par exemple en présence de barres sableuses ayant une topographie tridimensionnelle (ex. : barres en croissant).

Dans cette section, j'introduis les concepts physiques, développés initialement par LONGUET-HIGGINS & STEWART (1962, 1964), qui permettent de décrire l'écoulement moyen induit par les vagues. Pour simplifier la présentation de ces concepts, nous nous limitons à l'étude d'une houle régulière de période  $T$ . L'application de cette approche au cas de houles réelles aléatoires sera présentée à la section 4.3.

## 2.1 Modèle théorique 2DH

Dans la zone littorale, l'échelle horizontale caractéristique de l'écoulement moyen est très grande devant la profondeur d'eau. Il est donc naturel d'essayer de réduire la complexité du problème en travaillant non plus sur les équations tridimensionnelles du mouvement, mais sur un système d'équations bidimensionnelles obtenu par intégration suivant la verticale des équations de Navier Stokes. On considère de plus que le champ de vitesse horizontale  $\vec{v}_H(x, y, z, t)$  ( $\vec{v}_H = (v_i)_{i=1,2}$ ) est la somme d'une composante fluctuante liée à la houle  $\vec{u}(x, y, z, t)$  ( $\vec{u} = (\tilde{u}_i)_{i=1,2}$ ) et d'une composante moyenne  $\vec{U}(x, y, t)$  ( $\vec{U} = (U_i)_{i=1,2}$ ) invariante suivant la verticale. Dans cette section, nous négligeons la composante turbulente de la vitesse, qui est normalement incluse dans la composante fluctuante  $\tilde{u}_i$  (cf. section 4.3). En intégrant verticalement les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement horizontale entre la cote du fond  $z = -d(x, y)$  et la surface libre  $z = \zeta(x, y, t)$  (la hauteur d'eau  $h(x, y, t)$  est donnée par  $h = \zeta + d$ ), puis en appliquant

l'opérateur de moyenne temporelle défini par :

$$\bar{(\cdot)} = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} (\cdot) d\tau \quad (1)$$

on obtient (PHILLIPS, 1977 ; BONNETON, 2001) le système d'équations régissant l'écoulement moyen :

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{Q}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{Q}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\bar{Q}_i \bar{Q}_j}{\bar{h}} \right) = -\rho g \bar{h} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x_i} - \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} - \tau_i^f \quad (3)$$

où  $(x_i)_{i=1,2} = (x, y)$ ,  $\bar{Q}_i$  est le flux de masse total ( $\bar{Q}_i = \overline{\int_{-d}^{\zeta} v_i dz}$ ),  $\rho$  la densité de l'eau,  $g$  la gravité,  $\tau_i^f$  la tension moyenne de cisaillement au fond et  $S_{ij}$  est donné par :

$$S_{ij} = \overline{\int_{-d}^{\zeta} (\mathcal{P} \delta_{ij} + \rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j) dz} - \frac{1}{2} \rho g \bar{h}^2 \delta_{ij} - \rho \frac{\tilde{Q}_i \tilde{Q}_j}{\bar{h}} \quad (4)$$

où  $\mathcal{P}$  est la pression, et  $\tilde{Q}_i$  est le flux de masse induit par la houle ( $\tilde{Q}_i = \overline{\int_{-d}^{\zeta} \tilde{u}_i dz}$ ).

Lorsque l'on applique l'opérateur de moyenne temporelle (1) sur l'équation de conservation de la quantité de mouvement horizontale, le caractère non linéaire de cette dernière entraîne l'apparition dans l'équation moyennée (3) de variables supplémentaires sous la forme d'un tenseur  $S_{ij}$ , dénommé tenseur des tensions de radiation. Ces tensions de radiation  $S_{ij}$  représentent l'excès de flux de quantité de mouvement moyen associé aux mouvements des vagues. Le gradient des tensions de radiation caractérise le transfert de quantité de mouvement de la houle vers l'écoulement moyen.

L'établissement du système d'équations 2 et 3 s'appuie principalement sur deux approximations. La première est d'utiliser le concept de surface libre monovaluée pour décrire l'interface air-eau, et la seconde de considérer que la pression moyenne sur le fond est hydrostatique. Dans un souci de simplification de cette présentation, nous avons aussi négligé la tension moyenne de cisaillement à la surface libre, ainsi que la contribution moyenne des contraintes visqueuses qui est faible devant  $S_{ij}$ .

Le calcul des tensions de radiation  $S_{ij}$  et du flux de masse  $\tilde{Q}_i$  nécessite l'utilisation d'un modèle stationnaire de propagation de la houle. Ce dernier, couplé aux équations 2 et 3, permet alors de décrire l'écoulement moyen induit par la houle. Par la suite, ce type de modèle couplé bidimensionnel houle-courant sera dénommé "modèle 2DH". Pour une présentation détaillée des modèles de vagues stationnaires, le lecteur pourra se référer aux ouvrages de MEI (1989) et de DINGEMANS (1997) pour les modèles "mid-slope" et aux articles de BECQ (2000) et de BOOIJ *et al.* (1999) pour les modèles spectraux stochastiques.

Une fois  $\bar{Q}_i$  et  $\bar{h}$  obtenus à partir du modèle couplé 2DH, le champ de vitesse  $U_i$  se déduit de la relation :

$$U_i = \frac{\bar{Q}_i - \tilde{Q}_i}{\bar{h}} \quad (5)$$

qui exprime que le flux de masse total  $\bar{Q}_i$  est égal à la somme du flux de masse associé à la houle  $\tilde{Q}_i$  et du flux de masse lié à l'écoulement moyen  $\bar{h}U_i$ .

## 2.2 Définition de la décomposition houle-courant

Jusqu'ici, nous n'avons pas défini explicitement la décomposition du champ de vitesse en une composante moyenne  $U_i$  et une composante "fluctuante"  $\tilde{u}_i$  associée à la houle. Les deux définitions les plus couramment utilisées pour le courant moyen sont celles de PHILLIPS (1977) :

$$U_i = \bar{v}_i \quad \Longrightarrow \quad \overline{\tilde{u}_i} = 0 \quad (6)$$

et de MEI (1989) :

$$U_i = \frac{1}{\bar{h}} \bar{Q}_i = \frac{1}{\bar{h}} \overline{\int_{-d}^{\zeta} v_i dz} \quad \Longrightarrow \quad \tilde{Q}_i = \overline{\int_{-d}^{\zeta} \tilde{u}_i dz} = 0 \quad (7)$$

La définition de Phillips est la plus naturelle du point de vue physique, et elle est facilement accessible expérimentalement à partir de la mesure locale de la vitesse au moyen d'un courantomètre. En revanche, le courant moyen ainsi défini n'a de sens que pour les points de l'espace en permanence immergés, c'est-à-dire se situant sous le creux des vagues. De plus, pour établir le système d'équations 2 et 3, il est nécessaire de faire une hypothèse supplémentaire sur la faible variabilité verticale du courant moyen  $U_i$ . Contrairement à la définition de Phillips, celle de Mei est mathématiquement bien posée. Cependant, on peut montrer que la vitesse moyenne ainsi définie ne décrit pas le courant de retour, dont la contribution doit être incluse dans la composante "fluctuante".

