



Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes sous-marines

Arnaud Dore

► **To cite this version:**

Arnaud Dore. Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes sous-marines. Sciences de la Terre. Université de Bordeaux, 2015. Français. <NNT : 2015BORD0379>. <tel-01285471>

HAL Id: tel-01285471

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01285471>

Submitted on 9 Mar 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Présentée à

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET ENVIRONNEMENTS

Par **Arnaud Doré**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPECIALITÉ : PHYSIQUE DE L'ENVIRONNEMENT

**Modélisation de l'évolution morphodynamique
des dunes sous-marines**

Directeur de thèse : **Philippe Bonneton**

Soutenance le 11 Décembre 2015

Après avis de :

Serge Berné	Professeur, CEFREM UPVD, Perpignan, France	Rapporteur
Xavier Bertin	CR2 CNRS, LIENSs, La Rochelle, France	Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

Serge Berné	Professeur, CEFREM UPVD, Perpignan, France	Rapporteur
Xavier Bertin	CR2 CNRS, LIENSs, La Rochelle, France	Rapporteur
Philippe Bonneton	DR CNRS, EPOC UBI, Bordeaux, France	Directeur
Thierry Garlan	Docteur, SHOM, Brest, France	Codirecteur
Vincent Marieu	IR CNRS, EPOC UBI, Bordeaux, France	Invité
Jean Luc Schneider	Professeur, EPOC UBI, Bordeaux, France	Président

Remerciements

Je tiens à remercier le SHOM pour avoir financé ce travail de thèse sous l'impulsion de Thierry Garlan.

Je remercie Philippe Bonneton mon directeur de thèse pour m'avoir guidé dans mes recherches, pour sa disponibilité et les discussions scientifiques particulièrement constructives. J'associe également Vincent Marieu, qui par sa rigueur, sa connaissance approfondie des outils de modélisation, et sa disponibilité, a constitué un appui précieux tout au long de la thèse. Si le doctorat est avant tout une épreuve individuelle, elle ne saurait être menée à bien sans un encadrement performant et rigoureux comme j'ai pu en bénéficier. Je remercie aussi Philippe de m'avoir laissé une très grande liberté dans mon travail au long de ces trois années.

Merci aussi à Jean Paul Parisot et Guillaume Detant pour les missions menées sur le bassin d'Arcachon. Leur professionnalisme et leur grande expérience des expérimentations *in situ* nous ont permis de récolter des données de grande qualité et m'ont beaucoup apporté. Les moments passés dans la passe sud resteront pour moi des instants magiques.

Je remercie les membres du jury de thèse Serge Berné, Xavier Bertin, Déborah Idier, Vincent Marieu, et Jean-Luc Schneider, pour avoir accepté d'évaluer mon travail. J'ai été très sensible à leurs remarques positives, qui constituent un encouragement pour moi, *a fortiori* dans un moment de transition et de questionnements.

Je remercie mes collègues au sein du laboratoire EPOC, que j'ai eu grand plaisir à côtoyer pendant ces trois courtes années, en particulier Jocelyn, Isabel, Katixa, Arthur, Driss, Benjamin, Bruno, Sylvain, Bertrand, Florent, Benoît, Donatus, Barend, de l'équipe METHYS, mais aussi Pierre-Antoine, Hélène, Philippine, Mélanie, Jérôme, Eleonore, Mélanie, Damien, Loris, Domi ... Ce fut un véritable privilège de partager mes journées avec des individus curieux, créatifs, humbles, brillants, intéressés par tout ce qui touche à la science, et orateurs passionnés de leurs travaux. Vous allez me manquer, mais on se retrouvera en conférence ou ailleurs pour de nouvelles discussions. J'espère que l'avenir nous réservera de belles collaborations scientifiques. J'ai particulièrement apprécié les rencontres à l'occasion des séminaires, colloques et conférences scientifiques, de Bruges à San Diego, qui furent très constructives et enrichissantes autant du point de vue scientifique que culturel.

Merci à mes partenaires de musique Benoît, Dimitri, Rémi, Valentin, Fred, et Marc pour les bons moments passés, parfois incandescents, qui m'ont permis de m'évader de mon bocal, et d'explorer d'autres formes de 'recherche'.

Merci enfin à Audrey, ma compagne, pour m'avoir encouragé à candidater à ce sujet de thèse, puis de m'avoir soutenu constamment durant cette épreuve, faite de hauts et de bas, mais qui fut en tout point exaltante.

Glossaire

a	: Célérité du fond
c_e	: Vitesse de migration d'une dune à l'équilibre
C_h	: Coefficient de Chézy
D	: Profondeur locale
D_0	: Profondeur moyenne
d	: Diamètre du grain
d_{50}	: Diamètre médian du sédiment
D_Φ	: Diamètre du sédiment dans l'échelle de <i>Krumbein et Aberdeen</i> (1937)
F_r	: Nombre de Froude $F_r = \frac{U_m}{\sqrt{gD}}$
g	: Accélération gravitationnelle terrestre
h	: Hauteur du fond
H	: Hauteur des formes de fond
H_s	: Hauteur significative de la houle
k_N	: Rugosité équivalente de Nikuradse
L_r	: Longueur de la zone de séparation
L_d	: Longueur de déposition des particules
L_{sat}	: Longueur de saturation du flux de sédiment
l_v	: Longueur caractéristique de viscosité
L_r	: Longueur de la zone de recirculation
l_r	: Longueur de la zone de relaxation turbulente
n	: Fraction de particules susceptibles de se trouver dans la couche supérieure du fond
N_x	: Nombre de mailles selon x
N_y	: Nombre de mailles selon y
p	: Porosité du fond
P	: Pression
Q	: débit volumique instantané
S	: Salinité
q_b	: Flux horizontal de sédiment charrié
q_s	: Flux horizontal de sédiment en suspension
q	: Flux horizontal total de sédiment
Re	: Nombre de Reynolds, $\frac{UD}{\nu}$
Re_p	: Nombre de Reynolds particulaire, $\frac{u^*d}{\nu}$
s	: Rapport des densités du sédiment et de l'eau, $s = \rho_s/\rho$
S_{ij}	: Tenseur des taux de déformation
S_{xx}	: Tenseur des tensions de radiation
t	: Coordonnée temporelle
u^*	: Vitesse de cisaillement
u_c^*	: Vitesse de cisaillement critique

U_0	: Vitesse moyenne du courant
U	: Vitesse moyenne locale du courant
u_i	: Composantes de la vitesse instantanée du fluide, $i = 1, 2, 3$
U_i	: Composantes de la vitesse moyenne du fluide selon la décomposition de Reynolds, $u_i = U_i + u'_i$, $i = 1, 2, 3$
u'_i	: Composantes de la vitesse fluctuante du fluide selon la décomposition de Reynolds, $u_i = U_i + u'_i$, $i = 1, 2, 3$
u	: Composante horizontale de la vitesse
w	: Composante verticale de la vitesse
w_s	: Vitesse de dépôt du sédiment
x	: Coordonnée spatiale horizontale
y	: Coordonnée spatiale verticale
z	: Profondeur
z_0	: Altitude de la vitesse nulle pour le profil logarithmique de couche limite (Nikuradse)
δ	: Épaisseur de la couche limite d'un écoulement
δ_v	: Épaisseur de la sous couche visqueuse
$\Delta\phi_\tau$: Déphasage spatial du maximum de contrainte de cisaillement par rapport à la crête
$\Delta\phi_{\tau m}$: Déphasage spatial moyen du maximum de contrainte de cisaillement par rapport à la crête
$\Delta\phi_b$: Déphasage spatial du maximum de transport par charriage par rapport à la crête
$\Delta\phi_s$: Déphasage spatial du maximum de transport en suspension par rapport à la crête
$\Delta\phi_t$: Déphasage spatial du maximum de transport total par rapport à la crête
ϵ	: Dissipation de l'énergie cinétique turbulente
η	: Élévation de la surface libre
λ	: Longueur d'onde des formes de fond
μ_D	: Friction dynamique du fond
ν	: Viscosité cinématique de l'eau
ν_T	: Viscosité turbulente
ρ	: Densité de l'eau
ρ_s	: Densité du sédiment
τ	: Contrainte de cisaillement
τ_b	: Contrainte de cisaillement au fond
τ_{ij}	: Tenseur des contraintes de Reynolds
θ	: Nombre de Shields
θ_c	: Nombre de Shields critique pour l'initiation du sédiment
$\theta_{c\alpha}$: Nombre de Shields critique avec correction de l'effet de pente
ϕ	: Angle de repos du sédiment
ϕ_s	: Angle limite de stabilité du sédiment
ϕ_d	: Angle de friction dynamique interne du sédiment
Φ	: Direction du courant
ω	: Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente dans le modèle $k - \omega$.
ζ	: Élévation du fond

Table des matières

Introduction	11
1 Contexte de l'étude des dunes	12
1.1 Généralités sur les dunes	12
1.2 Enjeux liés à la présence de dunes	13
1.3 Dunes hydrauliques et dunes tidales	15
1.4 Notions hydrosédimentaires	16
1.4.1 Profil, écoulement, et terminologie	16
1.4.2 Seuil de mise en mouvement	17
1.4.3 Propriétés du sédiment	18
1.4.4 Contrainte de paroi	19
1.4.5 Modes de transport	20
1.5 Analyse dimensionnelle	21
1.5.1 Cas des rides	21
1.5.2 Cas des dunes	21
1.5.3 Rides et dunes	22
1.6 Démarche de la thèse	23
2 Caractérisation et dynamique des dunes hydrauliques	25
2.1 Genèse des dunes	25
2.2 Processus d'évolution	26
2.2.1 Perturbations initiales et premières rides	26
2.2.2 Mécanismes de l'instabilité du lit	30
2.2.3 Évolution non linéaire	33
2.2.4 Saturation et équilibre	37
2.3 Géométrie des dunes à l'équilibre	39
2.4 Synthèse : évolution du fond faiblement perturbé jusqu'à l'équilibre	44
3 Modèle numérique pour l'étude des dunes	46
3.1 Description du modèle	46
3.1.1 Modèle hydrodynamique	47
3.1.2 Modèle de transport sédimentaire	51

3.1.3	Transport en suspension	52
3.1.4	Modèle morphologique	53
3.2	Adaptation du modèle pour l'étude de la morphodynamique des dunes .	54
3.2.1	Découplage	54
3.2.2	Stabilité hydrodynamique	55
3.2.3	Stabilité morphodynamique	56
3.2.4	Formulation de la dissipation turbulente	56
3.2.5	Résolution du maillage	61
3.3	Présentation des scénarios de modélisation	61
3.3.1	Expérience de <i>Coleman et al.</i> (2003)	61
3.3.2	Expérience de <i>Naqshband et al.</i> (2014a)	63
4	Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes hydrauliques	64
4.1	Introduction	66
4.2	Numerical model description	69
4.3	Case study and model setup	72
4.4	Results	74
4.4.1	Evolution from a quasi-flat bed	74
4.4.2	Non-linear bed development	77
4.4.3	Superimposed bedforms	81
4.4.4	Dune degeneration	88
4.5	Conclusions	91
4.6	Étude de la phase de génération des premières rides	93
4.6.1	Résolution horizontale du maillage et longueur d'onde	93
4.6.2	Mécanismes de génération des perturbations sur le lit	95
4.6.3	Filtrage des petites perturbations de fond	96
4.6.4	Analyse Spectrale	100
4.7	Étude du processus de saturation	101
4.7.1	Effets hydrodynamiques	102
4.7.2	Effet de la suspension	106
4.8	Effets de la recirculation des sédiments	109
4.9	Conclusion	112
5	Analyse des connaissances sur les dunes tidales	114
5.1	Régimes hydrosédimentaires	114
5.2	Morphologie et facteurs de variabilité	115
5.2.1	Typologie morphologique	116
5.2.2	Dimensions et variabilité multifactorielle	117
5.2.3	Formes surimposées	120
5.3	Dynamique des formes transverses tidales	123

5.3.1	Dynamique des dunes	123
5.3.2	Dynamique des formes surimposées	125
5.3.3	Transport sédimentaire	126
5.4	Modélisation	128
6	Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d'Arca-	
	chon	130
6.1	Objectif des mesures	130
6.2	Zone d'étude	131
6.2.1	Situation	131
6.2.2	Choix de la zone d'étude	131
6.3	Matériel et méthode	135
6.3.1	Acquisition de la bathymétrie	135
6.3.2	Mesure du champ des vitesses	136
6.3.3	Détection des structures surimposées	137
6.3.4	Campagnes de mesures	138
6.4	Caractérisation du fond	140
6.4.1	Bathymétrie	140
6.4.2	Typologie des formes de fond	140
6.5	Etude de l'hydrodynamique au dessus du profil de dune	144
6.5.1	Echelle du cycle vives-eaux mortes-eaux	144
6.5.2	Profils longitudinaux sur le cycle de marée	151
6.6	Étude des flux sédimentaires	153
6.6.1	Qualité du sédiment	153
6.6.2	Flux sédimentaires	156
6.7	Dynamique des formes transverses	158
6.7.1	Echelle bimensuelle	160
6.7.2	Échelle annuelle	163
6.7.3	Échelle du cycle de marée	163
6.7.4	Observation de la migration des formes surimposées	173
7	Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes tidales	178
7.1	Modèle et scénarios	178
7.1.1	Paramétrisation et forçage	178
7.1.2	Scénarios de modélisation	179
7.1.3	Domaines de calcul	179
7.2	Évolution du fond faiblement perturbé	180
7.3	Modélisation de la dynamique des dunes tidales	186
8	Conclusions et perspectives	191

Bibliographie	197
Annexes	213
A Mécanismes d’advection : développements mathématiques	214
B Simulation du cas expérimental de <i>Coleman et al.</i> (2003) avec Dune2D	218
B.1 Introduction	220
B.2 Modèle numérique	221
B.2.1 Module hydrodynamique	221
B.2.2 Module de transport sédimentaire	221
B.2.3 Module morphologique	221
B.2.4 Couplage	222
B.3 Protocole expérimental	222
B.3.1 Paramètres de l’expérimentation	222
B.3.2 Méthode de mesure	223
B.4 Résultats et discussion	223
B.4.1 Observation	223
B.4.2 Résultats de la modélisation	223
B.5 Conclusions	225
C Résultats complémentaires de la modélisation de l’évolution morpho-	
dynamique du fond	227
C.1 Figures de l’analyse de la phase linéaire	227
C.2 Figures de l’analyse de la saturation	233
C.3 Effets de recirculation	236
D Données complémentaires de l’observation des dunes in situ	238
D.1 Figures relatives à la la zone d’étude	238
D.2 Données et figures concernant le matériel	239
D.3 Définition des transects de mesure	248
D.4 Profils ADCP longitudinaux	251
E Résultats complémentaires de la modélisation des dunes soumises à un	
courant tidal	256

Introduction

Le terme 'dune' vient du néerlandais 'duin' qui signifie colline et désigne généralement des formes sableuses rencontrées sur les littoraux et dans les déserts terrestres. La dynamique des dunes n'a cessé d'intéresser la communauté scientifique depuis les travaux précurseurs de *Bagnold* (1941) jusqu'aux dernières découvertes des agences spatiales qui font état de la présence de champs de dunes sur des planètes et satellites du système solaire¹. En laboratoire, des rides et des dunes ont été générées avec des billes de verre et de plastique, du sable, et avec des fluides de viscosité variables, comme de l'eau ou de l'huile. Des rides et des dunes de gravier ont été observées en milieu marin ou dans des rivières en régime d'écoulement torrentiel. Dans les régions froides du globe il est possible d'observer des dunes et des rides de neige.

Toutes ces formes de fond, de celles qui se développent lors des tempêtes tropicales de méthane sur Titan aux rides de courant que l'on trouve sur les plages du littoral terrestre, partagent un mécanisme de génération commun (*Andreotti et al.*, 2011). Elles se distinguent simplement par la nature du milieu granulaire, la gravité, et le fluide dans lequel elles évoluent et dont les propriétés vont déterminer leur taille.

En milieu marin, les campagnes de mesures menées notamment par le Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM) mettent à jour un nombre toujours croissant de champs de dunes. L'étude des dunes sous-marines représente un intérêt à la fois fondamental eu égard au caractère universel de ces formes dans différents types d'environnements et parce qu'elles sont les formes de fond les plus importantes d'un point de vue opérationnel en zones côtières. Ce travail de thèse impulsé par le SHOM sous le contrat de recherche 12CR4 a pour ambition d'approfondir les connaissances sur les processus contrôlant l'évolution morphodynamique des dunes, aujourd'hui mal connus, et de développer un outil de modélisation numérique capable de reproduire leur dynamique.

1. Vénus, Mars, Titan et plus récemment Pluton.

Chapitre 1

Contexte de l'étude des dunes

1.1 Généralités sur les dunes

Il existe une multitude de formes de fond en milieu naturel. Leur morphologie est conditionnée par le type de substrat et la nature de l'écoulement. En milieu marin, la circulation côtière est forcée par les contraintes géographiques et topographiques, ce qui conduit à des courants relativement importants capables de mettre en mouvement les sédiments et générer des dunes. Il est admis qu'une grande partie du stock sédimentaire du plateau continental s'est constitué lors des glaciations du Pléistocène lorsque le niveau de la mer était de 100 à 120 mètres inférieur à celui d'aujourd'hui, avant d'être remaniés progressivement pendant l'Holocène durant les 10000 dernières années, suite au réchauffement climatique et la remontée consécutive du niveau marin. C'est à cette période que les différentes formes sableuses que l'on observe aujourd'hui sont apparues, à mesure que l'énergie tidale s'est intensifiée dans les baies et les chenaux (*Todd et al.*, 2014).

Dans les milieux marins peu énergétiques, on trouve généralement des bancs de vases constitués de particules fines et cohésives¹. Dans les milieux plus énergétiques, il existe des bancs de sable dans les zones de convergence des courants, des barres formées par les houles le long des plages, des formes longitudinales en rubans et des plaquages sableux dans les zones à forts courants, et des formes transverses, les rides et les dunes. Le néerlandais *van Veen* (1935) fut l'un des premiers à les avoir observées en milieu marin, et fit l'analogie entre ces formes rythmiques de fond perpendiculaires aux courants et les dunes éoliennes des déserts. Aussi, la problématique des dunes est celle de l'équilibre de l'interface entre un milieu granulaire constitué de sédiment non-cohésif et un fluide en mouvement de caractéristiques physiques données.

L'évolution des techniques d'observation du fond, progressivement basées sur le principe des propriétés de réflectivité des ondes acoustiques, a démontré l'existence de champs de dunes dans un grand nombre d'environnements sous-marins (*Wynn et Stow*, 2002).

1. $d_{50} < 0.063$ mm, avec d_{50} le diamètre moyen du sédiment.

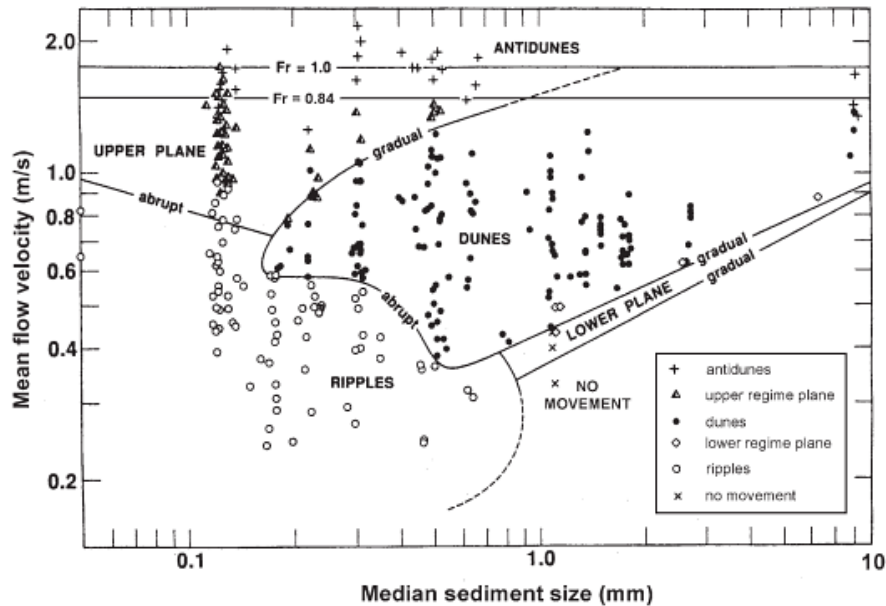


FIGURE 1.1 – Diagramme vitesse-diamètre du grain pour la prédiction des formes de fond. D’après *Ashley* (1990)

L’ubiquité des dunes a conduit certains auteurs à proposer des nomenclatures, essentiellement basées sur des considérations géométriques (*Boothroyd et Hubbard*, 1975 ; *Dalrymple et al.*, 1978 ; *Ashley*, 1990). Ces classifications, bien que très répandues, proposent des terminologies hétérogènes et n’offrent pas une description universellement admise des formes transverses de fond. Les diagrammes de stabilité sont plus intéressants car ils intègrent une dimension phénoménologique et décrivent le type de forme sableuse en fonction des paramètres hydrosédimentaires comme la vitesse du courant moyen et la taille du grain (figure 1.1). Toutefois, ces diagrammes basés sur des paramètres simples ne sont pas à même de décrire la complexité et la variabilité spatio-temporelle des dunes, ou les structures multi-échelles rencontrées en milieu marin. La diversité morphologique des rides et des dunes est le reflet d’une dynamique complexe et non-linéaire qui résulte de la rétroaction entre l’écoulement, les flux sédimentaires et leur profil (*Best*, 2005 ; *Parsons et al.*, 2005).

1.2 Enjeux liés à la présence de dunes

Au delà des aspects fondamentaux liés à l’étude de leur évolution morphodynamique, les dunes peuvent représenter un risque pour les activités humaines en zone côtière. En outre, les activités humaines peuvent menacer la stabilité du fond et des formes sableuses.

Navigation La présence de dunes peut s’avérer problématique et gêner la circulation des navires à fort tirant d’eau, en particulier dans les zones d’accès aux ports qui sont

généralement chenalisées. La question de la gestion de ces zones stratégiques se pose en termes de suivi des formes sableuses et des politiques de dragage des sédiments à mener (*Knappen et Hulscher, 2002 ; Vantorre et al., 2013 ; Gehres et al., 2013 ; Samaritano et al., 2013*).

Gestion de la ressource sédimentaire Les champs de dunes au large des côtes offrent des ressources facilement accessibles et gagnent l'attention des gestionnaires du littoral (*Tonnon et al., 2007*). Cependant, les activités d'extraction peuvent potentiellement contribuer à des altérations à grande échelle des champs de dunes, ce qui devrait impliquer la mise en place de stratégies de défense (*Barnard et al., 2011 ; Roche et al., 2013*). Les bancs et dunes de sable offrent pourtant une protection naturelle au littoral vis à vis des submersions marines, notamment en amortissant les houles (*Héquette et al., 2008*).

Industrie offshore La production d'électricité par l'exploitation de l'énergie tidale dans les zones de convergence des courants suscite un intérêt croissant (*Karsten et al., 2008*). Or ces environnements sont propices à la présence de dunes et l'installation d'un réseau d'appareils de récupération de l'énergie doit prendre en compte le risque lié à leur dynamique (*Todd, 2005 ; Barrie et al., 2005 ; Todd et al., 2014 ; Barrie et Conway, 2014*). De manière générale, les câbles sous marins -enfouis pour éviter des dommages causés par les ancrs et les opération de chalutage- peuvent être exposés à cause de la mobilité des dunes, qui peuvent aussi compliquer les opérations de récupération et de maintenance. Suite au creusement d'une tranchée, pour y installer des câbles, il convient de collecter les données et mesures nécessaires pour évaluer les taux de reconstitution des dunes (*Whitehouse et al., 2000*). Les différentiels bathymétriques engendrés par la migration des dunes influent sur la pression hydrodynamique subie par les structures des éoliennes offshore, ce qui conditionne d'une part la sélection du type de fondation des pylônes des éoliennes² et le niveau de la fondation et le type de protection contre l'érosion³ (*Bolle et al., 2013*). Les pipelines sous-marins peuvent se briser sous la pression exercée par une dune, ou bien être soudainement exposés suite à leur migration et subir des dégradations. Certains auteurs ont proposé des approches mathématiques simplifiées modélisant les interactions entre les pipelines et les dunes (*Morelissen et al., 2003*).

Paléo-océanographie La compréhension des interactions entre l'écoulement, les champs d'érosion et de dépôt, et l'évolution des profils des formes sableuses peuvent permettre l'interprétation des structures sédimentaires dans les strates géologiques (*Best, 2005*). En particulier, les relations entre les tailles des formes sableuses et les paramètres hydrody-

2. Monopile, treillis ou massif gravitaire.

3. Statique ou dynamique.



FIGURE 1.2 – Dune soumise à un courant stationnaire sur laquelle migrent des formes surimposées (a) et enregistrement stratigraphique associé (b). Image de *Reesink et Bridge* (2007)

namiques environnants peuvent représenter des outils très importants pour la reconstruction des régimes hydrodynamiques passés (*Leclair, 2002 ; Reesink et Bridge, 2007*). La figure 1.2 présente un exemple expérimental d'enregistrement stratigraphique d'une dune sur laquelle migrent des formes surimposées. La taille des sédiments et l'épaisseur des couches internes sont liées à la taille des formes surimposées et des sédiments les constituant sous un régime hydrodynamique donné (profondeur, vitesse moyenne). *Le Bot et Trentesaux* (2004) proposent une classification des structures internes des dunes en fonction des conditions hydro-météorologiques locales. Ce type de classification peut aider à l'interprétation des faciès sédimentaires que l'on retrouve dans des endroits où les mouvements tectoniques combinés à l'érosion des roches mettent au jour des couches géologiques anciennes, comme c'est le cas dans les vallées incisées.

1.3 Dunes hydrauliques et dunes tidales

On opère la distinction entre les dunes hydrauliques d'une part et les dunes tidales d'autre part, qui sont les deux grands types de dunes étudiées dans le cadre de cette thèse.

Dunes hydrauliques On définit les dunes hydrauliques comme étant les dunes qui se forment en conditions d'écoulement stationnaire unidirectionnel. Les dunes hydrauliques font l'objet de recherches depuis plus d'un demi-siècle, à travers l'utilisation de différentes méthodes d'investigation comme les études mathématiques (*Kennedy, 1963 ;*

Engelund, 1970 ; *Richards*, 1980), les études expérimentales (*Guy et al.*, 1966 ; *Coleman et Melville*, 1996 ; *Baas*, 1999 ; *Betat et al.*, 2002), ou la modélisation numérique (*Tjerry*, 1995 ; *Niemann*, 2003 ; *Nabi et al.*, 2013). Néanmoins, les mécanismes de génération et d'évolution morphodynamique du fond restent mal compris du fait de la complexité des processus physiques en jeu et de leur évolution fortement non-linéaire.

Dunes tidales Les dunes tidales sont les dunes qui se forment sous un régime d'écoulement quasi-unidirectionnel de marée. On trouve typiquement ces dunes dans les chenaux et embouchures tidales qui assurent la connexion entre une baie, un bassin, un lagon ou toute autre forme d'étendue aquatique fermée ou semi-fermée avec l'océan. Ceux-ci constituent un passage naturel, contraint par la géographie des lieux, par lequel la marée transite et est chenalisée. Leur taille, leur morphologie et la distribution des corps sédimentaires sur les deltas et dans les passes sont contrôlés par l'énergie des vagues, le marnage de marée, le prisme tidal, la quantité de sédiment mobilisable et la dérive littorale (*Fitzgerald*, 1996). La côte adjacente est en général la source principale de sédiments apporté par les vagues engendrant la dérive littorale. Les apports sédimentaires peuvent également provenir de la baie associée à l'embouchure, notamment par les apports fluviaux consécutifs à l'érosion des bassins versants (*Barnard et al.*, 2006). Les sédiments sont ensuite repris par les courants de marée, entraînant une accumulation de sable à l'endroit où le chenal se rétrécit, donnant naissance à des champs de dunes (*Cuadrado et Gómez*, 2011). On trouve aussi des dunes tidales sur le plateau continental à des profondeurs modérées où les courants de marée sont relativement bien chenalisés. C'est le cas par exemple en Mer du Nord dans sa partie méridionale où les courants sont assez chenalisés (*Németh et al.*, 2002 ; *Knappen et al.*, 2002 ; *van der Veen et al.*, 2006 ; *Tonnon et al.*, 2007), ou encore en Manche dans le détroit du Pas de Calais (*Le Bot et Trentesaux*, 2004 ; *Ferret et al.*, 2010 ; *Garlan et al.*, 2013).

1.4 Notions hydrosédimentaires

1.4.1 Profil, écoulement, et terminologie

Le profil longitudinal des dunes est généralement asymétrique dans le sens de l'écoulement, et présente une forme grossièrement triangulaire (figure 1.3). Le profil situé en amont de la crête par rapport à l'écoulement a une pente faible de quelques degrés, alors que la pente du profil situé en aval peut dépasser la dizaine de degrés. L'inclinaison du front de dune peut entraîner la séparation de l'écoulement à la crête et la formation d'une zone de recirculation. La relaxation de la couche limite au point de décollement entraîne la production d'une quantité importante de turbulence au dessus de la zone de recirculation. La dissipation de la turbulence et l'accélération de l'écoulement le long du profil des dunes permettent le développement progressif d'une couche limite turbulente

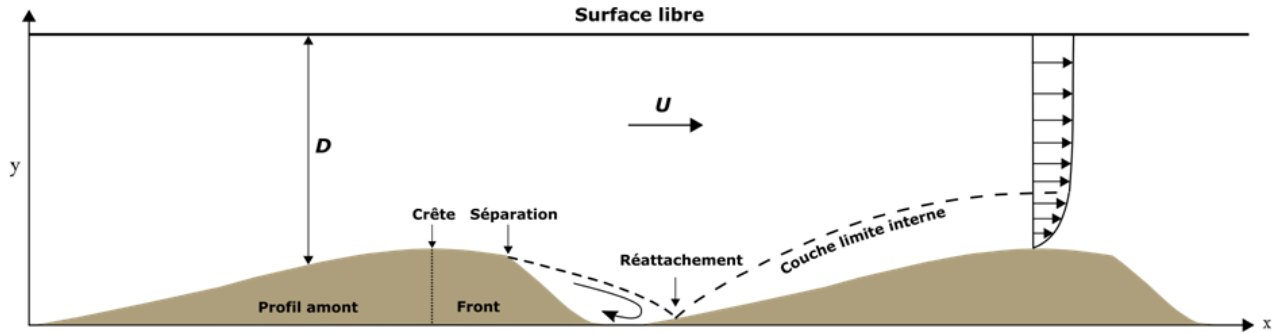


FIGURE 1.3 – Profil longitudinal des dunes et terminologie (échelle verticale exagérée).

entre le point de réattachement et la crête de la dune (figure 1.3). Dans la thèse, les sections du profil situées respectivement en amont et en aval de la crête par rapport à l'asymétrie de la dune seront appelées *profil amont* et *front de dune*.

Proche de la crête, l'écoulement converge et atteint le caractère de couche limite turbulente (*Fredsæ et Deigaard, 1992*). L'écoulement peut être décrit par un profil logarithmique du courant le long de la colonne d'eau de profondeur D , où la valeur de la vitesse horizontale est donnée par l'équation de *Prandtl-von Karman* :

$$U(y) = \frac{u^*}{k} \ln \frac{y}{z_0} \quad (1.1)$$

où y est la coordonnée verticale, U la vitesse horizontale et $k = 0.4$ la constante de *Von Karman*. $u^* = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho}}$ est la vitesse de cisaillement où τ_b est la contrainte de cisaillement au fond et ρ la densité de l'eau. z_0 est l'élévation de vitesse nulle et dépend de la rugosité adimensionnelle.

Plusieurs auteurs ont étudié expérimentalement les caractéristiques de l'écoulement au-dessus d'un profil de dune en conditions de courant stationnaire uniforme (*Nelson et al., 1993 ; Bennett et Best, 1995 ; Venditti, 2007*).

1.4.2 Seuil de mise en mouvement

Lorsque l'on applique un courant au dessus d'un fond plat constitué de sédiment non-cohésif, les grains de sable se mettent en mouvement à partir d'un seuil de vitesse de l'écoulement, traduisant le déséquilibre entre les forces d'entraînement hydrodynamiques et les forces stabilisatrices de gravité et de contact interparticulaires (figure 1.4). Dans son analyse, *Shields (1936)* définit un ratio traduisant le rapport de ces forces à travers le nombre sans dimension dit de *Shields* :

$$\theta = \frac{(u^*)^2}{(s-1)gd} \quad (1.2)$$

où s la densité relative du sédiment, g la gravité et d le diamètre du sédiment. Le seuil critique de mise en mouvement est défini par $\theta_c = \frac{(u_c^*)^2}{(s-1)gd}$ avec u_c^* la vitesse critique de mise en mouvement. Ce nombre dépend faiblement du nombre de Reynolds particulaire

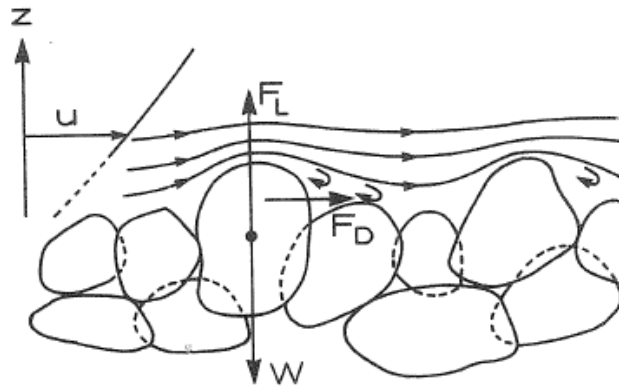


FIGURE 1.4 – Forces agissant sur les grains constituant un lit de sable. F_L : force de décollement, F_D : force d'arrachement, W : poids submergé du grain de sable. Figure de *Fredsæ et Deigaard* (1992).

$Re_p = \frac{u^* d}{\nu}$ pour du sable dispersé régulièrement sur un fond horizontal, avec ν la viscosité cinématique de l'eau (*Fredsæ et Deigaard*, 1992).

Lorsque la contrainte de cisaillement s'exerce sur un fond incliné de pente α , les grains de sable sont plus difficiles à déplacer sous l'effet d'une force additionnelle de gravité. Le nombre de Shields critique corrigé des effets de pente s'exprime par la relation :

$$\theta_{c\alpha} = \theta_c \cos \alpha \left(1 - \frac{\tan \alpha}{\tan \phi} \right) \quad (1.3)$$

où ϕ est l'angle de friction statique⁴.

1.4.3 Propriétés du sédiment

Le sable constitutif des formes de fond est principalement composé de quartz de densité $\rho_s = 2650 \text{ kg.m}^{-3}$ soit une densité relative $s = \frac{\rho_s}{\rho} = 2.65$. Dans le cadre de ce travail de thèse des diamètres moyens du sédiment compris dans l'intervalle $0.11 \text{ mm} < d_{50} < 0.83 \text{ mm}$ seront considérés.

La vitesse de chute du sédiment peut être définie comme étant la vitesse limite atteinte par un grain lâché dans un fluide de viscosité et de densité donnée sous l'action de la gravité. La vitesse de chute dépend de plusieurs paramètres comme la taille du grain et les propriétés du fluide. L'équilibre entre les forces de gravité, de poussée et de traînée permet de déduire la vitesse de chute qui s'exprime par la relation :

$$w_s = \sqrt{\frac{4(s-1)gd}{3C_D}} \quad (1.4)$$

où C_D est un coefficient de traînée qui dépend de Re_p . *Ferguson et Church* (2004) proposent une équation qui permet de s'affranchir du calcul du coefficient de traînée.

4. Angle de repos du sédiment.

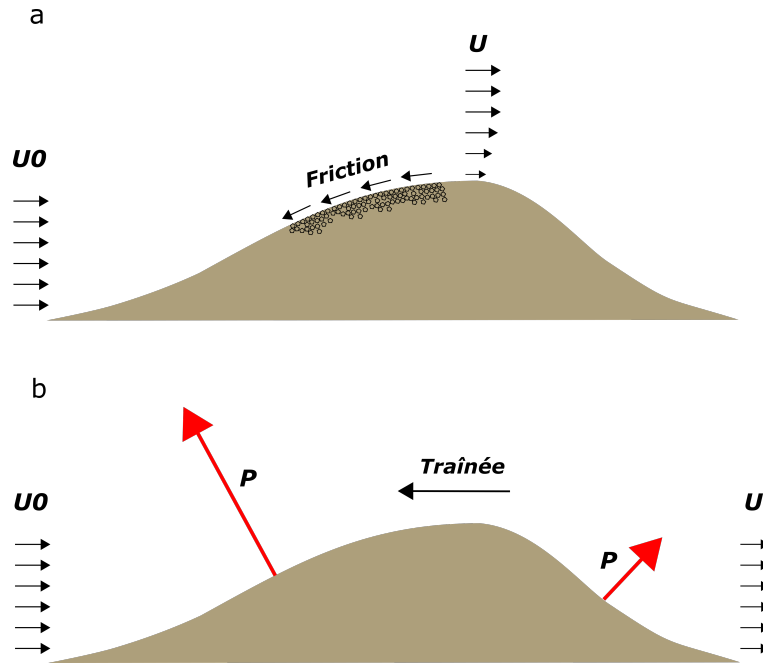


FIGURE 1.5 – Résistance à l'écoulement au dessus des formes de fond. Frottement de paroi (a) et forces normales de pression (b). U_0 et U sont respectivement la vitesse moyenne initiale et locale de l'écoulement. P symbolise les forces de pression.

La relation est en accord avec la loi de Stokes pour les petits diamètres de grains⁵ et la valeur asymptotique de C_D pour les grands Re_p , et s'exprime pour le sable naturel par l'équation :

$$w_s = \frac{(s-1)gd^2}{18\nu + (0.75(s-1)gd^3)^{0.5}} \quad (1.5)$$

1.4.4 Contrainte de paroi

Lorsque des rides sont présentes sur le lit, la contrainte de paroi, qui détermine le forçage du sédiment, n'est pas la même que celle que l'on aurait sans rides (*Fredsø et Deigaard*, 1992). La résistance à l'écoulement se décompose en une contribution liée à la friction de paroi et une contribution liée aux forces de pression induites par le profil des formes, *i.e.* $\tau_b = \tau'_b + \tau''_b$ où τ'_b est la contrainte de paroi et τ''_b est la contribution des forces normales de pression (figure 1.5).

La formule d'*Einstein* (1950) donne la relation entre le courant moyen et la vitesse de cisaillement de paroi par intégration de l'équation 1.1 dans la couche limite :

$$\frac{U}{u^*} = (6.2 + 2.5) \ln \frac{D'}{k_N} \quad (1.6)$$

où D' est l'épaisseur de la couche limite et $k_N = 2.5d_{50}$ est la rugosité équivalente de *Nikuradse* (1933).

5. Pour $Re_p < 1$.

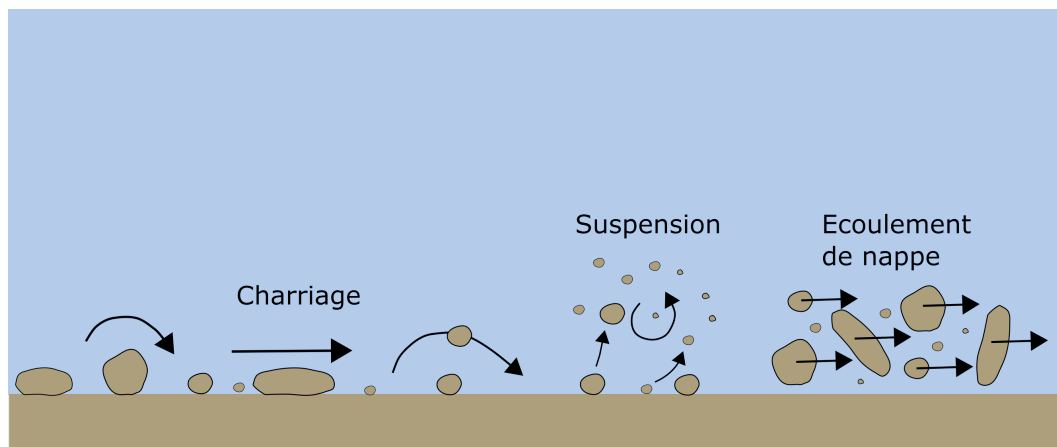


FIGURE 1.6 – Modes de transport sédimentaire.

La valeur de la vitesse de cisaillement de paroi est à considérer pour les calculs du transport sédimentaire dans des configurations où l'on trouve des rides surimposées, pour lesquelles l'utilisation du profil des vitesses logarithmique de *Prandtl-von Karman* conduirait à une surestimation des vitesses de friction.

1.4.5 Modes de transport

En fonction de l'intensité du courant et de la taille des particules, il existe quatre principaux modes de transport sédimentaire (figure 1.6).

Chariage Proche du seuil de mise en mouvement ($\theta < 0.3$) le transport se fait par charriage, les grains de sable roulent, glissent et sautent les uns au dessus des autres à proximité de la surface du fond. Le charriage représente la fraction du transport de sédiment qui est plus ou moins en contact continu avec le fond (*Fredsæ et Deigaard, 1992*). Le transport par charriage est lié aux contraintes de cisaillement effectives agissant directement sur la surface du lit. Il existe de multiples formules de transport par charriage, empiriques ou semi-empiriques, généralement fonction de l'écart entre le nombre de Shields et le nombre de Shields critique.

Suspension Le transport en suspension représente la part du transport total de sédiment dans laquelle celui-ci se déplace sans être en contact de façon continue avec le fond en raison de l'agitation et de la turbulence de l'écoulement (*Fredsæ et Deigaard, 1992*). Sous certaines conditions de forçage, le transport en suspension peut devenir prépondérant, typiquement pour des nombres de *Rouse*, $\frac{w_s}{ku^*}$, inférieurs à 2.5. Pour des valeurs du nombre de *Rouse* en dessous de 1.2, le transport se fait exclusivement en suspension, et on parle de 'charge flottante'.

Écoulement de nappe Lorsque le nombre de Shields augmente au delà d'une valeur seuil ($\theta \simeq 0.8$ à 1.5 selon les auteurs), et que le transport en suspension n'est pas prépondérant ($\frac{w_s}{ku^*} \geq 2.5$), le transport prend la forme d'une couche de mélange eau-sédiment d'épaisseur de l'ordre d'une dizaine à une centaine de grains. Ce régime de transport concerne essentiellement le sable plus grossier avec des vitesses de chute importantes. Sous ces régimes de transport, les crêtes des formes de fond sont balayées et se dissipent.

1.5 Analyse dimensionnelle

L'analyse dimensionnelle permet, à partir des variables et des grandeurs caractéristiques d'un système, de définir un nombre restreint de variables adimensionnées définissant le système. À l'équilibre, les caractéristiques géométriques des formes de fond en écoulement stationnaire dépendent d'un certain nombre de variables et de grandeurs physiques, ce qui peut être exprimé par la relation :

$$(H, \lambda) = f(U, D, \nu, g, d, \rho, \rho_s) \quad (1.7)$$

où H et λ sont respectivement la hauteur et la longueur d'onde des formes de fond. Les paramètres $(U, D, \nu, g, d, \rho, \rho_s)$ définissent l'écoulement, les caractéristiques du fluide et du sédiment. Les paramètres (H, λ) définissent les caractéristiques des formes de fond.

1.5.1 Cas des rides

Les rides sont indépendantes des caractéristiques moyennes de l'écoulement (U, D) . La taille des rides est influencée par l'intensité de la vitesse de cisaillement au fond, u^* . Le système peut alors s'écrire :

$$(H, \lambda) = f(d, \nu, u^*, g, \rho, \rho_s) \quad (1.8)$$

Ces 8 variables sont exprimées par 3 dimensions physiques indépendantes. En appliquant le théorème Pi de Buckingham, le problème peut être réduit en un modèle de 5 variables adimensionnées. On peut par exemple choisir $\frac{H}{d}$ et $\frac{\lambda}{d}$ pour les rides, $Re_p = \frac{u^*d}{\nu}$ pour l'écoulement, $\theta = \frac{(u^*)^2}{(s-1)gd}$ pour le transport sédimentaire, et $s = \rho/\rho_s$ pour le sédiment. On en déduit le système de variables adimensionnées pour les rides :

$$\left(\frac{H}{d}, \frac{\lambda}{d}\right) = f(Re_p, \theta, s) \quad (1.9)$$

1.5.2 Cas des dunes

Les 9 variables de l'équation 1.7 sont exprimées par 3 dimensions physiques indépendantes. En appliquant le théorème Pi de Buckingham, le problème peut être réduit en un modèle

de 6 variables adimensionnées. On peut par exemple choisir $\frac{H}{D}$ et $\frac{\lambda}{D}$ pour caractériser les dunes. $Fr = \frac{U}{\sqrt{gD}}$, le nombre de Froude, et $\frac{k_N}{D}$, la rugosité adimensionnée du sédiment, peuvent être choisis pour caractériser l'écoulement et le sédiment. Enfin, on peut choisir $\theta = \frac{(u^*)^2}{(s-1)gd}$ et $\frac{u^*}{w_s}$ pour le transport sédimentaire⁶. On en déduit le système de variables adimensionnées pour les dunes :

$$\left(\frac{H}{D}, \frac{\lambda}{D}\right) = f\left(Fr, \theta, \frac{u^*}{w_s}, \frac{k_N}{D}\right) \quad (1.10)$$

1.5.3 Rides et dunes

Les rides et les dunes sont généralement définies en fonction de leur taille : les rides ont une longueur d'onde liée à d et les dunes ont une longueur d'onde comparable ou supérieure à D (Kennedy, 1963 ; Engelund, 1970 ; Fredsø, 1974 ; Richards, 1980 ; Engelund et Fredsø, 1982).

Rides et dunes se distinguent par leurs mécanismes de génération respectifs. La théorie des instabilités linéaires met généralement en évidence deux modes d'excitation du fond correspondant aux deux principaux types de structures transverses rencontrées en canal ou en milieu naturel : les rides et les dunes. Néanmoins, les résultats échouent à décrire l'évolution d'un champ de dunes sur plusieurs points. Les observations montrent la coexistence de plusieurs tailles de rides et de dunes pour des conditions de forçage identiques, alors que la théorie des instabilités ne propose que deux modes discrets, l'un correspondant aux rides et l'autre aux dunes. En outre, aussi bien dans les expérimentations que lors des observations *in situ*, les rides apparaissent dans les premiers instants de l'évolution puis les dunes se forment seulement après un certain temps. Il n'y a donc pas, *a priori*, de génération 'spontanée' d'un mode de dune par instabilité. La profondeur D joue en réalité un rôle stabilisateur et non pas d'excitation du mode lié aux dunes (Fourrière et al., 2010).

Rides et dunes sont des formes distinctes dynamiquement. Les rides se développent dans les premiers instants de l'évolution du fond et entraînent de faibles perturbations de la colonne d'eau. Les effets de viscosité sont alors importants ce qu'illustre le nombre de Reynolds particulière Re_p dans l'analyse dimensionnelle et démontré dans les études de stabilité (Valance et Langlois, 2005 ; Charru, 2006). Les dunes engendrent un écoulement turbulent, contrôlé par la rugosité du sédiment $\frac{k_N}{D}$. Leur croissance est limitée par la présence de la surface libre (Fr, kD) et par les flux de sédiment en suspension ($\frac{u^*}{w_s}$).

Fourrière et al. (2010) et Charru (2013) proposent des diagrammes de stabilité qui permettent de distinguer les rides et les dunes en fonction de la profondeur adimensionnelle kD . La frontière entre les deux types de formes de fond se situe autour de

6. Le nombre de Rouse, $\frac{w_s}{ku_*}$, convient également.

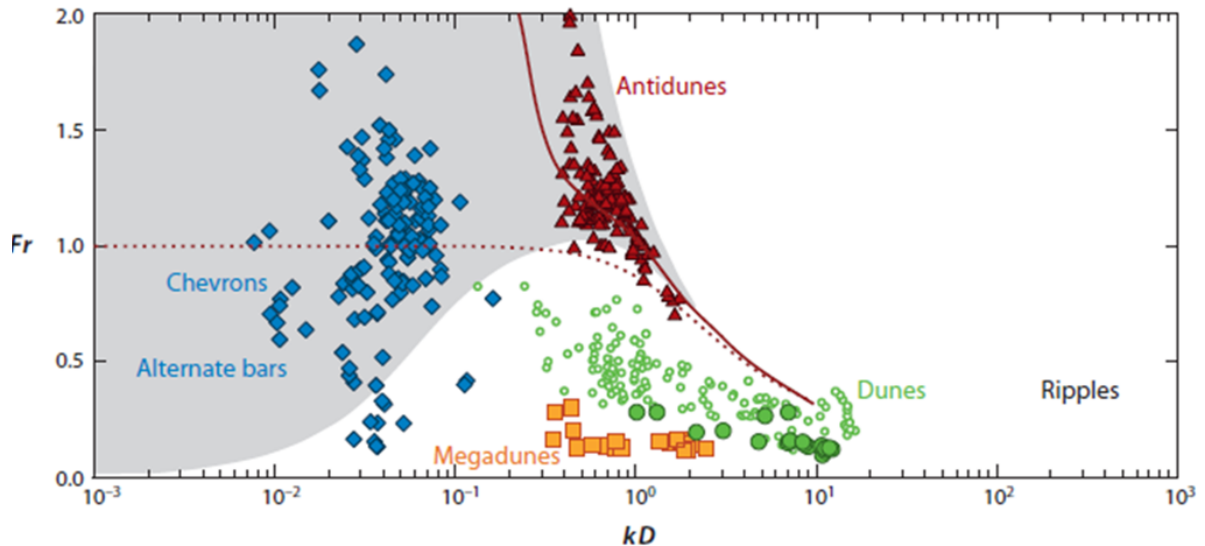


FIGURE 1.7 – Diagramme de stabilité des formes transverses de fond en fonction de la profondeur adimensionnée kD et du nombre de Froude Fr . Figure de *Charru* (2013).

$kD \simeq 10 - 20$, valeur pour laquelle les effets hydrodynamiques dûs à la présence de la surface libre ne sont plus négligeables (figure 1.7).

1.6 Démarche de la thèse

La première partie de la thèse est consacrée à l'étude des dunes hydrauliques, qui ont fait l'objet d'un nombre significatif d'études expérimentales et mathématiques. En premier lieu, une étude bibliographique est menée pour faire un bilan des connaissances sur les processus physiques conduisant l'évolution d'un fond plat constitué de sédiments non-cohésifs jusqu'à un champ de dunes en équilibre. Cette étude permet d'identifier les paramètres contrôlant l'évolution des dunes, de dégager les principales inconnues concernant les processus physiques, et sélectionner des scénarios de modélisation. Dans un deuxième temps, le code de calcul Dune2D de l'Université technique du Danemark (DTU), préalablement utilisé dans des études des formes transverses de fond, est adapté pour l'étude des dunes hydrauliques. Enfin, les résultats des simulations des scénarios de modélisation permettent d'apporter des connaissances approfondies sur les processus physiques d'évolution du champ de dunes jusque là mal compris.

La deuxième partie de la thèse est consacrée à l'étude des dunes sous-marines. Tout d'abord, une étude bibliographique des connaissances sur les dunes en milieu marin permet de décrire leurs principales caractéristiques morphologiques et leur dynamique complexe liée à la variabilité des forçages et des substrats. Dans un deuxième temps, un ensemble de campagnes de mesures ont été menées dans la passe sud du bassin d'Arcachon pour observer les dunes tidales. Les résultats ont permis d'étudier de façon exhaustive la dynamique des dunes et des formes surimposées sur plusieurs échelles de

1 - Contexte de l'étude des dunes

temps, et de relier cette dynamique aux résiduels de flux sédimentaires. Enfin, le modèle numérique développé dans la première partie est adapté pour l'étude des dunes en milieu tidal pour reproduire l'évolution morphodynamique du fond et d'un champ de dunes avec les conditions de forçage mesurées dans la passe sud du bassin d'Arcachon.

Les annexes en fin de document regroupent un ensemble de résultats et d'illustrations complémentaires aux développements des chapitres de thèse.

Chapitre 2

Caractérisation et dynamique des dunes hydrauliques

Ce chapitre est consacré à l'étude des dunes hydrauliques. Une analyse bibliographique est menée pour identifier les principaux processus physiques et les étapes d'évolution du fond de sédiments non-cohésifs jusqu'à l'obtention d'un champ de dunes en équilibre avec l'écoulement. L'étude des dunes en courant stationnaire unidirectionnel est un préalable important pour répertorier les aspects phénoménologiques encore mal compris, pour le développement d'un outil de simulation numérique, et pour rechercher des scénarios de modélisation.

2.1 Genèse des dunes

Pour comprendre la genèse des dunes, il faut pouvoir décrire l'ensemble des processus qui conduisent un fond de sédiments non cohésifs constitué de particules de l'ordre du dixième de millimètres, soumis à un écoulement, à générer des corps sédimentaires de dimensions d'un ordre de grandeur comparable à la profondeur D . Plusieurs phases d'évolution du fond vont s'articuler pour donner naissance à des formes de taille croissante en termes de hauteur, H , et de longueur d'onde, λ . Le fond plat faiblement perturbé passe successivement du stade de petits monticules plus ou moins organisés à un premier champ de rides de longueur d'onde bien définie, puis aux premières dunes s'auto-organisant jusqu'à obtenir un champ de dunes en équilibre. Les dunes en équilibre parviennent *in fine* à des caractéristiques géométriques traduisant l'équilibre de l'interface entre l'écoulement et le fond de sédiments non cohésifs. A la façon d'une plage qui voit sa morphologie varier en fonction des marées et des conditions de houle, le champ de dunes s'adapte aux évolutions du forçage hydrodynamique. La géométrie des dunes à l'équilibre est contrôlée par un ensemble de paramètres physiques qu'il convient d'identifier.

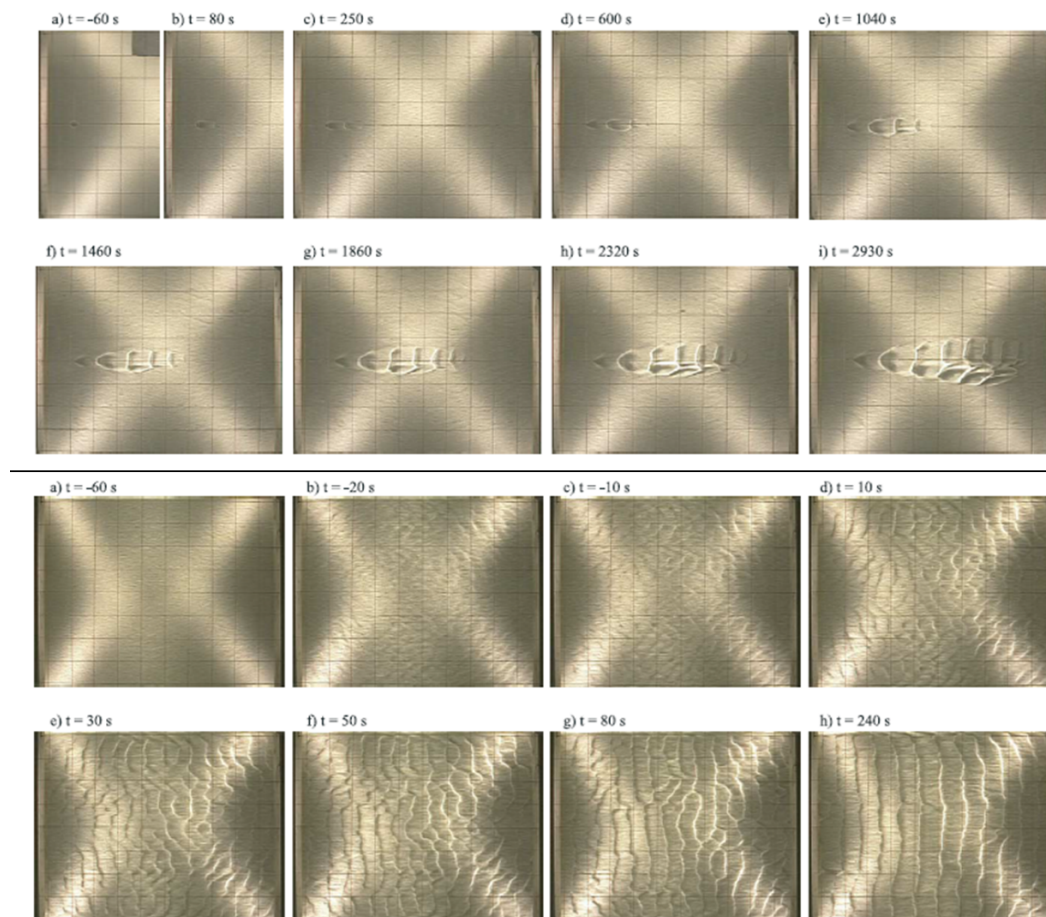


FIGURE 2.1 – Évolution du champ de perturbations à partir d’une déflexion initiale (haut) et évolution du champ de perturbations sous forme de chevrons (bas). Figure de *Venditti et Church (2005a)*.

2.2 Processus d’évolution

Dans cette section les principales étapes d’évolution du fond de sédiments non-cohésifs soumis à un écoulement stationnaire uniforme sont décrites chronologiquement.

2.2.1 Perturbations initiales et premières rides

Premières perturbations *Venditti et Church (2005a)* ont étudié expérimentalement l’émergence des premières perturbations sur un fond plat composé de sable homogène ($d_{50} = 0.5$ mm, où d_{50} est le diamètre médian du sédiment) et soumis à un courant stationnaire en écoulement turbulent. Deux types de déformations initiales du fond apparaissent en fonction de l’intensité du courant, plus ou moins proche du seuil de mise en mouvement.

Pour les vitesses de courant proches du seuil de mise en mouvement ($\theta \simeq \theta_c$), de petits monticules se forment par accumulation de grains de façon désordonnée spatialement. Les monticules vont croître lentement en hauteur avant d’engendrer des perturbations

du fond en aval de leur position par rapport à la direction de l'écoulement (figure 2.1). Cette phénoménologie, liée à des mouvements de sédiments sporadiques et dispersés sur le domaine, est également décrite dans d'autres expérimentations en canal, notamment celles de *Coleman et Melville* (1996), de *Raudkivi* (1997) ou de *Warmink et al.* (2014). Ces expérimentations, réalisées pour différentes tailles de grain et conditions de forçage, montrent que les monticules migrent une fois leur hauteur parvenue à un seuil de l'ordre de plusieurs diamètres de grain et qu'une bulle de recirculation se forme concomitamment (*Best*, 1992 ; *Coleman et Melville*, 1996 ; *Venditti et Church*, 2005a). Les conditions expérimentales sont proches de l'écoulement lisse, la rugosité du fond est relativement petite devant l'épaisseur de la sous-couche visqueuse et a peu d'effet sur l'écoulement. Lorsque les monticules grandissent, ils perturbent l'écoulement et leur hauteur n'est plus négligeable devant l'épaisseur de la sous-couche visqueuse ($Re_p > 5$), ce qui entraîne l'apparition de nouvelles perturbations du fond, leur croissance et leur migration.

Plus au-delà du seuil de mise en mouvement ($\theta > \theta_c$), *Venditti et Church* (2005a) observent que des formes sableuses sont générées quasi instantanément sur l'ensemble de la surface du canal d'essai, d'abord structurées en damier, puis donnant naissance à des formes en chevrons (figure 2.1). Les formes en chevrons vont alors croître, commencer à migrer et s'organiser pour former un premier champ de rides. *Andreotti et al.* (2012) ont démontré que les formes en chevrons et les rides étaient en fait issues d'une même instabilité, la sélection du mode ride ou chevron étant déterminée par la valeur d'une longueur de saturation adimensionnée du flux de sédiments (section 2.2.2).

Kuru et al. (1995) ont étudié la génération de rides et n'observent pas de différences fondamentales à la transition entre les modes d'écoulements laminaires et turbulents. De même, *Coleman et Melville* (1996) et *Coleman et Eling* (2000) constatent que la phénoménologie est similaire en régime laminaire et turbulent et en déduisent que le mécanisme d'émergence des premières perturbations est commun aux deux types d'écoulement, et indépendant de la structure du champ de turbulence, en accord avec les conclusions de *Venditti et al.* (2006).

La turbulence peut jouer un rôle et permettre de dépasser localement le seuil de mise en mouvement. Par exemple, les expérimentations de *Rossi et al.* (2003) montrent que pour des vitesses de cisaillement pourtant en dessous du seuil de mobilité du sédiment, la génération de formes sableuses est tout de même possible en aval d'une forme de fond de dimensions suffisantes pour perturber l'écoulement. Les gradients de pression entraînent la formation d'une zone de recirculation en aval de la crête, qui va créer les conditions de mise en mouvement du sédiment au point de ré-attachement de la couche limite et générer une perturbation du fond.

Les perturbations colonisent le fond plus ou moins rapidement et le champ de rides

2 - Caractérisation et dynamique des dunes hydrauliques

embryonnaires ou d'ondelettes (*Coleman et Melville, 1996*), organisé et quasi sinusoïdal dans le sens de l'écoulement, va croître et donner naissance aux premières rides.

Premières rides Les observations montrent que le champ de perturbations connaît une croissance exponentielle de la hauteur, alors que la longueur d'onde reste relativement constante. La croissance est limitée par l'apparition de fronts d'avalanche marquant la fin de la première phase d'évolution et l'arrivée à maturité du champ de rides initial. Les rides présentent un profil asymétrique et un front de pente égale à l'angle de stabilité du sédiment. Une bulle de recirculation se développe en aval de la crête des rides.

Des expériences en laboratoire (*Coleman et Melville, 1996*) ou dans la nature (*Fourrière et al., 2010*) ont permis la mesure de la longueur d'onde du champ de rides initial dans les premiers instants¹. *Coleman et Melville (1996)* ont mis en place un protocole expérimental permettant la mesure de la longueur d'onde des premières rides pour quarante-sept expérimentations en canal et deux types de sédiments en régime d'écoulement turbulent. Les résultats, combinés à un ensemble de données expérimentales issues de la littérature pour lesquelles le champ de rides initial a été mesuré avec certitude, montrent que la longueur d'onde dépend faiblement de la vitesse de cisaillement. *Coleman et Eling (2000)* et *Coleman et al. (2003)* complètent ces résultats expérimentaux respectivement aux régimes d'écoulement laminaires et en canal fermé, et en déduisent une relation universelle pour la longueur d'onde des premières rides uniquement fonction du diamètre de grain :

$$\lambda = 175d_{50}^{0.75} \quad (2.1)$$

avec λ et d_{50} exprimés en mm (figure 2.2). *Raudkivi (1997)* dérive le même type de relation en écoulement turbulent pour la longueur d'onde initiale à partir d'un ensemble de données issues de la littérature. La dépendance de la longueur d'onde des premières rides à la taille du grain est également démontrée par les expérimentations de *Langlois et Valance (2007)*.

Cependant, si les relations obtenues constituent une approximation satisfaisante de la longueur d'onde initiale, les lois obtenues montrent une certaine dispersion des données, ce qui dissimule une phénoménologie plus complexe. En réalité, l'influence du diamètre du grain est indirecte et l'apparition des premières rides répond à un mécanisme d'instabilité illustrant la compétition entre forces déstabilisatrices (inertie du fluide) et stabilisatrices (gravité, inertie du grain).

1. De l'ordre de la dizaine de secondes en conditions d'écoulement lisse et rugueux.

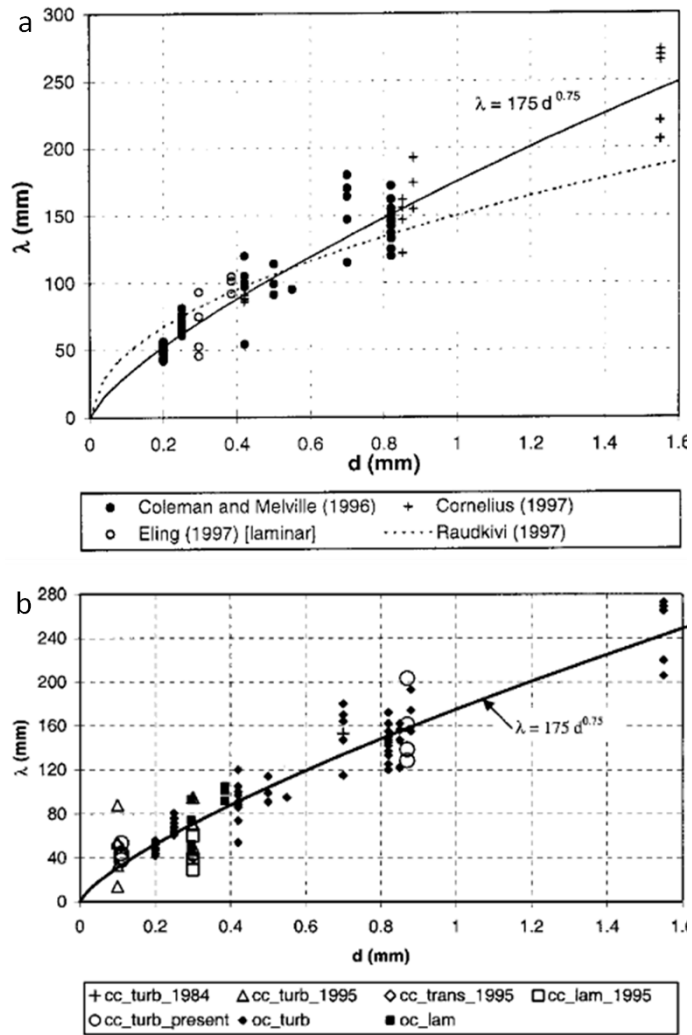


FIGURE 2.2 – Longueur des rides initiales en fonction du diamètre moyen du sédiment en régime laminaire et turbulent en canal ouvert (*Coleman et Eling, 2000*) (a) et longueur des rides initiales en fonction du diamètre moyen du sédiment en canal ouvert (oc) et fermé (cc) (b). Figure de *Coleman et al. (2003)*.

2.2.2 Mécanismes de l'instabilité du lit

L'instabilité d'un lit de sable érodible soumis à un courant stationnaire a fait l'objet de recherches depuis près d'un demi-siècle, notamment à travers l'analyse de la stabilité linéaire des équations aux petites perturbations. *Kennedy* (1963) montre le premier à l'aide d'un modèle à écoulement potentiel que l'instabilité est due à un déphasage entre la contrainte de cisaillement et la vitesse moyenne du courant. *Engelund* (1970) relie l'existence du déphasage à l'effet de la friction grâce à un modèle à viscosité constante. *Fredsæ* (1974) met en évidence le rôle joué par la gravité sur un lit de pente incliné dans la sélection des modes instables. *Richards* (1980) enrichit la formulation par un modèle de turbulence à une équation et lie l'apparition et la dimension des premières rides à la rugosité du fond. Son analyse est étendue aux écoulements lisses et intermédiaires par *Sumer et Bakioglu* (1984) où les nombres d'onde les plus amplifiés sont liés à la longueur de viscosité, $l_v = \frac{\nu}{u^*}$, conformément à des expérimentations pour de faibles nombres de Reynolds particulière réalisées par (*Charru et Mouilleron-Arnould*, 2002).

Charru (2006) constate que les longueurs d'onde des rides obtenues par les études de stabilité sont sous-estimées d'au moins un ordre de grandeur. Pour l'auteur, cela est en partie imputable à la mauvaise description de la dynamique des particules (lois algébriques du type $q = q(\tau)$, où q est en équilibre avec la contrainte de cisaillement τ). L'introduction d'une équation d'érosion-dépôt pour la modélisation du transport des particules (*Charru et al.*, 2004 ; *Charru et Hinch*, 2006) montre que la sélection du mode le plus amplifié est liée à la longueur de dépôt des particules L_d . Cet effet d'inertie est à l'origine d'un déphasage supplémentaire entre la contrainte de cisaillement et le transport saturé, appelé effet d'érosion de crête. La prise en compte de l'effet d'inertie permet d'obtenir des résultats mieux en accord avec les expérimentations que les études de stabilité classiques, en ne sous-estimant pas la longueur d'onde des rides initiales (figure 2.3).

Valance (2005) et *Valance et Langlois* (2005) considèrent une loi simple de relaxation du transport en introduisant une longueur de saturation L_{sat} (figure 2.4), et obtiennent le même type de relation que *Charru* (2006) pour les modes instables. Les auteurs montrent que la taille des rides est liée à la longueur caractéristique de viscosité l_v pour les petits Re_p et à L_{sat} pour les grands Re_p . Ces deux modes correspondent à deux régimes où les effets diffusifs de la gravité et de l'inertie du transport des particules dominant respectivement (figure 2.5). *Fourrière et al.* (2010) déduisent des valeurs de L_{sat} à partir de la mesure des rides issues d'expérimentations en laboratoire (figure 2.6). L_{sat} est limitée par l'inertie du grain en mouvement dans le fluide et $L_{sat} \sim \frac{\rho_s}{\rho} d$ (*Valance et Langlois*, 2005 ; *Fourrière et al.*, 2010 ; *Andreotti et al.*, 2011).

Les études montrent généralement que les longueurs d'ondes initiales sont situées dans un intervalle $200 d_{50} < \lambda < 400 d_{50}$ pour du sable de diamètre médian dans l'intervalle $0.2 \text{ mm} < d_{50} < 0.3 \text{ mm}$.

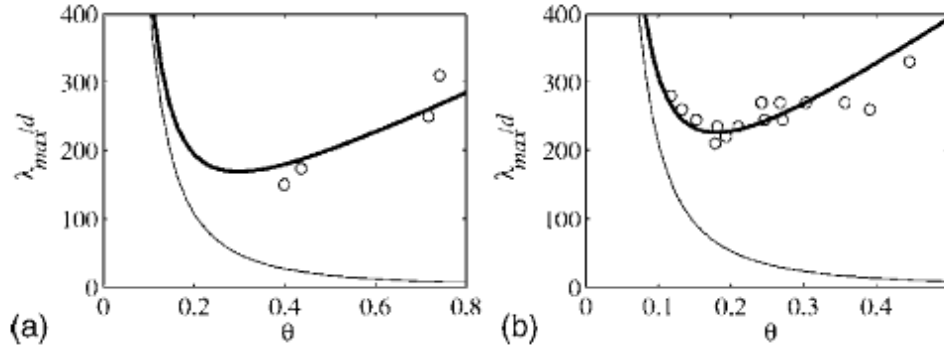


FIGURE 2.3 – Rides mesurées (o) par *Coleman et Eling* (2000) pour des grains de sable dans de l'huile ($d_{50} = 0.3\text{mm}$, $Re_p = 0.0034$) et mode le plus amplifié prédit avec (courbe foncée) et sans effet d'érosion de crête (courbe claire) (a). Rides mesurées (o) par *Coleman et Eling* (2000) pour des grains de sable dans de l'eau ($d_{50} = 0.2\text{mm}$, $Re_p = 7.76$) et mode le plus amplifié prédit avec (courbe foncée) et sans effet d'érosion de crête (courbe claire) (b). Figure de *Charru* (2006).

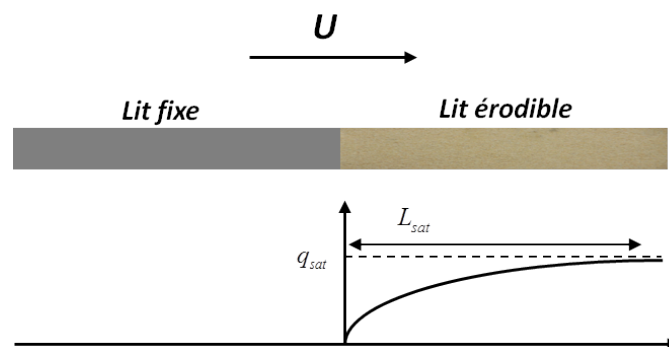


FIGURE 2.4 – Longueur de relaxation inertielle du flux de particule. Le flux atteint sa valeur maximale sur une distance correspondant à L_{sat} .

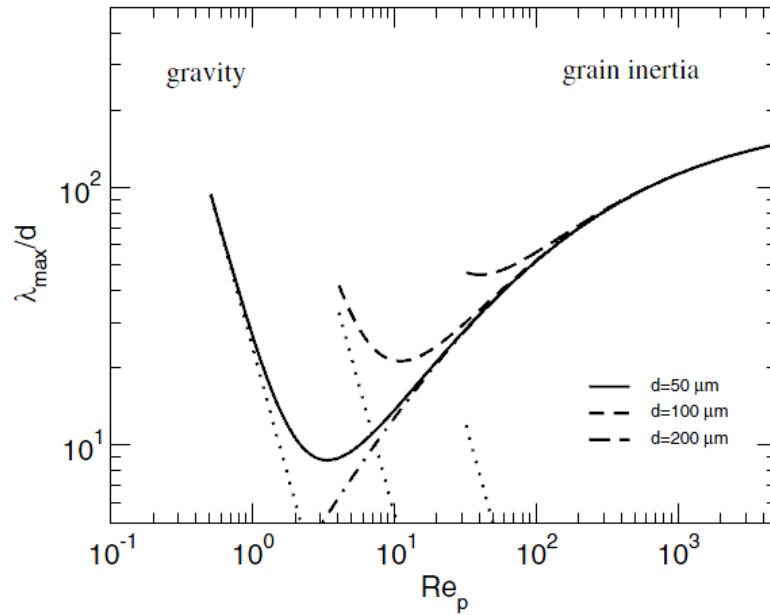


FIGURE 2.5 – Évolution de la longueur d’onde la plus instable, λ_{max} , en fonction de Re_p pour différents diamètres de grains illustrant les régimes de gravité et d’inertie. Les courbes pointillées et tirets-pointillés correspondent respectivement aux modes les plus instables en l’absence d’effet d’inertie et de gravité. Figure de *Valance et Langlois (2005)*.

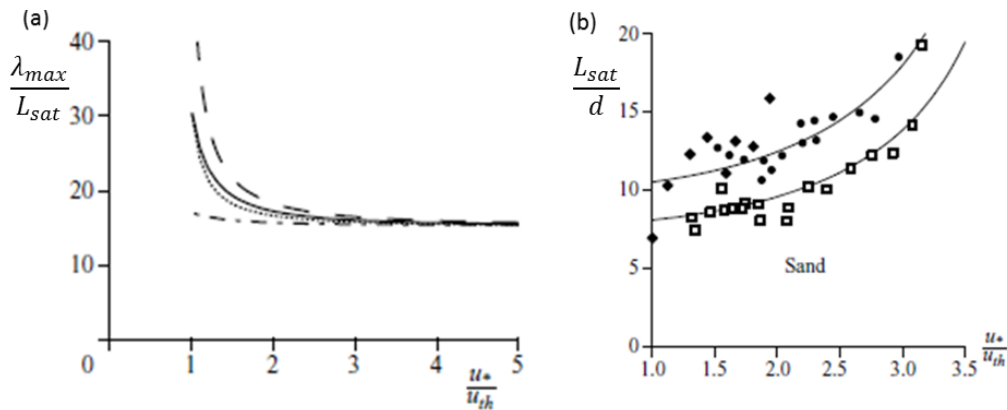


FIGURE 2.6 – Valeurs de la longueur d’onde adimensionnée, pour $L_{sat} = 80 z_0$ (valeur typique pour les grains de sable) en fonction de la vitesse de cisaillement adimensionnée $\frac{u_*}{u_c}$ pour différentes valeurs du paramètre de gravité $\mu = \tan(\phi_s)$ (a). Longueurs de saturation dans l’eau déterminées à partir de mesures expérimentales du champ de rides en fonction de la vitesse de cisaillement pour du sable naturel (*Coleman et Melville, 1996 ; Baas, 1999*) : $d = 0.21mm$ (ronds noirs), $d = 0.24mm$ (losanges noirs), $d = 0.83mm$ (carrés blancs). Le facteur entre les grains fins et grossiers peuvent être dûs à un effet de viscosité contenu dans L_{sat} (b). Figure de *Fourrière et al. (2010)*.

2.2.3 Évolution non linéaire

Les premières rides atteignent rapidement un seuil de hauteur au delà duquel la réponse du système devient non linéaire ($k\zeta > 0.1$, avec ζ l'amplitude du fond, *Charru* (2013)). Les rides interagissent et un ensemble de processus physiques complexes est initié. Ces processus contrôlent la phase de croissance et d'auto-organisation du champ des formes sableuses.

Mécanismes d'advection des formes de fond

Asymétrie Il est possible de démontrer quelques propriétés morphodynamiques caractéristiques des formes de fond à l'aide d'une formulation simplifiée 1DH, en utilisant par exemple l'équation de conservation de la masse appliquée aux sédiments (équation d'*Erner* (1925)) et les équations de Saint Venant unidimensionnelles pour les écoulements stationnaires sans frottement (Annexe A). Cette formulation permet de montrer que la vitesse de migration augmente avec la hauteur du profil et permet d'expliquer le caractère asymétrique des formes sableuses, mettant en évidence une dynamique unidimensionnelle essentiellement liée à l'effet de section le long du profil.

Pentes et recirculation L'évolution vers un profil asymétrique entraîne l'augmentation de la pente du front de dune jusqu'à atteindre l'angle limite de stabilité du sédiment, ϕ_s . Un front d'avalanche se forme et le sédiment advecté le long du profil jusqu'à la crête se dépose sur le front de dune. Ce mécanisme entraîne la migration de la forme sableuse dans le sens du courant. Une zone de recirculation se forme dès que la pente dépasse un certain seuil, dont la valeur exacte est mal connue. Néanmoins, plusieurs auteurs donnent des valeurs comprises entre 10° et 20° (*Best et Kostaschuk*, 2002 ; *Best*, 2005 ; *Paarlberg et al.*, 2009). *Paarlberg et al.* (2007) montrent à partir de données expérimentales issues de la littérature que les dimensions de la zone de recirculation dépendent linéairement de la hauteur et de l'inclinaison du profil au point de décrochement, avec des valeurs comprises dans l'intervalle $4H < L_r < 6H$, avec L_r l'extension de la zone de recirculation.