Une alternative à ces deux définitions est de définir le courant moyen  $U_i$  comme la moyenne temporelle de la vitesse horizontale moyennée suivant la verticale :

$$U_i = \overline{\frac{1}{\bar{h}} \int_{-d}^{\zeta} v_i dz} \quad \Longrightarrow \quad \overline{\frac{1}{\bar{h}} \int_{-d}^{\zeta} \tilde{u}_i dz} = 0 \quad (8)$$

Contrairement à ce qu'affirme DINGEMANS (1997), la différence entre les définitions (7) et (8) n'est pas toujours négligeable, en particulier en zone de surf. Ainsi, avec la définition (8) la contribution du courant de retour est incluse dans  $U_i$  (BONNETON, 2003).

## 2.3 Application de la théorie 2DH au calcul des courants moyens

On applique la théorie 2DH de Phillips à une situation idéalisée dans laquelle le champ de houle est invariant dans la direction parallèle à la plage et l'écoulement moyen qu'il induit est stationnaire. L'axe  $x$ , perpendiculaire à la plage, est orienté vers le haut de plage. On considère que la pente de cette dernière est suffisamment faible pour que la

réflexion des vagues soit négligeable. Le système d'équations 2 et 3 se réduit, si l'on néglige le terme de frottement  $\tau_x^f$ , à :

$$\bar{Q}_x = \tilde{Q}_x + \bar{h}U_x = 0 \quad (9)$$

$$-\rho g \bar{h} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} - \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} = 0 \quad (10)$$

$$-\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} - \tau_y^f = 0 \quad (11)$$

Dans le cadre d'une approche qualitative, la théorie linéaire de la houle peut donner une estimation des quantités intégrées  $\tilde{Q}_x$ ,  $S_{xx}$  et  $S_{xy}$  :

$$\begin{aligned} \tilde{Q}_x &= \cos \theta \frac{E}{\rho c} \\ S_{xx} &= \left( (1 + \cos^2 \theta) \frac{c_g}{c} - \frac{1}{2} \right) E \\ S_{xy} &= \frac{c_g}{c} \sin \theta \cos \theta E \end{aligned}$$

où  $E$  est l'énergie de la houle ( $E = \frac{1}{8} \rho g H^2$ ,  $H$  est la hauteur des vagues),  $\theta$  l'angle de propagation de la houle par rapport à l'axe  $x$ ,  $c$  et  $c_g$  les modules de la vitesse de phase et de la vitesse de groupe. À l'approche du rivage, l'énergie des vagues va croître dans la zone de levée, puis décroître dans la zone de surf, du fait de la dissipation d'énergie turbulente liée au déferlement. Cette évolution spatiale de l'énergie  $E$  entraîne une variation de  $\tilde{Q}_x$ ,  $S_{xx}$  et  $S_{xy}$ , qui contrôle (équations 9, 10 et 11) l'intensité du courant de retour  $U_x$ , du courant de dérive  $U_y$  et la position du niveau moyen de la surface libre  $\bar{\zeta}$ .

Afin d'illustrer l'écoulement moyen induit par une houle oblique, je présente sur la figure 2 une solution du système d'équations 9, 10, 11, reposant sur l'utilisation du modèle de houle le plus simple possible, qui permette de reproduire qualitativement la physique du problème. Dans la zone de levée, la hauteur des vagues est déterminée par la théorie linéaire de la réfraction, et la dissipation d'énergie dans la zone de surf est décrite par  $H = 0,8\bar{h}$  (figure 2A). L'évolution des quantités intégrées  $\tilde{Q}_x$ ,  $S_{xx}$  et  $S_{xy}$  est reproduite sur les figures 2B, C et D.

L'équation 10, issue de la conservation de la quantité de mouvement suivant  $x$ , permet d'obtenir le gradient suivant  $x$  du niveau moyen du plan d'eau  $\bar{\zeta}$  en fonction du gradient de tension de radiation :

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} = -\frac{1}{\rho g \bar{h}} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x}$$

On en déduit (figure 2E) une sous-élévation du plan d'eau par rapport au niveau d'eau au repos, dénommée "set-down", au début de la zone de déferlement et une surélévation du plan d'eau dans la zone de surf, dénommée "set-up".

L'équation 9 issue de la conservation de la masse traduit le fait que pour un forçage stationnaire le flux de masse total vers la plage est nul. On en déduit que  $U_x = -\frac{\cos \theta E}{\rho c \bar{h}} \leq 0$

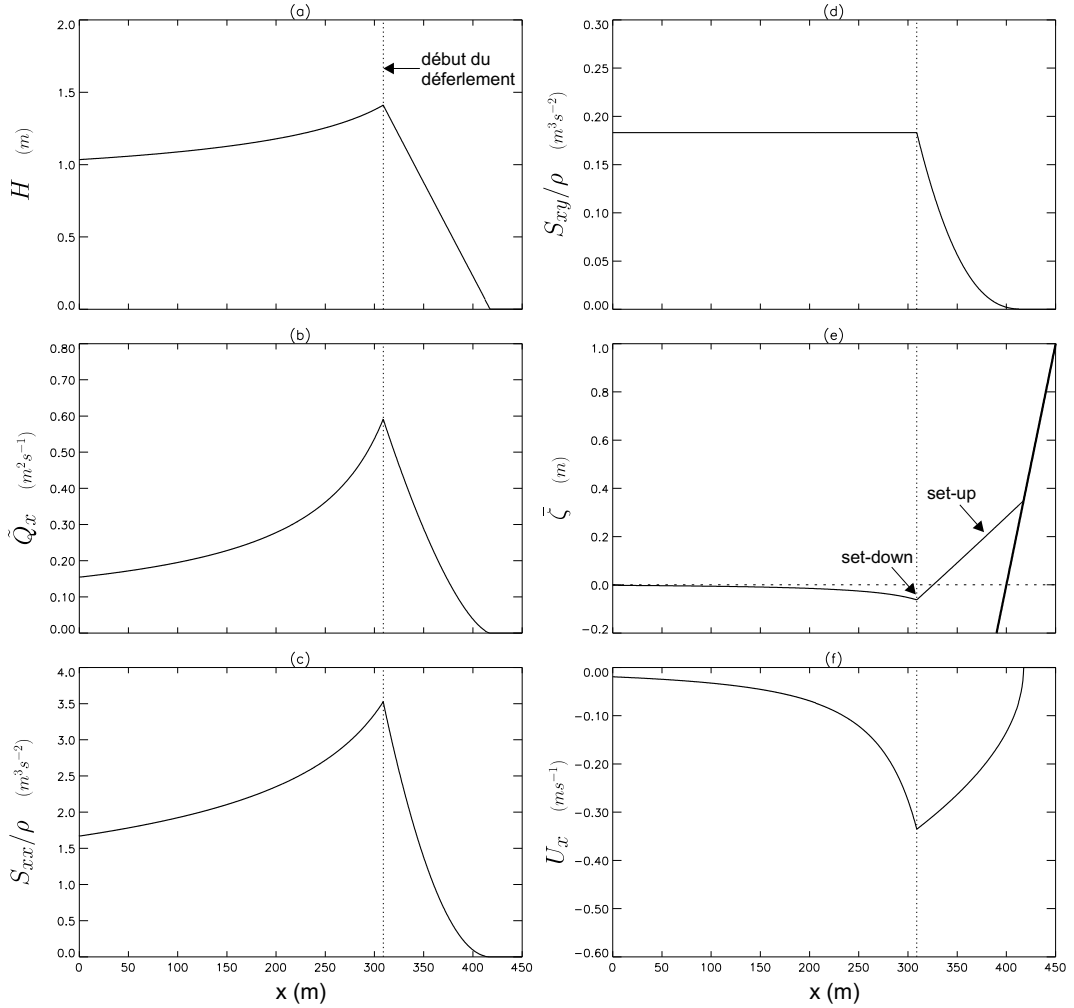


FIG. 2: Modélisation 2DH idéalisée de l'écoulement moyen (A,  $H$ ; B,  $\tilde{Q}_x$ ; C,  $S_{xx}/\rho$ ; D,  $S_{xy}/\rho$ ; E,  $\bar{\zeta}$ ; F,  $U_x$ ), pour une houle monochromatique de période  $T = 10$  s se propageant sur une plage de pente constante égale à 2 %. Hauteur des vagues  $H_0 = 1$  m et angle de propagation  $\theta_0 = 10^\circ$  pour une profondeur  $d_0 = 10$  m.