Vitesse de migration Les flux de sédiments transitant vers la crête se déposent sur le front de dune et contribuent à la migration des formes sableuses (figure 2.7). Seule une petite fraction du transport en suspension, que l'on peut négliger au stade des rides, est advectée au delà du point de ré-attachement. La vitesse de migration des formes de fond est inversement proportionnelle à la hauteur H . Ce résultat important et simplement déduit du principe de conservation de la masse a notamment été démontré par *Bagnold* (1941) dans le cas des dunes éoliennes (voir Annexe A). Le champ des premières rides n'est pas parfaitement homogène et des disparités existent entre les hauteurs. Les formes animées par des vitesses de migration variables interagissent.

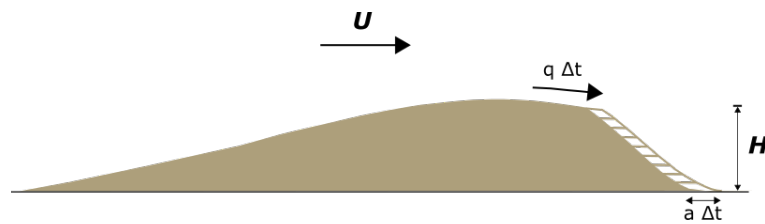


FIGURE 2.7 – Illustration du mécanisme de migration du front d'une forme de fond. D'après *Fredsæ et Deigaard* (1992).

Croissance du champ des formes sableuses

Les rides de hauteur plus faible migrent plus rapidement, rattrapent les rides de plus grande hauteur ce qui entraîne un processus d'appariement et engendre des rides de plus grande taille. Le processus d'appariement est un processus clé de la croissance des formes de fond. *Best et al.* (2013) ont étudié expérimentalement une séquence d'appariement entre deux rides à l'aide d'un canal quasi bidimensionnel. L'évolution du profil pendant la séquence est présentée sur la figure 2.8. Quand la ride située en amont migre sur le profil de la ride en aval, de moins en moins de sédiment se trouve transporté vers la crête. La ride située en aval est progressivement érodée à mesure que la ride en amont progresse. La forme en amont continue de migrer avant d'atteindre la position de la crête de la ride aval et de former une nouvelle ride. Les expérimentations en canal ont montré que la croissance des formes sableuses était le résultat d'une série d'appariements en cascade (*Guy et al.*, 1966 ; *Mantz*, 1978 ; *Raudkivi*, 1990 ; *Baas*, 1994 ; *Coleman et Melville*, 1994 ; *Betat et al.*, 2002 ; *Coleman et al.*, 2003 ; *Venditti et Church*, 2005a ; *Naqshband et al.*, 2014a). *Betat et al.* (2002) ont réalisé des expérimentations de génération de rides en régime laminaire pour de faibles nombres de Reynolds à l'aide d'un canal annulaire. Les auteurs présentent des figures de l'évolution spatio-temporelle de la topographie du fond et des principaux modes de Fourier (figure 2.9). Le nombre de formes sableuses diminue progressivement du fait des appariements (figure 2.9a), et l'énergie du fond converge vers un mode dominant (figure 2.9b). La succession de séquences d'appariements permet de passer d'un fond hétérogène et désordonné à un fond organisé : c'est un processus moteur de l'auto-organisation du fond.

Les appariements ne sont pas les seuls processus importants pendant la phase de croissance du formes sableuses. Certaines expérimentations en laboratoire ou en nature ont permis l'observation de formes surimposées migrant sur le profil des dunes de tailles plus importantes (*Venditti et Church*, 2005b ; *Jerolmack et Mohrig*, 2005 ; *Fourrière et al.*, 2010 ; *Martin et Jerolmack*, 2013 ; *Naqshband et al.*, 2014a ; *Warmink et al.*, 2014). Le rôle de ces formes surimposées, leurs interactions avec les dunes ainsi que leurs mécanismes de génération sont à ce jour mal connus (*Parsons et al.*, 2005 ; *Warmink et al.*, 2014).

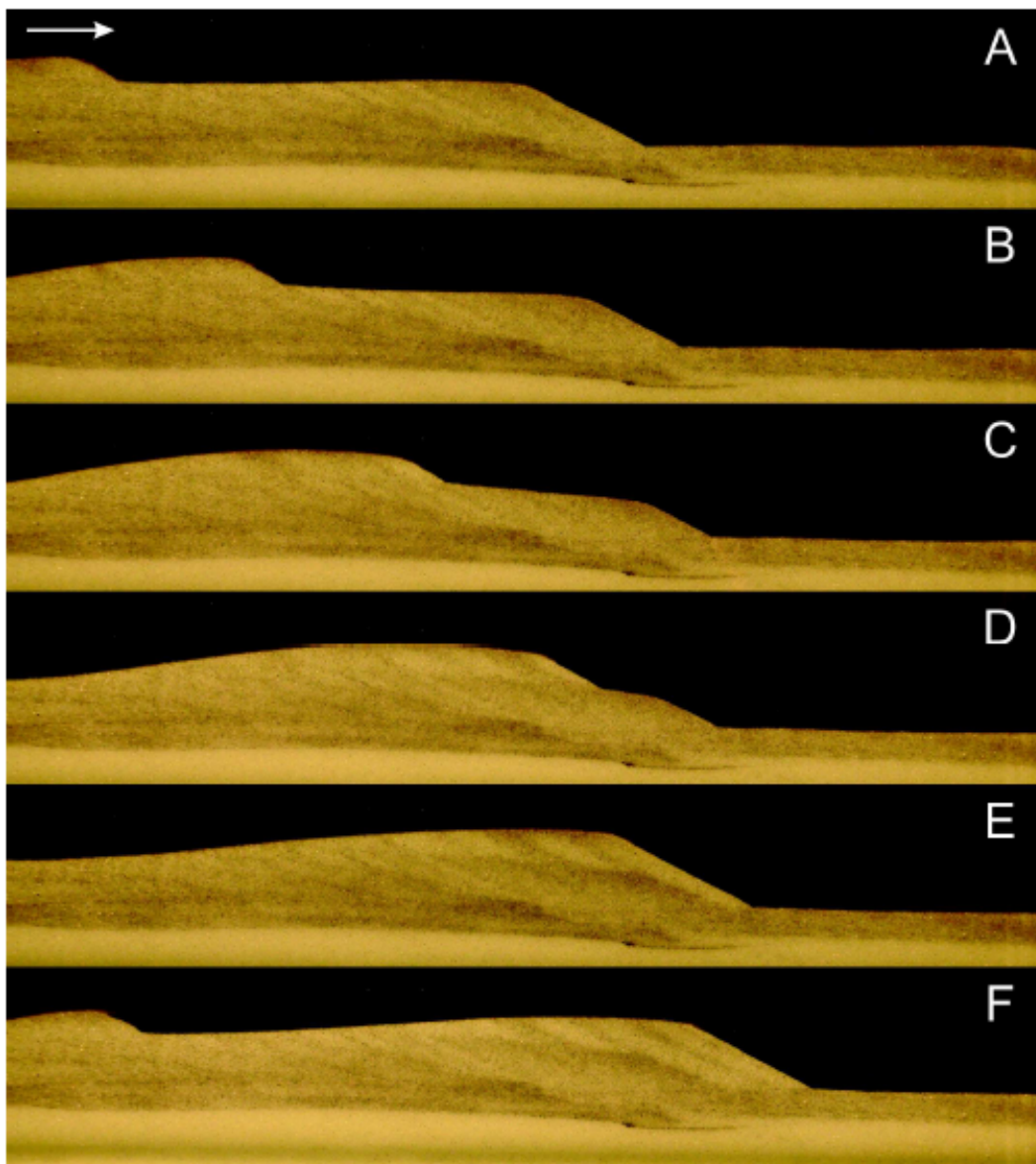


FIGURE 2.8 – Séquence d'appariement entre deux rides visualisée à travers les parois d'un canal bidimensionnel d'épaisseur 5 mm. L'intervalle de temps est de $\Delta t = 20$ s entre chaque image. Figure de *Best et al.* (2013).

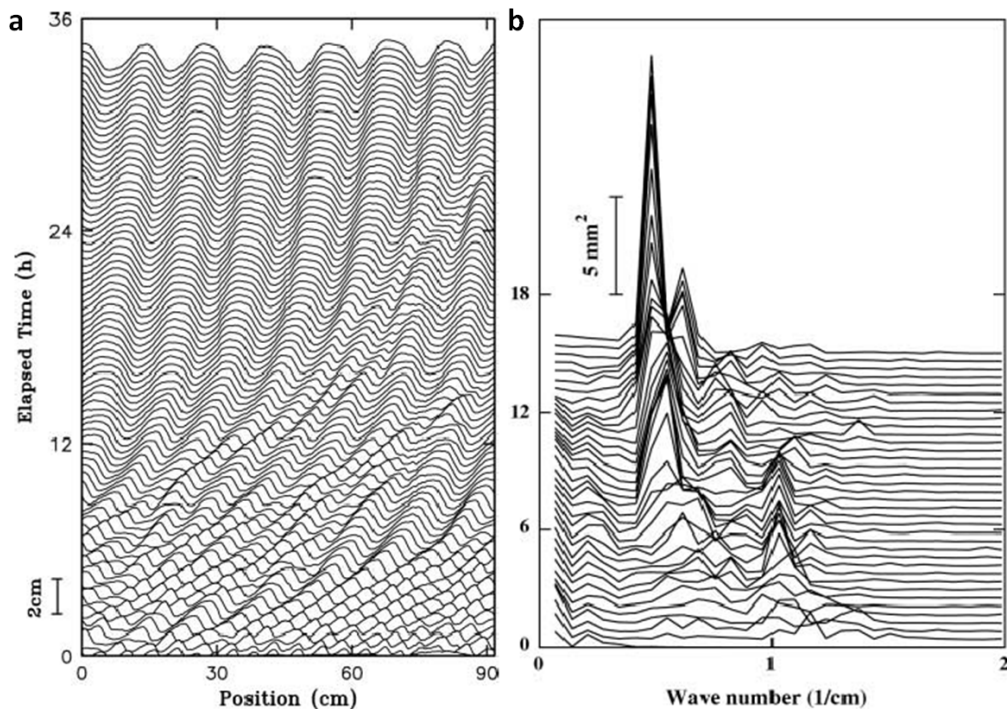


FIGURE 2.9 – Évolution spatio-temporelle de l'interface eau-sable le long du canal (a) et des 30 premiers modes de Fourier ($d_{50} = 0.95\text{mm}$, $Re_p = 0.71$) (b). Figure de *Betat et al.* (2002).

Temps d'évolution

À partir d'une série d'expérimentations et d'une compilation de résultats de la littérature, *Perillo et al.* (2014) ont montré que l'évolution des formes de fond, au delà de la phase d'initiation des premières rides, suivait une tendance logarithmique pour différentes conditions d'écoulement (purement unidirectionnel, purement oscillatoire et combiné) et quelque soit le type de forme de fond obtenue à l'équilibre. Cela a été observé expérimentalement par différents auteurs dans le cas d'un courant unidirectionnel (*Baas*, 1994, 1999 ; *Betat et al.*, 2002 ; *Coleman et al.*, 2003). Les relations dérivées par *Perillo et al.* (2014) sont de la même forme que celles de (*Baas*, 1994, 1999) et s'expriment par les équations :

$$\langle \lambda \rangle = \langle \lambda_e \rangle (1 - e^{-C_\lambda t}) \quad (2.2)$$

$$\langle H \rangle = \langle H_e \rangle (1 - e^{-C_h t}) \quad (2.3)$$

où $\langle \lambda \rangle$ et $\langle H \rangle$ sont respectivement la longueur d'onde et la hauteur moyennes des formes de fond à l'instant t , $\langle \lambda_e \rangle$ et $\langle H_e \rangle$ les hauteurs moyennes à l'équilibre, et C_λ et C_h des coefficients d'adaptation respectivement liés à l'évolution temporelle de la longueur d'onde et de la hauteur. *Perillo et al.* (2014) ont montré que pour plusieurs configurations de fond, le temps pour atteindre l'équilibre était inversement proportionnel au flux de transport sédimentaire. Les auteurs ont établi une relation entre le temps à

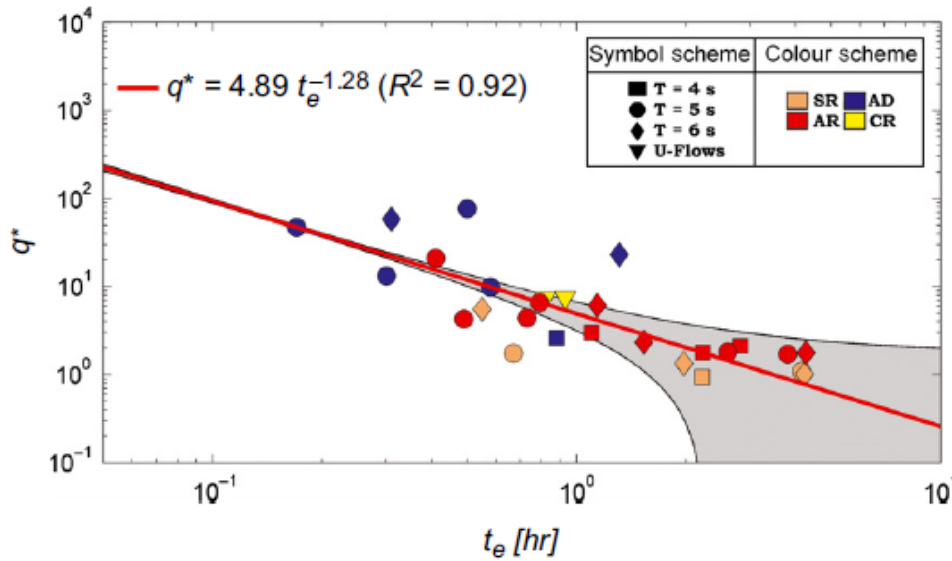


FIGURE 2.10 – Temps à l'équilibre en fonction du transport adimensionné. Figure de *Perillo et al.* (2014).

l'équilibre et le flux adimensionné qui donne une bonne estimation des temps d'évolution pour des temps d'évolution supérieurs à l'heure (figure 2.10).

2.2.4 Saturation et équilibre

Les expérimentations montrent que les longueurs d'ondes et les hauteurs moyennes des formes de fond oscillent autour des valeurs asymptotiques ($\langle \lambda_e \rangle$ et $\langle H_e \rangle$) (*Betat et al.*, 2002 ; *Coleman et al.*, 2003 ; *Naqshband et al.*, 2014a). *Baas* (1999) et *Perillo et al.* (2014) parlent de phase de stabilisation des formes sableuses, et font la distinction entre cette phase d'ajustement et une dernière phase où les caractéristiques géométriques des formes sableuses sont stationnaires. Le processus qui limite la croissance des dunes est appelé processus de saturation.

Facteurs de la saturation

Les mécanismes physiques entraînant le processus de saturation sont aujourd'hui mal connus. Plusieurs facteurs liés à la saturation du champ de dune ont pu être identifiés dans la littérature et sont décrits ci-dessous.

Présence de la surface libre D'après certains auteurs, il n'existe pas d'autre mécanisme physique en dehors de l'influence de la taille limitée du système (i.e. de la colonne d'eau) pour permettre la saturation du champ de dunes (*Southard et Boguchwal*, 1990 ; *Langlois et Valance*, 2007). Lorsque les formes sableuses grandissent, celles-ci atteignent progressivement une taille suffisante pour perturber l'écoulement sur une distance verticale liée à la taille de leur longueur d'onde (*Charru*, 2013). Plus la longueur d'onde des formes

de fond augmente, plus l'inertie du fluide diminue, et la composante en quadrature de la contrainte de cisaillement au fond diminue (*Fourrière et al.*, 2010 ; *Charru*, 2013). La composante en quadrature peut devenir négative pour des valeurs du nombre de Froude élevées², ce qui illustre le phénomène de résonance de la surface libre, excitée par la topographie du fond. Une vague stationnaire se forme, et le maximum de contrainte de cisaillement est alors déplacé en aval de la crête, stabilisant la forme de fond. D'après *Fourrière et al.* (2010), il existe donc deux conditions pour lesquelles la surface libre peut atténuer les effets de déstabilisation dus à l'inertie du fluide : dans la limite des petits nombres d'ondes k , lorsque la profondeur D est très inférieure à la longueur d'onde λ , et autour de la résonance de la surface libre. Néanmoins, la présence de la surface libre n'explique pas la saturation du champ de dunes pour des régimes d'écoulements où les nombres de Froude restent modérés, comme cela est le cas dans les expérimentations en laboratoire de génération de dunes, ou pour les conditions couramment rencontrées en milieu naturel.

Formes surimposées D'après *Warmink et al.* (2014), les formes surimposées migrant sur le profil des dunes seraient responsables des scissions de crêtes de dunes³, et exerceraient par ce biais un contrôle sur la saturation du champ de dunes. En suivant cette hypothèse les auteurs étendent le modèle de *Paarlberg et al.* (2009) en introduisant artificiellement des formes surimposées sur le profil des dunes pour provoquer des scissions de dunes. Cependant, les longueurs d'ondes introduites sont du même ordre de grandeur que les dunes. Le modèle simule des appariements et non pas des scissions de dunes. En outre, des expérimentations montrent que le champ de dunes atteint l'équilibre sans que des formes surimposées ne soient présentes, et sans phénomène de scission de dunes (*Coleman et Melville*, 1994 ; *Fourrière et al.*, 2010 ; *Naqshband et al.*, 2014a).

Effets de la suspension *Naqshband et al.* (2014b) ont montré l'influence du nombre de suspension $\frac{u^*}{w_s}$ sur la morphologie des dunes à l'équilibre (figure 2.11). Pour les nombres de Froude modérés, la hauteur adimensionnée des dunes augmente même lorsque le transport en suspension domine (jusqu'à $\frac{u^*}{w_s} \simeq 2$), ce qui n'est pas le cas pour les grands nombres de Froude, où la hauteur des dunes diminue dès que le poids relatif de la suspension est du même ordre de grandeur que le transport par charriage ($\frac{u^*}{w_s} \simeq 1$, figure 2.11). La morphologie des dunes à la saturation est donc liée à l'intensité du transport en suspension et au nombre de Froude. En outre, l'état de lit plan supérieur est respectivement atteint autour de $\frac{u^*}{w_s} \simeq 2.5$ et $\frac{u^*}{w_s} \simeq 5$ pour les petits et les grands nombres de Froude (figure 2.11). Le passage à l'état de lit plan supérieur est également déterminé à la fois par l'intensité du transport en suspension et par le nombre de Froude (figure 2.12).

2. Autour de l'unité.

3. 'Dune splitting' en anglais.

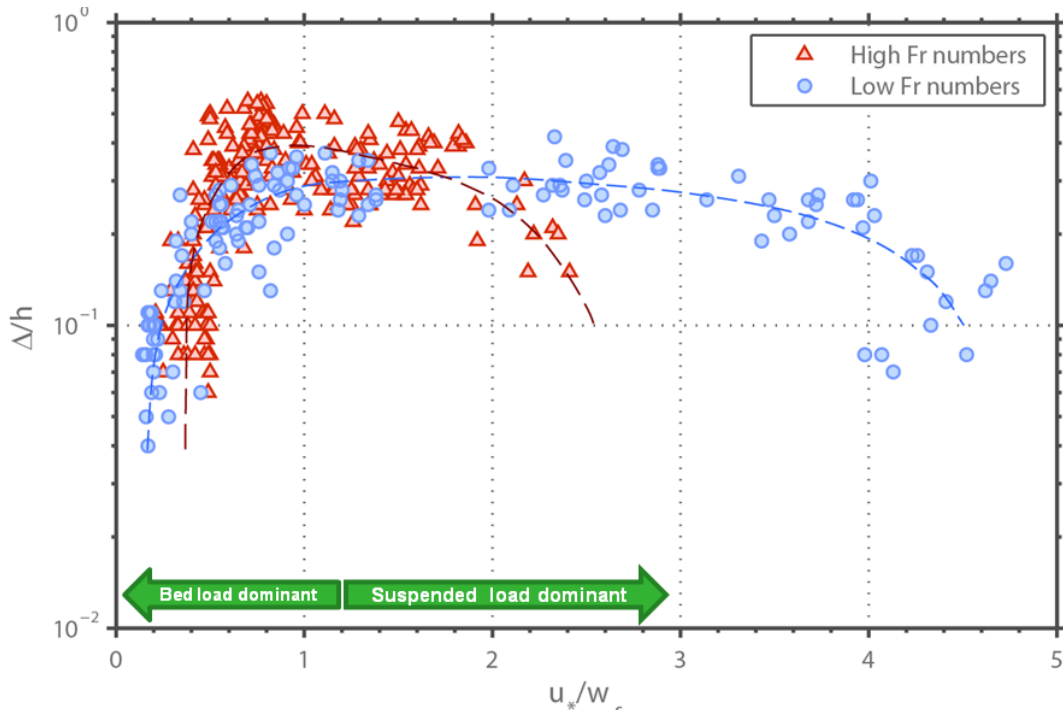


FIGURE 2.11 – Hauteurs adimensionnées en fonction du nombre de suspension. Figure de *Naqshband et al.* (2014b).

Les mécanismes physiques induits par la présence de la surface libre et le transport en suspension semblent présenter un lien étroit avec le processus de saturation du champ de dunes. Cependant, si chacun des mécanismes explique la dégénérescence du champ de dunes dans des conditions particulières d'écoulement⁴, aucun ne permet d'expliquer de façon exclusive la saturation du champ de dunes pour les conditions les plus couramment rencontrées.

Lorsque le champ de dunes sature, un état d'équilibre dynamique est atteint, et un champ de dunes homogènes migre dans le sens du courant avec une célérité constante.

2.3 Géométrie des dunes à l'équilibre

Peu d'études traitent de la géométrie des dunes en domaine non linéaire. A cet égard, les travaux des Danois (*Fredsæ, 1982 ; Tjerry et Fredsæ, 2005 ; Niemann et al., 2011*) présentent un intérêt particulier.

Expression mathématique du profil

En faisant l'hypothèse d'un transport par charriage, avec la formulation de *Meyer-Peter et Müller* (1948), et en utilisant le paramètre de Shields corrigé des effets de pente

4. Pour des nombres de Froude élevés, autour de la résonance, et pour des valeurs de $\frac{u_*^*}{w_s}$ au dessus d'un certain seuil.

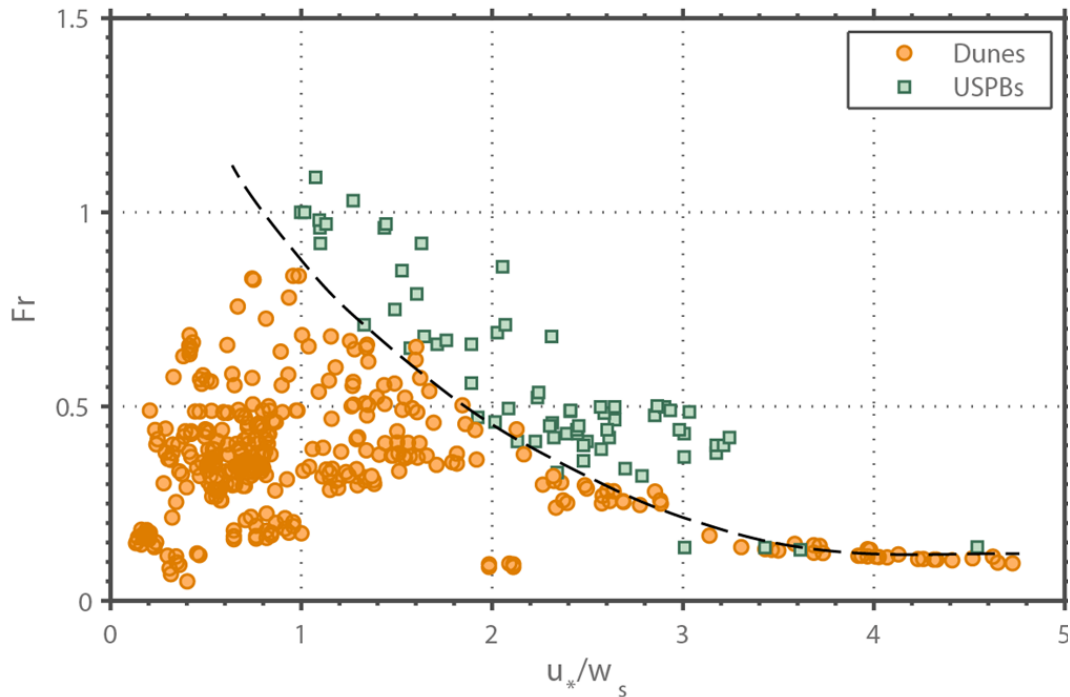


FIGURE 2.12 – Diagramme de stabilité dunes et état de lit plan supérieur (USPB). Figure de *Naqshband et al.* (2014b).

(équation 1.3), *Fredsæ* (1982) déduit une équation différentielle du profil de dune :

$$\frac{dh}{dx} = \frac{0.047 - \theta_{crete}}{\mu} \left(\frac{h}{H} \right)^{\frac{2}{3}} + \frac{\theta - 0.047}{\mu} \quad (2.4)$$

où θ_{crete} est la valeur du nombre de Shields à la crête et $\mu = \frac{\theta_c}{\tan \phi_s}$ est une constante. Selon cette équation, la pente du profil des dunes dépend de la distribution spatiale de la contrainte de cisaillement. Si cette distribution est connue, le profil de dune peut alors être calculé pour une hauteur de dune donnée. Or, d'après *Tjerry et Fredsæ* (2005), la variation de la contrainte de cisaillement τ_b est reliée au coefficient de friction c_f et à la vitesse moyenne de l'écoulement par la relation :

$$\tau_b = \rho c_f U^2 \quad (2.5)$$

Dans le modèle de *Fredsæ* (1982), c_f est déterminée empiriquement par analogie avec la variation de la contrainte de cisaillement derrière une marche inversée, à partir des mesures de *Bradshaw et Wong* (1972). Cette méthodologie s'avère correcte pour les grands nombres de Shields, où le maximum de friction se trouve à une distance de la crête équivalente à $16H$ (figure 2.13). Cependant, ce modèle ne permet pas de déterminer un maximum de c_f pour une dune solitaire non soumise à la relaxation turbulente d'une dune située en amont, ou pour les petits nombres de Shields. *Tjerry et Fredsæ* (2005) étendent le modèle semi-empirique de *Fredsæ* (1982) avec un modèle numérique de l'écoulement, en utilisant un schéma de fermeture de la turbulence en $k - \epsilon$. Cette méthodologie leur permet de prendre en compte, outre les effets de relaxation en aval des crêtes, les effets

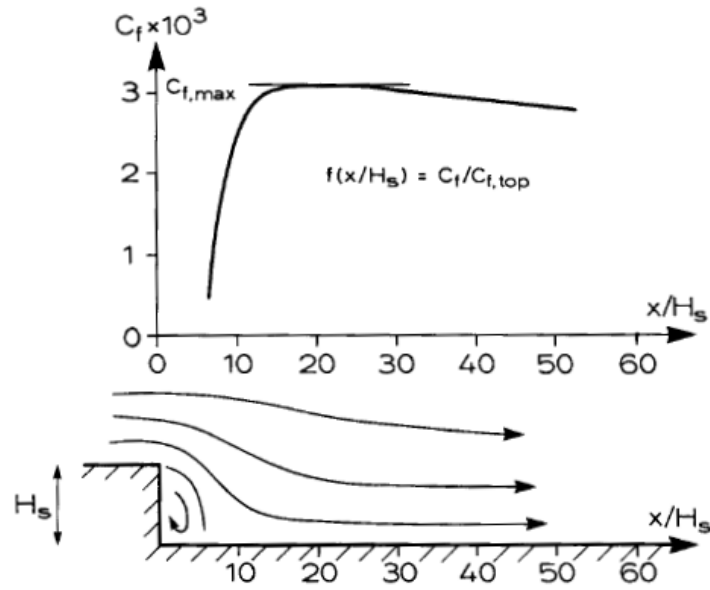


FIGURE 2.13 – Variation du coefficient de friction derrière une marche inversée. Figure de *Fredsø et Deigaard* (1992).

de courbure des lignes de courant le long du profil. L'étude montre que les accélérations induites par la convexité du profil de dune ont un impact sur la position du maximum de c_f , *a fortiori* pour les faibles nombres de Shields (figure 2.14). La position du maximum de contrainte de cisaillement est donc le résultat d'un effet combiné de la relaxation turbulente, de la courbure du profil de dune, et de la variation de la section hydraulique au dessus du profil de dune. La position du maximum de la contrainte de cisaillement détermine la position de la crête des dunes.

Hauteurs et longueurs d'onde

Deigaard et Fredsø (1987) proposent une méthode de calcul de la hauteur des dunes et obtiennent une relation entre la hauteur de dune et la valeur du nombre de Shields à la crête :

$$\frac{H}{1 - \frac{H}{D}} = \frac{\theta - \theta_c}{3\theta} \quad (2.6)$$

Tjerry et Fredsø (2005) ajoutent un modèle d'advection-diffusion du transport du sédiment en suspension qui leur permet de déterminer la fraction de sédiment advecté au delà de la crête, ce qui engendre des hauteurs de dunes plus faibles pour les nombres de Shields importants. Dans la figure 2.15a, les hauteurs des dunes calculées avec l'équation 2.6 et avec le modèle de transport de *Tjerry et Fredsø* (2005) sont comparées aux données expérimentales de *Guy et al.* (1966). Malgré une certaine dispersion des résultats expérimentaux, le modèle reproduit les tendances d'évolution de la morpho-

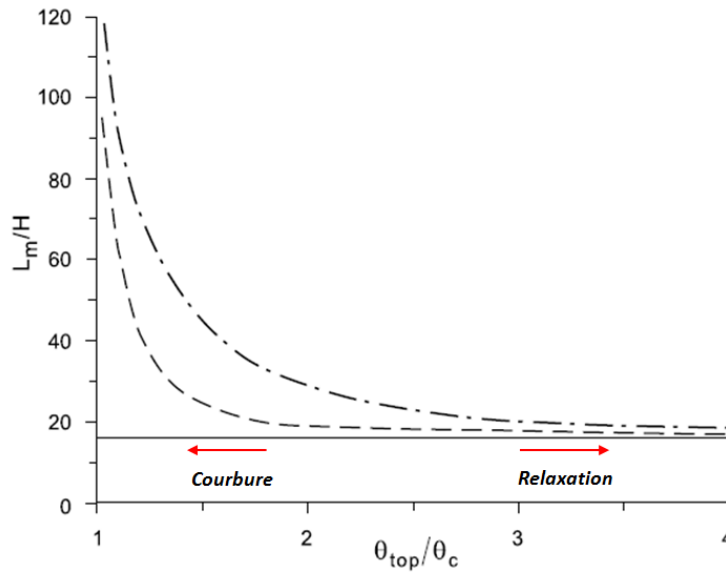


FIGURE 2.14 – Prédiction de la position adimensionnée du maximum du coefficient de frottement en fonction du nombre de Shields de crête. D’après *Tjerry et Fredsæ* (2005).

logie des dunes en fonction du cisaillement adimensionné ainsi que la décroissance des hauteurs lorsque la suspension devient importante. Ces résultats montrent notamment que les hauteurs des dunes diminuent fortement à partir d’un seuil de suspension donné comme cela est le cas dans les résultats expérimentaux de *Naqshband et al.* (2014b) (figure 2.11). Lorsque la suspension est intégrée, la hauteur des dunes est limitée à $H/D \simeq 0.3$, valeur également retrouvée dans les expérimentations de *Naqshband et al.* (2014b) pour des nombres de Froude modérés (figure 2.11).

A partir des hauteurs des dunes, *Tjerry et Fredsæ* (2005) calculent les pentes et en déduisent les longueurs d’ondes. Le transport en suspension induit un effet retard dans le transport, lié au temps de dépôt des particules, ce qui entraîne des pentes plus faibles et des longueurs d’ondes plus importantes pour les nombres de Shields importants. Proche du seuil de mise en mouvement, les longueurs d’ondes ne sont pas nulles, ce qui est essentiellement lié à l’effet de courbure du profil⁵. Les résultats sont en accord avec les tendances d’évolution observées expérimentalement (figure 2.15b).

Niemann et al. (2011) utilisent le même type de modèle numérique pour calculer l’évolution de dunes de longueurs d’ondes constantes, soumises à un écoulement stationnaire. Son modèle se distingue de celui de *Tjerry et Fredsæ* (2005) notamment par l’utilisation d’un modèle de fermeture de la turbulence en $k-\omega$ (*Wilcox*, 1993), et l’inclusion d’un module d’avalanche. Les résultats de son étude paramétrique des dimensions géométriques des dunes à l’équilibre sont en accord avec ceux de *Tjerry et Fredsæ* (2005).

5. *Fredsæ* (1982) obtient des longueurs d’onde nulles en ne considérant que l’effet de relaxation turbulente.

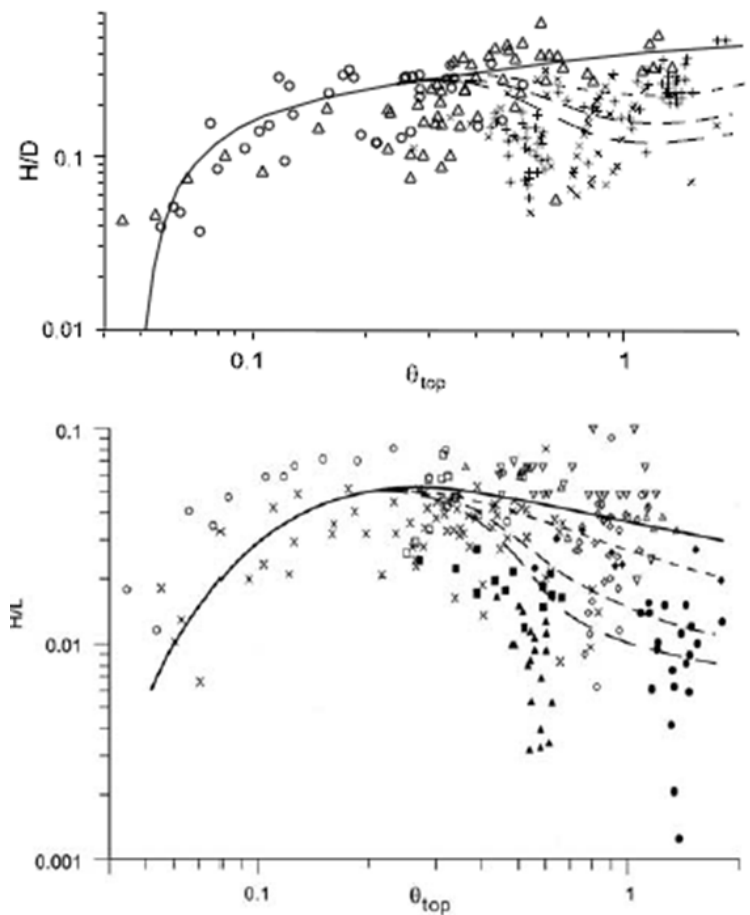


FIGURE 2.15 – Courbe de la hauteur (équation 2.6) (a) et courbe de la pente des dunes en fonction du cisaillement de crête adimensionné (b). Les courbes pointillées incluent le transport en suspension pour différentes valeurs du diamètre adimensionné du sédiment. Les marqueurs sont les données expérimentales de (*Guy et al.*, 1966). Figure de *Tjerry et Fredsæ* (2005)

L'étude montre notamment l'influence de l'intensité de la contrainte de cisaillement sur la forme des dunes à l'équilibre, pour un large intervalle de longueurs d'ondes et de nombres de Shields. Les profils des dunes présentent des pentes plus faibles et des profils plus arrondis pour les faibles nombres de Shields, et sont plus asymétriques pour les grands nombres de Shields. La pente du front de dune équivaut à l'angle de stabilité du sédiment à partir d'un certain seuil du nombre de Shields ($\theta > 0.2$, soit $4 \theta_c$). En outre, la distance entre la crête des dunes et le point de décrochement augmente pour les petits nombres de Shields. La géométrie distincte des dunes soumises à des nombres de Shields variable est due, selon *Niemann et al.* (2011), aux effets diffusifs de la gravité, qui sont relativement plus importants lorsque le forçage de l'écoulement est faible.

2.4 Synthèse : évolution du fond faiblement perturbé jusqu'à l'équilibre

Il ressort de l'étude de l'évolution morphodynamique du fond de sédiments non-cohésifs soumis à un courant stationnaire unidirectionnel quatre phases d'évolution que l'on se propose de caractériser comme suit :

- La phase de génération des premières perturbations, où deux modes de perturbations sont possibles en fonction de l'intensité du forçage (section 2.2.1).
- La phase de génération du champ de rides initial par instabilité (section 2.2.1).
- La phase de développement non linéaire où les rides interagissent et grandissent par des séquences d'appariements en cascade pour former des dunes ($kD \simeq 10 - 20$) (section 2.2.3).
- La phase d'équilibre dynamique, où les dunes ont des caractéristiques géométriques stables et migrent avec une célérité constante dans le sens de l'écoulement (section 2.2.4).

La figure 2.16 présente un schéma chronologique de ces différentes phases d'évolution⁶. La phase de génération des premières perturbations est représentée dans le plan horizontal. Les premières rides sont représentées avec une vue tridimensionnelle dans l'espace. Les processus physiques dans la phase d'évolution non linéaire sont représentés dans le plan vertical. L'évolution des crêtes en fonction du temps est représentée dans le plan horizontal. La phase d'équilibre dynamique est représentée dans le plan vertical.

Dans la partie suivante le code de calcul utilisé pour l'étude de l'évolution morphodynamique des dunes est présenté.

6. *Perillo et al.* (2014) proposent aussi quatre phases d'évolution, ne tenant pas compte de la phase de génération des premières perturbations, considérée ici. Les auteurs ajoutent une phase de stabilisation avant la phase d'équilibre dynamique. Cette différenciation n'a pas été jugée nécessaire.

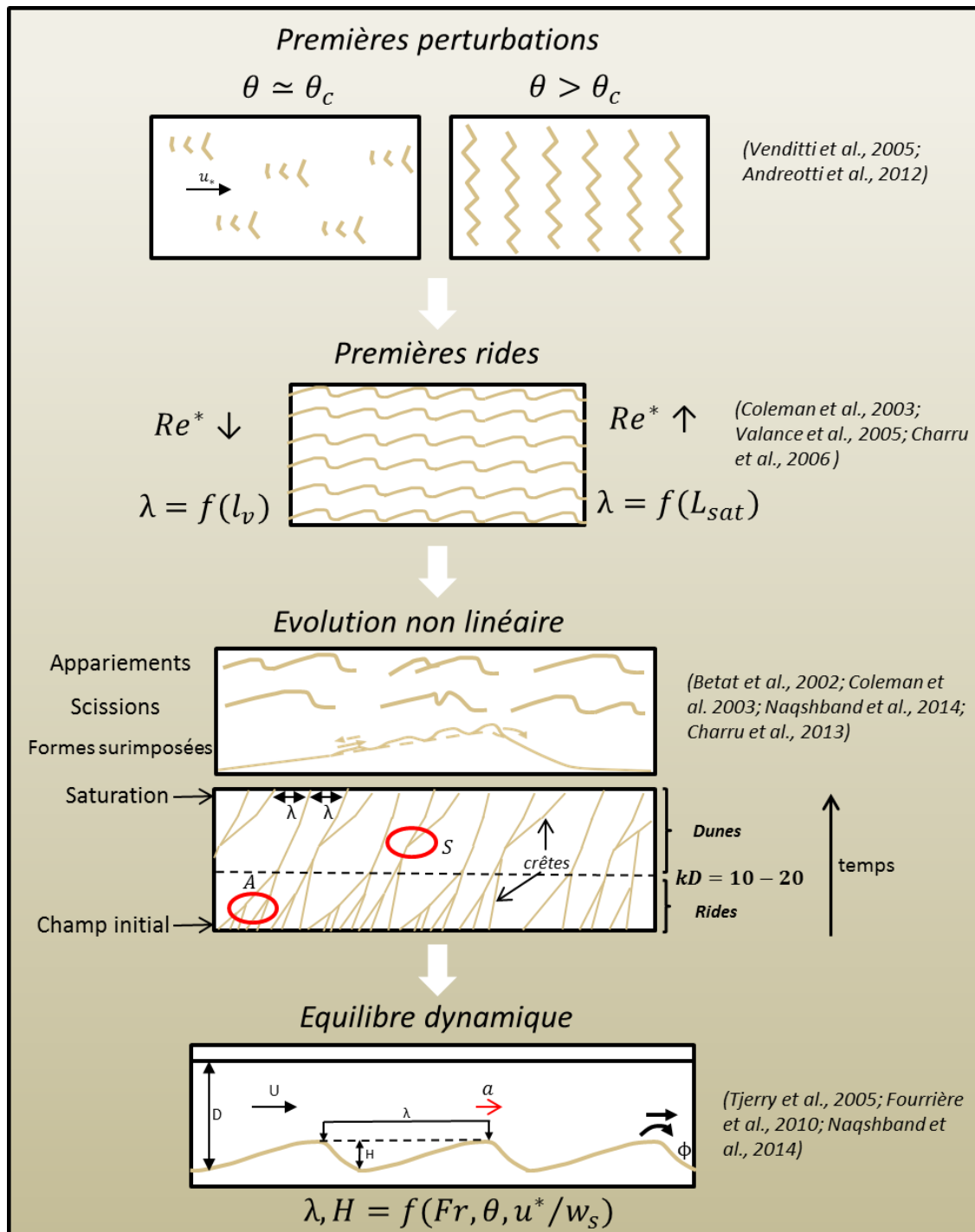


FIGURE 2.16 – Schéma de synthèse de l'évolution du fond faiblement perturbé jusqu'à l'équilibre.

Chapitre 3

Modèle numérique pour l'étude des dunes

Le code de calcul utilisé pour étudier l'évolution morphodynamique des dunes est Dune2D, développé initialement par *Tjerry* (1995) au sein de l'Université Technique du Danemark (DTU). C'est un modèle 2DV résolvant les équations de Reynolds au-dessus d'un fond mobile. *Tjerry et Fredsæ* (2005) ont utilisé le modèle pour améliorer la formulation semi-empirique de *Fredsæ* (1982) pour calculer les profils de dunes à l'équilibre, en y ajoutant une description de l'écoulement au-dessus des profils des dunes avec une fermeture de la turbulence à deux équations (en $k-\epsilon$). La description de la couche limite turbulente est fondamentale pour la modélisation de la morphodynamique des dunes, pour déterminer la distribution des contraintes de cisaillement le long du profil et les déphasages induits. La modélisation non-hydrostatique des champs de pression permet en outre de reproduire la séparation de l'écoulement en aval des crêtes. L'étude des rides oscillantes avec Dune2D a permis d'apporter des améliorations intéressantes, comme l'introduction d'un nouveau modèle de fermeture de la turbulence en $k - \omega$ (*Andersen*, 1999) et d'une nouvelle méthode de résolution de l'équation d'évolution du fond, basée sur un schéma centré non-oscillant (*Marieu et al.*, 2008). Ces évolutions permettent d'une part une meilleure description des courants de recirculation et d'autre part de mieux gérer les sauts de flux au niveau des crêtes, sans avoir recours à un filtrage numérique, comme celui introduit par *Niemann* (2003) pour son étude paramétrique des dunes. Certaines limitations du modèle ne permettent cependant pas de simuler l'évolution morphodynamique des dunes de façon satisfaisante. Des modifications sont apportées au modèle et sont détaillées dans ce chapitre.

3.1 Description du modèle

Le modèle est composé de trois modules :

- le module hydrodynamique, qui résout les équations de Reynolds dans la couche limite ainsi que la turbulence.

- Le module de transport sédimentaire, qui calcule le transport par charriage et le transport en suspension.
- Le module morphologique, qui résout l'équation d'évolution du fond.

Les équations sont résolues sur une grille orthogonale curvilinéaire ce qui permet de suivre la configuration du lit (figure 3.1).

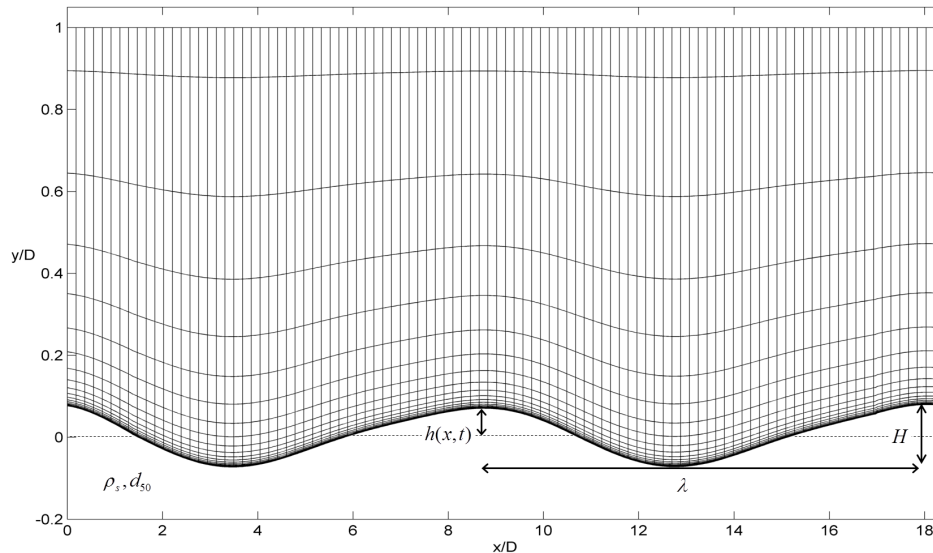


FIGURE 3.1 – Exemple de grille de calcul utilisée au-dessus de deux dunes (800 x 40). Une cellule sur quatre est représentée dans la direction de l’abscisse horizontale x .

Structure du modèle pour l’étude des dunes La figure 3.2 présente un schéma du code de calcul Dune2D pour l’étude de l’évolution morphodynamique des dunes, avec les différents modules et leurs interactions.

Une description plus approfondie des différents modules est donnée ci-après. Pour plus de détails sur les méthodes numériques de résolution, voir *Tjerry* (1995).

3.1.1 Modèle hydrodynamique

Le modèle résout les équations de Reynolds (RANS¹) dans la couche limite en deux dimensions, dans un système cartésien. *Reynolds* fut le premier à proposer, en 1894, d’écrire les grandeurs physiques caractérisant l’écoulement comme la somme de leur valeur moyenne et d’une fluctuation aléatoire centrée. Dans un écoulement turbulent, les moyennes de ces fluctuations aléatoires sont identiquement nulles. Si l’on considère un système cartésien, on peut alors décomposer les champs de vitesses en $u_i = U_i + u'_i$, avec U_i

1. Reynolds Averaged Navier Stokes equations en anglais

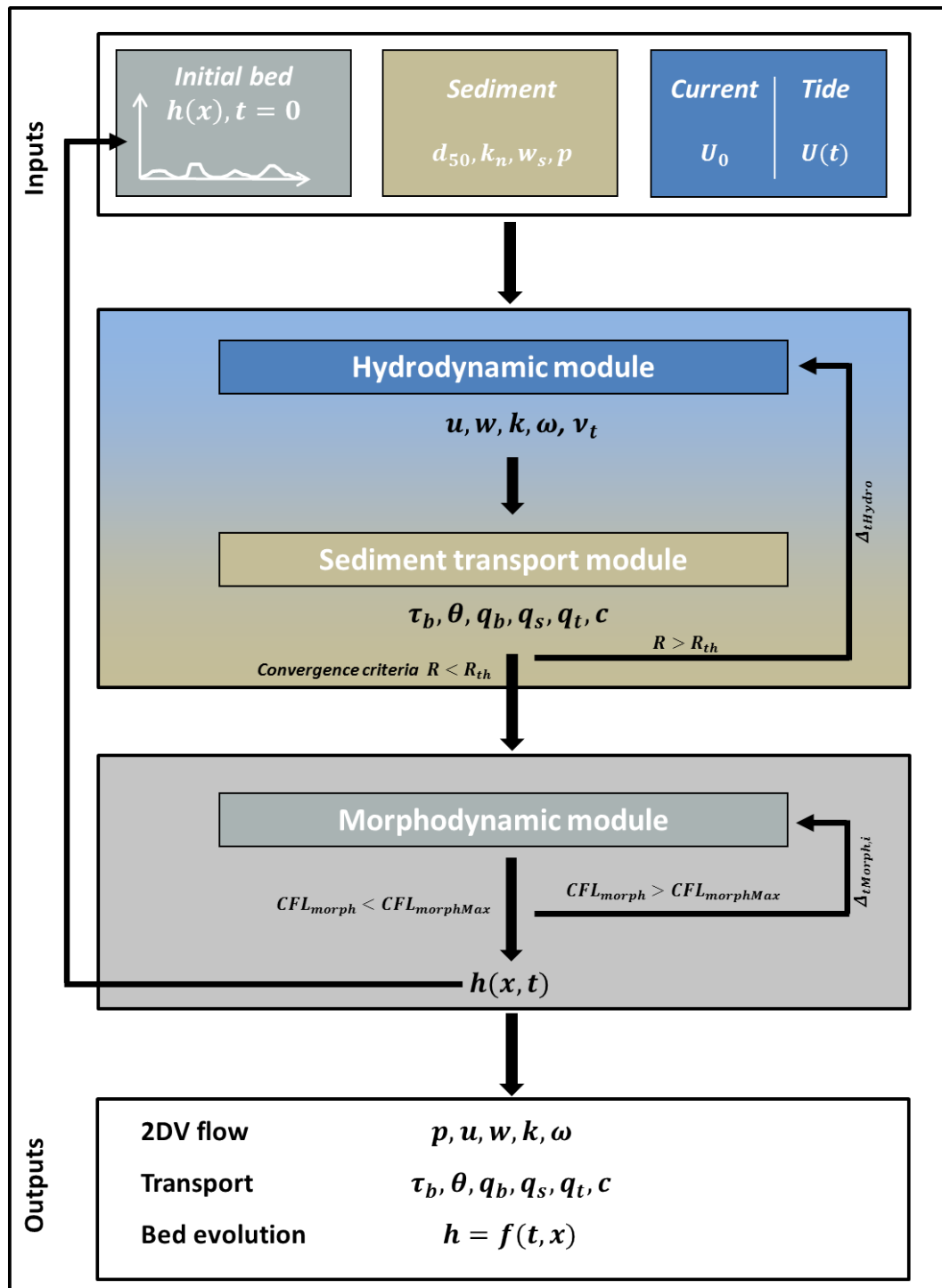


FIGURE 3.2 – Schéma du modèle Dune2D pour l'étude de l'évolution morphodynamique des dunes.

la valeur moyenne et u'_i la fluctuation turbulente, telle que $\overline{u'_i} = 0$. Cette décomposition, introduite dans les équations de Navier Stokes, permet d'obtenir les équations RANS :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu S_{ij} + \tau_{ij}) \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0, \quad (3.2)$$

où $i = 1, 2$ représentent x et y , les coordonnées horizontales et verticales. P est la pression, ρ la densité de l'eau, ν la viscosité dynamique et S_{ij} le tenseur des taux de déformation $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$. τ_{ij} est une paramétrisation du tenseur des contraintes de Reynolds donné par la formulation :

$$\tau_{ij} = 2\nu_T S_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij}, \quad (3.3)$$

où ν_t est la viscosité turbulente et k l'énergie cinétique turbulente.

Modèle de turbulence

Le modèle de fermeture en k - ω a été implémenté par *Andersen* (1999) dans le code de Dune2D. Il offre de meilleures performances que le modèle k - ϵ classiquement utilisé, dans les zones à forts gradients de pression, ce qui permet de mieux décrire la séparation de l'écoulement à la crête des dunes (*Wilcox*, 1993 ; *Bradshaw et al.*, 1996). Il est également bien adapté pour la résolution d'écoulements de couche limite avec des conditions de non-glissement au fond (*Wilcox*, 1993).

Le modèle de turbulence permet le calcul de la viscosité turbulente, ν_t , en tout point du domaine et à chaque instant :

$$\nu_t = \gamma^* \frac{k}{\omega}$$

où k est l'énergie cinétique turbulente, ω est le taux de dissipation turbulente, et $\gamma^* = 1$. k et ω sont donnés par les équation de fermeture de la turbulence :

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma^* \nu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma \nu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \gamma \frac{\omega}{k} \left(-\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \\ &\quad - \beta \omega^2, \end{aligned} \quad (3.4)$$

où β , β^* , σ , σ^* , et γ sont des coefficients de fermeture.

Les équations sont résolues par la méthode des volumes finis avec un schéma ISNAS du troisième ordre de *Southard et Boguchwal* (1996), en appliquant un algorithme PISO

(Pressure Implicit Splitting Operators) selon l'approche de *Patankar* (1980). Le courant moyen est obtenu par itération sur un terme supplémentaire de pression introduit dans l'équation de continuité (équation 3.2), en utilisant un algorithme de PID-control (*Tjerry*, 1995).

Niemann (2003) a comparé les résultats de l'écoulement calculé par le modèle avec la fermeture de la turbulence en $k-\omega$ avec les données de *Nelson et al.* (1993), et a obtenu des résultats en accord avec les expérimentations. Néanmoins, *Niemann* (2003) a détecté une tendance du modèle à accélérer l'écoulement au fond proche de la crête des dunes. L'auteur attribue cette accélération au fait que le modèle sépare l'écoulement un peu en aval de la crête, ce qui l'a conduit à introduire un filtre morphologique pour limiter les instabilités générées par les accélérations de crête. *Araújo et al.* (2013) relèvent le même type de comportement avec un modèle non-hydrostatique autour des dunes éoliennes, pour lequel le décrochement intervient à environ deux mailles en aval de la position de la crête.

Conditions aux limites

Pour les nombres de Froude très inférieurs à l'unité, les effets de déformation de la surface libre sont négligeables (*Fredsæ*, 1982). Une condition de 'frontière rigide' est utilisée à la surface, et $v = 0$ en $y = D$, où D est la profondeur locale de la colonne d'eau. Des conditions périodiques sont appliquées de part et d'autre du domaine. Une condition de non glissement est appliquée au fond avec $u = v = 0$. Le modèle simule la sous-couche visqueuse, et k se dissipe au fond, où $k = 0$. La valeur du taux de dissipation est fixée au fond en fonction de la rugosité de paroi :

$$\omega = \frac{u^{*2} S_R}{\nu}$$

où S_R est donné par *Wilcox* (1993) :

$$\begin{cases} S_R = \left(\frac{50}{k_N^+}\right)^2 & \text{si } k_N^+ < 25 \\ S_R = \frac{100}{k_N^+} & \text{si } k_N^+ \geq 25 \end{cases} \quad (3.5)$$

où k_N^+ est la rugosité de paroi adimensionnée $k_N^+ = \frac{u^* k_N}{\nu}$.

Application L'écoulement au-dessus d'un champ de dunes asymétriques en courant stationnaire unidirectionnel est simulé avec Dune2D. Le nombre de mailles est respectivement de $N_x = 200$ et $N_y = 40$ dans les directions horizontale et verticale. La rugosité adimensionnée est $k_N/D_0 = 2.9 \cdot 10^{-3}$, et la vitesse $U_0 = 0.64 \text{ m.s}^{-1}$, avec U_0 et D_0 respectivement la vitesse et la profondeur moyenne initiales. Le modèle reproduit la structure de l'écoulement au-dessus du profil des dunes, notamment l'accélération du courant au-dessus des crêtes et le développement progressif de la couche limite (figure 3.3 et 3.4).

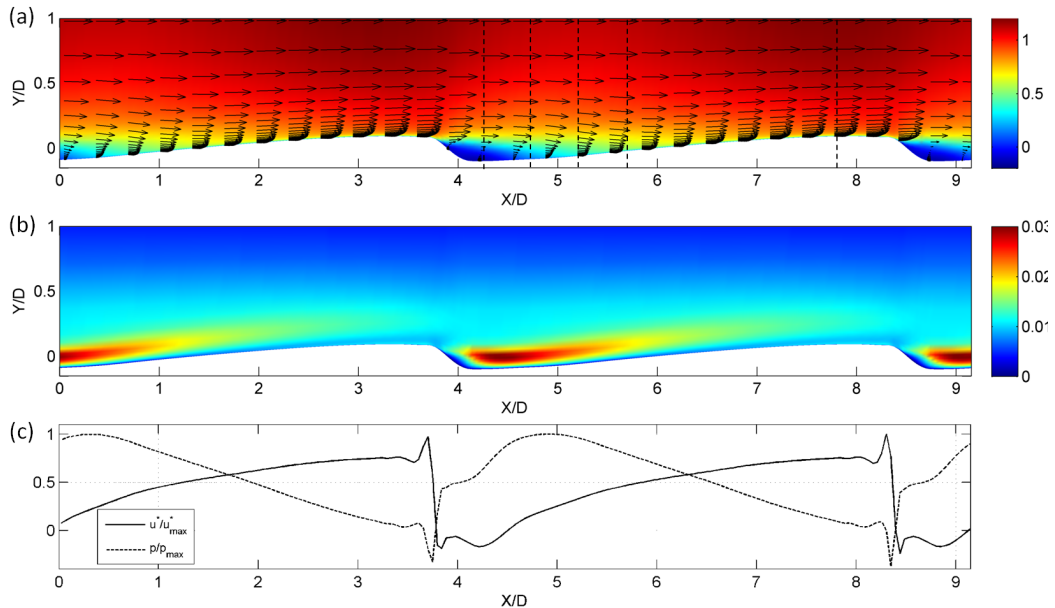


FIGURE 3.3 – Simulation de l’écoulement au-dessus d’un champ de dunes. Champ des vitesses horizontales, $\frac{U_x}{U_0}$ (a), champ de l’énergie cinétique turbulente, $\frac{k}{U_0^2}$ (b) et profils de la vitesse de cisaillement et de la pression au fond normalisées (c). $k_N = 7.25 \cdot 10^{-4}$, $U_0 = 0.64 \text{ m.s}^{-1}$, $N_x = 200$, $N_y = 40$.

En aval des crêtes, une zone de recirculation se forme sous l’action des gradients de pression, et de la faible inertie proche du fond. La relaxation turbulente de la couche limite entraîne des valeurs importantes de l’énergie cinétique turbulente dans le sillage de la crête, qui se dissipe progressivement en direction de la crête de la dune située en aval du courant, à mesure que la couche limite se reconstitue (figure 3.3b). À la crête, la pression augmente localement pour forcer l’écoulement le long du maillage de forte courbure, avant de diminuer et entraîner une augmentation importante de la vitesse (figure 3.3c).

3.1.2 Modèle de transport sédimentaire

Transport par charriage

Dans Dune2D, le transport par charriage peut être calculé selon la formulation empirique de *Meyer-Peter et Müller* (1948), ou par la formule probabiliste de *Engelund et Fredsø* (1976), cette dernière convenant mieux pour les grands nombres de Shields, $\theta > 1$.

Le flux de sédiment charrié q_b selon la formule de *Meyer-Peter et Müller* (1948) s’écrit :

$$\begin{cases} q_b(x, t) = 8 (\theta(x, t) - \theta_{c\alpha}(x))^{\frac{3}{2}} & \text{si } \theta(x, t) > \theta_{c\alpha}(x) \\ q_b(x, t) = 0 & \text{si } \theta(x, t) \leq \theta_{c\alpha}(x) \end{cases} \quad (3.6)$$

où $\theta_{c\alpha}$ est le nombre de Shields critique corrigé des effets de pentes (*Fredsø et Deigaard*, 1992).

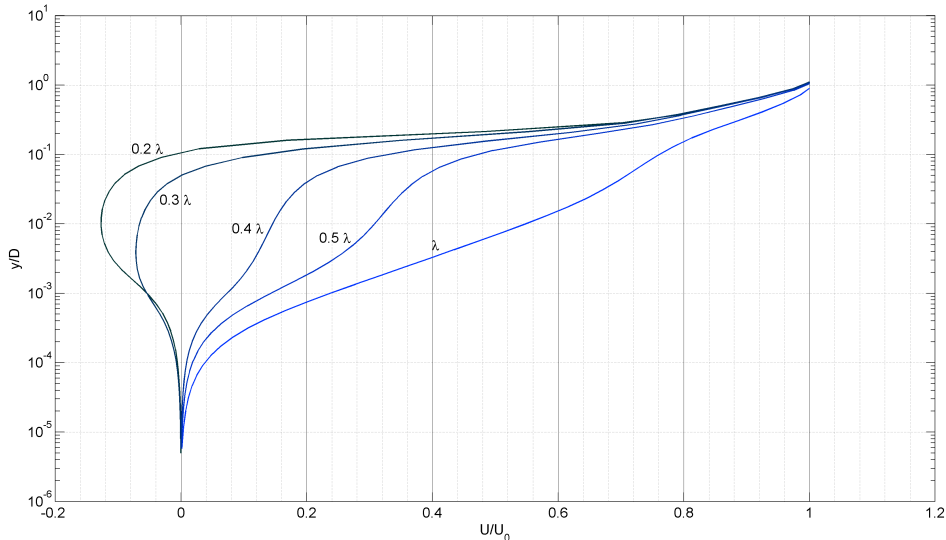


FIGURE 3.4 – Profils verticaux des vitesses adimensionnées en différents points du profil de la dune à une distance de 0.2λ , 0.3λ , 0.4λ , 0.5λ et λ en aval de la crête. La position des profils est indiquée par des lignes pointillées sur la figure 3.3.

Le flux de sédiment charrié q_b selon la formule d'*Engelund et Fredsøe* (1976) s'écrit :

$$\begin{cases} q_b(x, t) = 5n \left(\sqrt{\theta(x, t)} - 0.7\sqrt{\theta_{c\alpha}(x)} \right) & \text{si } \theta(x, t) > \theta_{c\alpha}(x) \\ q_b(x, t) = 0 & \text{si } \theta(x, t) \leq \theta_{c\alpha}(x) \end{cases} \quad (3.7)$$

n est la fraction de particules susceptibles d'être mises en mouvement. D'après *Fredsøe et Deigaard* (1992) on obtient n par la formule :

$$n(x, t) = \left[1 + \left(\frac{\frac{\pi}{6}\mu_d}{\theta(x, t) - \theta_{c\alpha}(x)} \right)^{-\frac{1}{4}} \right] \quad (3.8)$$

avec μ_d l'angle de friction dynamique du sédiment. Dans *Dune2D*, $\mu_d = 0.65$ (voir *Fredsøe et Deigaard* (1992)).

Pour les applications présentées dans cette thèse, les nombres de Shields sont modérés et la formule de *Meyer-Peter et Müller* (1948) sera préférentiellement employée. D'autres formulations ont été ajoutées au modèle et testées, comme par exemple la formulation de *Wong et Parker* (2006).

3.1.3 Transport en suspension

Lorsque les forces de cisaillement augmentent, le transport sédimentaire se fait en grande partie en suspension. La concentration de sédiment en suspension, c , est calculée grâce à la résolution d'une équation d'advection diffusion :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} = \frac{\partial w_s c}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_T \frac{\partial c}{\partial x_j} \right), \quad (3.9)$$

où w_s est la vitesse de chute du sédiment définie par :

$$w_s = \sqrt{\frac{4(s-1)gd_{50}}{3C_D}}, \quad (3.10)$$

C_D étant le coefficient de traînée pour le sable naturel (*Fredsø et Deigaard, 1992*). Afin de résoudre cette équation la concentration de référence du sédiment au fond, c_b , doit être connue. c_b est appliquée à la hauteur de $y = h + 2d_{50}$. Plusieurs formulations sont disponibles pour ce calcul dans Dune2D. Dans ce travail de thèse, la concentration au fond est calculée avec le modèle d'*Engelund et Fredsø (1976)*. Ce modèle est approprié lorsque l'hydrodynamique est modérée, pour $\theta < 2$ (*Natoo, 2003*). La concentration au fond est exprimée par l'équation :

$$c_b = \frac{c_0}{\left(1 + \frac{1}{\lambda}\right)^3} \quad (3.11)$$

où λ est la concentration linéaire et c_0 la concentration maximale au fond, pour des grains empilés. La concentration linéaire est déterminée par la formule :

$$\lambda = \left(\frac{\theta - \theta_{c\alpha} - \frac{\pi n \mu_d}{6}}{0.027s\theta}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.12)$$

Le flux de sédiment en suspension est déterminé par l'intégration de la concentration en suspension le long de la colonne d'eau :

$$q_s(x, t) = \int_{h(x,t)}^D c(x, y, t)u(x, y, t)dy \quad (3.13)$$

où D est la hauteur locale de la colonne d'eau.

Application Les flux sédimentaires sont calculés avec Dune2D au-dessus d'un champ de dunes asymétriques en courant stationnaire unidirectionnel (figure 3.5). Le modèle permet de déterminer le profil des flux de sédiments le long du profil des dunes. La concentration du sédiment en suspension augmente au fond le long du profil en direction de la crête, d'où une partie est éjectée en direction de la zone de recirculation (figure 3.5a). Les courbes des flux de sédiments montrent une diminution du flux suivie d'une accélération au voisinage de la crête (figure 3.5b). Pour ce type d'écoulement, le flux de sédiment en suspension est très faible devant le flux de sédiment charrié. Ce n'est plus le cas pour des nombres de Shields plus forts.

3.1.4 Modèle morphologique

L'équation d'évolution du fond a pour origine les travaux d'*Exner (1925)*. Cette équation permet de relier les gradients de flux sédimentaires à l'évolution temporelle du fond et s'exprime par l'équation :

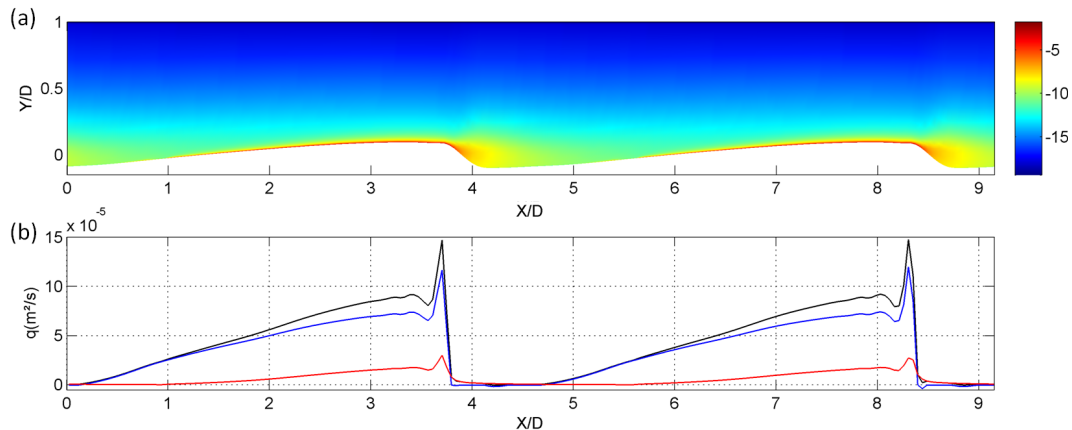


FIGURE 3.5 – Simulation des flux sédimentaires au-dessus d'un champ de dunes asymétrique. Champ de concentration des sédiments en suspension c (échelle logarithmique) (a) et flux de sédiments par charriage, q_b (bleu), en suspension, q_s (rouge), et total, q (noir) (b).

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \quad (3.14)$$

où h est la hauteur locale du lit et q est le flux total de sédiments calculé par la relation :

$$q = \frac{1}{1-p} (q_b + q_s) \quad (3.15)$$

où p est la porosité du sédiment ($p = 0.4$).

Cette équation est résolue avec le schéma centré non-oscillant de *Marieu et al.* (2008). Ce schéma permet de résoudre les pics de flux de sédiments au-dessus des crêtes et remplace avantageusement le schéma QUICK initialement utilisé dans des versions précédentes de Dune2D (*Niemann, 2003*). Un module d'avalanche est utilisé lorsque la pente est égale à l'angle limite de stabilité du sédiment (*Marieu et al., 2008*).

3.2 Adaptation du modèle pour l'étude de la morphodynamique des dunes

Dans cette section les principales modifications du modèle Dune2D pour l'étude des dunes sont décrites. Ces modifications ont essentiellement pour fonction de contrôler la stabilité du modèle, notamment à la crête des dunes où des perturbations de flux sont générées lorsque les profils sont asymétriques avec une pente de front de dune importante. En outre, la formulation de la condition de la dissipation au fond a été modifiée pour éviter l'apparition de perturbations non physiques au fond.

3.2.1 Découplage

Dune2D fonctionne de façon 'couplée' entre le module hydrodynamique et le module morphologique. Cela signifie qu'à chaque itération de l'hydrodynamique correspond un

3.2 - Adaptation du modèle pour l'étude de la morphodynamique des dunes

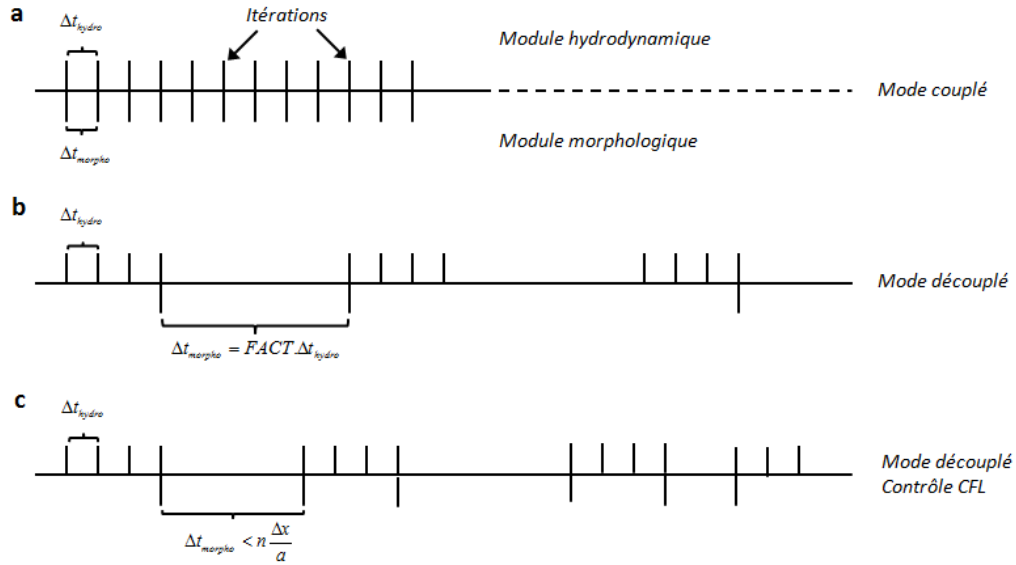


FIGURE 3.6 – Principe du modèle couplé (a), découplé (b) et découplé avec contrôle du nombre de Courant morphologique (c).

calcul morphologique du fond. Le principe du schéma couplé est présenté sur la figure 3.6. Dans le cas des dunes en écoulement stationnaire, où les temps d'adaptation de la morphodynamique sont longs comparés à ceux de l'hydrodynamique, cela conduit généralement à un modèle instable. Pour y remédier, Dune2D a été découplé, c'est-à-dire que l'on laisse le temps à l'hydrodynamique de converger avant le calcul morphologique. Le principe du schéma découplé est présenté sur la figure 3.6.

3.2.2 Stabilité hydrodynamique

Dans le modèle numérique, plusieurs itérations sont nécessaires avant que les variables hydrodynamiques convergent vers une solution stable. Il convient de respecter un temps de convergence, qui dépend de l'hydrodynamique pour une morphologie de fond donnée, avant de lancer le calcul morphologique. La version du modèle obtenue est stable mais entraîne des temps de calcul très longs. Aussi, une nouvelle version du code a été implémentée, permettant d'avoir une plus grande flexibilité sur la convergence de l'hydrodynamique, qui sont les calculs les plus coûteux dans Dune2D. Dans la nouvelle version, la convergence est contrôlée dans le programme par un paramètre de résidu relatif absolu entre deux valeurs consécutives d'une variable, pour deux itérations successives. Le modèle converge lorsque pour chacune des variables f du système on a $\max \left\{ \frac{|f_{n+1} - f_n|}{f_{n+1}, f_n} \right\} \leq RESI$ entre deux itérations de rang n et $n + 1$, avec $f = u, v, k$ et ω , et $RESI$ un critère de convergence².

2. Fixé dans l'intervalle $1.10^{-5} < RESI < 1.10^{-4}$.

3.2.3 Stabilité morphodynamique

Un contrôle dynamique du nombre de Courant du fond a été ajouté, et le pas de temps morphodynamique est déterminé après chaque itération hydrodynamique en fonction du critère de Courant du fond, CFL_{morph} . Pour des questions de stabilité numérique, le nombre CFL_{morph} ne doit pas dépasser l'unité, ce qui peut s'exprimer par la relation :

$$CFL_{morph} = a \frac{\Delta t}{\Delta x} < 1 \quad (3.16)$$

avec a la célérité du fond, Δt le pas de temps morphodynamique et Δx le pas d'espace. Pour une forme de fond stationnaire de vitesse de migration constante a on a :

$$\frac{dh}{dt} = \frac{\partial h}{\partial t} + a \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad (3.17)$$

où l'on déduit en combinant avec l'équation de continuité 3.14 :

$$a = \frac{\partial q}{\partial h}$$

À chaque itération morphologique, le critère CFL_{morph} peut donc être déterminé et le pas de temps ajusté (figure 3.6). Une étude paramétrique a montré que ce critère pouvait être fixé dans l'intervalle $1 < CFL_{morph} < 5$, ce qui permet de diminuer les temps de calcul et d'éviter une trop grande dissipation des formes de fond due à la diffusion numérique intrinsèque au schéma numérique morphologique (*Marieu et al.*, 2008). Un paramètre facteur d'accélération de la morphodynamique a également été ajouté au modèle qui permet d'intégrer l'évolution morphologique sur un pas de temps $\Delta_{morph} = n\Delta_t$ avec Δ_{morph} le pas de temps morphologique et n le facteur d'accélération morphodynamique.

Application La figure 3.7 présente un exemple de simulation morphodynamique pour un profil triangulaire idéalisé avec et sans contrôle du nombre de Courant de fond. Pour des valeurs trop importantes de CFL_{morph} , les accélérations en crête génèrent des instabilités qui se propagent sur le profil de la dune dans le sens opposé au courant (figure 3.7a et 3.7b). L'application d'un critère plus sévère du nombre de Courant permet d'éliminer ces instabilités (figure 3.7c et 3.7d). La figure 3.8 présente un focus sur la génération de formes surimposées. Pendant la simulation, la valeur de CFL_{morph} est augmentée à partir de $t \simeq 1020$ s, et les instabilités de crête colonisent rapidement le profil de la dune. Ces deux exemples montrent la sensibilité du modèle aux perturbations de flux, et l'intérêt d'introduire un contrôle du nombre de Courant de fond, *a fortiori* pour l'étude des formes surimposées.

3.2.4 Formulation de la dissipation turbulente

La condition limite de dissipation turbulente au fond s'exprime à travers deux formulations, l'une dans le cas d'un écoulement lisse, l'autre dans le cas d'un écoulement rugueux (équation 3.5). Le coefficient de dissipation turbulente prend une valeur constante

3.2 - Adaptation du modèle pour l'étude de la morphodynamique des dunes

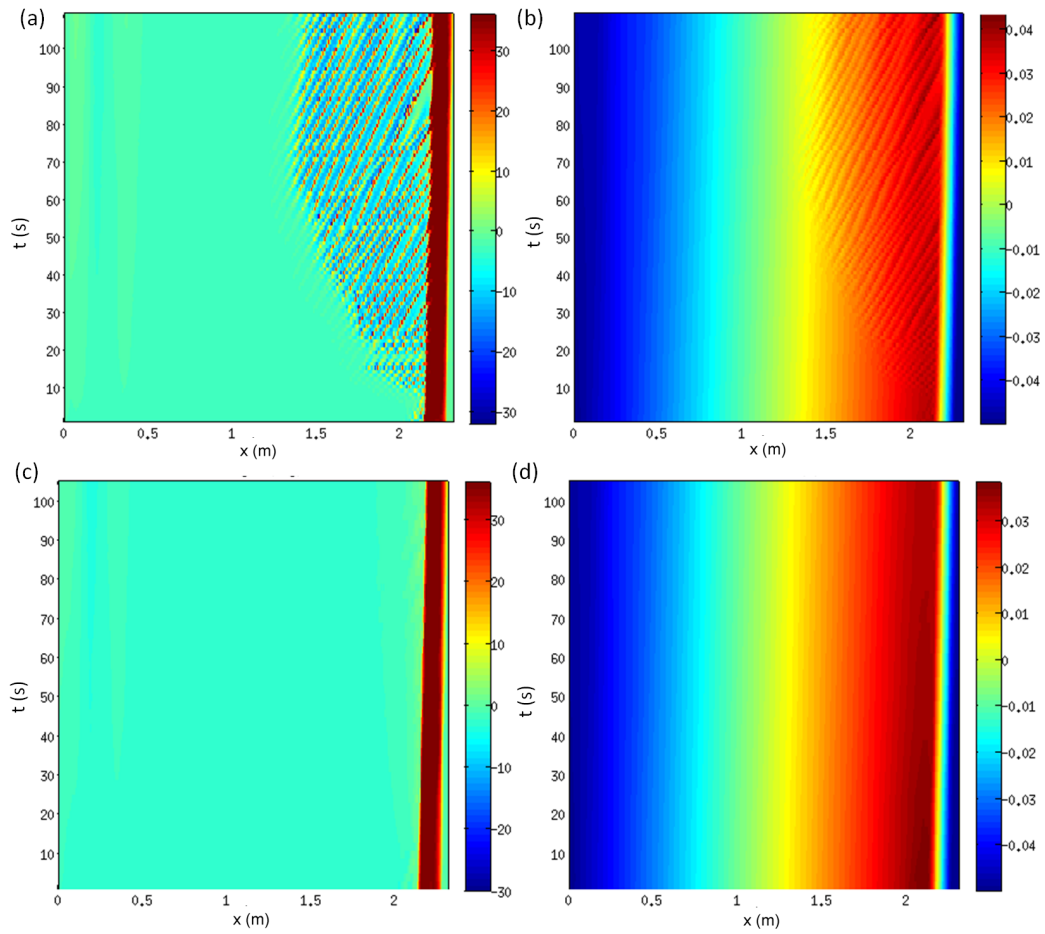


FIGURE 3.7 – Évolution morphodynamique d'un profil triangulaire idéalisé. Évolution temporelle de la pente de fond pour $CFL_{morph} > 5$ (a) et $CFL_{morph} = 1$ (c), et évolution temporelle de la hauteur du fond pour $CFL_{morph} > 5$ (b) et $CFL_{morph} = 1$ (d).