(figure 2F). La composante suivant  $x$  du courant moyen est orientée vers le large et sert à contrebalancer l'apport de masse des vagues vers la plage. Cette composante du courant, dénommée "courant de retour", est proportionnelle à l'énergie des vagues et d'autant plus intense que la direction de propagation de la houle est proche de la normale à la plage.

Pour une houle oblique, le gradient de tension de radiation  $\frac{\partial S_{xy}}{\partial x}$  devient non nul dans la zone de surf (cf. figure 2D). Ce terme agit comme un terme de forçage dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement suivant  $y$ . Cela entraîne la génération d'un courant moyen suivant  $y$ , dénommé "courant de dérive". Ce forçage est équilibré principalement par la composante du frottement au fond  $\tau_y^f$ . Le maximum du courant de dérive est situé dans la zone de surf, le plus souvent proche de la zone de début du déferlement.

La modélisation 2DH idéalisée que nous avons présentée dans cette section a permis

d'introduire de façon qualitative les phénomènes hydrodynamiques importants en zone de surf, que sont le *set-up*, le courant de retour et le courant de dérive. Une description quantitative de ces phénomènes nécessite la mise en œuvre de modèles d'une plus grande complexité, dont les principales caractéristiques seront présentées à la section 4.

### 3 Processus hydrodynamiques et échelles de temps caractéristiques

Dans la section précédente, afin d'introduire simplement les concepts théoriques permettant de décrire la génération des courants moyens, nous nous sommes limités aux cas des écoulements induits par une houle monochromatique. Lorsque nous nous trouvons sur une plage et que nous observons la dynamique des masses d'eaux, notre perception visuelle se limite aussi en grande partie aux mouvements quasi périodiques associés à la houle. En réalité, la zone de surf est le siège d'un grand nombre de processus hydrodynamiques qui couvrent une gamme très large d'échelles spatio-temporelles (cf. figure 1). Afin d'illustrer ces différents processus, nous présentons sur la figure 3A un spectre type de la vitesse en zone de surf. On distingue trois principaux types de processus hydrodynamiques : les ondes de gravité de surface, qui représentent l'agent hydrodynamique moteur de l'écoulement que nous étudions ; la turbulence tridimensionnelle, qui va dissiper l'énergie apportée par les ondes ; et les courants moyens générés par les vagues et, éventuellement, la marée.

#### 3.1 Ondes de gravité de surface

Le spectre d'énergie des ondes de gravité est centré autour d'une fréquence  $f_p$  (proche de 0,1 Hz), qui correspond à la fréquence pic des vagues provenant du large. Les caractéristiques du spectre autour de  $f_p$  vont être en partie déterminées par la nature des ondes incidentes : houle, mer du vent ou la combinaison des deux. Le spectre idéalisé que nous présentons sur la figure 3A est plutôt représentatif d'une houle régulière, mais la discussion qui va suivre s'applique aussi en grande partie à des vagues de mer du vent ayant un spectre plus large. À l'approche du rivage, dans la zone dite de "levée", la dynamique des vagues devient fortement non linéaire. Les interactions non linéaires triadiques entraînent un transfert d'énergie dans le domaine fréquentiel des fréquences caractéristiques des vagues incidentes (autour de  $f_p$ ) vers les fréquences harmoniques ou sous-harmoniques (FREILICH & GUZA, 1984). Dans la zone de surf, on identifie généralement deux composantes du mouvement : une composante haute fréquence  $f \in [f_p/2, 2 \text{ Hz}]$  qui correspond à la bande fréquentielle de la houle ou de la mer du vent, et une composante basse fréquence, comprise entre  $10^{-3} \text{ Hz}$  et  $f_p/2$ , que l'on qualifie "d'onde infragravitaire".

Les ondes infragravitaires (OI sur la figure 3) peuvent être générées par le vent au large, ou être "liées" aux groupes de vagues incidentes. Ces "ondes liées" sont générées



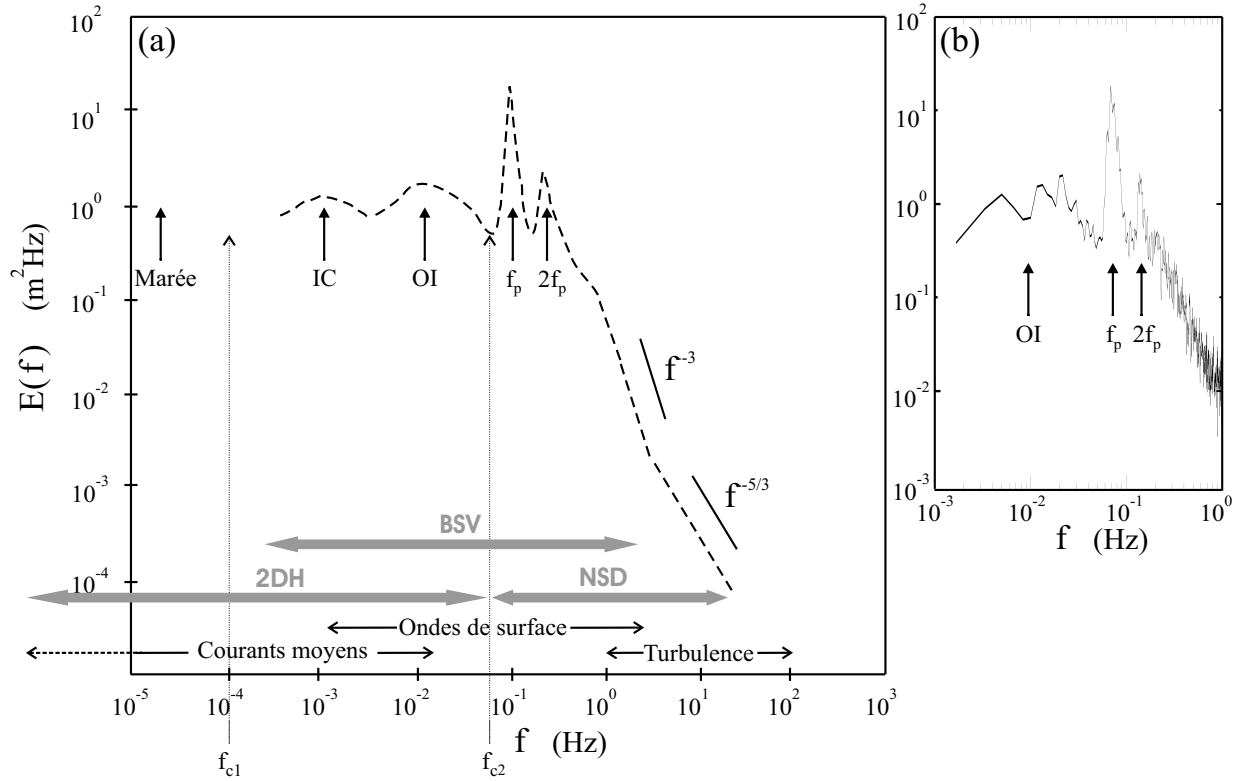


FIG. 3: Spectre de la vitesse en zone de surf. A, spectre schématisé illustrant les principaux processus hydrodynamiques ; B, spectre de la vitesse *cross-shore* mesurée sur la plage aquitaine du Truc Vert, pour une houle de période pic 14 s et de hauteur significative 0,9 m (SÉNÉCHAL *et al.*, 2002). OI : Ondes infragravitaires ; IC : Instabilités du courant moyen ;  $f_p$  : fréquence pic de la houle. 2DH : modélisation statistique 2DH, BSV : modélisation Boussinesq et Saint Venant, NSD : modélisation Navier Stokes diphasique.