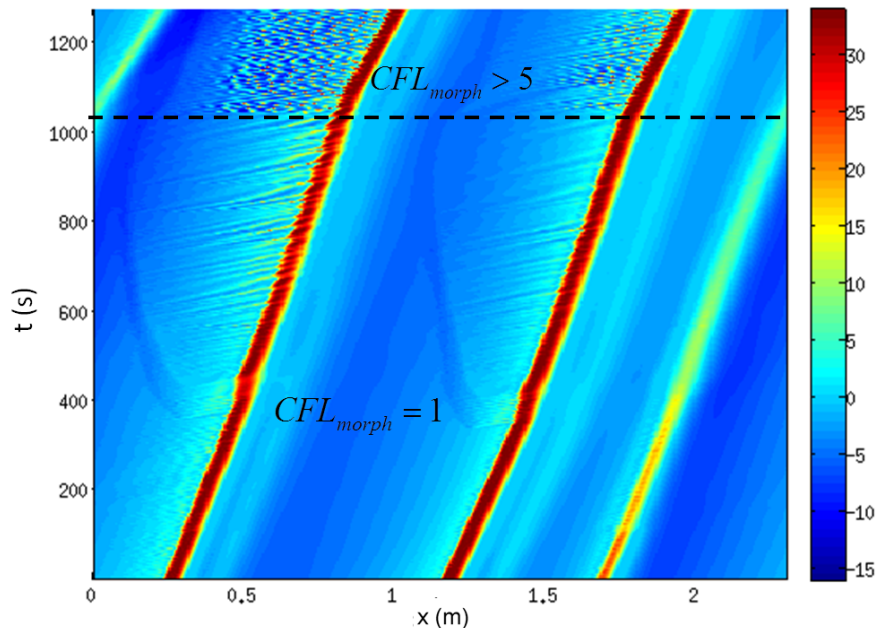


FIGURE 3.8 – Focus sur l'évolution temporelle de la pente de fond simulée pour le cas expérimental de *Naqshband et al.* (2014a) (voir chapitre 4), avec $CFL_{morph} = 1$ ($t < 400$ s) et $CFL_{morph} = 5$ ($t > 400$ s).

pour les valeurs de la rugosité adimensionnée telles que $k_N^+ < 25$, $\omega = \frac{2500\nu}{k_N^2}$, et varie pour $k_N^+ > 25$, $\omega = \frac{100}{u^* k_N}$. Le changement de formulation provoque une discontinuité dans la courbe de la dissipation au fond, qui dépend des conditions hydrodynamiques, à la transition entre les régimes lisses et rugueux sur le profil de dune (figure 3.9). La discontinuité de la valeur de dissipation entraîne des perturbations dans les gradients de flux, $\frac{dq}{dx}$ (figure 3.10). Cette discontinuité de flux provoque l'apparition de formes surimposées, non physiques, à la position où la transition entre le régime lisse et le régime turbulent a lieu sur le profil (figure 3.11). *Menter et Esch* (2001) utilisent une formulation de la condition de dissipation au fond pour les régimes d'écoulement intermédiaires, fonction des valeurs asymptotiques pour les conditions d'écoulement purement lisse et rugueux. En s'inspirant de ce principe, une nouvelle formulation de la condition de dissipation au fond est intégrée dans Dune2D, offrant une transition douce entre les modes lisses et rugueux, pour les valeurs intermédiaires de la rugosité adimensionnée. La valeur de la dissipation de paroi est calculée par une combinaison linéaire des valeurs asymptotiques données par les équations 3.5, entre les bornes de rugosité adimensionnée $k_N^+ = 12.5$ et $k_N^+ = 25$. La nouvelle formulation implémentée dans Dune2D est exprimée par les équations de S_R :

3.2 - Adaptation du modèle pour l'étude de la morphodynamique des dunes

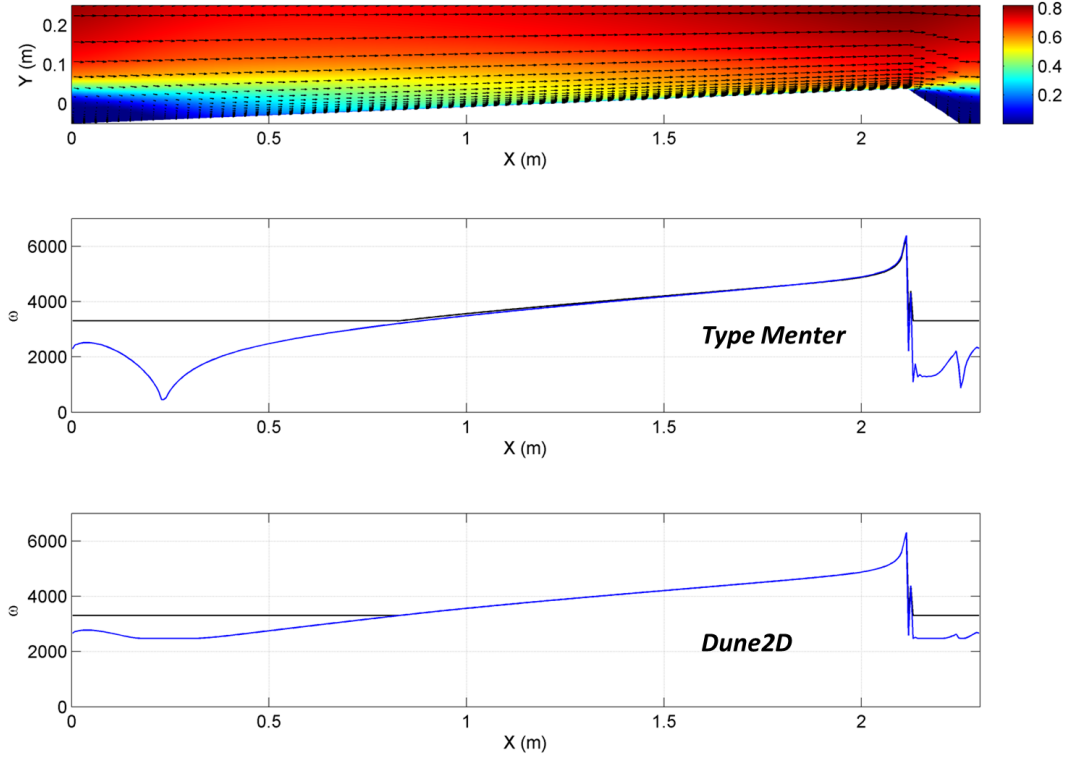


FIGURE 3.9 – Simulation de l'écoulement au-dessus d'un profil triangulaire idéalisé. Champ des vitesses horizontales (a), coefficient de dissipation turbulente au fond pour Dune2D (noir) et avec la formulation de type *Menter et Esch* (2001) (bleu)(b) et coefficient de dissipation turbulente au fond pour Dune2D (noir) et avec la nouvelle formulation (bleu) (c).

$$\left\{ \begin{array}{ll} S_R = \left(\frac{50}{k_N^+}\right)^2 & \text{si } k_N^+ < 12.5 \\ S_R = \left(\frac{k_N^+ - 12.5}{12.5}\right) \frac{100}{k_N^+} + \left(\frac{25 - k_N^+}{12.5}\right) \left(\frac{50}{k_N^+}\right)^2 & \text{si } 12.5 < k_N^+ < 25 \\ S_R = \frac{100}{k_N^+} & \text{si } k_N^+ \geq 25 \end{array} \right. \quad (3.18)$$

La nouvelle formulation donne une valeur constante de la dissipation pour les valeurs de $k_N^+ < 12.5$, soit pour des valeurs de vitesses de cisaillement inférieures à $u^* \simeq 0.013 \text{ m.s}^{-1}$. Cette valeur correspond à la vitesse seuil de mise en mouvement pour le type de sédiment étudié dans la thèse, et la formulation n'engendre donc pas de discontinuité de flux. La figure 3.9 présente les profils de la dissipation au fond avec la version actuelle de Dune2D, avec la formulation de type *Menter et Esch* (2001) et avec la nouvelle formulation sur un profil triangulaire idéalisé. Cette nouvelle formulation offre un profil plus réaliste de la dissipation, et permet d'éliminer la discontinuité des gradients de flux de sédiments (figure 3.10). Cette évolution du modèle a permis d'éliminer les structures surimposées non physiques dans les simulations.

3 - Modèle numérique pour l'étude des dunes

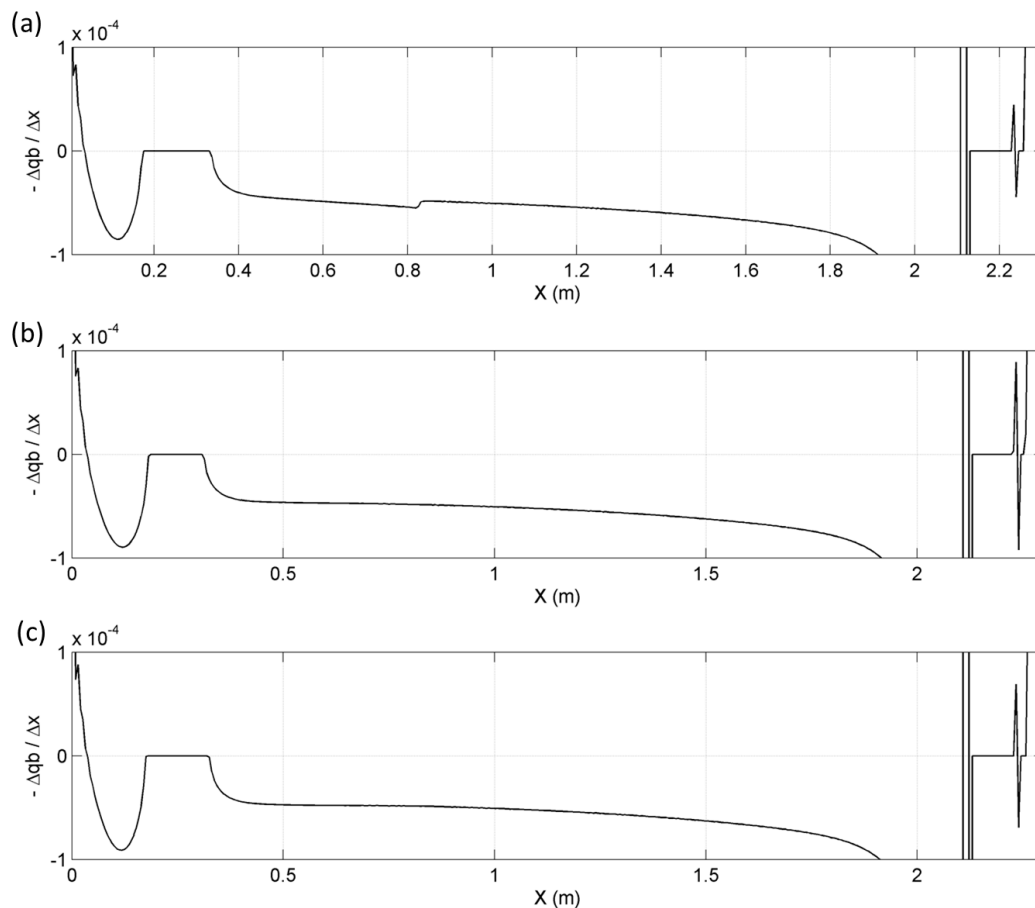


FIGURE 3.10 – Gradients de flux sédimentaires par charriage $\frac{\Delta q_b}{\Delta x}$ au-dessus d'un profil triangulaire idéalisé pour la version actuelle de Dune2D (a), avec la formulation de type *Menter et Esch* (2001) (b) et avec la nouvelle version de Dune2D (c).

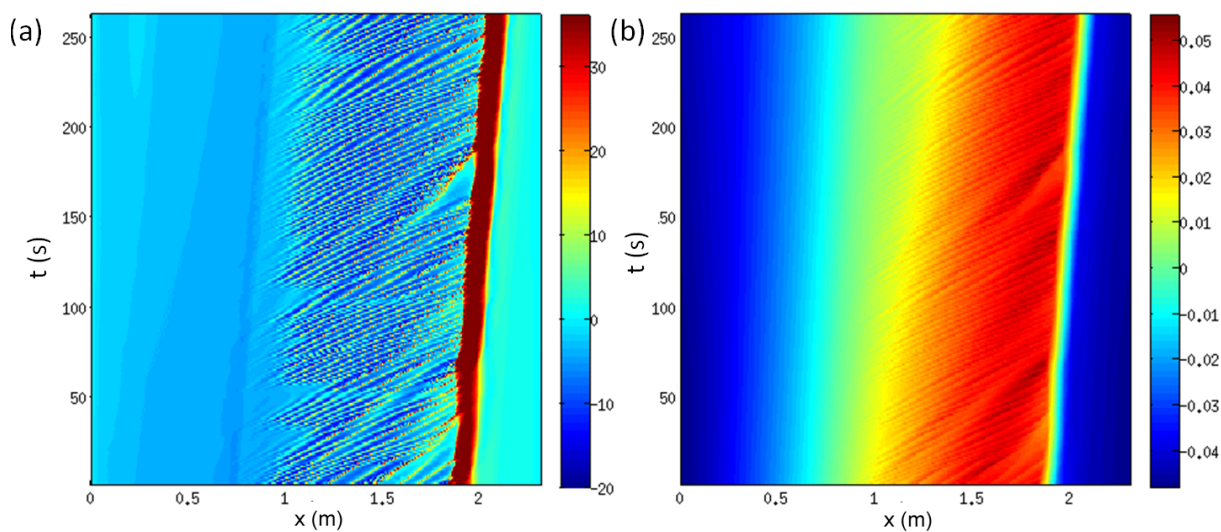


FIGURE 3.11 – Évolution morphodynamique d'un profil triangulaire idéalisé avec l'ancienne version de Dune2D. (a) Évolution temporelle de la pente du fond et (b) évolution temporelle de la hauteur du fond.

3.2.5 Résolution du maillage

Résolution horizontale Dans ce travail de thèse, il est apparu lors de tests de sensibilité qu'une valeur minimale de 30 à 40 noeuds par longueur d'onde était nécessaire pour obtenir une solution invariante à la résolution appliquée. Ces valeurs sont en accord avec d'autres études sur les dunes et les rides (*Niemann, 2003 ; Marieu, 2007*).

Résolution verticale La procédure automatisée pour déterminer la hauteur de la maille de calcul au fond dans Dune2D est revue. Selon Wilcox (1988), la résolution au fond est calculée de telle sorte que le premier point du maillage se trouve dans la sous-couche visqueuse. Parallèlement au travail effectué sur les scénarios de modélisation, des tests ont été réalisés sur le profil de vitesse pour un fond uniforme de rugosité donnée. La comparaison entre le profil simulé par le modèle et le profil théorique ne s'est pas avérée satisfaisante avec ce paramétrage, conduisant notamment à une sous estimation de la vitesse critique de cisaillement. En augmentant graduellement la résolution du fond, le modèle permet de converger vers le profil théorique de la vitesse et de retrouver la valeur de la vitesse de cisaillement attendue, ce qui nécessite plusieurs points localisés dans la sous-couche visqueuse (figure 3.12). Pour chaque scénario de modélisation, un test sur un fond plat est systématiquement effectué pour ajuster la résolution du fond. Elle dépendra des paramètres hydrodynamiques, qui contrôlent l'épaisseur de la sous couche visqueuse.

3.3 Présentation des scénarios de modélisation

3.3.1 Expérience de *Coleman et al.* (2003)

Le scénario d'expérimentation R9 de *Coleman et al.* (2003) permet de suivre l'évolution du fond jusqu'à un champ de dunes à l'équilibre. Il s'agit d'une expérimentation en courant stationnaire pour un grain de diamètre moyen relativement fin de $d_{50} = 0.11$ mm. Les expérimentations sont réalisées en canal fermé, et *Coleman et al.* (2003) obtiennent un profil parabolique de la vitesse de l'écoulement. Les vitesses de cisaillement au fond sont supérieures à celles engendrées dans un canal ouvert, où le profil des vitesses est logarithmique, ce qui est le cas dans Dune2D. Un calcul montre que dans le cas turbulent le profil parabolique engendre une vitesse de cisaillement deux fois supérieure à celle d'un profil logarithmique. On peut s'attendre à ce que les dunes obtenues dans notre cas aient des dimensions inférieures à celles obtenues dans l'expérimentation. On notera également que le sédiment est très fin, à la limite du silt, et en marge des conditions d'application de la formule *Meyer-Peter et Müller* (1948), établie pour des grains de diamètres plus grossiers. *Coleman et al.* (2003) donne des relations entre les géométries d'équilibre des dunes obtenues en canal fermé et en canal ouvert qui permettent de

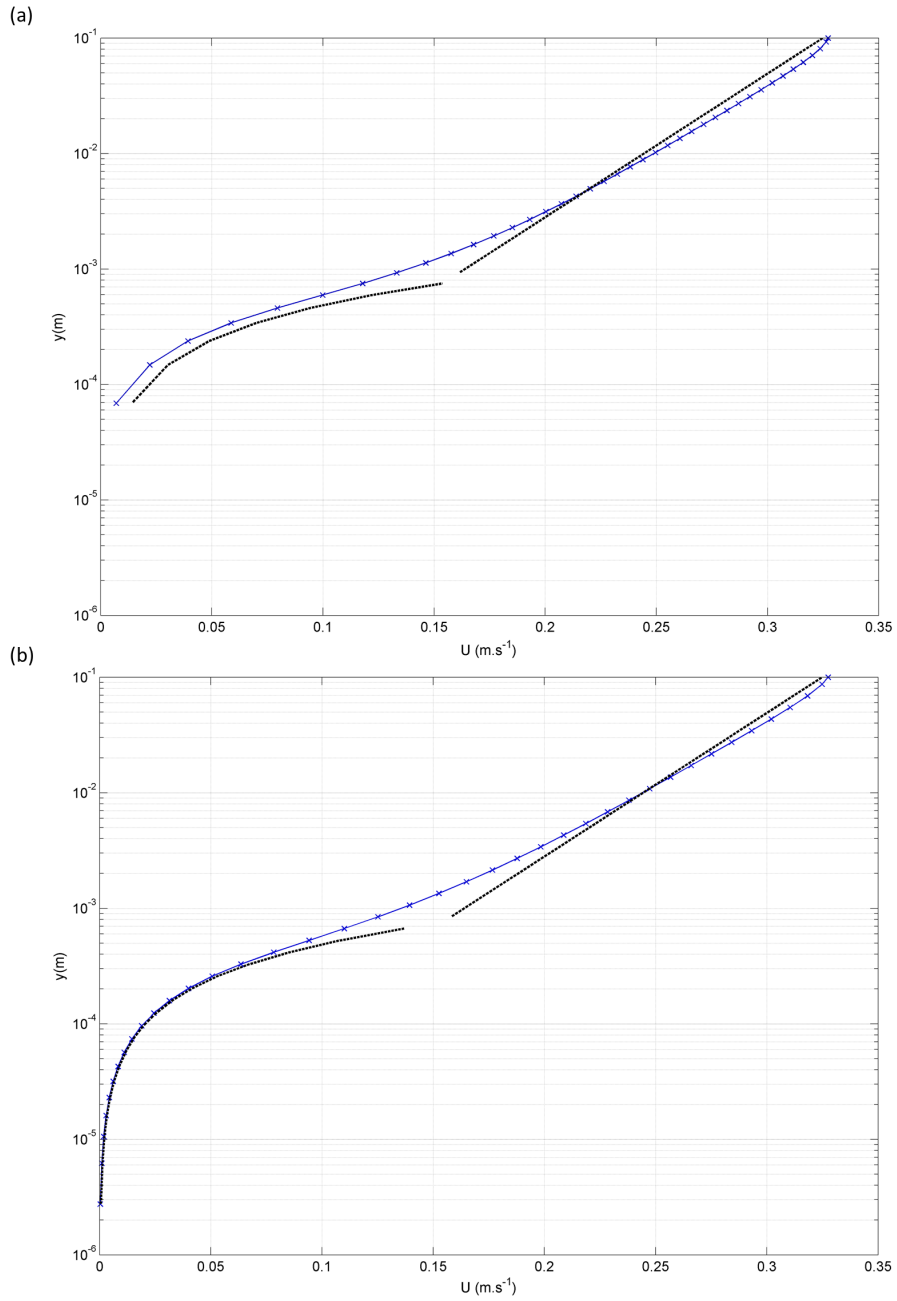


FIGURE 3.12 – Vitesse modélisée avec Dune2D (courbe bleue) et profil de vitesse théorique (pointillés) avec la résolution au fond telle que définie dans Dune2D $\Delta z = 6.9 \cdot 10^{-5}$ m (a) et avec la résolution employée dans la nouvelle version, $\Delta z = 2.7 \cdot 10^{-6}$ m.

discuter les résultats obtenus par la modélisation.

La simulation du cas expérimental de *Coleman et al.* (2003) fait figure de cas préliminaire qualitatif pour tester le modèle et est présentée en annexe B.

3.3.2 Expérience de *Naqshband et al.* (2014a)

Dans les expérimentations récentes en canal de *Naqshband et al.* (2014a), le protocole expérimental utilisé permet de mesurer séparément le transport en suspension et le transport par charriage, ainsi que de suivre l'évolution du profil des dunes³. En outre, le sédiment utilisé est proche de ce que l'on trouve en milieu marin avec un diamètre moyen de $d_{50} = 0.29$ mm. Les dunes obtenues ont des dimensions plus importantes que dans le cas de *Coleman et al.* (2003) avec des longueurs d'ondes métriques. Ce cas expérimental est le principal scénario de modélisation présenté dans cette thèse.

3. Méthode de 'Bed interface tracking'.

Chapitre 4

Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes hydrauliques

Ce chapitre est consacré à la modélisation numérique de l'évolution morphodynamique d'un fond de sédiments non-cohésifs soumis à un courant stationnaire et unidirectionnel. L'application de Dune2D au cas expérimental de *Naqshband et al.* (2014a) permet l'étude des processus physiques conduisant l'évolution du fond jusqu'à l'état d'équilibre dynamique, caractérisé par un champ de dunes stationnaires de vitesses de migration constantes. La première partie de ce chapitre est la reproduction d'un article en cours de révision au *Journal of Geophysical Research*. Le modèle numérique est d'abord décrit, ainsi que la paramétrisation basée sur les conditions de l'expérimentation. La phase de développement des premières rides est reproduite, suivie de la phase de développement non linéaire du champ de formes sableuses jusqu'à l'équilibre. Les processus physiques d'appariement et de génération des formes surimposées sont ensuite analysés. Dans la suite du chapitre, une étude paramétrique de la phase d'initiation des rides est menée, puis l'on étudie le processus de saturation, avant de s'intéresser aux effets induits par les flux de sédiments en suspension et par les gradients de flux sédimentaires dans la zone de recirculation sur l'évolution du fond.

Modeling subaqueous sand dune morphodynamic evolution

Arnaud Doré¹, Philippe Bonneton¹, Vincent Marieu¹, Thierry Garlan²

Abstract

The morphodynamic evolution of subaqueous sand dunes is investigated, using a 2D Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) numerical model. A laboratory experiment where dunes are generated under stationary unidirectional flow conditions is used as a reference case. The model reproduces the evolution of the erodible bed until a state of equilibrium is reached. In particular, the simulation exhibits the different stages of the bed evolution e.g. : the incipient ripple generation, the nonlinear bedform growing phase and the dune field equilibrium phase. The results show good agreement in terms of dune geometrical dimensions and time to equilibrium. After the emergence of the first ripple field, the bed growth is driven by cascading merging sequences between bedforms of different heights. A sequence extracted from the simulation shows how the downstream bedform is first eroded before merging with the upstream bedform. Superimposed bedforms emerge on the dune stoss sides during the simulation. An analysis of the results shows that they emerge downstream of a slight deflection on the dune profile. The deflection arises due to a modification of the sediment flux gradient consecutive to a reduction in the turbulence relaxation length while the upstream bedform height decreases. As they migrate, superimposed bedforms grow on the dune stoss side, and eventually provoke the degeneration of the dune crest. Cascading merging sequences and superimposed bedforms dynamics both influence the dune field evolution and size, and therefore play a fundamental role in the dune field self-organization process.

1. Université de Bordeaux ; CNRS ; UMR 5805-EPOC, Talence, F-33405, France

2. SHOM ; HOM/REC-CFuD/Sédimentologie, CS 92803, 29228 BREST Cedex 2, France.

4.1 Introduction

Sand dunes are ubiquitous bedforms in nature within subaqueous environments. Sand dunes interact with the flow in a retroactive way, generating a complex turbulent flow downstream of the crests (*Nelson et al.*, 1993 ; *Bennett et Best*, 1995 ; *Venditti*, 2007), complex near bed sediment processes along the migrating dunes profiles (*Naqshband et al.*, 2014a, 2015), and lead to an increase of the flow resistance (*Engelund*, 1966 ; *Fredsæ et Deigaard*, 1992). Understanding dune evolution is therefore an important issue to accurately predict the flow circulation, the sediment fluxes and the bathymetric variations in sandy subaqueous environments. Sand dunes may pose a significant risk for offshore activities in coastal environments, especially with the growing development of renewable marine energy (*Todd et al.*, 2014 ; *Barrie et Conway*, 2014). Also, linking the characteristics of cross stratification data with the flow that created them is potentially a powerful tool for paleoenvironmental reconstruction of ancient flow conditions (*Leclair*, 2002 ; *Reesink et Bridge*, 2007). Although sand dunes represent a great scientific and operational interest, their evolution is still poorly understood due to their complex behavior.

Observations of bedform development under various flow conditions show that an initially flat bed evolves through different phases, an incipient bedform phase, a growing bedform phase and a stabilizing phase leading to a fully developed dune field (*Baas*, 1994, 1999 ; *Perillo et al.*, 2014). In the first stages of the bed evolution, the initially flat erodible sand bed sheared by a stationary flow is unstable when the threshold of sediment motion is exceeded somewhere on the domain. Small perturbations arise either sparsely as random pileups for shear velocities close to the threshold or spontaneously all over the bed for higher shear velocities, organizing into straight crest lines (*Venditti et Church*, 2005a). These first perturbations grow exponentially with time until an homogeneous ripple field is formed (*Betat et al.*, 1999 ; *Fourrière et al.*, 2010). During this phase the incipient ripple wavelength remains constant and is linked to the roughness of the bed, scaling whether on the viscous length or on the grain size, depending on the shear velocity (*Valance et Langlois*, 2005 ; *Valance*, 2005 ; *Charru*, 2006). Many laboratory and field experiments allowed for the observation of the initial ripples development, revealing wavelengths of the order of a few centimeters (of the order $O(10^2)d_{50}$ to $O(10^3)d_{50}$) and development time scales of a few tens of seconds (*Yalin*, 1985 ; *Coleman et Melville*, 1996 ; *Baas*, 1999 ; *Betat et al.*, 1999 ; *Langlois et Valance*, 2007 ; *Fourrière et al.*, 2010).

The instability of an erodible bed during this incipient phase has been studied theoretically for many years through the mathematical analysis of bed response to small perturbations. They revealed that the instability mechanism is due to a phase shift between the bed and the shear stress enhanced by the bed friction (*Kennedy*, 1963 ;

Engelund, 1970 ; *Richards*, 1980 ; *Sumer et Bakioglu*, 1984). The cutoff wavenumber and the most unstable mode were found to be sensitive to both the effect of gravity on an inclined slope (*Fredsæ*, 1974) and the sediment flux inertia (*Charru et Mouilleron-Arnould*, 2002 ; *Valance et Langlois*, 2005 ; *Valance*, 2005 ; *Charru et Hinch*, 2006).

Beyond the incipient ripple generation phase, the bed evolution becomes highly nonlinear. The small perturbation hypothesis no longer holds as soon as the ratio of the bed wave amplitude, η , to the wavelength, λ , exceeds a threshold value, $2\eta/\lambda \simeq 0.03$, then the hydrodynamical non-linear effects are no longer negligible (*Charru*, 2013). Slight differences in ripple heights lead to different migration velocities, as initially showed by *Bagnold* (1941) for the aeolian case. As a consequence, bedforms interact in cascading merging sequences until an homogeneous steady migrating dunes field is eventually obtained (*Mantz*, 1978 ; *Baas*, 1994 ; *Coleman et Melville*, 1994 ; *Betat et al.*, 2002 ; *Coleman et al.*, 2003 ; *Venditti et Church*, 2005a). *Best et al.* (2013) observed experimentally this "amalgamation process" between two bedforms, in a narrow flume, and revealed the importance of the interactions between the flow separation zones, the flow sheltering and the lee-side erosion. The final dune wavelengths scale on the water depth as shown for instance in the extensive flume data of *Guy et al.* (1966) for a broad range of sand diameters and representative flow conditions. Equilibrium wavelengths ranged between D_0 and $30D_0$ in the experimentations, with D_0 the water depth. Dune growth is limited by the water depth, through a gradual decrease in the phase shift of the bed shear stress τ_b , and as such their dynamics is distinct from that of ripples (*Fourrière et al.*, 2010 ; *Charru*, 2013). (*Fourrière et al.*, 2010) also demonstrated that for modes scaling on the water depth, $K.D_0 \simeq O(1)$, with K the wavenumber, wavelengths are stabilized by the presence of the free surface through a resonant condition at high Froude numbers, and sand dunes cannot be generated by linear instability.

Observations have shown that superimposed bedforms can appear on the stoss side of dunes once they reached a reasonable size, emerging at a variable distance between the re-attachment point and the dune crest (*Venditti et Church*, 2005b ; *Jerolmack et Mohrig*, 2005 ; *Martin et Jerolmack*, 2013 ; *Warmink et al.*, 2014). Their generation mechanisms are still unknown and interactions between dunes and superimposed bedforms are poorly understood. According to *Reesink et Bridge* (2009), superimposed bedforms reaching a threshold height start to erode the principal dune profile. These bedforms could be linked to the dune splitting process (*Warmink et al.*, 2014).

Knowledge of the physical processes driving the bed evolution has mainly been gathered through experimental studies in the past. Thanks to constantly increased computer capabilities, during the last decade, numerical modelling allowed for a further description of the nonlinear dynamics driving the bed development beyond the incipient ripple generation phase. Numerical modelling enables the simultaneous resolution and

4 - Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes hydrauliques

the study of the links between flow structure, sediment transport and the evolving bed topography *Best* (2005). Two dimensional approaches have successfully been employed to reproduce the growth of the bedform field. For example *Giri et Shimizu* (2006) realistically replicated some key physical features during the bedform evolution, such as bedform merging or the asymmetric nature of the dune shapes. They used a RANS model with a pick up and deposition formulation for the sediment transport, however the latter induced an artificial redistribution of the sediment and the bedform could not reach an equilibrium state. *Niemann et al.* (2011) showed that the equilibrium dune profile shape for a given wavelength is essentially determined by the magnitude of the Shields number on the plane bed, obtaining results in line with *Tjerry et Fredsø* (2005). They also pointed out the role of the relaxation of the turbulence and the bed curvature in setting up the dune dimensions. *Tjerry et Fredsø* (2005) improved the semi-empirical approach of *Fredsø* (1982) with a description of the flow including a turbulence $k - \epsilon$ formulation. The flow description allowed for the calculation of more realistic sand dunes geometry at equilibrium which compared fairly well to various field data. However this model calculates dune shapes with a fixed height and therefore cannot be used to simulate the bed morphodynamic evolution from the quasi-flat bed. *Paarlberg et al.* (2009), by adding a parametrization of the flow separation zone in a hydrostatic model, showed the significant role of the separation zone both in the final dune shape and on the time to equilibrium. This parametric approach is attractive due to the low computation time to resolve the hydrodynamic field. However this method cannot resolve dune saturation. *Warmink et al.* (2014) extended the model of *Paarlberg et al.* (2009) with a parametrization of superimposed bedforms. Making the assumption that superimposed bedforms control the saturation of the dune field, the authors artificially introduced superimposed bedforms on the stoss side of the dunes to provoke dune splitting. The superimposed bedform wavelengths scale on the water depth and correspond to dunes, therefore the model simulates merging sequences rather than dune splitting. Moreover, it is unlikely that superimposed bedforms are responsible of the saturation, as in various experimentations, the sand dune field reach the equilibrium without superimposed bedforms on dunes stoss side (*Coleman et Melville*, 1994 ; *Fourrière et al.*, 2010 ; *Naqshband et al.*, 2014a). Recently, *Nabi et al.* (2013), by using a Large-Eddy-Simulation model (LES) coupled with a sediment pick up and deposition Lagrangian formulation were able to reproduce the evolution of 3D dunes. The spanwise sediment transport is reproduced by the inclusion of a turbulent step length within a sediment pick up model. During the simulations the turbulent shear stress fluctuations on sediment pick-up trigger the generation of superimposed bedforms.

Numerical modeling studies usually do not reproduce the first stage of evolution of a quasi-flat bed leading to the generation of incipient ripples. Merging between bedforms

are observed in experiments but little is known about the different steps of a merging sequence and the physics involved. Superimposed bedforms are frequently observed on dune profiles, but their formation mechanisms and the way they interact with the larger dunes are still under debate.

In the present work we reproduce the different steps of the morphodynamic evolution of an erodible bed, made up of non-cohesive sediments, under steady unidirectional conditions, by using a 2D RANS approach. In the next section, we present the model, the different modules it encompasses, and its calibration. In the third section we present the scenario that is simulated in the fourth section, where we reproduce both the incipient ripple generation phase, and the nonlinear growing phase until saturation is reached. For the incipient ripple generation phase, the results are in agreement with experimental data and mathematical stability analysis. For the other phases, the results compare well with the observed bed evolution. A merging sequence is extracted from the simulation results and analyzed, providing a deeper insight into the process. During the simulation, superimposed bedforms emerge on the stoss sides of dunes, which eventually allows for the exploration of the processes of superimposed bedforms generation and their role into the bed self-organization.

4.2 Numerical model description

The numerical model used herein is an evolved version of DUNE2D initially developed by *Tjerry* (1995) at the Danish Technical University (DTU) to perform morphological calculations of sand dunes. The model was previously used by several authors under different versions to study sand dunes shapes under stationary currents (*Niemann*, 2003 ; *Tjerry et Fredsø*, 2005) or the morphodynamic evolution of wave-generated orbital ripples (*Andersen*, 1999 ; *Marieu et al.*, 2008).

The flow model allows for a good description of the boundary layer over the dune profile, and of the lag effect between the bed profile and the flow, which is crucial in dunes morphological evolution. The model describes the non-hydrostatic pressure field, and therefore reproduces the separation behind dune crests. The flow equations are solved by means of a finite volume method, on a curvilinear orthogonal grid, which allows for the grid to follow the bed (Figure 4.1).

The grid is generated by the transfinite interpolation method of *Eriksson* (1982), after each morphological calculation. The size of the closest cell to the bed is chosen in order to resolve properly the viscous sublayer. For the studied configurations the Froude number remains low ($Fr \simeq 0.4$), which insures that the effect of the deformation of the

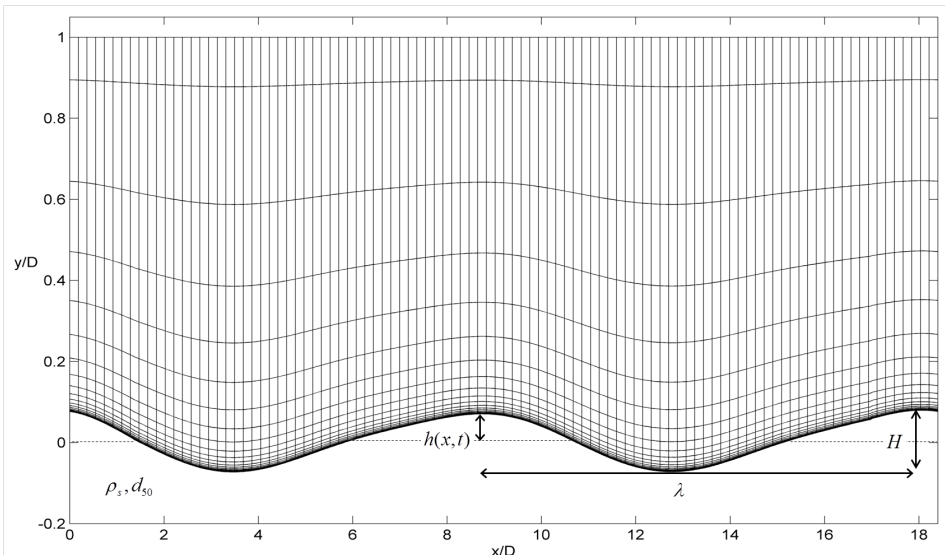


FIGURE 4.1 – Computational grid used over two dunes in the simulation (800 x 40). One of four grid cells is plotted in the x direction.

free surface is negligible (*Fredsæ*, 1982), and allows for a rigid lid condition at the free surface, where the vertical velocity is zero. Periodic conditions are applied to the left and the right side of the domain. At the bed a no-slip boundary condition is used with zero horizontal and vertical velocities. In this study, the bed is composed of quartz sand of relative density $s = \frac{\rho_s}{\rho} = 1.65$, ρ and ρ_s respectively being the fluid and sediment density. The sediment median grain diameter is d_{50} , λ and H are respectively dunes wavelength and height (Figure 4.1).

The model includes three modules : the hydrodynamic module solves the flow equations and the turbulence field, the sediment transport module computes the bed load and the suspended load transport, and the morphological module solves the bed evolution equation. A more in-depth description of the three modules is given in the following. Further explanations about the numerical methods of resolution are available in (*Tjerry*, 1995).

Hydrodynamic model

The flow model solves the RANS equations and the equation of mass conservation :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu S_{ij} + \tau_{ij}) \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0, \quad (4.2)$$

where U_i are the averaged fluid velocity components, $i = 1, 2$ representing x and y , the horizontal and vertical coordinates. P is the pressure, ρ the water density, ν the dynamic

viscosity, s_{ij} the strain rate tensor $s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$.

The Reynolds stress tensor, τ_{ij} , is obtained using a k - ω model, with k the kinetic energy and ω , the specific dissipation :

$$\tau_{ij} = 2\nu_T S_{ij} - \frac{2}{3}k\delta_{ij}, \quad (4.3)$$

where the eddy viscosity, $\nu_t = \gamma^* \frac{k}{\omega}$, is directly obtained from k and ω from the resolution of the closure equations :

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma^* \nu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma \nu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \gamma \frac{\omega}{k} \left(-\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \\ &\quad - \beta \omega^2, \end{aligned} \quad (4.4)$$

where β , β^* , σ , σ^* , and γ are closure coefficients. The two-equations $k - \omega$ closure model insures a good description of the flow recirculation in the lee side of the bedforms (*Andersen, 1999*).

A PISO (Pressure Implicit Splitting Operators) algorithm is employed for the resolution of the governing equations following the approach of *Patankar (1980)*. The mean current is obtained by iteration on an additional force term in the momentum equations, using a PID-control algorithm (see *Tjerry (1995)*).

Sediment transport model

The model computes separately the near bed transport (bed load fraction) and the transport integrated along the water column (suspended load fraction). The bed load transport, q_b , is calculated with the formula given by *Meyer-Peter et Müller (1948)* :

$$\begin{cases} q_b(x, t) = 8 (\theta(x, t) - \theta_{c\alpha}(x))^{\frac{3}{2}} & \text{if } \theta(x, t) > \theta_{c\alpha}(x) \\ q_b(x, t) = 0 & \text{if } \theta(x, t) \leq \theta_{c\alpha}(x) \end{cases} \quad (4.5)$$

where θ is the Shields number and $\theta_{c\alpha}$ is the slope corrected critical Shields number (*Fredsæ et Deigaard, 1992*).

The suspended sediment concentration, c , is calculated through the resolution of the advection-diffusion equation :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} = \frac{\partial w_s c}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_T \frac{\partial c}{\partial x_j} \right), \quad (4.6)$$

where w_s is the settling velocity defined by

$$w_s = \sqrt{\frac{4(s-1)gd_{50}}{3C_D}}, \quad (4.7)$$

4 - Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes hydrauliques

C_D being the drag coefficient for natural sand, d_{50} the median grain diameter and s is the relative grain density, with a value of $s = 2.65$ for quartz-dominated natural sediments (*Fredsæ et Deigaard, 1992*).

The bed concentration c_b is determined at the height $y = h + 2d_{50}$, where h is the bed height, according to *Engelund et Fredsæ (1976)*. The suspended sediment transport is found by integration of the suspended concentration flux over the water column :

$$q_s(x, t) = \int_{h(x,t)}^{D_0} c(x, y, t)u(x, y, t)dy, \quad (4.8)$$

D_0 being the elevation of top water rigid boundary.

Morphological model

The bed evolution is solved through the sediment conservation equation

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \quad (4.9)$$

where h is the bed height and q is the total sediment flux given by

$$q = \frac{1}{1-p} (q_b + q_s) \quad (4.10)$$

where p is the porosity of the bed ($p = 0.4$).

The equation is solved using the modified non oscillatory centered scheme of *Marieu et al. (2008)* coupled to an avalanche module for the steep lee face of the bedforms. This scheme is able to resolve the high flux peaks at the bedforms crests and advantageously replaced the former QUICK scheme used in previous versions of the model (*Niemann, 2003*).

Decoupling and numerical stability

In this study, the hydrodynamics and morphodynamics are solved separately, as the mean current is stationary. The bed morphology is updated once the hydrodynamics has converged to a stationary state, which is justified regarding the small adaptation time of the hydrodynamics compared to the bed evolution. The morphological time step is adapted to the sediment fluxes, in order to avoid spurious oscillations if too large, or bathymetry smoothing due to numerical diffusion if too small. This is performed automatically by monitoring a "morphological Courant number".

4.3 Case study and model setup

The modeling scenario is inspired by the experiment EXP1 of *Naqshband et al. (2014a)*. The bed evolution was followed up in time in a 30 m long flume, with a narrow

width of 0.5 m. The sand was uniform with $d_{50} = 0.29$ mm. The water depth was set to $D_0 = 0.25$ m and the mean velocity to $U = 0.64$ m.s⁻¹. The characteristics of the bedforms were monitored along a measuring length of 8 m in the middle section of the flume. The narrow width resulted in a field of quasi 2D sand dunes.

Measurements were carried out using an acoustic concentration and velocity profiler, allowing for the measurement of high resolution profiles of simultaneous velocity and sediment concentration in the near bed region and all along the water column. An acoustic interface detection method was employed in order to separate the bed load from the suspended load. After a certain period of time a steady dune field emerged, migrating at a constant speed. During the experiment, superimposed bedforms developed on the stoss side of the dunes and migrated toward the crests.

More information on the experimental set up is available in *Naqshband et al.* (2014a).

Model setup

The model is forced with EXP1 set up. The bed roughness is given in terms of the equivalent Nikuradse roughness for a flat bed and $k_N = 2.5d_{50}$ (*Nikuradse*, 1933). The angle of repose of the sediment is extracted from the figures in *Naqshband et al.* (2014a) and is set to $\phi = 33^\circ$, which is in accordance with values found in the literature for immersed sand (*Fredsæ et Deigaard*, 1992 ; *Rijn*, 1993 ; *Soulsby*, 1997).

The model sensitivity to the mesh resolution has been investigated, and it is found that a minimum number of 35 grid cells per wavelength is necessary for the non-linear bedform development phase, which is in agreement with previous studies (*Niemann*, 2003 ; *Marieu et al.*, 2008 ; *Nabi et al.*, 2013). This led to $N_x = 800$ grid cells in the horizontal direction in order to cover the $L = 4.6$ m domain length. The vertical resolution must be good enough to resolve the flow in the boundary layer. *Wilcox* (1993) recommended that the lower grid cells (near the bottom) should be smaller than $y = \frac{\nu}{u^*}$, with u^* the shear velocity, and used an average near bed resolution of $\Delta y = 0.2 \frac{\nu}{u^*}$ in his numerical applications for various boundary-layer test cases. An even finer resolution is required to resolve the viscous sublayer with our model, and the near-bottom grid cells height is set to $\Delta y = 0.1 \frac{\nu}{u^*}$ here. A good fit between the velocity profile and the theoretical asymptotic values in both the turbulent and the viscous layers for the flat bed case is insured by this mean, and several grid cells are situated in viscous sublayer. Of note, the resolution is higher than in previous applications of the hydrodynamic model, for instance *Niemann* (2003) used a resolution of $\Delta y = \frac{\nu}{u^*}$. The grid cells height is increasing geometrically over the water depth and eventually the number of grid cells in the vertical direction is kept reasonable, with $N_y = 40$.

4 - Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes hydrauliques

Parameter	D_0 (m)	U (m.s ⁻¹)	k_N (mm)	ϕ	Δx (m)	u^* (m.s ⁻¹)	w_s (m.s ⁻¹)
Value	0.25	0.64	0.72	33°	0.00572	0.031	0.0359

TABLE 4.1 – Model parameters; D_0 : water depth, U : mean velocity, k_n : bed rugosity, ϕ : angle of repose of the sediment, Δx : horizontal size of the grid cells, u^* : bed shear velocity, w_s : sediment settling velocity.

Table 4.1 presents an overview of the parameters used in the simulations presented in this paper.

4.4 Results

4.4.1 Evolution from a quasi-flat bed

In the experiment carried out by *Naqshband et al.* (2014a), the bed was flattened manually and small perturbations were still present on the initial bed, with $\langle \lambda \rangle = 0.2$ m and $\langle H \rangle = 0.02$ m for the mean wavelength and height, respectively on the monitored section of the flume. The presence of these perturbations prevent the observation of the initial phase of ripple generation, the initial perturbations being larger than incipient ripples. However the model is able to simulate the incipient ripple generation phase, starting with a quasi-flat bed. Here, the initial bed is flat with the presence of randomly distributed small perturbations ($H = O(d_{50})$), which is well below the dimensions of the incipient ripples observed for similar grain sizes (*Coleman et Melville*, 1996 ; *Raudkivi*, 1997 ; *Fourrière et al.*, 2010). In order to shorten significantly the simulation duration, the length of the domain is set to $L = 2.3m$ for this scenario, which is sufficient to end up with several ripples on the domain. The wavelength, λ , and the height, H , of bedforms are retrieved by computing the auto-correlation of the bed profile. This method of analysis enables the relative influence of bedforms of different magnitudes to be correctly evaluated without necessitating any preliminary screening of small bedform data *Coleman et Melville* (1994). The position of the secondary maximum of auto-correlation gives the dominant wavelength on the domain and its amplitude gives the corresponding height.

The result of the temporal bed evolution is presented in Figure 4.2. The flow direction is oriented from left to right on the figure. This initial phase can be divided in two distinct periods of evolution, for $0 \leq t \leq 30-40$ s, then for $t > 30-40$ s. From $t = 0$ s to $t \simeq 30-40$ s, the initial perturbations are rapidly growing to heights of about $H \simeq 3-4$ mm, while migrating in the flow direction from the beginning of the evolution. In the simulation results, no recirculation zones are observed in the lee side of the perturbations at this stage of development of the bed. A first conclusion is that the presence of a recirculation zone is not a necessary condition for the migration nor the growth of the perturbations, which is in contrast with previous authors assumptions in the frame of experimental studies (*Southard*, 1971 ; *Best*, 1992 ; *Venditti et Church*, 2005a). After

$t \simeq 30 - 40$ s, 33 ripples are already present on the bed. This number is kept constant during the initial phase (see Figure 4.2). We observed in the simulations that the first recirculation zones are developing at around $t \simeq 30$ s as the ripples start to equilibrate with one another. Ripples height is also adjusting in time leading to a quasi-homogeneous ripple field (Figure 4.2). No merging sequences are observed in the simulation until this stage of evolution. The nascent ripples migrate downstream at a velocity of $c \approx 6 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ and their profile become asymmetrical and oriented in the flow direction. The simulation

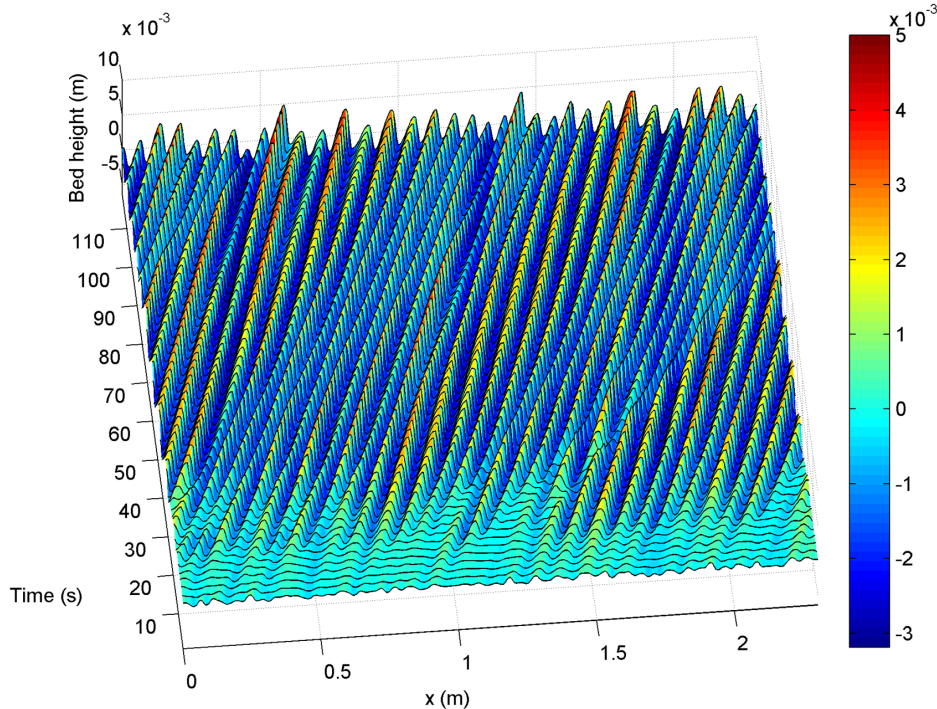


FIGURE 4.2 – Time evolution of a quasi-flat bed in the early stages between $t = 0$ s and $t = 120$ s.

reproduces the behavior of the developing bed in the first stage of its evolution as it has been observed in several experiments (*Coleman et Melville, 1996 ; Betat et al., 1999 ; Fourrière et al., 2010*) or demonstrated by mathematical theory (*Fourrière et al., 2010 ; Charru, 2013*). Both have shown an exponential growth of the bed height and the emergence of ripples with a preferred wavelength. A quantitative analysis of the results shows that the model reproduces this wavelength with good accuracy. Figure 4.3 shows the time series of the mean height and wavelength of the perturbations. The mean wavelength remains remarkably constant after $t \simeq 15$ s with a value of $\lambda = 7$ cm, which is in agreement with the experiments of (*Coleman et Eling, 2000 ; Coleman et al., 2003*) who found a relationship linking the initial stage ripples wavelength and the mean grain diameter, $\lambda = 175d_{50}^{0.75}$, leading to a value of $\lambda = 6.9$ cm. Based on experimental data, *Raudkivi (1997)* found $\lambda = 150d_{50}^{0.5}$, leading to $\lambda = 8$ cm. The simulation results are also in good agreement with the mathematical models. The most unstable mode is expected

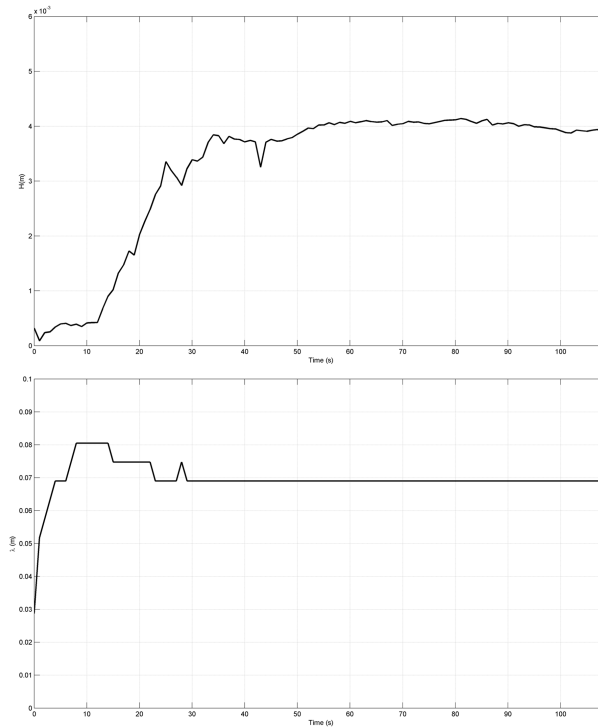


FIGURE 4.3 – Time series of the evolution of the height (up) and of the wavelength (down) of the bed perturbations determined by auto-correlation starting with an initially quasi-flat bed.

to correspond to the observed wavelength emerging from an initially flat bed, at least for the first moments when non-linear effects are still negligible (*Charru, 2013*). In their mathematical analysis, *Fourrière et al. (2010)* found a value of $\lambda/L_{sat} \simeq 15$ for a ratio $u^*/u_c = 2.5$, L_{sat} being the saturation length of the sediment transport and u_c being the critical velocity for sediment motion. L_{sat} was determined from several experimental measurements and has a value of $L_{sat} \simeq 15d_{50}$, thus resulting in a most unstable mode of $\lambda = 225d_{50} = 6.5$ cm. For a value of $L_{sat} \simeq 15d_{50}$, *Charru (2013)* found a ratio of $\lambda/L_{sat} \simeq 15$ leading to the same wavelength value.

Figure 4.3 shows that the bed height experiences an exponential growth until $t \simeq 40$ s and then remains constant with $H = 4$ mm until the beginning of the non-linear bed development phase (Figure 4.3). The bed growth rate can be calculated for the incipient phase and $\sigma = 0.09\text{s}^{-1}$. This is in good agreement with *Charru (2013)* (Equation 21) that would lead to $\sigma = 0.11 \text{ s}^{-1}$, using the appropriate parameters. It can be concluded that the model accurately reproduces the incipient ripple generation phase from a quasi-flat bed both qualitatively and quantitatively.

The non-linear bed development phase was simulated using *Naqshband et al. (2014a)* EXP1 experiment conditions and the results are shown in the next section.

4.4.2 Non-linear bed development

In this section, the numerical model is used to reproduce the non-linear bed development. The bedforms characteristics are retrieved using a method similar to the bedform tracking method of *van der Mark et al.* (2008), and based on the detection of the zero-crossings associated to individual bedforms. The average wavelength and height of the bedforms are given by $\langle \lambda \rangle = L/n$, n being the number of bedforms detected and $\langle H \rangle = \sum_{i=1}^n H_i/n$, H_i being the individual bedforms heights. The temporal bed evolution starting from the initial bed is shown on Figure 4.4. In order to take into account the effect of the bedform history, it is necessary to introduce an initial bed topography close to the one used in the experimentation to provide a consistent comparison with EXP1 (*Naqshband et al.*, 2014a). The initial bed is thus set up as a series of random perturbations with $\langle \lambda \rangle = 0.2$ m and $\langle H \rangle = 0.02$ m.

At the beginning of the simulation, small bedforms migrate faster than the larger ones

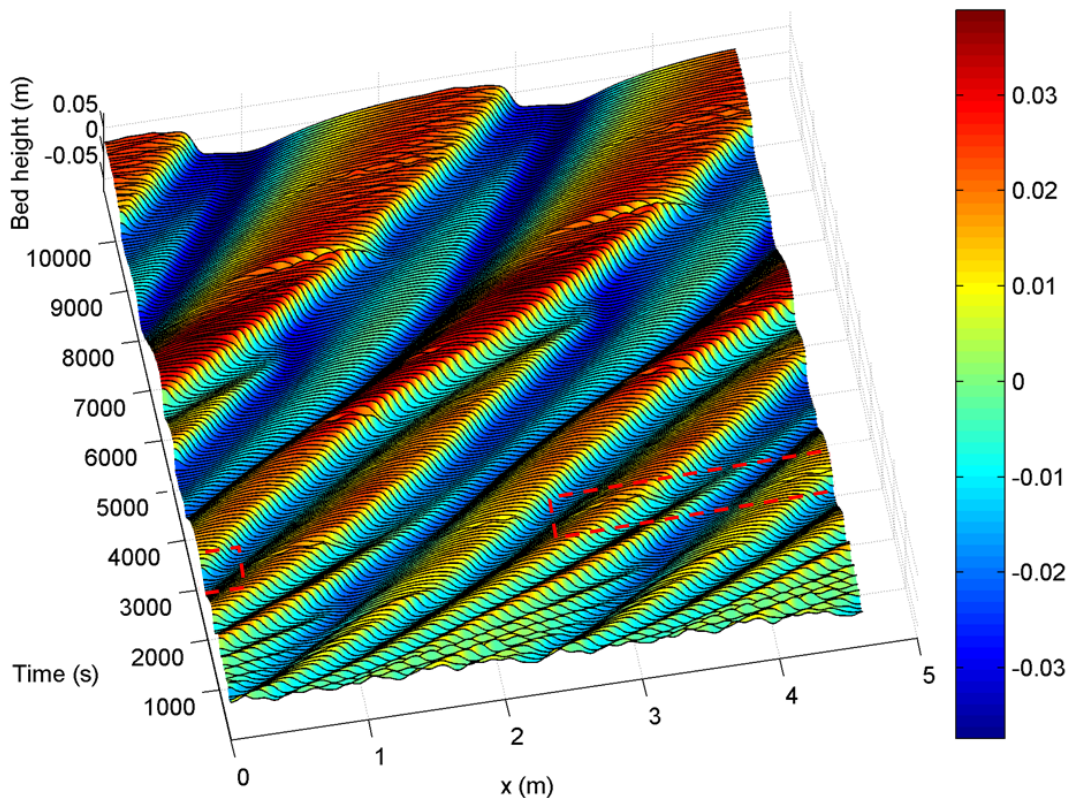


FIGURE 4.4 – Time evolution of the bed. The initial bed is statistically equivalent to the sandy bottom in *Naqshband et al.* (2014a).

and eventually merge with the bedforms situated downstream ($0 \leq t \leq 1500$ s), decreasing the number of bedforms (Figure 4.4). For $t > 1500$ s, as the sand dunes are getting larger, their migration velocity decreases and the merging sequences take more time to complete and become scarce. Some larger bedforms reach a sufficient height to trap the downstream bedforms into their wake. As will be described in the following, they exert

4 - Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes hydrauliques

a sheltering effect on the flow and the current intensity is reduced downstream of their crests. The sediment fluxes reaching the downstream bedforms weaken, slowing down their migration until they are merged by the upstream higher bedform. Such a sequence is visible for instance between $t = 7000$ s and $t = 9000$ s in Figure 4.4.

Figure 4.5 shows the first part and Figure 4.6 the second part of one bedform merging sequence occurring before $t = 1500$ s. Figure 4.5 shows how a small bedform situated upstream (bedform 1) is catching up a larger bedform situated downstream (bedform 2), which can be considered as the first stage of the merging sequence. Looking at the crests position over time (dotted black lines on Figure 4.5) it is clear that until $t = 300$ s bedform 1 has a higher migration velocity than bedform 2 ($2.5 \cdot 10^{-3}$ m.s⁻¹ instead of $1.6 \cdot 10^{-3}$ m.s⁻¹), which is due to its smaller size. The migration of bedform 1 on bedform 2 stoss side leads to bedform 2 wavelength diminution, from $\lambda = 0.3$ m to $\lambda = 0.18$ m between $t = 100$ s and $t = 300$ s. In the meantime, the height of bedform 2 is stable and so is the sediment flux at the crest. As a consequence, the sediment flux gradient over bedform 2 reduced wavelength is increased and the height decrease from $H = 4.6 \cdot 10^{-2}$ m to $H = 2.8 \cdot 10^{-2}$ m between $t = 300$ s and $t = 400$ s due to the higher erosion rate. Bedform 2 now migrate faster (because of the reduced height) and bedforms 1 and 2 celerities are getting closer between $t = 300$ s and $t = 400$ s (see black dotted line on Figure 4.5) with bedform 1 having an average celerity which is still 10% higher in this temporal interval. At $t = 400$ s, the flux profile of bedform 2 is still presenting a steep slope characterizing the ongoing erosion of the bedform.

Figure 4.6 shows the final stage of the bedform merging sequence. At $t = 490$ s, bedform 1 caught up bedform 2, which has eroded since $t = 400$ s and present a flatter profile. Bedform 1 now exercise a sheltering effect on the flow, decreasing the near bed current velocity above bedform 2 profile. As a consequence, less sediment is transported in the upstream part of the bedform 2 profile, reinforcing the crest erosion. At $t = 560$ s, both near bed current velocity and sediment fluxes are still slowing down over bedform 2 profile. The suspension transport is almost zero, and the bedload flux has stopped upstream of the first half of bedform 2 stoss side, which lies under the influence of bedform 1 lee recirculation area. Bedform 2 profile is now split in two upstream and downstream of the reattachment point ($x \simeq 1.32$ m). Bedform 1 is now migrating over the half inactive part of bedform 2. The downstream dune stoss side is almost flat, and the crest height has diminished by a factor two (compared to $t = 490$ s). At $t = 600$ s the sediment fluxes are weak ($1 \cdot 10^{-5}$ m².s⁻¹, which is only 10% of its original value) and the celerity of bedform 2 is close to zero. Bedform 2 is now inactive and is totally standing in bedform 1 lee recirculation zone. At $t = 670$ s, the merging sequence is completed and one final bedform is obtained. Another bedform is observed upstream and a new merging sequence is already starting. The final bedform has a height which is 50% larger than

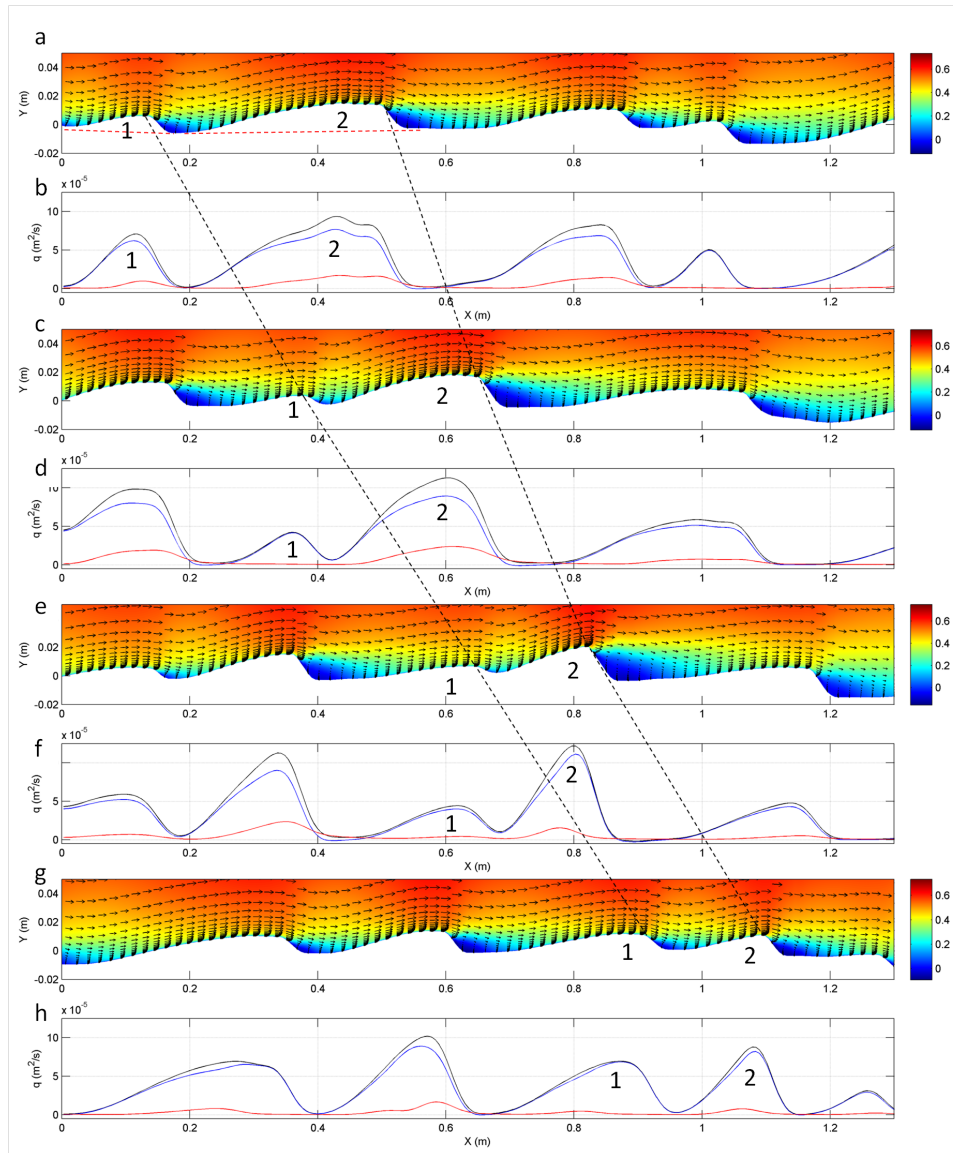


FIGURE 4.5 – First stage of a merging sequence, with (a), (c), (e), (g) the velocity field over the bed profile and (b), (d), (f), (h) the bed load (blue), suspended load (red), and total sediment flux (black) at $t = 100$ s, $t = 200$ s, $t = 300$ s, and $t = 400$ s, respectively.

the mean height of the two former bedforms ($H \simeq 0.022$ m instead of $H \simeq 0.012$ m and $H \simeq 0.017$ m, respectively for bedform 1 and bedform 2). The wavelength of the resulting bedform ($\lambda \simeq 0.25$ m) is roughly equal to the mean wavelength of the two former bedforms ($\lambda \simeq 0.18$ m and $\lambda \simeq 0.35$ m, respectively for bedform 1 and bedform 2). The bedform volumes before and after merging are calculated. A line is defined at the bottom of each bedform profile (red dotted lines, Figure 4.5a and 4.6g). The elevation above this line is integrated in space along the bedform profiles, $V_{bedform} = \sum_{x_s}^{x_e} h_i \Delta x_i$, where x_s and x_e define the starting and ending abscissa of the bedform, respectively. The results show that the volume of the resulting bedform after merging ($3.5 \cdot 10^{-3}$ m²) is 20% lower than the sum of the volumes of the two former bedforms ($7 \cdot 10^{-4}$ m² and $3.8 \cdot 10^{-3}$ m², respectively for bedform 1 and bedform 2). During the merging process, bedform 2 is

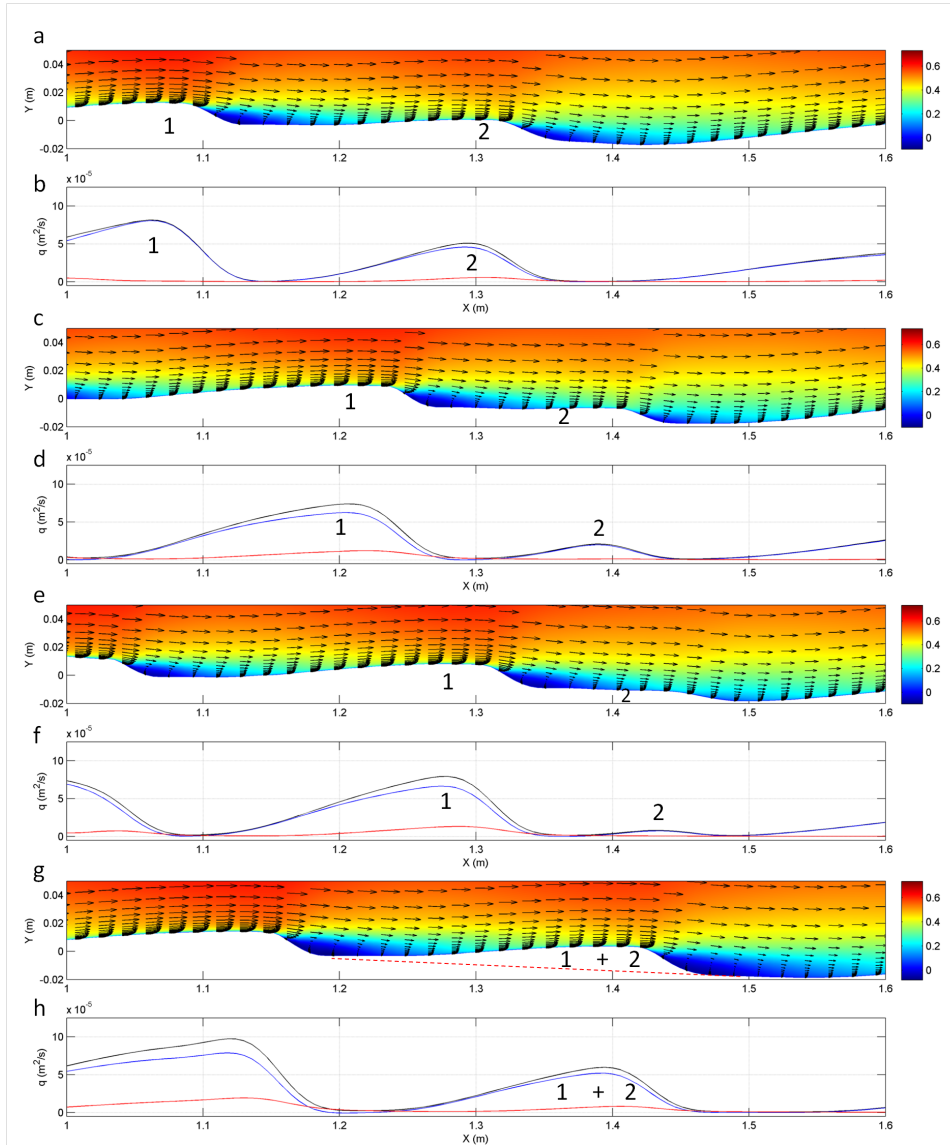


FIGURE 4.6 – Final stage of a merging sequence, with (a), (c), (e), (g) the velocity field over the bed profile and (b), (d), (f), (h) the bed load (blue), suspended load (red), and total sediment flux (black) at $t = 490$ s, $t = 560$ s, $t = 600$ s, and $t = 670$ s, respectively.

eroded prior to its final amalgamation by bedform 1 as evidenced in the afore described sequence. As a result, 20% of the total sediment volume is lacking at the end of the merging sequence. Considering that bedform 1 has conserved its sediment, it means that almost 30% of the sediment of bedform 2 is gone. *Best et al.* (2013) also observed that the resulting bedform was not the sum of the two bedforms before merging in a flume experiment. Once the merging sequence is completed, the wavelength of the resulting bedform is adjusting to the new crest height, and having more space to develop, will slowly increase, as can be seen for example after a merging sequence at $t = 6000$ m (see Figure 4.4).

Another phenomenon is also clearly visible on Figure 4.4 : around $t \simeq 2500$ s,

$t \simeq 4500$ s and $t \simeq 7500$ s temporal striations are observed on the dune profiles. This is the signature of the degeneration of the dune crest (sometimes referred as dune splitting) and is remarkably similar to observations in the experimental study of *Martin et Jerolmack* (2013). This phenomenon is linked to the presence of superimposed bedforms and will be detailed in section 4.4.3.

Figure 4.7 shows the temporal evolution of the statistical mean wavelength, $\langle \lambda \rangle$, and height, $\langle H \rangle$, of the bedform field. It can be seen that $\langle H \rangle$ and $\langle \lambda \rangle$ increase at a rapid pace until $t \simeq 3500$ s. After $t = 3500$ s the evolution is slower, which is due to the fact that the bedforms are getting larger, have a lower celerity, and merging sequences become scarce. For $t \geq 6500$ s, the mean wavelength reach an asymptote value, but several bedforms of different sizes are still present on the domain (see Figure 4.4). The dune field saturation occurs only after the last merging sequences, around $t = 9000$ s. These results are in good agreement with *Naqshband et al.* (2014a) experiment. They observed $\langle H \rangle$ and $\langle \lambda \rangle$ growing rapidly until approximately $t = 3600$ s, then the bed evolving slowly until saturation was reached at $t = 9000$ s. The model performances are very good concerning the dune field characteristics at equilibrium. At equilibrium, the simulation results show a dune field of $\langle \lambda \rangle = 2.3$ m and $\langle H \rangle \simeq 0.075$ m. The maximum height is reached around $t = 7000$ s with $\langle H \rangle \simeq 0.083$ m. In the experiment of *Naqshband et al.* (2014a), the dune field had a mean wavelength of $\langle \lambda \rangle = 2.27$ m and a mean height of $\langle H \rangle = 0.082$ m at equilibrium. The slight difference between the simulated and experimental mean heights at equilibrium (8%) can be attributed to the variation of the water depth during the experiment. Flumes studies show that as the dunes grow, more resistance is generated and the water depth increases (*Simons et Richardson*, 1962). In *Naqshband et al.* (2014a) experiment, the water depth was monitored and maintained at $D_0 = 0.25$ m with a precision of 10%, which leads to an error margin of the same order of magnitude on the dune height, as it is re-adapting to the water depth. The average dune migration velocity at saturation is $c_e \simeq 8.10^{-4}$ m.s⁻¹ in the simulation, which is also very similar to the experimental results, $c_e \simeq 7.10^{-4}$ m.s⁻¹, of *Naqshband et al.* (2014a).

4.4.3 Superimposed bedforms

Observation

Superimposed bedforms are observed on the dune profiles during the experimentation of *Naqshband et al.* (2014a). Moreover, in a time lapse of the same experiment (*Naqshband*, personal communication), superimposed bedforms are generated while an upstream dune is being merged. Alternate periods with and without superimposed bedforms on the stoss side of the dunes were observed, which is also the case in the simulation.

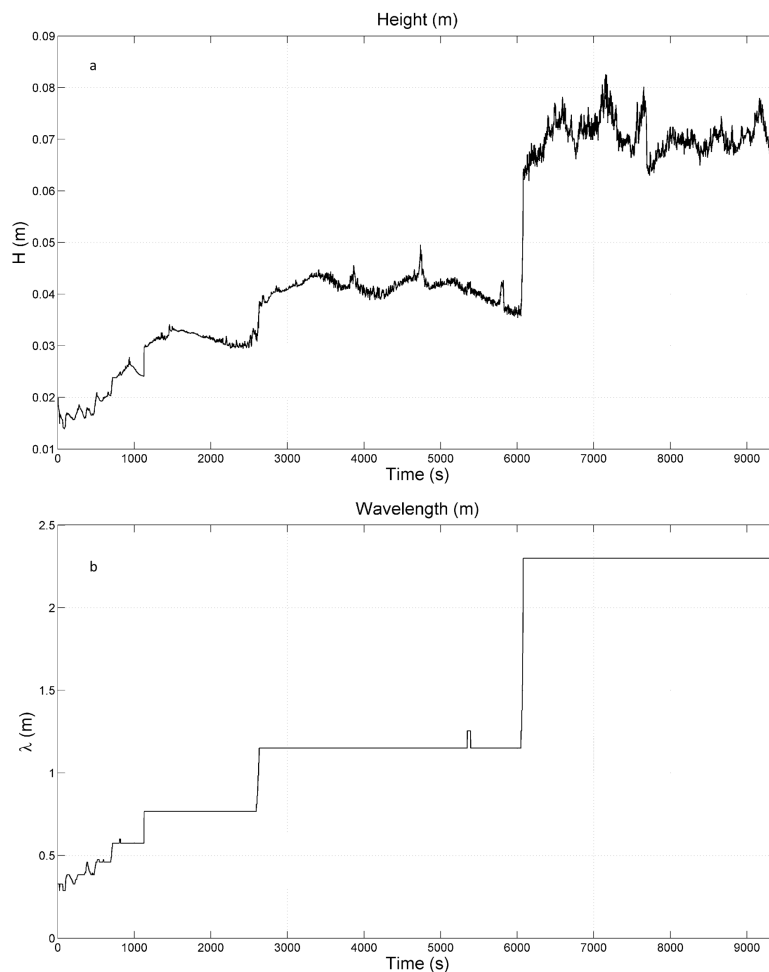


FIGURE 4.7 – (a) Time series of the evolution of the mean height, $\langle H \rangle$, and (b) time series of the evolution of the mean wavelength, $\langle \lambda \rangle$.