par les interactions non linéaires entre les groupes d'ondes. L'explication théorique de ce phénomène à partir du concept de tension de radiation a été proposée pour la première fois par LONGUET-HIGGINS & STEWART (1962). Outre ces "ondes liées", des ondes infragravitaires peuvent aussi se propager "librement". Lorsque ces ondes "libres" se propagent dans une direction proche de la normale à la plage, elles sont réfléchies à la ligne d'eau vers le large. Pour des angles d'incidence plus importants, ces ondes "libres" sont piégées par réfraction dans la zone proche de la ligne d'eau et sont dénommées "ondes de bord" ("edge wave" en anglais). Contrairement à la composante haute fréquence, l'énergie des ondes infragravitaires est peu dissipée en zone de surf. Leur contribution par rapport à la composante haute fréquence, en termes de fluctuations de vitesse et d'élévation de la surface libre, est généralement dominante dans la zone de swash, mais aussi parfois dans la zone de surf interne (SÉNÉCHAL *et al.*, 2001). De nombreuses observations expérimentales en laboratoire ou *in situ* ont montré que les ondes infragravitaires jouent un rôle essentiel dans l'évolution morphologique des barres sableuses littorales (REY, 2005).

Les interactions non linéaires en milieu peu profond induisent aussi un transfert d'énergie vers les fréquences harmoniques ( $2f_p, 3f_p, \dots$ ), qui entraîne une distorsion du profil des vagues. Ce transfert non linéaire atteint une valeur maximale au début du déferlement. Une illustration du transfert d'énergie vers les fréquences harmoniques est présentée sur le spectre de vitesse de la figure 3B, obtenu à partir de mesures de houle réalisées en zone de surf sur la plage aquitaine du Truc Vert (SÉNÉCHAL *et al.*, 2002). Sur cette figure, on distingue un pic d'énergie secondaire, associé à la fréquence harmonique  $2f_p$ . L'onde associée à cette fréquence harmonique se propage généralement en phase avec l'onde primaire  $f_p$ . On dit alors que la composante harmonique est "liée" à l'onde primaire. Cependant, en présence d'accident topographique, tel qu'une barre sableuse, la composante harmonique peut être libérée, ce qui conduit à la formation d'ondes secondaires de fréquence  $2f_p$  se propageant à une vitesse de phase différente de celle de l'onde primaire (SÉNÉCHAL *et al.*, 2002). Du fait du caractère aléatoire de la houle en milieu naturel, les spectres de vagues ne présentent généralement pas de pics énergétiques aux fréquences harmoniques, mais plutôt une répartition continue de l'énergie. Pour les fluctuations de vitesse à hautes fréquences ( $f > 3f_p$ ), dans le domaine fréquentiel que l'on qualifie de "domaine orbital", des mesures en laboratoire (HATTORI & AONO, 1985) et *in situ* (THORNTON, 1979; GEORGE *et al.*, 1994) ont montré que le spectre d'énergie est proche d'une loi en  $f^{-3}$  (cf. figure 3).

### 3.2 Turbulence induite par le déferlement

Pour des fréquences supérieures à celles du régime orbital, HATTORI & AONO (1985) et GEORGE *et al.* (1994) observent une décroissance du spectre en  $f^{-5/3}$ , caractéristique de la turbulence tridimensionnelle décrite par la théorie de Kolmogorov. Les mouvements orbitaux et turbulents ont une dynamique très différente. S'il existe une très forte corrélation entre les fluctuations de vitesse orbitale et les fluctuations de la surface libre, en revanche les mouvements turbulents affectent peu la surface libre. Il n'existe cependant pas de transition nette entre le "domaine inertiel turbulent" et le "domaine orbital". De grosses structures tourbillonnaires tridimensionnelles peuvent par exemple se développer à des fréquences caractéristiques appartenant au domaine orbital. La turbulence est générée à la fois à proximité de l'interface air-eau par le déferlement, mais aussi dans la couche limite de fond. Cependant, en zone de surf, la source principale de turbulence provient du déferlement. Même si l'énergie turbulente est faible par rapport à celle des vagues, la turbulence tridimensionnelle joue un rôle essentiel à la fois en dissipant l'énergie apportée par les vagues, mais aussi en favorisant la mise en suspension et le transport des sédiments.

### 3.3 Instabilités des courants moyens

Nous avons introduit à la section 2 les mécanismes physiques de génération par la houle des courants moyens, tels que le courant de retour et le courant de dérive. Des ob-

servations récentes en milieu naturel et des expériences en laboratoire ont montré que les courants moyens sont généralement instables. La campagne de mesure SUPERDUCK 1986 a permis par exemple de mettre en évidence que le courant de dérive était le siège d’une instabilité de cisaillement (BOWEN & HOLMAN, 1989 ; OLTMAN-SHAY *et al.*, 1989). Par ailleurs, HALLER & DALRYMPLE (2001) ont observé à partir d’expériences en laboratoire la présence d’oscillations dans les courants sagittaux, alors que le forçage de la houle était stationnaire. Ils ont montré que ces oscillations pouvaient s’expliquer par un mécanisme d’instabilité de jet. En milieu naturel, SMITH & LARGIER (1995) ont analysé, au moyen de techniques acoustiques Doppler, la structure horizontale du champ de vitesse des courants sagittaux et montré le caractère fortement intermittent de ces courants. Les différentes instabilités des courants moyens conduisent à la formation de structures tourbillonnaires quasi bidimensionnelles. Ces structures contribuent à la diffusion de la quantité de mouvement moyen et jouent très certainement un rôle important dans le transport sédimentaire. La dynamique de ces structures tourbillonnaires en milieu peu profond est encore assez mal connue, ce qui suscite actuellement des recherches sur ce thème (BONNETON *et al.*, 2005).

Les instabilités des différents types de courants moyens (IC sur la figure 3) couvrent un domaine fréquentiel compris approximativement entre  $10^{-3}$  Hz et  $2 \times 10^{-2}$  Hz (DODD *et al.*, 2000). Ce domaine recouvre en partie celui des ondes infragravitaires. Même si la dynamique de ces deux phénomènes est très différente, il peut s’avérer difficile de les distinguer lorsque l’on ne dispose que d’une mesure locale de l’hydrodynamique. On peut cependant s’appuyer sur le fait que pour les OI propagatives la vitesse est corrélée aux déplacements de l’interface avec une énergie cinétique du même ordre de grandeur que l’énergie potentielle, alors que pour les IC le champ de vitesse est très faiblement corrélé aux déplacements de la surface libre, et l’énergie potentielle est faible devant l’énergie cinétique (LIPPMANN *et al.*, 1999).