Figure 4.8 shows a zoomed-in subset (see Figure 4.4) of the bed elevation and bed slope on one of the aforementioned areas where temporal striations in the bed profile were noticed ($t = 1900$ s to $t = 2900$ s). The origin coordinate of the abscissa axis is shifted by 2.6 m to the right to better visualize the phenomenon described below. It is obvious from figure 4.8a that some perturbations are developing on the stoss side of the dune and getting larger with time. As they are migrating towards the dune crest, these superimposed bedform perturbations develop into ripples that are one order of magnitude smaller than the equilibrium dunes. One larger superimposed bedform that is generated on the stoss side of the dune eventually provoke the degeneration of the dune crest between $t = 2600$ s and $t = 2750$ s. The bed slope temporal evolution (Figure 4.8b) shows that the bedforms are generated at a location where the dune stoss slope exhibits a slight deflection. The position of the slope discontinuity varies on the profile and propagates upstream between $t = 1990$ s and $t = 2550$ s describing a crescent shaped trajectory on figure 4.8b. The distance between the generation point and the dune crest increases, allowing larger and higher superimposed bedforms. The last bedforms migrate

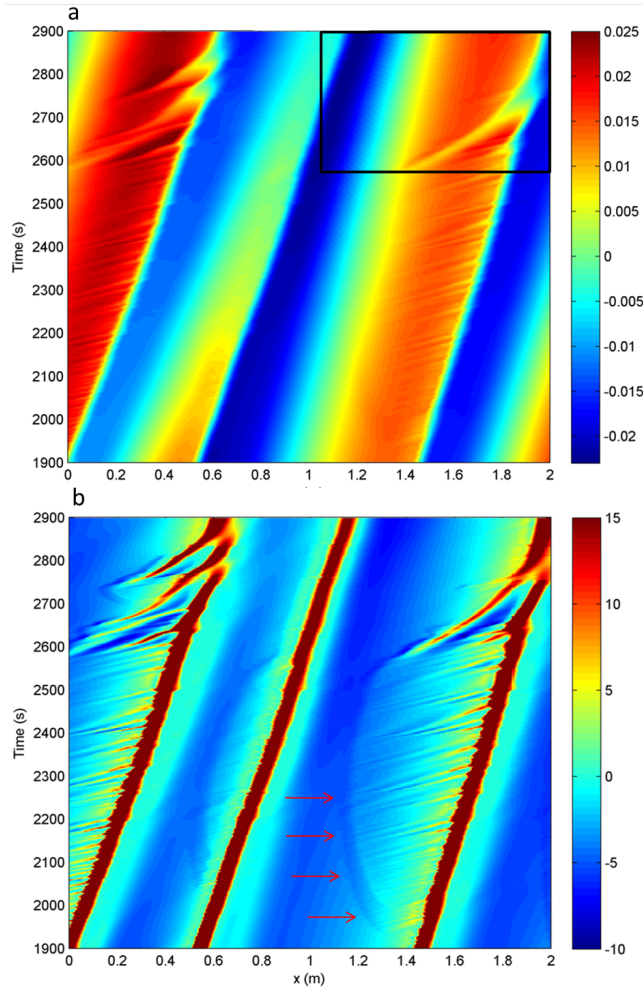


FIGURE 4.8 – Time evolution of (a) the bed height, and (b) the bed slope (in degrees) from the zoomed-in subset in Figure 4.4. The red arrows indicate the position of the dune stoss slope deflection.

during 200 s over a distance of 0.8 m before they reach the crest. Interestingly, while superimposed bedforms are emerging on the dune stoss side, the height of the upstream dune is concomitantly decreasing, as it is being shadowed by a larger dune as described section 4.4.2.

Generation mechanism

To verify the hypothesis that a deflection in the slope can potentially generate superimposed bedforms, a test was carried out with two idealized dune profiles (Figure 4.9). The first dune profile is triangular shaped (Figure 4.9a) and the second is nearly the same but exhibits a slight deflection in the stoss side slope (Figure 4.9b). This slope deflection equals 1° , which is the order of magnitude of that observed in (Figure 4.8b). The dune profile magnitude and the hydrodynamic forcing are those used for the previous simulation (see Table 4.1), but for the sake of simplicity, only the bedload

flux is taken into account in the simulations. The results of the bed evolution against

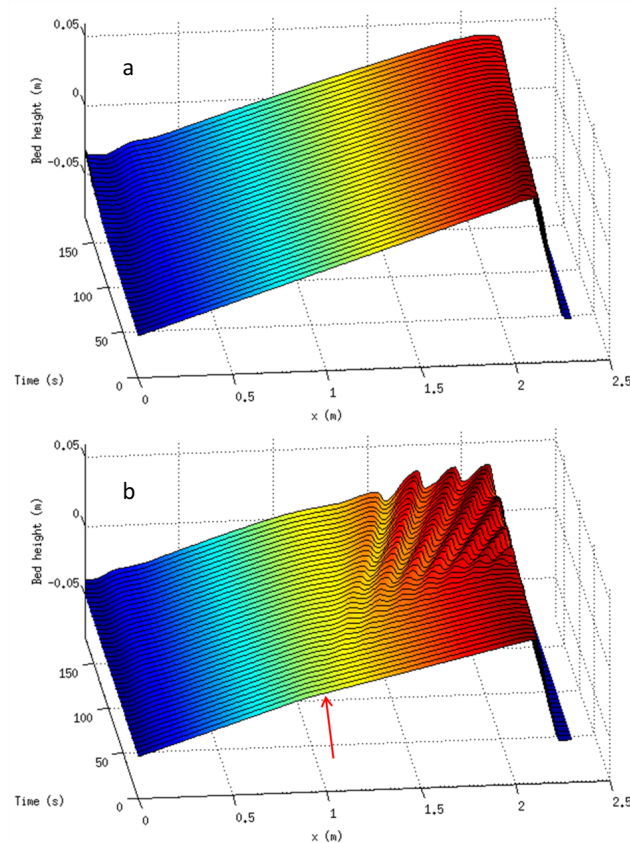


FIGURE 4.9 – (a) Time evolution of an idealized triangular-shaped dune and (b) time evolution of an idealized triangular-shaped dune presenting a deflection of 1° (pointed by a red arrow) in the stoss side slope. The vertical scale is exaggerated 10 times and the red arrow shows the position of the slope deflection.

time for both configurations are shown in Figure 4.9. The first dune profile remains stable and no perturbations are noticed on the dune stoss side, whereas superimposed bedforms quickly arise on the second dune profile, colonizing the upper part of the dune stoss side downstream of the deflection. To understand how superimposed bedforms are generated at the stoss slope deflection, the fluxes are calculated and represented in Figure 4.10, at different times. Clearly, some fluxes perturbations arise, growing with time and propagating downstream towards the crest. The small sediment transport perturbation induced by the slope deflection, of 1° , is sufficient to initiate the generation of small bedforms that grow with time. After $t = 100$ s a field of well developed superimposed bedforms is present over the dune stoss side.

Origin of the slope deflection

Figure 4.8a shows that concomitantly to the emergence of the slope deflection and superimposed bedforms on the dune stoss side, the upstream dune height is gradually

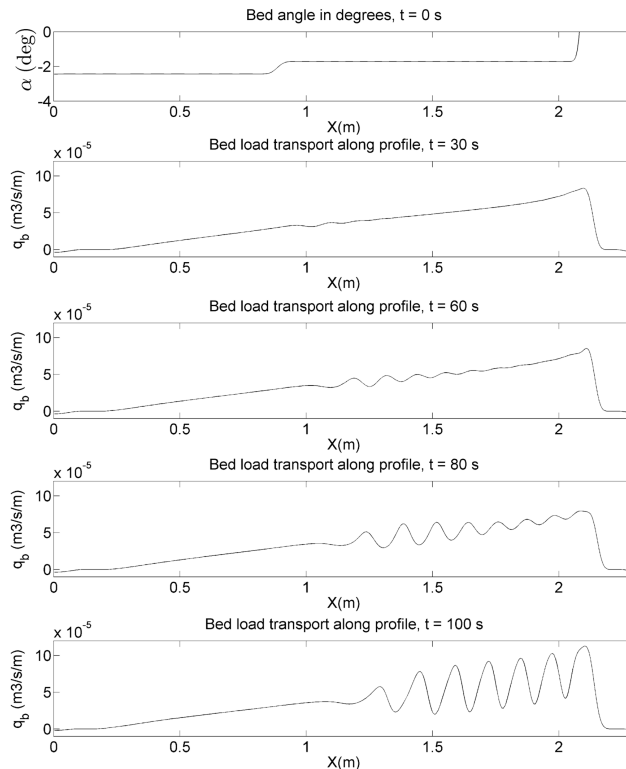


FIGURE 4.10 – Initial bed slope angle (α) and bed load transport (q_b) along the dune profile from $t = 30$ s to $t = 100$ s for an idealized dune presenting a 1° deflection in its stoss side slope.

diminishing. In the following we study the link between the reduction of the upstream dune height and the emergence of the slope deflection through the analysis of the turbulence relaxation.

An additional simulation was carried out in order to highlight the effect of the reduction of the upstream dune height. The bed form is extracted at $t = 1850$ s in the main simulation, when no superimposed bedforms are present on the dune profile. This is the reference profile, called scenario 1 in the following. The same profile but with a reduction of the upstream dune height by $\sim 25\%$ is called scenario 2 in the following. This height reduction corresponds to the order of magnitude of the upstream dune height decrease observed in the main simulation at $t = 2250$ s (Figure 4.8a). Figure 4.11 shows the comparison between scenario 1 and scenario 2 under the same forcing conditions (see Table 4.1), in order to assess the impact of dune height reduction on the hydrodynamics and sediment transport. In Figure 4.11a and Figure 4.11b, the turbulent kinetic energy field is shown for both scenarios. The lower dune (scenario 2) generates a smaller plume which extends on a much shorter distance. Figure 4.11c shows that the mean turbulence in the water column, k_m , for scenario 2, is reduced by almost 15% compared to scenario 1.

Fredsæ (1982), by analogy with the flow behind a backward facing step, explained

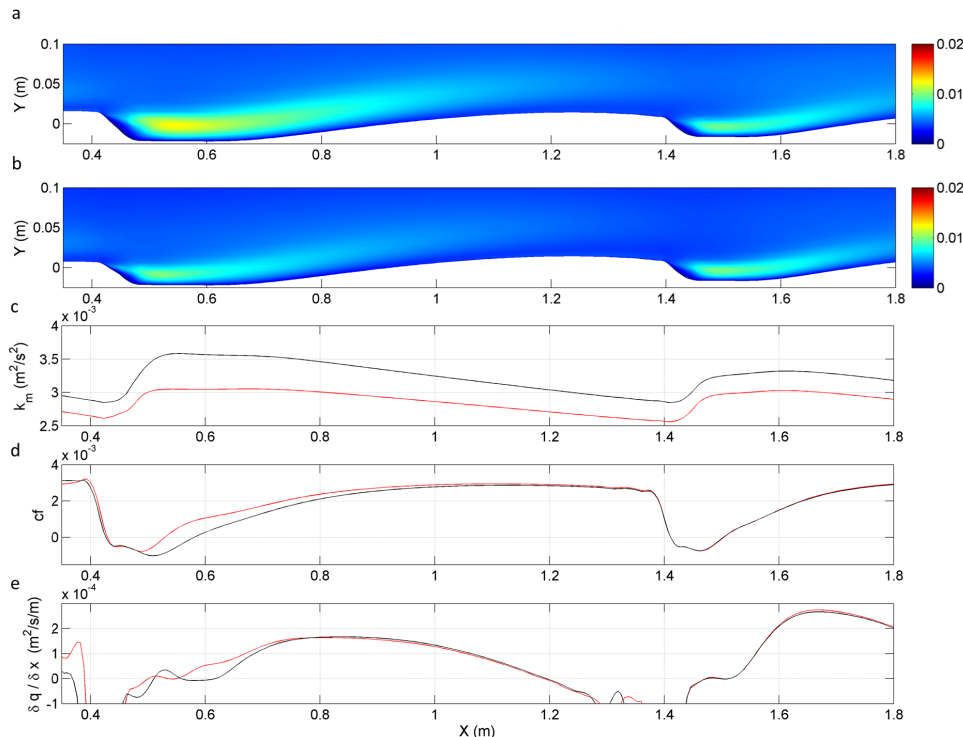


FIGURE 4.11 – (a) Turbulent kinetic energy field k at $t = 1850$ s for the baseline simulation (scenario 1) and (b) with a 25% lower upstream dune (scenario 2) with the corresponding spatial evolution of (c) the mean turbulence in the water column k_m , (d) the skin friction coefficient c_f , and (e) the total transport gradient $\Delta q / \Delta x$ for scenario 1 (black) and scenario 2 (blue).

the effect of the boundary layer turbulent relaxation on the distribution of the bed friction, c_f . In a train of dunes, the turbulent relaxation sets the spatial distribution of c_f , downstream of the crests (*Tjerry et Fredsøe, 2005*).

As the amount of turbulence diminishes in the water column, the bed friction c_f increases from almost zero (at $x = 0.6$ m) to a maximum value, near the dune crest (Figure 4.11d, scenario 1). At this location, the amount of turbulence in the water column is too low to impact the bed friction, it is the end of the turbulence relaxation zone. Let define l_r , the turbulence relaxation length, starting from the upstream crest to the end of the turbulence relaxation zone. l_r , in scenario 2, is about half of the value in scenario 1 (Figure 4.11c), which leads to larger values of c_f for scenario 2 (Figure 4.11d). According to *Tjerry et Fredsøe (2005)*, the bottom shear stress is related to c_f by

$$\tau_b = \rho c_f U^2, \quad (4.11)$$

where U is the depth-integrated average flow velocity and c_f is the bottom friction coefficient. Equation 4.11 means that the variation of τ_b , and therefore of the local Shields number θ , is linked to the relaxation of the turbulence, through c_f . As a consequence, the upstream crest height diminution leads to perturbations of the sediment flux gradient

on a distance l_r from the upstream crest, as shown in Figure 4.11e, which leads to a disequilibrium in the sediment migration velocity on this zone. Eventually, this process leads to a sediment accumulation on the lower part of the dune stoss side, which creates a slope deflection. The value found for l_r in scenario 2 corresponds roughly to the localization of the slope deflection at $t \sim 2250$ s in the simulation (upper red arrow on Figure 4.8b), when the upstream dune height was similar to scenario 2. As shown on Figure 4.8b, while the upstream dune crest height is decreasing, the slope deflection propagates upstream from the top to the bottom of the dune stoss side. The position of the slope deflection follows the position of the relaxation length, as shown on Figure 4.12. Figure 4.12 also shows that the deflection disappears after $t = 2650$ s, as the turbulent field has become very weak.

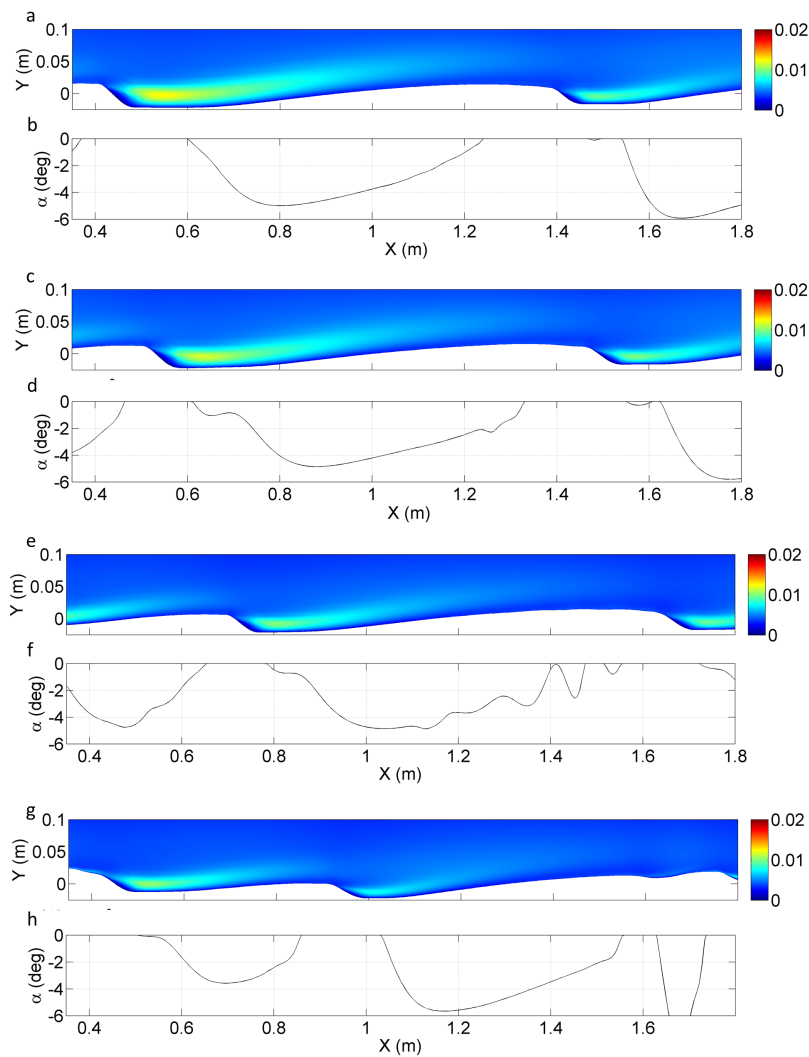


FIGURE 4.12 – Deflection shifting sequence with (a), (c), (e), (g) the turbulent kinetic energy field, k , and (b), (d), (f), (h) the bed slope along the bed profile, α , at $t = 1850$ s, $t = 2000$ s, $t = 2300$ s, and $t = 2650$ s respectively. Higher values at the crest are not shown for a better visualization.

This adaptation of the dune profile to the upstream dune height decrease allows the superimposed bedforms to develop on a larger distance. The occurrence of the superimposed bedforms can be interpreted as being the signature of a disequilibrium between two consecutive bedforms within the bedforms field. The superimposed bedforms immediately downstream of the deflection point exhibit a wavelength of the same order of magnitude as the incipient ripples and are of the same nature ($\lambda \simeq 0.07 - 0.08$ m, section 4.4.1).

The physical processes described in this section show an additional mechanism of emergence of superimposed bedforms besides turbulent bursting (*Raudkivi, 1997 ; Nabi et al., 2013*). *Nabi et al. (2013)* showed that turbulence jets are able to generate these bedforms but the simulation suggests that it is not a necessary condition as superimposed bedforms are generated within the process of self-organization of the bed. Also, it is still not clear whether turbulence triggers the initial perturbations leading to the formation of ripples (*Kuru et al., 1995 ; Coleman et Eling, 2000 ; Venditti et al., 2006*). *Niemann et al. (2011)* simulated the effect of excess of turbulent intensity and found insignificant impact on the bedform shape. Moreover, *Venditti et Church (2005b)* observed in their experimental study that superimposed sand sheets were generated at a location much further away than the point of reattachment where the turbulent fluctuations are believed to initiate the perturbations.

4.4.4 Dune degeneration

The superimposed bedforms generated on the stoss side grow with time, sometimes merging with each other. They potentially provoke the degeneration of the dune crest in the simulation as it the case for $2650 \leq t \leq 2700$ s (see Figure 4.8). To analyze the mechanism of dune degeneration a sequence of four instantaneous bed profiles was extracted from the simulation, with the associated velocity field and sediment fluxes (Figure 4.13).

At $t = 2600$ s, two superimposed bedforms are present upstream of the crest. The upstream smaller ripple has just emerged and has the characteristics of an incipient ripple (cf. section 4.4.1), whereas the downstream ripple has a wavelength more than twice larger ($\lambda \simeq 0.2$ m). The sediment flux along the large superimposed bedform profile is of the same order of magnitude as the fluxes at the dune crest (bedload and suspension). In the wake of both superimposed bedforms crests, the transport is dramatically lowered due to the sheltering effect on the flow (by 60% and 75% for the upstream and the downstream ripple, respectively). As a consequence, less sediment is transiting to the dune crest, and the high fluxes gradients just upstream of the crest ($1.65 \text{ m} < x < 1.75 \text{ m}$) lead to its erosion. At $t = 2640$ s, the transport has lowered by 65% over the dune

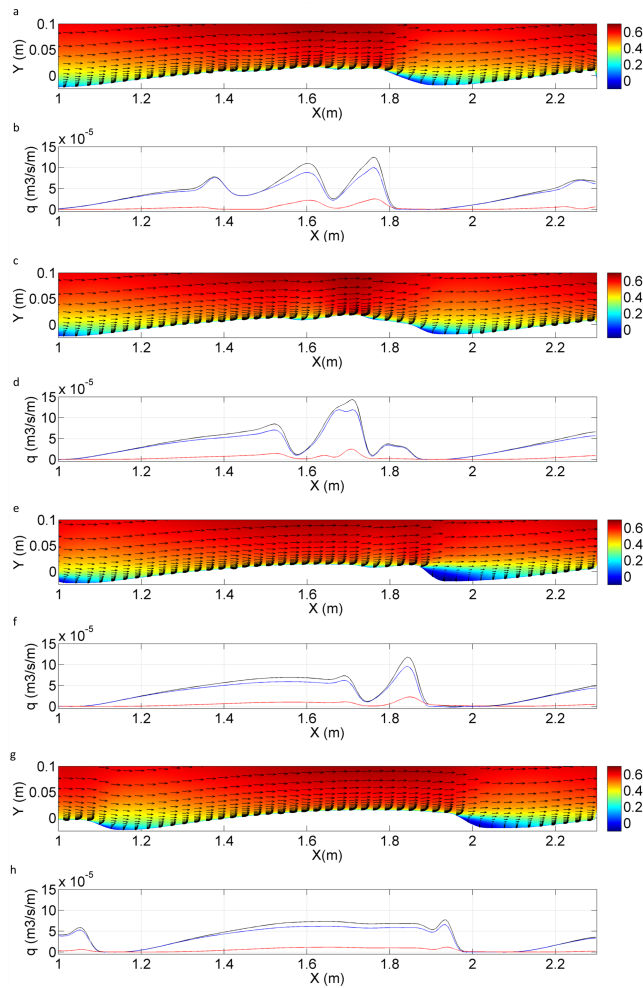


FIGURE 4.13 – Crest degeneration sequence occurring in the zoomed-in subset of Figure 4.8, with (a), (c), (e), (g) the velocity field over the bed profile and (b), (d), (f), (h) the bed load (blue), suspended load (red), and total sediment flux (black) at $t = 2600$ s, $t = 2640$ s, $t = 2700$ s, and $t = 2900$ s, respectively.

crest, which stalls, and the dune lee recirculation zone is reduced. At $t = 2700$ s the superimposed ripple merge with the dune crest and a new dune front is created. Also, the lee recirculation zone is restored. For $t > 2800$ s the dune has reformed but with a quite different shape.

Figure 4.14 shows a comparison between the profile at $t = 1900$ s before the superimposed bedforms have developed and at $t = 2800$ s after the crest has just recovered. The new profile is less steep at the crest than the original profile, the lee slope is no longer equal to the sediment angle of repose. The brink height of the resulting dune is 20% lower and the crest position relatively to the brink position has moved backward over the profile to a distance increased by 30%. The dune wavelength has increased by 10% from $\lambda \simeq 0.82$ m to $\lambda \simeq 0.9$ m.

The resulting dune profile is exhibiting a smoother and longer profile, which is a geometrical characteristic of a lower angle dune in absence of an upstream relaxation, as

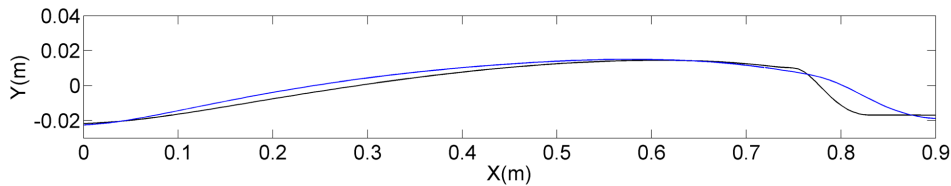


FIGURE 4.14 – Dune profile at $t = 1900$ s (black), before the superimposed bedforms development and at $t = 2800$ s (blue), after the crest has reformed.

described in *Tjerry et Fredsø* (2005). The profile curvature effects become important, and the maximum of friction is moved further downstream, resulting in a longer dune. Lower angle dunes are usually obtained for lower Shields numbers where the diffusion effects of gravity are relatively higher (*Niemann*, 2003). By provoking the degeneration of the dune crest, superimposed bedforms play an active role in the transition between the original dune profile and the smoother dune profile. Based on these results, it can be concluded that dunes within a dune field will exhibit different shapes depending on the upstream bedform dimensions. Also, it suggests that under equivalent hydrodynamic conditions, solitary dunes will exhibit lower angle profiles.

The results show that there exists a threshold height above which the superimposed ripples are able to provoke the degeneration of the crest of the principal dune. Before $t = 2600$ s, the smaller superimposed bedforms are collapsing by provoking avalanches when reaching the dune crest. After $t = 2600$ s, the dune crest degenerates and is eventually merged with the closest superimposed bedform. This means that there exists a critical height above which the ripple provoke the dune crest degeneration. In this simulation, the superimposed bedform has a height of $H = 0.009$ m at $t = 2640$ s while it is merging with the dune crest, which represents $\sim 28\%$ of the dune height (0.032 m). This result is consistent with the results of *Warmink et al.* (2014) and *Reesink et Bridge* (2009) who obtained 21% and 25% ratios, respectively, in their experiment with dunes of comparable dimensions. *Warmink et al.* (2014) describe the sequence as being a dune splitting but during the process the dune crest merges with the superimposed bedform and does not survive in the form of a smaller bedform. This is the reason why the expression 'dune degeneration' is preferred herein.

The simulation results show that degeneration of the dune crest is the ultimate consequence of the disequilibrium initiated by the shrinking of the upstream bedform. This configuration occurs at regular time intervals within the simulation and is an important factor of generation of superimposed bedforms. These results show that superimposed bedforms are a key mechanism of sand dune evolution : Not only they induce bed roughness and high modifications on the sediment fluxes, but they can also force the degeneration of larger dunes, modify their profile, and can potentially lead to dune splitting as observed in nature by *Jerolmack et Mohrig* (2005).

4.5 Conclusions

A 2D RANS model was employed to study the evolution of an erodible and non-cohesive sand bed submitted to a stationary unidirectional current. Careful monitoring of the model stability and of the resolution insured the consistency of the results. Moreover, the high near bed resolution guaranteed a good description of the sub-viscous layer dynamics. The model was able to simulate the evolution of an initially-flat sand bed through various distinct phases, that are the linear incipient ripple generation, the non-linear ripple growing phase, and the fully-developed dune evolution with superimposed bedform.

The initial phase of incipient ripples generation was successfully reproduced and results are in line with both analytical models and experimentations. The dominant ripple wavelength related to the sand rugosity was especially well reproduced. We showed that the initial phase consists of two stages : in the early stages the small perturbations are growing in height exponentially, then after a rapid period of tens of seconds the nascent ripples are equilibrating with each other giving birth to the initial ripple field. The presence of a recirculation zone was not a necessary condition for the development and migration of the first perturbations, but appeared at a later stage while ripples are equilibrating with each other. This work showed the ability of this numerical model to reproduce the initial phase of ripple generation and opens new perspectives for a more exhaustive analysis of initial ripple fields for a broader range of conditions.

Beyond the initial linear phase, the simulation of the non-linear bed evolution compared well with an experiment. The results showed that the bed growth is insured by cascading bedform merging sequences until equilibrium. The bedform merging occurred in two steps : first, smaller bedforms of higher migration velocities catch up with larger downstream bedforms, then the downstream bedforms collapse due to the shadowing of the upstream bedforms. During the process, the mean bedform height increases but the mean wavelength remains relatively unchanged. The mean wavelength then gradually grows, to readjusts to the new heights of the merged bedforms. The model reproduces well the merging mechanism and the simulation results provide a better understanding of how merging is driving the bed growth by increasing the individual bedform heights.

During the simulation, superimposed bedforms emerged on the dune stoss sides similarly to previous experimental observations. An analysis of their generation mechanism has shown that superimposed bedforms were emerging downstream of a slight deflection in the dune profile slope. The deflection was found to be the consequence of the reduced intensity of the upstream turbulence relaxation length, due to the gradual reduction of

4 - Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes hydrauliques

the upstream bedform height. As they travel over the dune stoss side, superimposed bedforms grow and eventually provoke the degeneration of the dune crest. The resulting dune exhibits a smoother profile, which is characteristic of a lower angle dune and therefore highlights the difference between solitary dunes and dunes within a field under the same hydrodynamic conditions. The bed growth is slowed down under the action of superimposed bedforms. It can be concluded from these results that the bed evolution is driven by two main antagonistic physical processes : bedform merging sequences insuring the bedforms growth and superimposed bedforms slowing down the bed growth by provoking dune degeneration and splitting. As such, superimposed bedforms also play a major role in the bed self-organization processes, suggesting that they tend to homogenize the bedform field.

acknowledgments The data for this paper are available by contacting the corresponding author. This research is supported by the SHOM (Service Hydrographique de la Marine) under the research contract 12CR4.

4.6 Étude de la phase de génération des premières rides

Cette section est consacrée à l'étude de la phase de génération des premières rides, à travers plusieurs aspects, comme la sensibilité à la résolution horizontale du maillage, l'étude des mécanismes de génération des perturbations sur le lit, et l'analyse spectrale dans les premiers instants qui montre la convergence de l'énergie du fond vers un mode dominant correspondant au champ des premières rides.

4.6.1 Résolution horizontale du maillage et longueur d'onde

Dans cette section la sensibilité de la taille des premières rides à la résolution horizontale du maillage est testée.

Résolution horizontale et taille du grain La phase initiale de génération des premières rides est simulée avec les conditions de l'expérimentation de *Naqshband et al.* (2014a) pour différents diamètres moyens, dans l'intervalle de valeurs $0.2 \text{ mm} < d_{50} < 0.5 \text{ mm}$ (table 4.2). Pour chaque cas, l'évolution du fond est simulée en faisant varier la résolution horizontale du maillage. Les dimensions des premières rides et les temps d'évolution sont déterminés. Les résultats des simulations sont présentés pour le cas $d_{50} = 0.29 \text{ mm}$ sur la figure 4.15. Pour les autres diamètres moyens testés, les résultats sont présentés en Annexe C.2.

Les résultats montrent que les dimensions des premières rides et les temps d'évolution sont liés à la résolution horizontale utilisée. Plus la résolution augmente, plus les caractéristiques géométriques et les temps d'évolution des rides générées diminuent, et tendent vers une valeur limite. La longueur d'onde théorique donnée par différents auteurs (*Coleman et al.*, 2003 ; *Fourrière et al.*, 2010 ; *Charru*, 2013) est tracée sur le graphique de la longueur d'onde modélisée. Pour le grain de taille $d_{50} = 0.2 \text{ mm}$, les valeurs de (*Coleman et al.*, 2003 ; *Charru*, 2006 ; *Fourrière et al.*, 2010), sont utilisées. La résolution est considérée adéquate au point d'intersection entre la longueur d'onde moyenne théorique donnée par les différents auteurs et la courbe des longueurs d'ondes simulées avec le modèle. Ces valeurs sont reportées dans la table 4.2, avec un ensemble de paramètres adimensionnés caractéristiques.

Résolution horizontale et intensité du forçage Dans cette série de simulations, un diamètre médian de $d_{50} = 0.2 \text{ mm}$ est employé afin de comparer les résultats avec les données expérimentales de *Coleman et Melville* (1996) et l'analyse mathématique de *Charru* (2006), pour différentes valeurs du nombre de Shields ($0.1 < \theta < 0.4$). Pour

4 - Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes hydrauliques

d_{50} (mm)	N_x	$\frac{\lambda}{\Delta x}$	$\frac{\Delta x}{d_{50}}$	$\frac{\lambda}{d_{50}}$	$\frac{u^*}{u_c}$
0.2	540	12	21	252	2.8
0.29	400	12	20	240	2.6
0.4	300	12	19	228	2.5
0.5	290	12	16	192	2.1

TABLE 4.2 – Paramètres et variables adimensionnées caractéristiques pour différentes valeurs du diamètre médian d_{50} .

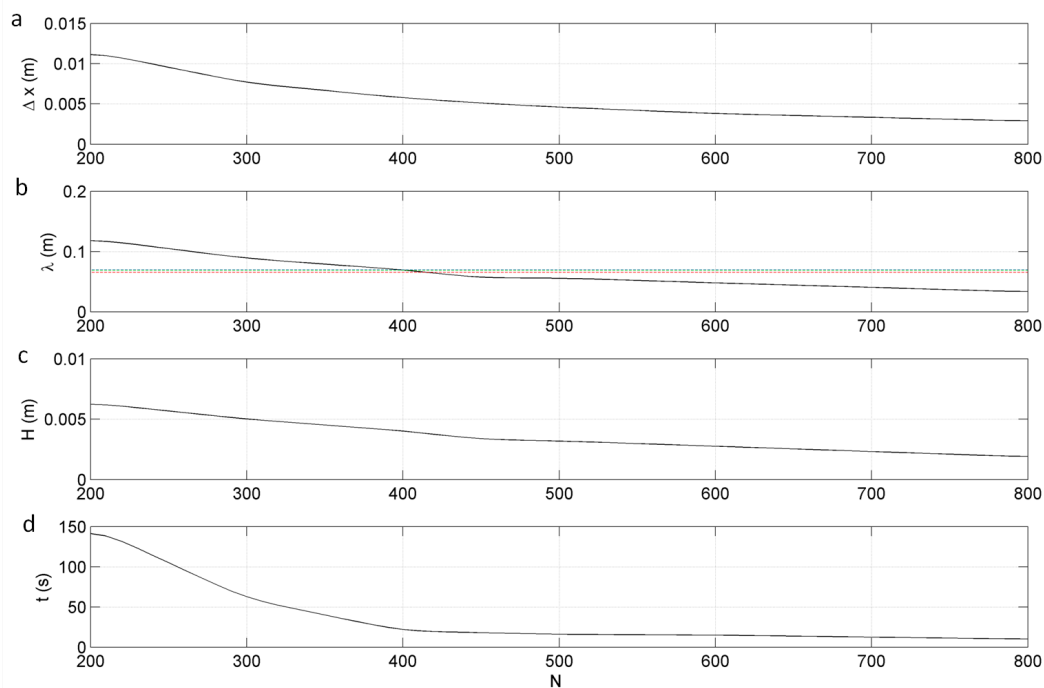


FIGURE 4.15 – Résolution du maillage (a), longueur d'onde et hauteur simulées (b) et (c), et temps d'évolution du champ de rides (d) en fonction du nombre de mailles N_x , pour un grain de diamètre $d_{50} = 0.29$ mm. Les lignes pointillées bleue, rouge et verte représentent les longueurs d'ondes données par les modèles mathématiques de *Fourrière et al.* (2010), *Charru* (2013) et la relation de *Coleman et al.* (2003).

4.6 - Étude de la phase de génération des premières rides

θ	N_x	$\frac{\lambda}{\Delta x}$	$\frac{\Delta x}{d_{50}}$	$\frac{\lambda}{d_{50}}$	$\frac{u^*}{u_c}$
0.1	640	15.6	18	280	1.6
0.2	628	12.4	18.3	227	2.4
0.3	540	12	21	252	2.8
0.4	465	12.4	25	310	3.4

TABLE 4.3 – Paramètres et variables adimensionnées caractéristiques pour différentes valeurs du nombre de Shields θ , pour $d_{50} = 0.2$ mm.

chaque cas de figure, une étude paramétrique est réalisée afin de déterminer la résolution du maillage à appliquer pour la bonne restitution des longueurs d’ondes (voir figures dans l’Annexe C.2). La table 4.3 présente les résolutions utilisées et un ensemble de paramètres adimensionnés caractéristiques. On constate que la résolution du modèle diminue à mesure que les rides modélisées sont plus grandes, sauf entre les cas où $\theta = 0.2$ et $\theta = 0.1$, où la longueur d’onde augmente, mais où une maille légèrement plus fine doit être employée. La longueur d’onde va plus dépendre de la longueur de viscosité qui augmente sensiblement proche du seuil de mise en mouvement (*Langlois et Valance, 2007 ; Fourrière et al., 2010*).

Au dessus d’un seuil de résolution horizontale du maillage de calcul, la longueur d’onde des premières rides simulée converge vers une valeur qui ne dépend plus de la résolution appliquée. Cependant, cette valeur sous-estime la longueur d’onde réelle des rides. Cela n’est pas un problème numérique, mais plutôt un problème de formulation du flux par charriage de la forme $q = q(\tau)$ qui n’intègre pas les effets d’inertie de flux et conduit à une sous-estimation de la longueur des rides (*Charru, 2006*).

Dans le but de reproduire le champ de rides initial, la résolution doit être choisie avec un pas de maille adapté, de longueur comparable à une longueur de saturation de flux par charriage. Plus proche du seuil de mise en mouvement, la taille des rides dépend de la longueur de viscosité, dynamique capturée par le modèle, et la résolution horizontale optimale tend vers une valeur seuil.

4.6.2 Mécanismes de génération des perturbations sur le lit

Les résultats de l’évolution du fond faiblement perturbé dans les premiers instants sont analysés pour comprendre de quelle façon les perturbations présentes sur le lit engendrent de nouvelles et colonisent le fond de proche en proche.

La figure 4.16 présente une séquence de génération d’une nouvelle perturbation sur le fond extraite de la simulation (section 4.4.1). À $t = 11$ s deux perturbations P1 et P2 sont présentes sur le fond (figure 4.16a). Le flux de sédiments est constant au delà de $x \simeq 1.08$ m, en aval de P2 par rapport à la direction du courant (figure 4.16b). P2

4 - Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes hydrauliques

croît progressivement en hauteur et la vitesse du courant diminue localement en aval de P2 entre $t = 13$ s (figure 4.16c) et $t = 15$ s (figure 4.16e). Cela induit une perturbation du flux de sédiment en aval de P2 (figure 4.16d et 4.16f), et l'apparition d'une nouvelle perturbation du fond, P3, à $t = 15$ s (figure 4.16e). P3 croît à son tour, et à $t = 17$ s une nouvelle perturbation commence à se développer autour de $x \simeq 1.21$ m (figure 4.16g et 4.16h). Le seuil de hauteur à partir duquel les perturbations en entraînent de nouvelles dans leur sillage est situé autour de $H \simeq 1.10^{-3}$ soit $3.5d_{50}$, en accord avec les observations. Les nouvelles perturbations émergent en un court laps de temps de 2 à 3 secondes et commencent leur migration immédiatement.

Pendant la séquence décrite aucune recirculation de courants ne se développe dans le sillage des perturbations, ce qui indique que les bulles de recirculation ne sont pas un agent nécessaire de la migration et de la génération de nouvelles perturbations au fond, comme cela a pu être formulé par certains auteurs (*Southard, 1971 ; Best, 1992 ; Venditti et Church, 2005a*). Les premières bulles de recirculation n'apparaissent qu'au delà de $t \simeq 30$ s quand les premières rides s'équilibrent entre elles.

4.6.3 Filtrage des petites perturbations de fond

Les résultats de la simulation permettent de montrer comment dans les premiers instants de l'évolution certaines perturbations du fond survivent pendant que d'autres disparaissent. Il existe un nombre d'onde de 'coupure' au delà duquel les perturbations de fond ne survivent pas (*Charru, 2006*). Il s'opère donc un filtrage des perturbations de fond dont le nombre d'onde est supérieur à cette valeur de coupure. Dans ce cas de figure, le maximum de la contrainte de cisaillement est situé en aval de la crête par rapport à l'écoulement (déphasage de τ_b négatif).

Les figures 4.17 et 4.18 montrent les évolutions respectives d'une perturbation de fond 'croissante' et d'une perturbation de fond 'déclinante'. Le champ de vitesses horizontales et le profil de la contrainte de cisaillement au fond sont représentés sur les figures.

Sur la figure 4.17, la perturbation se développe et sa longueur d'onde λ ainsi que sa hauteur H augmentent. Le profil de la perturbation évolue et devient asymétrique, avec une longueur d'onde de $\lambda \simeq 0.07$ m à $t = 15$ s (figure 4.17g), ce qui correspond à la longueur d'onde des rides initiales (section 4.4.1). Pendant la séquence d'évolution de la perturbation de fond, le maximum de la contrainte de cisaillement, τ_b , est situé en amont de la crête de la perturbation, qui est instable (section 2.2.2). Sur la figure 4.18, la perturbation voit sa hauteur décroître. On constate que le maximum de la contrainte de cisaillement est situé en aval de la crête de la perturbation à chaque instant ce qui conduit à l'érosion de la perturbation.