La propagation de la marée va, elle aussi, induire des courants moyens. Sur des plages éloignées des zones d’embouchure, les courants moyens tidaux sont de faibles intensités, mais la variation de hauteur du plan d’eau induit une forte évolution de la localisation de la zone de surf et, donc, une très forte variabilité temporelle des courants moyens générés par la houle. Dans ce cas, le pic d’énergie associé à la fréquence des marées caractérise principalement la variabilité tidale des courants moyens générés par la houle et, dans une moindre mesure, la variabilité du courant de marée.

## 4 Stratégies de modélisation

Nous avons vu à la section précédente que la gamme d’échelles temporelles à prendre en compte pour l’étude de l’hydrodynamique en zone de surf va jusqu’à  $O(10^7)$  et on peut estimer que la gamme d’échelles spatiales est du même ordre de grandeur (cf. figure 1).

Il est évidemment impossible de résoudre les équations du mouvement pour l'ensemble de ces échelles spatio-temporelles. Nous présentons dans cette section trois approches de modélisation complémentaires, qui reposent sur la résolution explicite des processus sur trois gammes d'échelles différentes (bandes fréquentielles NSD, BSV et 2DH sur la figure 3).

## 4.1 Modélisation NSD

La modélisation d'écoulements turbulents simples, à nombre de Reynolds modéré, peut être abordée en résolvant les équations de Navier Stokes tridimensionnelles pour l'ensemble des échelles du mouvement : des plus grandes échelles jusqu'à l'échelle de dissipation de la turbulence. Ces dernières années, ce type de modélisation, que l'on qualifie de "simulation numérique directe", a fait d'importants progrès et a permis d'avancer dans la compréhension de la dynamique non linéaire des écoulements turbulents. La simulation numérique directe associée à des méthodes de suivi d'interface de type VOF (SCARDOVELLI & ZALESKI, 1999) a été récemment mise en œuvre pour l'étude d'écoulements diphasiques. Nous dénommerons cette méthode NSD (Navier Stokes diphasique). Pour l'appliquer à la modélisation de l'hydrodynamique en zone de surf, il est nécessaire de limiter la gamme d'échelles à simuler et donc de réduire le nombre de processus physiques, en considérant des situations idéalisées, "académiques". Une telle approche a été mise en œuvre, par exemple, par ABADIE *et al.* (1998) et GUIGNARD *et al.* (2001), afin d'étudier la dynamique des vagues lors d'un déferlement plongeant. La modélisation NSD s'apparente alors à de "l'expérimentation numérique" du déferlement, mais son domaine d'application se limite à l'étude des processus hydrodynamiques élémentaires. Les recherches dans ce domaine sont très actives au niveau international et elles s'orientent actuellement vers le développement de méthodes de "simulation des grandes échelles" (LESIEUR & MÉTAIS, 1996), qui permettront de simuler des écoulements turbulents en zone de surf plus complexes (CHRISTENSEN & DEIGAARD, 2001).

## 4.2 Modélisation BSV

Pour simuler la dynamique des ondes de surface en zone de surf dans les conditions complexes du milieu naturel, il est nécessaire d'adopter une autre approche que la modélisation NSD. La propagation des ondes de surface en milieu peu profond peut être modélisée par les équations bidimensionnelles de type Boussinesq et Saint Venant (BSV). De nombreuses études ont montré que les modèles BSV décrivent de façon très satisfaisante la transformation de la houle et des ondes infragravitaires à l'approche du rivage, y compris en zone de surf (KOBAYASHI *et al.*, 1989 ; SCHÄFFER *et al.*, 1993 ; COX, 1995 ; MADSEN *et al.*, 1997a,b ; BAYRAM & LARSON, 2000 ; BONNETON & DUPUIS, 2000 ; BONNETON, 2003). Dans cette approche, la variabilité verticale de l'écoulement ainsi que la turbulence

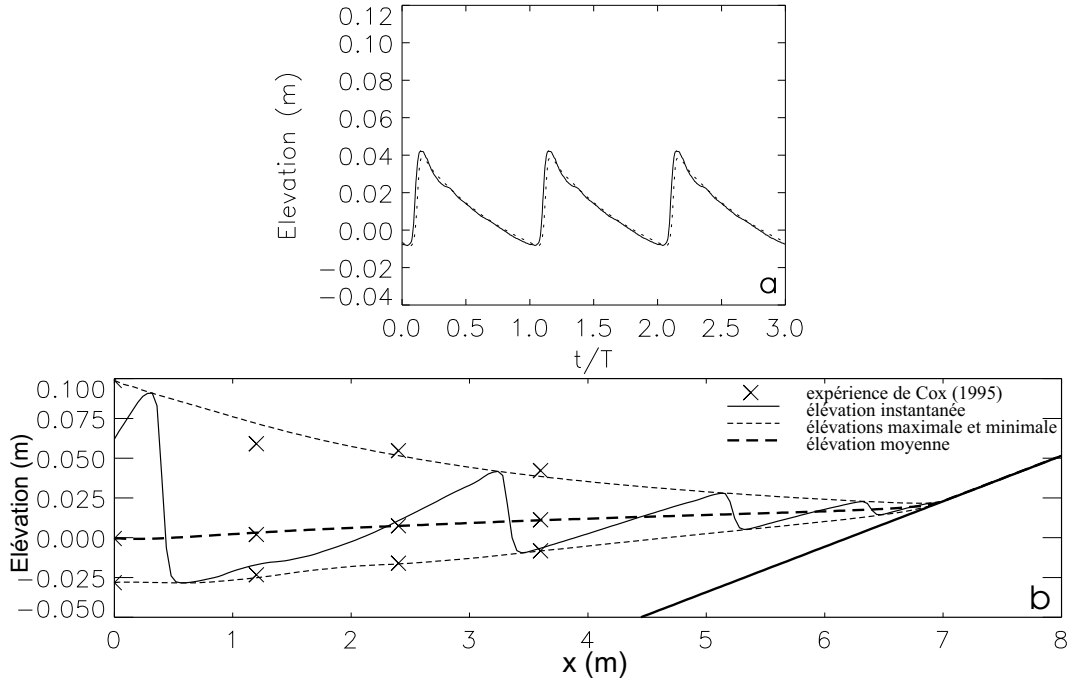


FIG. 4: Élévation des vagues en zone de surf interne, pour une houle monochromatique de période  $T = 2,2$  s se propageant sur une plage de pente constante  $1/35$ . Comparaison entre une simulation numérique BSV (BONNETON, 2003) et les expériences de COX (1995). A, évolution temporelle en  $x = 3, 6$  m ; B, évolution spatiale de l'élévation.

ne sont pas explicitement calculées. Cela nécessite l'introduction de paramétrisations de ces propriétés basées, par exemple, sur les concepts de "roller" (MADSEN *et al.*, 1997a) ou "d'onde de choc" (BONNETON, 2003). L'amélioration de ces paramétrisations est un domaine de recherche actif, qui nécessite une connaissance précise de la structure verticale des vagues en zone de surf. Dans cette optique, la modélisation NSD ainsi que les méthodes expérimentales de type PIV (*Particle Image Velocimetry*) sont d'une très grande importance. Des efforts de recherche importants portent aussi actuellement sur l'évaluation de la potentialité des modèles BSV à reproduire les mouvements basses fréquences associés aux instabilités des courants moyens (KIRBY & CHEN, 2002). Le principal intérêt de la modélisation BSV est d'obtenir l'évolution temporelle à haute fréquence de l'hydrodynamique (figure 4A), mais cette approche peut aussi servir à calculer avec précision les variables hydrodynamiques, moyennées sur une période des vagues (figure 4B), nécessaires à la modélisation morphodynamique des plages. Cependant, pour de telles applications, le coût des calculs BSV devient vite prohibitif.

### 4.3 Modélisation statistique 2DH

Dans un contexte de modélisation de l'évolution morphologique des plages sableuses pour des échelles de temps qui vont de quelques cycles de marée à quelques mois, il est

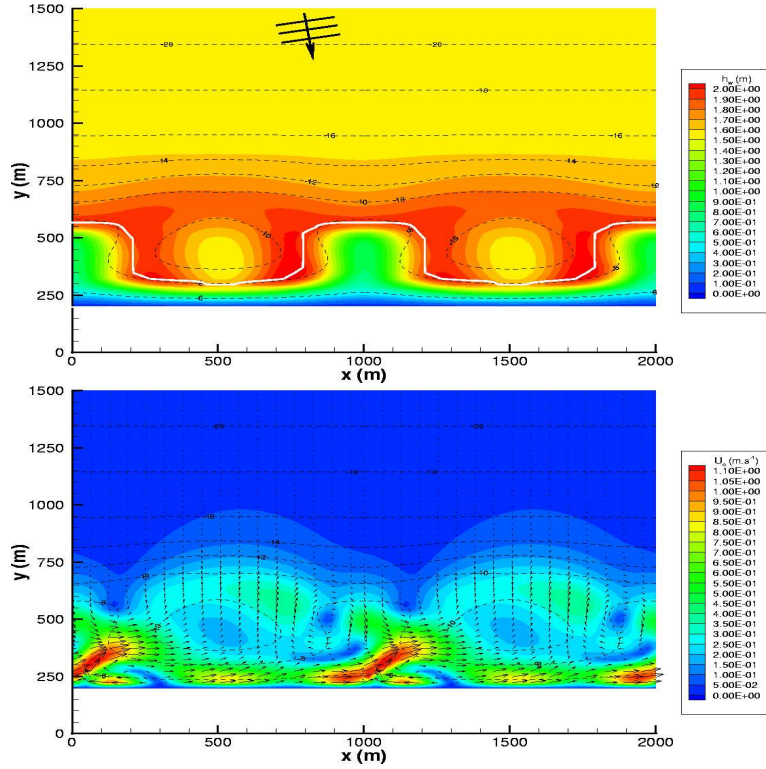


FIG. 5: Modélisation 2DH des courants induits par la houle au-dessus d'un système de barres en croissant (SAINT-CAST *et al.*, 2002). A, hauteur des vagues pour une houle au large d'incidence  $10^\circ$  et de hauteur 1,5 m, les isobathes sont en tiretés, et la ligne blanche correspond à la ligne de déferlement ; B, champ de courant moyen (au sens de la définition de PHILLIPS (1977), équation 6).

préférable d'adopter une autre approche pour la modélisation de l'hydrodynamique. L'approche classiquement utilisée repose sur la théorie 2DH introduite à la section 2. Dans cette section, nous nous étions limités aux cas d'écoulements moyens induits par une houle monochromatique. Nous avons vu à la section 3 qu'en milieu naturel l'hydrodynamique de la zone de surf est beaucoup plus complexe, car elle met en jeu un grand nombre de processus sur une gamme très large d'échelles temporelles. L'idée du modèle statistique 2DH est de traiter de façon déterministe les processus lents, et de façon statistique les processus rapides. Pour cela, il est nécessaire de considérer qu'il existe une séparation d'échelle temporelle autour d'une fréquence  $f_c$  entre des mouvements "basses fréquences" et des mouvements "hautes fréquences". Pour que le filtrage des équations à partir de l'opérateur de moyenne :

$$\overline{(\cdot)} = \frac{1}{T_c} \int_{t-T_c/2}^{t+T_c/2} (\cdot) d\tau \quad T_c = 1/f_c$$

ait un sens physique, il est en effet nécessaire qu'il y ait une véritable séparation des échelles temporelles autour de  $f_c$ , c'est-à-dire une plage de fréquences assez étendue présentant un minimum marqué de l'énergie.

Il est donc important d'avoir une connaissance préalable du spectre d'énergie de l'écoulement que l'on désire modéliser. Il est nécessaire de choisir aussi une résolution spatiale qui soit en accord avec la résolution temporelle. Plus  $f_c$  est grand et plus la gamme de phénomènes simulés explicitement est importante, et donc plus le coût numérique des simulations (temps de calcul et place mémoire) est élevé. La structure mathématique du système d'équations moyennées 2DH ne dépend pas du choix de  $f_c$  :

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{Q}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \bar{Q}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\bar{Q}_i \bar{Q}_j}{\bar{h}} \right) &= -\rho g \bar{h} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x_i} - \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} \\ &- \underbrace{\rho C_f \|\vec{U}\| U_i}_{\tau_i^f} + \underbrace{\rho_{air} C_D \|\vec{W}\| W_i}_{\tau_i^s} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho K_m \bar{h} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right)}_{D_i} \end{aligned} \quad (13)$$

où  $\tau_i^s$  est la tension moyenne de cisaillement à la surface libre ( $C_D$  est un coefficient de trainée et  $\vec{W}$  la vitesse du vent à 10 m de la surface) et  $D_i$  caractérise la diffusion de la quantité de mouvement moyen ( $K_m$  est un coefficient de mélange de la quantité de mouvement moyen). En revanche, la modélisation statistique et les paramétrisations des phénomènes filtrés, qui ont pour but d'évaluer  $S_{ij}$ ,  $\bar{Q}_i$ ,  $\tau_i^f$ ,  $\tau_i^s$  et  $D_i$ , dépendent évidemment de  $f_c$ . Dans les applications 2DH décrites dans la littérature, le choix de cette fréquence de coupure  $f_c$ , qui définit ce que l'on entend par écoulement moyen, est souvent implicite et les implications en termes de modélisation statistique des processus "hautes fréquences" sont rarement discutées. Nous allons maintenant brièvement évoquer ce problème en nous appuyant sur le spectre type de la vitesse en zone de surf présenté dans la figure 3A.

Dans le cadre d'applications morphodynamiques (HORIKAWA, 1988 ; SAINT-CAST, 2002 ; CAMENEN & LARROUDÉ, 2005 ; CASTELLE *et al.*, 2005), qui nécessitent des calculs sur des temps longs, il est naturel de choisir pour  $f_c$  une fréquence basse ( $f_c = f_{c1}$  sur la figure 3A). Dans ce cas, la variabilité tidale des courants induits par les vagues est explicitement simulée par les équations 12 et 13, mais les instabilités du courant sont traitées de façon statistique (elles sont prises en compte dans la paramétrisation de  $D_i$  car elles contribuent au mélange de la quantité de mouvement moyen), au même titre que les vagues et la turbulence. Pour ces applications, la contribution des ondes infragravitaires sur l'écoulement moyen, qui intervient dans le terme  $S_{ij}$ , est négligeable. Cela ne veut pas dire que le rôle des ondes infragravitaires sur l'évolution morphologique de la plage est lui aussi négligeable. Dans le cas où ces ondes ont un impact important sur la morphodynamique, il est alors nécessaire d'utiliser en plus du modèle statistique 2DH, un modèle d'onde infragravitaire (RENIERS *et al.*, 2002). À titre d'illustration, la figure 5 présente le champ de courant moyen induit par la houle sur un système de barre en croissant, calculé par modélisation 2DH (SAINT-CAST *et al.*, 2002).

En prenant une fréquence de coupure plus élevée ( $f_c = f_{c2}$  sur la figure 3A), il est alors possible de simuler explicitement avec le système d'équations 12 et 13 les instabilités des courants moyens et les ondes infragravitaires qui avaient été filtrées pour  $f_c = f_{c1}$ . Cette approche a été suivie par différents auteurs pour étudier les instabilités des courants moyens, que ce soit le courant de dérive (DODD *et al.*, 2000) ou les courants sagittaux (HALLER & DALRYMPLE, 2001), mais aussi pour l'étude de la génération des ondes infragravitaires par des groupes d'ondes (LONGUET-HIGGINS & STEWART, 1962 ; SCHÄFFER, 1993).

Des auteurs de référence, tels que HORIKAWA (1988), ARCILLA & LEMOS (1990) et SVENDSEN & PUTREVU (1996), établissent leurs équations 2DH en partant des équations de Reynolds et non pas des équations de Navier Stokes. Pour cela, il est nécessaire de supposer qu'il existe aussi une séparation d'échelle temporelle entre les vagues et la turbulence. La tension de radiation  $S_{ij}$  ne dépend alors que du mouvement des vagues, alors que dans notre approche  $S_{ij}$  inclut aussi la contribution de la turbulence générée par les vagues. Nous avons vu à la section 3 qu'en zone de surf il n'existe pas en réalité de séparation d'échelle entre la turbulence et les vagues. Le choix d'un modèle 2DH basé sur les équations de Reynolds est donc difficile à justifier et peut conduire à l'utilisation de paramétrisations de la turbulence qui ne reposent pas sur des bases physiques. HORIKAWA (1988), par exemple, exprime les tensions de Reynolds intégrées suivant la verticale, en fonction des courants moyens, par l'intermédiaire d'un coefficient de mélange turbulent. Cette modélisation de la turbulence a donc pour effet de diffuser la quantité de mouvement moyen et donc de dissiper l'énergie de l'écoulement moyen. Cette démarche est valable pour décrire la faible contribution de la turbulence induite par les courants moyens (paramétrisation du terme  $D_i$ ), mais elle ne peut pas être appliquée à la turbulence générée par le déferlement, qui est pratiquement indépendante de l'écoulement moyen. La modélisation de la turbulence induite par les vagues, qui joue un rôle important dans la zone de surf, doit donc être incluse dans les modèles statistiques de propagation des vagues et non être traitée à partir d'une paramétrisation simplement fonction des courants moyens.

## 5 Conclusion

La zone de surf est le siège d'un grand nombre de processus ondulatoires et tourbillonnaires, qui interagissent fortement. La compréhension de l'ensemble de ces processus et de leurs interactions reste un défi important pour les chercheurs travaillant dans les domaines de l'océanographie côtière et de la mécanique des fluides, d'autant plus que l'identification expérimentale de ces processus n'est certainement pas achevée.

Les efforts importants qui sont consacrés dans le domaine de l'expérimentation (*in situ* et en laboratoire) permettent d'avancer dans la compréhension de la transformation



non linéaire des vagues. L'utilisation de méthodes expérimentales, telles que la PIV (Particle Image Velocimetry) ou la vélocimétrie tridimensionnelle ultrasonore, devraient conduire à une meilleure caractérisation de la structure verticale du champ de vitesse des vagues. Ces méthodes vont aussi permettre d'étudier plus finement la dynamique des structures tourbillonnaires tridimensionnelles de petite échelle et des structures quasi bidimensionnelles générées par les instabilités des courants moyens.

Ces dernières années, les modèles de simulation de l'hydrodynamique en zone de surf ont fortement progressé, parallèlement ou en interaction avec les avancées expérimentales. Pour l'approche NSD, les recherches s'orientent vers le développement de méthodes de "simulation des grandes échelles" en milieu diphasique, qui permettront de simuler des écoulements turbulents d'une plus grande complexité que ceux qui sont actuellement abordés. Pour les modèles BSV, l'amélioration de la paramétrisation de la turbulence et de la variabilité verticale du champ de vitesse, en particulier dans la zone du rouleau de déferlement, reste un objectif de recherche important.

Si les modèles NSD et BSV permettent de simuler de façon détaillée les processus hydrodynamiques en zone de surf, l'approche statistique 2DH reste indispensable lorsque l'on veut effectuer des calculs sur des temps longs, en particulier dans le cadre d'applications morphodynamiques. Des efforts importants restent à faire dans ce domaine, par exemple sur la paramétrisation du frottement et sur la modélisation des structures tourbillonnaires quasi bidimensionnelles. Si la modélisation tridimensionnelle des courants se développe avec succès dans le domaine des écoulements littoraux contrôlés par la marée (estuaire et lagune), une telle approche reste difficile à mettre en œuvre pour décrire l'hydrodynamique en zone de surf. En effet, même si des approches quasi tridimensionnelles commencent à être développées (SVENDSEN & PUTREVU, 1996), la décomposition tridimensionnelle de l'écoulement (vague-turbulence-courant moyen) et la modélisation des interactions entre les différentes composantes du mouvement représentent un domaine d'étude entièrement ouvert.

**Remerciements** : Cet article de synthèse s'appuie sur les recherches qui sont réalisées dans l'équipe METHYS du Département de géologie et d'océanographie de l'université de Bordeaux I, et plus particulièrement sur les études menées en collaboration avec Hélène Dupuis, ainsi que dans le cadre des thèses de Bruno Castelle, Frédéric Saint-Cast et Nadia Sénéchal. Ces travaux sont soutenus par deux programmes nationaux de l'INSU : le PNEC (Programme national d'environnement côtier) et le PATOM (Programme ATmosphère Océan à Multi-échelles).

## Références

- ABADIE S., BONNETON P. & CALTAGIRONE J.-P., 1998.— Numerical simulation of a plunging breaker. In : *Lecture Notes in Physics*, 16th Int. Conf. on Num. Methods in Fluid Dyn., n° 515, p. 458-463, Springer, Arcachon.
- ARCILLA A.S. & LEMOS C.M., 1990.— *Surf zone hydrodynamics*. Pineridge Press, Barcelone, 267 p.
- BATTJES J.A., 1988.— Surf-zone dynamics. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, n° 20, p. 257-293.
- BAYRAM A. & LARSON M., 2000.— Wave transformation in the nearshore zone : comparison between a Boussinesq model and field data. *Coast. Eng.*, n° 39, p. 149-171.
- BECQ F., 1998.— Extension de la modélisation spectrale des états de mer vers le domaine côtier. Thèse de l' Université de Toulon-Var, France.
- BONNETON P. 2001.— *Modélisation des courants générés par la houle en milieu littoral*. Rapport Interne Département de Géologie et d'Océanographie, juillet 2001, Talence, 23p.
- BONNETON P. 2003.— Dynamique non linéaire des vagues en zone de surf interne. *Revue Française de Génie Civil*, numéro spécial "Génie-Côtier", n° 7, p. 1061-1076.
- BONNETON P. & DUPUIS H., 2000.— Transformation of irregular waves in the inner surf zone. *Proc. 27th Int. Conf. on Coastal Eng.*, Sydney, Australia, n° 1, p. 745-754.
- BONNETON N., SOUS D., BONNETON P. & SOMMERIA J., 2005.— Dynamics of large-scale vortices in the near shore. Sous presse à *J. Coast. Res.*
- BOOIJ N., RIS R.C. & HOLTHUIJSEN L.H., 1999.— A third-generation wave model for coastal regions, Part I, Model description and validation, *J. Geophys. Res.*, C4, n° 104, p. 7649-7666.
- BOWEN A.J. & HOLMAN R.A., 1989.— Shear instabilities of the mean longshore current. 1. Theory. *J. Geophys. Res.*, n° 94, p. 18023-18030.
- CAMENEN B. & LARROUDÉ P. 2005.— Modélisation de la formation des barres sableuses, *Océanis*, ce fascicule.
- CASTELLE B., BONNETON P., SÉNÉCHAL N., DUPUIS H., BUTEL R. & MICHEL D. 2005.— Dynamics of wave-induced currents over a multi-barred beach on the Aquitanian coast. Sous presse à *Cont. Shelf Res.*
- CHRISTENSEN E.D. & DEIGAARD R., 2001.— Large eddy simulation of breaking waves. *Coast. Eng.*, n° 42, p. 53-86.
- COX D.T., 1995.— *Experimental and numerical modelling of surf zone hydrodynamics*, Ph.D dissertation, Univ. of Delaware, Newark, 293 p.
- DINGEMANS M.W., 1997.— *Water wave propagation over uneven bottoms. Part 1 : Linear wave propagation ; Part 2 : Non-linear wave propagation*. World Scientific, London, 471p.

- DODD N., IRANZO V. & RENIERS Ad. 2000. — Shear instabilities of wave-driven along-shore currents. *Rev. Geophys.*, n° 38, p. 437-463.
- FREILICH M.H. & GUZA R.T., 1984. — Nonlinear effects on shoaling surface gravity waves. *Phil. Trans. R. Soc. Lond., A*, n° 311, p. 1-41.
- GEORGE R., FLICK R.E. & GUZA R.T., 1994. — Observations of turbulence in the surf zone. *J. Geophys. Res.*, n° 99 (C1), p. 801-810.
- GUIGNARD S., MARCER R., REY V., KHARIF C. & FRAUNIE P. 2001. — Solitary wave breaking on sloping beaches : 2-D two phase flow numerical simulation by SL-VOF method. *Eur. J. Mech. B - Fluids*, n° 20, p. 57-74.
- HALLER M.C. & DALRYMPLE R.A., 2001. — Rip current instabilities. *J. Fluid Mech.*, n° 433, p. 161-192.
- HAMM L., MADSEN P.A. & PEREGRINE D.H., 1993. — Wave transformation in the nearshore zone : a review. *Coast. Eng.*, n° 21, p. 5-39.
- HATTORI M. & AONO T., 1985. — Experimental study on turbulence structures under breaking waves. *Coast. Eng. Jap.*, n° 28, p. 97-116.
- HORIKAWA K., 1988. — *Nearshore dynamics and coastal processes*. University of Tokyo Press, Tokyo, 522 p.
- KIRBY J.T. & CHEN Q., 2002. — Examining the low frequency predictions of Boussinesq wave models. In : *Proc. 28th Int. Conf. on Coastal Eng*, Cardiff, n° 1, p. 1075-1087.
- KOBAYASHI N., DESILVA G.S. & WATSON K.D., 1989. — Wave transformation and swash oscillation on gentle and steep slopes. *J. Geophys. Res.*, n° 94 (C1), p. 951-966.
- LESIEUR M. & MÉTAIS O., 1996. — New trends in large-eddy simulations of turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, n° 28, p. 45-82.
- LIPPMANN T.C., HERBERS T.H.C. & THORNTON E.B., 1999. — Gravity and shear wave contributions to nearshore infragravity motions. *J. Phys. Oceanogr.*, n° 29 (2), p. 231-239.
- LONGUET-HIGGINS M.S. & STEWART R.W., 1962. — Radiation stress and mass transport in gravity waves with applications to 'surf-beat'. *J. Fluid Mech.*, n° 8, p. 565-583.
- LONGUET-HIGGINS M.S. & STEWART R.W., 1964. — Radiation stress in water waves, a physical discussion with application. *Deep-Sea Res.*, n° 11, p. 529-563.
- MADSEN P.A., SORENSEN O.R. & SCHÄFFER H.A., 1997a. — Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq type model. Part I. Model description and cross-shore motion of regular waves. *Coast. Eng.*, n° 32, p. 255-287.
- MADSEN P.A., SORENSEN O.R. & SCHÄFFER H.A., 1997b. — Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq type model. Part II. Surf beat and swash oscillations for wave groups and irregular waves. *Coast. Eng.*, n° 32, p. 289-319.

- MEI C.C., 1989. — *The applied dynamics of ocean surface waves*. World Scientific, London, 740 p.
- OLTMAN-SHAY J., HOWD P.A. & BIRKEMEIER W.A., 1989. — Shear instabilities of the mean longshore current. 2. Field observations. *J. Geophys. Res.*, n° 94, p. 18031-18042.
- PHILLIPS O.M., 1977. — *The dynamics of the upper ocean*. Second edition. Cambridge University Press, Cambridge, 336 p.
- RENIERS A., THORNTON E., STANTON T. & MACMAHAN J., 2002. — RIPEX : Rip-current pulsation modeling. In : *Proc. 28th Int. Conf. on Coastal Eng.*, p. 727-735.
- REY V., 2005. — Rôle des interactions ondes-ondes dans la formation des barres littorales, *Océanis*, ce fascicule.
- SAINT-CAST F., 2002. — *Modélisation de la morphodynamique des corps sableux en milieu littoral*. Thèse de l'université Bordeaux I. [http://www.enscpb.fr/master/pdf/these\\_f\\_stcast.pdf](http://www.enscpb.fr/master/pdf/these_f_stcast.pdf), 246 p.
- SAINT-CAST F., CASTELLE B., BONNETON P. & CALTAGIRONE, J-P., 2002. — Modélisation des écoulements induits par la houle sur les plages d'Aquitaine. In : *7<sup>e</sup> Conf. de Génie Côtier*, Anglet.
- SCARDOVELLI R. & ZALESKI S., 1999. — Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, n° 31, p. 567-603.
- SCHÄFFER H.A., 1993. — Infragravity waves induced by short-wave groups. *J. Fluid Mech.*, n° 247, p. 551-588.
- SCHÄFFER H.A., MADSEN P.A. & DEIGAARD R., 1993. — A Boussinesq model for waves breaking in shallow water. *Coast. Eng.*, n° 20, p. 185-202.
- SÉNÉCHAL N., DUPUIS H., BONNETON P., HOWA H. & PEDREROS R., 2001. — Observation of irregular wave transformation in the surf zone over a gently slopping sandy beach, *Oceano. Acta*, n° 24 (6), p. 545-556.
- SÉNÉCHAL N., BONNETON P. & DUPUIS H., 2002. — Field experiment on secondary wave generation on a barred beach and the consequent evolution of energy dissipation on the beach face. *Coast Eng.*, n° 46, p. 233-247.
- SMITH J.A. & LARGIER J.L., 1995. — Observations of nearshore circulation : Rip currents. *J. Geophys. Res.* n° 100 (C6), p. 10967-10975.
- SVENDSEN I.A. & PUTREVU U., 1996. — Surf-zone hydrodynamics. In : *Advances in Coastal and Ocean Engineering*, n° 2, World Scientific, London, p. 1-78.
- THORNTON E.B., 1979. — Energetics of breaking waves within the surf zone. *J. Geophys. Res.* n° 84, p. 4931-4938.