4.6 - Étude de la phase de génération des premières rides

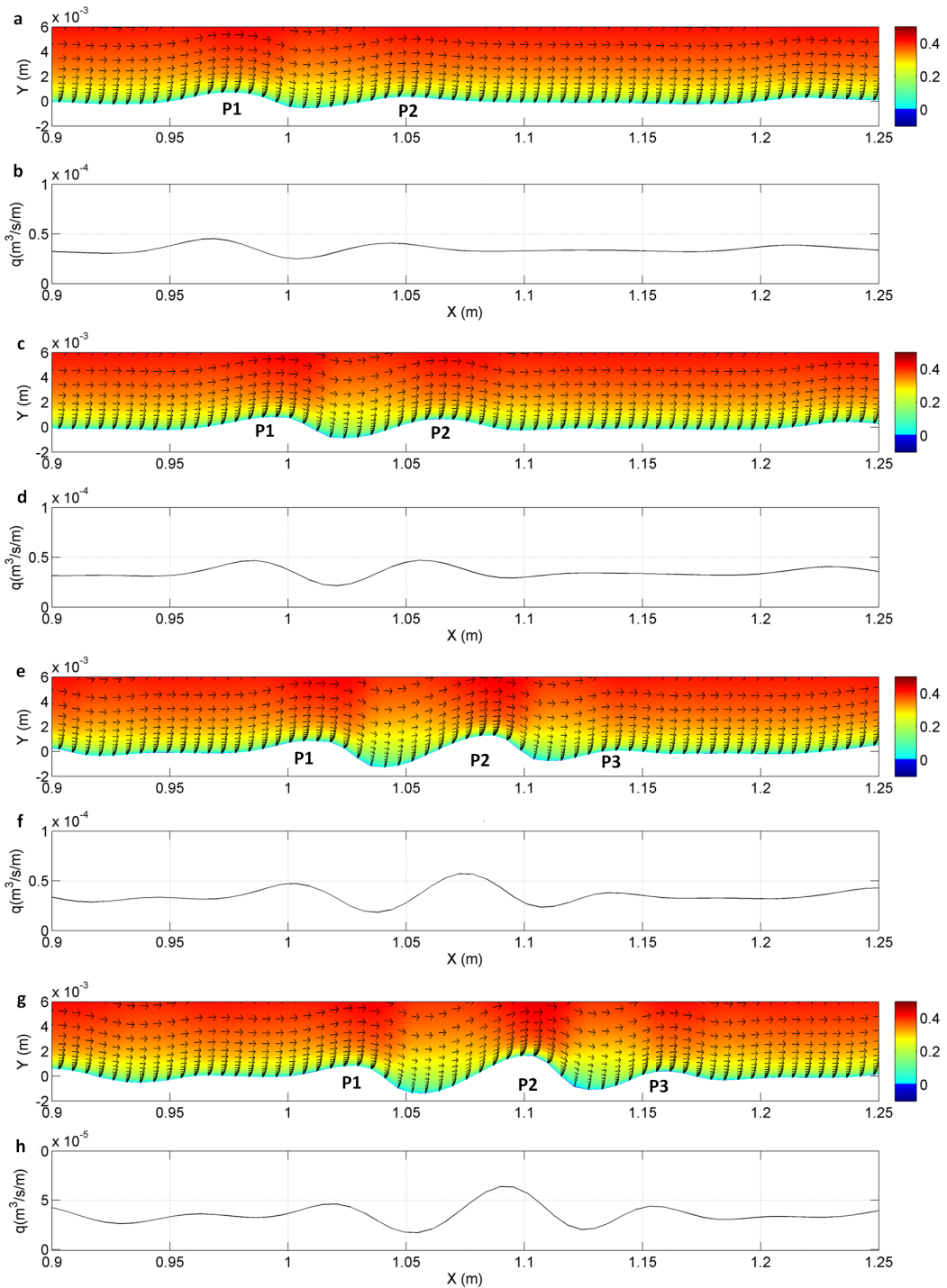


FIGURE 4.16 – Focus sur la séquence de génération d’une perturbation sur le fond. Champs de courants à $t = 11$ s, $t = 13$ s, $t = 15$ s, et $t = 17$ s (a,c,e,g) et courbe du flux de sédiments par charriage à $t = 11$ s, $t = 13$ s, $t = 15$ s, et $t = 17$ s (b,d,f,h).

4 - Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes hydrauliques

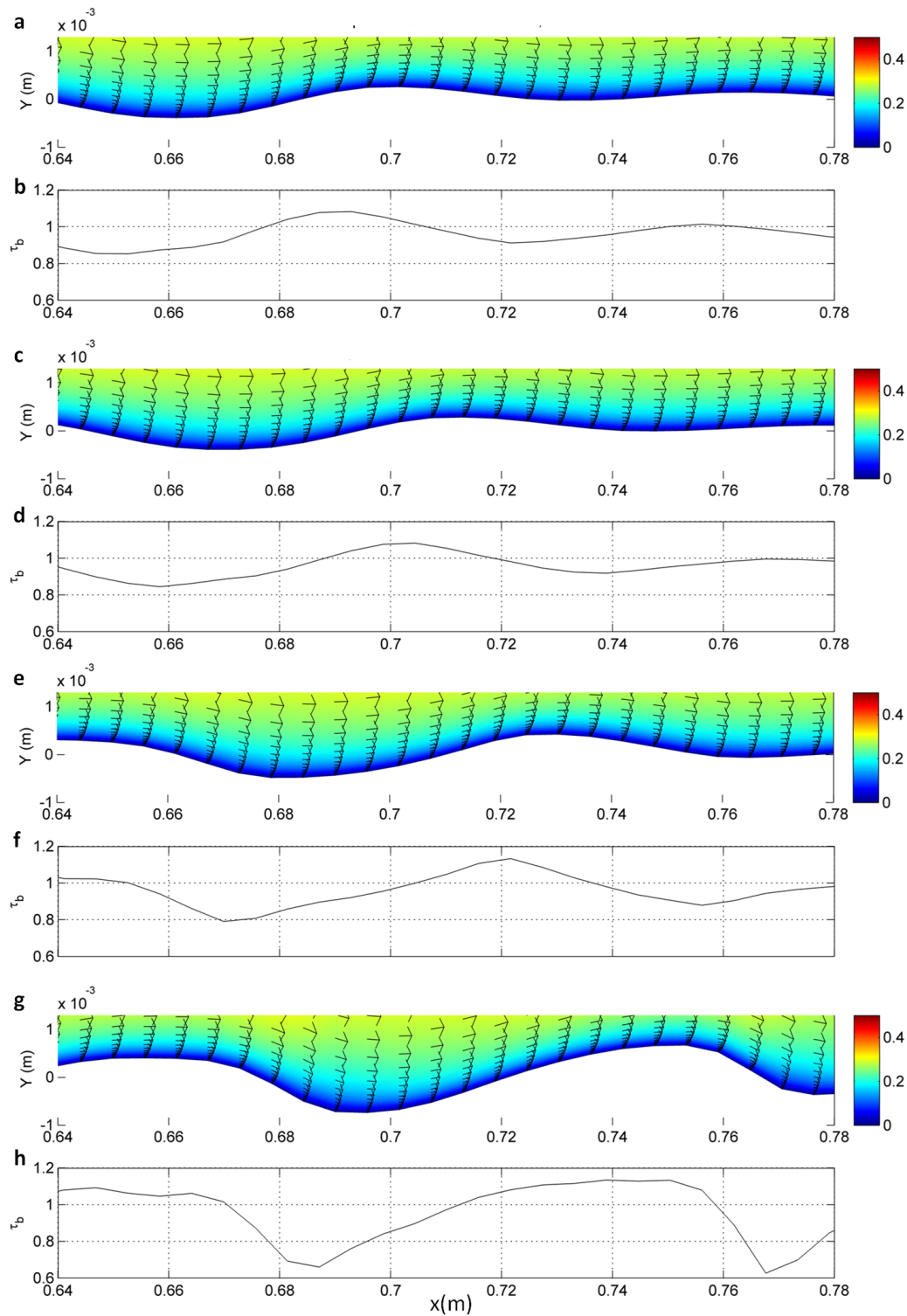


FIGURE 4.17 – Focus sur l'évolution d'une perturbation 'croissante' entre $t = 8$ s et $t = 15$ s. Champs des vitesses horizontales à $t = 8$ s, $t = 10$ s, $t = 13$ s, et $t = 15$ s (a,c,e,g) et profil de la contrainte de cisaillement à $t = 8$ s, $t = 10$ s, $t = 13$ s, et $t = 15$ s (b,d,f,h).

4.6 - Étude de la phase de génération des premières rides

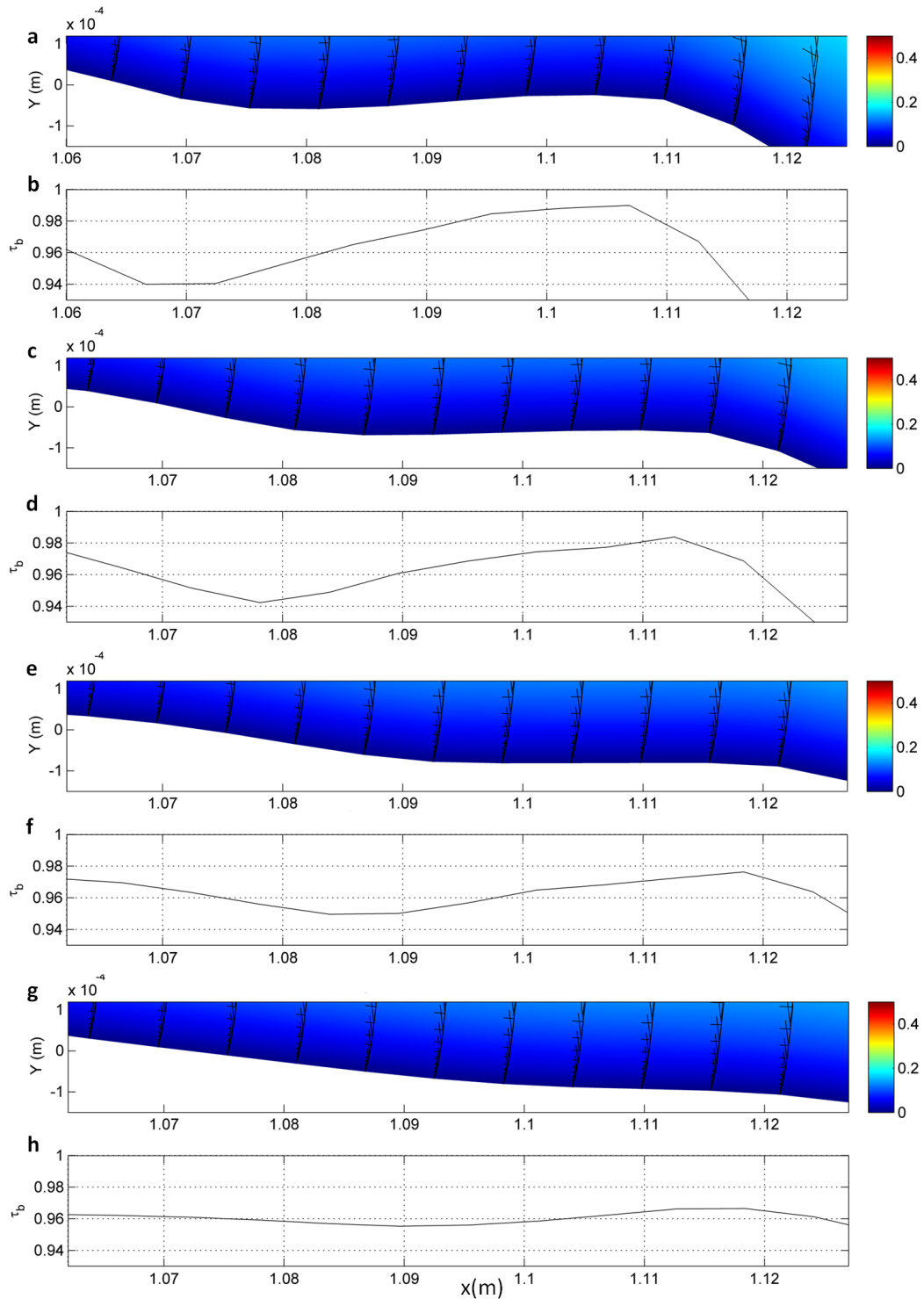


FIGURE 4.18 – Focus sur l'évolution d'une perturbation 'déclinante' entre $t = 5$ s et $t = 8$ s. Champs des vitesses horizontales à $t = 5$ s, $t = 6$ s, $t = 7$ s, et $t = 8$ s (a,c,e,g) et profil de la contrainte de cisaillement à $t = 5$ s, $t = 6$ s, $t = 7$ s, et $t = 8$ s (b,d,f,h).

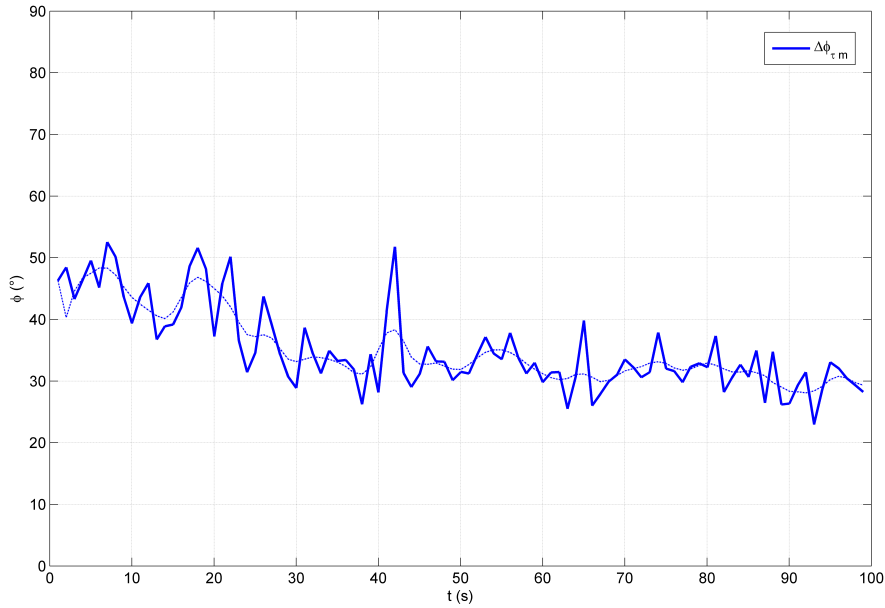


FIGURE 4.19 – Évolution du déphasage moyen du maximum de contrainte de cisaillement, $\Delta\phi_{\tau m}$, pendant la phase initiale de génération des rides. La courbe en pointillé représente la moyenne glissante de la courbe de déphasage moyen.

La valeur du déphasage moyen du maximum de la contrainte de cisaillement par rapport à la crête des perturbations pendant la phase de génération des rides initiales est déterminée en appliquant une méthode de 'zero crossing'. Les résultats sont présentés sur la figure 4.19. En considérant à partir de ces résultats un déphasage moyen $\Delta\phi_{\tau m} \simeq 35^\circ$, on obtient le nombre d'onde de coupure pour les modes instables $k_{off}L_{sat} = \tan \Delta\phi_{\tau m}$ (Charru, 2006), soit $k_{off} \simeq 160$ correspondant à une longueur d'onde de $\lambda \simeq 0.04 \text{ m}^3$. Cette valeur est proche de la valeur de la longueur d'onde de la perturbation 'déclinante' et explique pourquoi elle est érodée. Il s'opère donc un filtrage des perturbations de petite longueurs d'ondes dans les premiers instants de l'évolution du lit.

4.6.4 Analyse Spectrale

La figure 4.20 présente l'évolution du spectre d'énergie de l'élévation du fond dans les premiers instants basé sur une analyse des modes de Fourier. L'évolution du spectre montre que l'énergie du fond augmente rapidement autour d'un mode de longueur d'onde $\lambda \simeq 0.07 \text{ m}$. Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde moyenne du champ de rides initiales (section 4.4.1). Les résultats montrent que parallèlement l'énergie autour des autres modes de longueurs d'ondes diminue ($0 \text{ s} < t < 10 \text{ s}$). Il y a donc un transfert d'énergie en direction du mode $\lambda = 7 \text{ cm}$, mode le plus instable, d'après la théorie

3. En considérant $L_{sat} \simeq 15d$, (Fourrière et al., 2010).

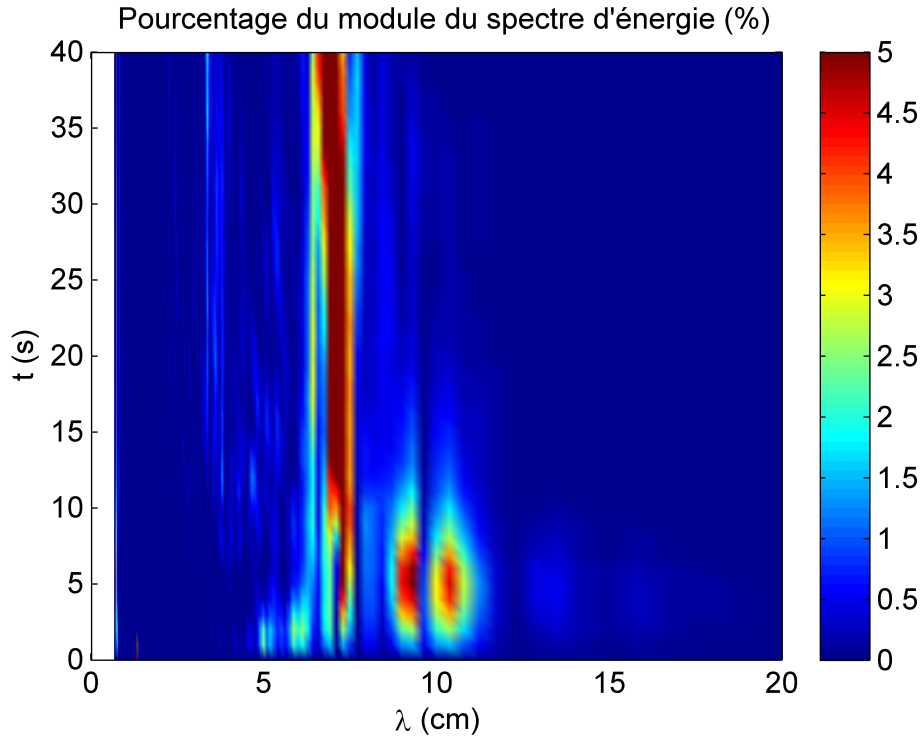


FIGURE 4.20 – Évolution du spectre d'énergie du fond faiblement perturbé dans les premiers instants de l'évolution.

linéaire. Cette évolution du spectre d'énergie est en accord avec les observations (figure 2.9).

4.7 Étude du processus de saturation

Dans cette section les mécanismes à l'origine du processus de saturation sont analysés. Nous démontrons que la saturation est le résultat de la diminution du déphasage du transport total maximal par rapport à la crête de la dune, ce qui la stabilise, avec d'une part une contribution d'origine hydrodynamique liée à la longueur d'onde et d'autre part une contribution liée à la longueur de saturation du transport en suspension à mesure que la hauteur des dunes augmente.

La stabilité des dunes est analysée à travers l'étude du déphasage du maximum de flux de sédiment par rapport à la crête de dunes de longueur d'onde variable. Le profil des dunes est extrait de la simulation du cas expérimental de *Naqshband et al.* (2014a) à l'équilibre. Les conditions de forçages sont identiques à celles précédemment appliquées (table 4.1). Pour fixer les hauteurs des formes sableuses pour les longueurs d'ondes inférieures à $\lambda < 2.5$ m, les valeurs des ratios de la hauteur sur la longueur d'onde, H/λ , sont extraites des résultats de la simulation du cas expérimental de *Naqshband et al.* (2014a) (section 4.4.2). Pour les longueurs d'ondes supérieures à $\lambda \geq 3$ m, les valeurs

Cas	$\lambda(m)$	H/λ	$L(m)$	N_{dunes}	$\Delta\phi_b$	$\Delta\phi_s(^{\circ})$	$\Delta\phi_t(^{\circ})$
1	0.27	0.047	0.51	2	48.8	47.1	40.3
2	0.51	0.042	1.03	2	47.6	37.6	44
3	1.03	0.04	2.06	2	42.7	29.2	36.4
4	2.06	0.035	4.11	2	36.4	19.2	26.6
5	2.06	0.017	4.11	2	43	32.9	38
6	2.06	0.035	4.11	1	43.6	23.7	32.9
7	2.06	0.017	4.11	1	47	37.4	42
8	2.6	0.034	5.14	2	32.5	4.92	13.4
9	3.08	0.032	6.17	2	26.6	-10.3	4.2
10	4.11	0.03	8.23	2	24.7	-11.25	3.5
11	6.17	0.025	12.34	2	22	-16.7	-0.55

TABLE 4.4 – Principaux paramètres et déphasages obtenus pour les cas étudiés. λ et H sont la longueur d'onde et la hauteur des dunes. L et N_{dunes} sont respectivement la longueur du domaine et le nombre de dunes modélisées. $\Delta\phi_b$, $\Delta\phi_s$, et $\Delta\phi_t$ sont respectivement les déphasages du maximum de flux par charriage, de flux en suspension, et du flux total.

des ratios sont extraites de l'étude paramétrique de *Tjerry et Fredsæ* (2005). La figure 4.21 présente les profils obtenus. Trois simulations complémentaires ont été réalisées avec la longueur d'onde de $\lambda = 2$ m, pour étudier l'effet de la hauteur des dunes sur les déphasages du maximum de flux de sédiment au sein d'un champ de dunes et pour une dune isolée. La table 4.4 présente les principaux paramètres et résultats des déphasages de flux de sédiment résultants pour les cas étudiés.

La figure 4.22 présente la courbe du déphasage du maximum du flux par charriage, du flux en suspension, et du flux total par rapport à la crête en fonction de la profondeur adimensionnée kD . La valeur des déphasages pour $kD = 22$ sont extraites de l'étude de l'évolution du champ de rides initial (section 4.4.1). L'analyse porte d'abord sur le déphasage du maximum de charriage, d'origine hydrodynamique, puis on s'intéressera aux effets de déphasage de la suspension, lié à la hauteur des dunes (et indirectement au déphasage hydrodynamique).

4.7.1 Effets hydrodynamiques

La courbe de l'évolution du déphasage de flux par charriage, $\Delta\phi_b$, peut être décomposée en plusieurs parties. Pour les nombres d'ondes importants, $kD > 10$, le déphasage évolue faiblement, avec des valeurs dans l'intervalle $30^{\circ} < \Delta\phi_b < 38^{\circ}$. Pour les nombres d'ondes intermédiaires, $3 < kD < 10$, le déphasage augmente d'abord rapidement jusqu'à $\Delta\phi_b \simeq 48^{\circ}$, pour $kD \simeq 6$, puis diminue faiblement, avant de connaître une décroissance plus marquée, pour $kD < 3$. Ces modes d'évolution du déphasage correspondent aux rides ($kD > 10$), à des formes intermédiaires ($3 < kD < 10$), puis aux dunes ($kD < 3$).

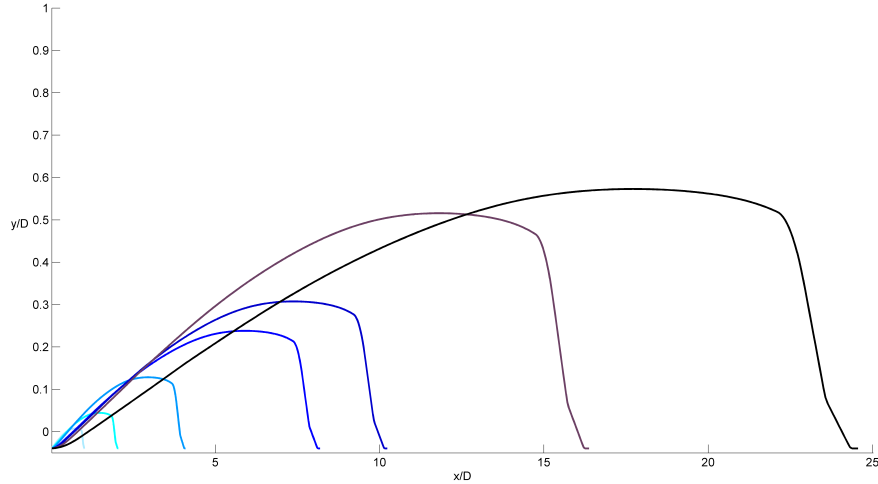


FIGURE 4.21 – Profils adimensionnés utilisés pour l’étude des déphasages. L’échelle verticale est exagérée pour une meilleure visualisation.

L’évolution du déphasage n’est toutefois pas seulement liée à un effet de confinement de la colonne d’eau, D , qui n’explique pas les variations de déphasage pour les grandes profondeurs adimensionnées.

La variation du déphasage pour les grands nombres d’onde est essentiellement contrôlée par la rugosité du fond. Une étude comparative peut être menée avec l’analyse mathématique du déphasage du maximum de la contrainte de cisaillement, τ_b , dans le cas d’un fond sinusoïdal de faible amplitude. D’après (*Fourrière et al.*, 2010 ; *Charru*, 2013), les formes de fond perturbent l’écoulement sur une hauteur qui dépend de leur longueur d’onde. Au delà de $kz_0 \simeq 10^{-3}$, la perturbation de l’écoulement induite par les formes de fond reste confinée dans la sous couche visqueuse, et on parle de régime laminaire inertiel. Pour des valeurs de rugosité adimensionnée dans l’intervalle $10^{-4} < kz_0 < 10^{-3}$, la perturbation de l’écoulement pénètre au delà de la sous couche visqueuse, et par intermittence dans la couche limite turbulente, entraînant un effet de modulation résonante, qui explique l’augmentation des déphasages et est la signature du passage d’un mode de ride à un mode de dune. La figure 4.23 montre que les déphasages en amplitude finie suivent les mêmes variations en fonction de la rugosité adimensionnée kz_0 .

Pour les plus grandes longueurs d’ondes, $kz_0 < 10^{-4}$, ou $kD < 1$, la perturbation de l’écoulement envahit progressivement la colonne d’eau et le déphasage est alors plutôt contrôlé par la profondeur D (figure 4.22). Dans ce régime turbulent, l’influence des tenseurs de Reynolds induit une diminution logarithmique des composantes en phase et en quadrature du déphasage (*Fourrière et al.*, 2010 ; *Charru*, 2013). Pour les faibles nombre de Froude, *Fourrière et al.* (2010) montre que le déphasage pour $kD < 1$ tend progressi-

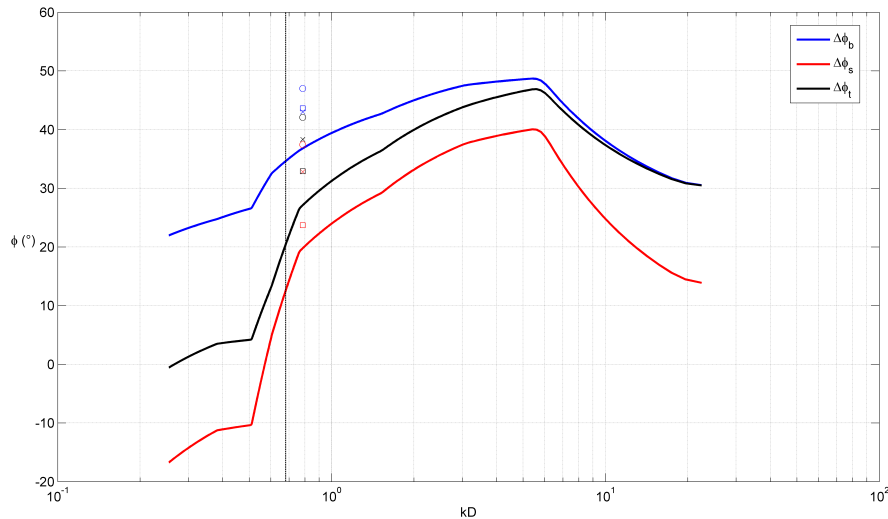


FIGURE 4.22 – Déphasages du maximum de flux par charriage $\Delta\phi_b$, en suspension $\Delta\phi_s$, et total, $\Delta\phi_t$, par rapport à la crête de dune, en fonction de la profondeur adimensionnée. Une échelle logarithmique est utilisée selon l'axe des abscisses pour une meilleure visualisation. Les cas 5, 6 et 7 sont représentés par les symboles (x), (\square) et (o), respectivement. La ligne pointillée correspond à la profondeur adimensionnée pour le champ de dune à l'équilibre dans l'expérimentation de *Naqshband et al.* (2014a).

vement vers une valeur nulle, dans la limite des très faibles profondeurs adimensionnées ($kD \simeq 10^{-2}$).

Effets d'amplitude finie Les valeurs des déphasages obtenues par la modélisation sont globalement inférieures aux valeurs données dans *Charru* (2013). Les profils des formes de fond se distinguent, dans la modélisation, d'un fond parfaitement sinusoïdal et de faible amplitude, par des profils de hauteur finie, et de plus grande courbure. Les effets de relaxation au sein du champ de dunes induisent une répartition spécifique de la friction au fond et donc de la contrainte de cisaillement (section 4.4.3). La plus grande inertie en bas de la couche limite, induite par les effets de courbure et de relaxation, peut expliquer les valeurs inférieures des déphasages obtenues pour un champ de dunes d'amplitude finie.

Le cas de modélisation 6 (table 4.4) met en évidence les effets de relaxation sur le déphasage du maximum de flux. Il s'agit du même cas que le cas de modélisation 4, mais avec une seule dune sur le domaine. En l'absence de relaxation turbulente, le déphasage $\Delta\phi_b$ augmente de 20%.

La cas de modélisation 7, pour une hauteur de dune diminuée de 50% par rapport au cas 6, entraîne une augmentation supplémentaire du déphasage de 8%, ce qui met en évidence les effets de courbure du profil. La plus faible courbure diminue l'inertie de

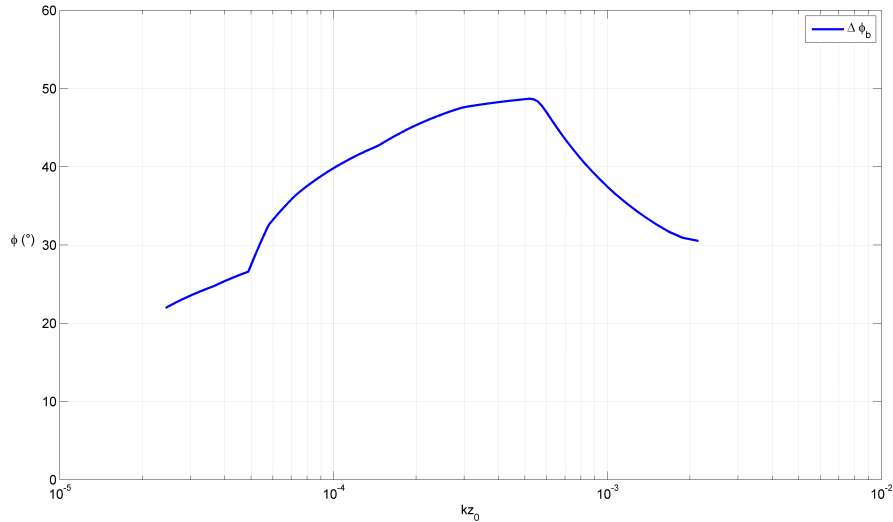


FIGURE 4.23 – Déphasage du maximum de flux par charriage, $\Delta\phi_b$, en fonction de la rugosité adimensionnée. Une échelle logarithmique est utilisée pour une meilleure visualisation.

l'écoulement au fond le long du profil.

Le cas test 5 présente la simulation d'un champ de dunes avec $\lambda = 2$ m et de hauteur inférieure de 50% à la hauteur initiale (cas 4). Les deux effets de réduction de la relaxation et de courbure sont combinés et le déphasage augmente de 18%.

Au fur et à mesure de l'évolution du lit, la hauteur des formes sableuses augmente, générant plus de turbulence dans leur sillage et entraînant une augmentation graduelle de leur courbure, ce qui a tendance à stabiliser le champ de formes sableuses, et s'ajoute aux effets de confinement liés à l'augmentation de la longueur d'onde.

Néanmoins, si les dunes ont tendance à être moins instables au fur et à mesure de leur croissance, le déphasage du transport par charriage reste positif pour de faibles valeurs de kD , bien en deçà de la valeur de saturation des dunes observée dans l'expérimentation de *Naqshband et al.* (2014a), où $kD \simeq 0.69$ (figure 4.22). En outre, les effets de la surface libre restent faibles pour les conditions de l'expérimentation ($\langle Fr \rangle \simeq 0.4$) et la condition de résonance ne peut exister. Les diagrammes de stabilité indiquent que pour de telles valeurs du nombre de Froude la condition de stabilité des dunes se situe autour de $1.5 \cdot 10^{-2} < kD < 4 \cdot 10^{-2}$ (*Fourrière et al.*, 2010 ; *Charru*, 2013). Cela correspondrait, dans les conditions de l'expérimentation, à des longueurs d'ondes dans l'intervalle $40 \text{ m} < \lambda < 104 \text{ m}$ pour la profondeur expérimentale de $D = 0.25 \text{ m}$.

Les effets d'origine hydrodynamiques ne suffisent donc pas à expliquer la saturation du champ de dunes.

4.7.2 Effet de la suspension

L'effet du transport en suspension sur la stabilité des formes sableuses est étudié à travers l'étude des déphasages du maximum de flux en suspension et du maximum de flux résultant par rapport à la crête.

Les formes de fond de plus grande hauteur induisent des vitesses de cisaillement plus importantes le long de leur profil. La concentration au fond c_b du sédiment augmente, ainsi que les quantités mobilisées par diffusion turbulente, puis par advection dans la colonne d'eau (section 3.1.3). En conséquence, les valeurs du déphasage $\Delta\phi_s$ diminuent fortement avec kD , et de façon plus prononcée que $\Delta\phi_b$ (figure 4.22), les effets convectifs et diffusifs s'ajoutant aux effets hydrodynamiques responsables du déphasage de la contrainte de cisaillement τ_b . Le déphasage $\Delta\phi_s$ devient négatif pour $kD \simeq 0.57$, ce qui est proche de la valeur expérimentale de saturation des dunes ($kD \simeq 0.69$). Les figures en annexe C.2 montrent la concentration du sédiment en suspension pour différents cas tests représentatifs.

Le déphasage résultant du flux total de sédiments, $\Delta\phi_t$, connaît une décroissance importante à partir de $kD = 0.76$ jusqu'à $kD = 0.49$, du fait de la contribution du déphasage de la suspension, passant de $\Delta\phi_t = 26^\circ$ à $\Delta\phi_t = 4^\circ$, puis tend plus lentement vers zéro, avant de devenir négatif. Les dunes se stabilisent donc rapidement sous l'effet du transport en suspension, qui est de fait un mécanisme déterminant dans la sélection de la longueur d'onde à l'équilibre. La valeur expérimentale se situe dans l'intervalle où le déphasage résultant diminue très rapidement sous l'effet du déphasage défavorable de la suspension (figure 4.22).

L'importance des flux en suspension peut être illustrée par la longueur de saturation adimensionnée L_{sat}/D , dont la courbe est représentée en fonction de la profondeur adimensionnée sur la figure 4.24⁴. Pour les petites profondeurs adimensionnées, L_{sat}/D augmente quasi linéairement avec la longueur d'onde. La longueur de saturation est contrôlée par la longueur de chute des particules sur une hauteur caractéristique, D , au dessus du lit, $L_{sat} \simeq u^*D/w_s$. La valeur du déphasage total $\Delta\phi_t$ devient négatif au delà de $kD \simeq 0.27$ (figure 4.22), ce qui correspond à une valeur de $L_{sat}/D \simeq 2.5$, c'est-à-dire $u^* \simeq 2.5 w_s$. Ce résultat est en très bon accord avec la valeur seuil à partir de laquelle la hauteur des dunes diminue rapidement sous l'effet de la suspension, déterminée expérimentalement par *Naqshband et al.* (2014b) (figure 2.12). La figure 4.25 montre la courbe du ratio q_b/q_s en fonction de la profondeur adimensionnée kD . La valeur de kD pour les conditions expérimentales à l'équilibre correspondent à un ratio $q_b/q_s = 1$, c'est-

4. La longueur de saturation est calculée comme étant la distance entre le maximum de transport par charriage et le maximum de transport en suspension.

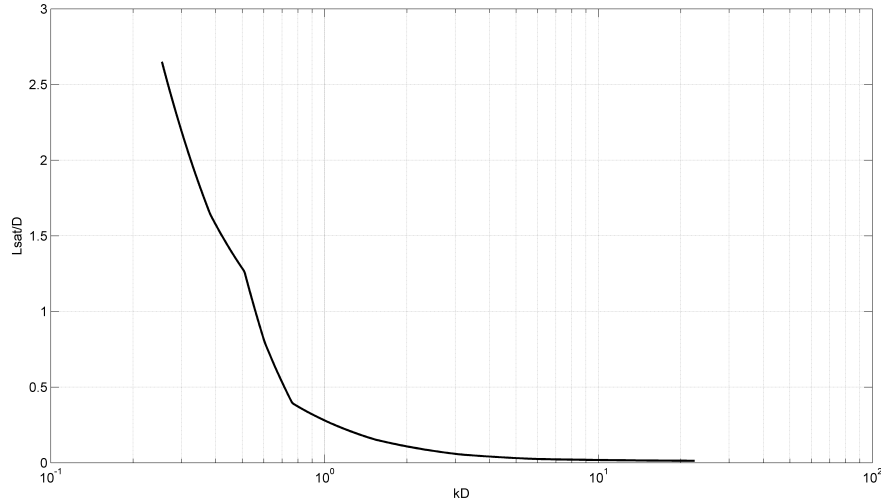


FIGURE 4.24 – Longueur de saturation adimensionnée du transport en suspension L_{sat} en fonction de la profondeur adimensionnée kD .

à-dire lorsque le transport en suspension est d'intensité égale au transport par charriage.

Saturation Si l'on formule l'hypothèse que le champ de dunes sature lorsque le déphasage s'annule, c'est-à-dire pour $\Delta\phi_t = 0$, alors la valeur de la profondeur adimensionnée de 'coupure' déterminée par la modélisation se situe en dessous de la valeur expérimentale. Plusieurs éléments peuvent l'expliquer.

Une hypothèse est le fait que le champ de dunes n'ait pas encore atteint l'équilibre dans l'expérimentation, et cela pour des questions de protocole expérimental. En effet, si l'on s'intéresse à la répartition des flux mesurés à l'équilibre, on constate que le flux total de sédiment se situe à une distance $\Delta x \simeq 0.225$ m de la crête, ce qui représente un déphasage de $\Delta\phi_t \simeq 35^\circ$ (Naqshband et al., 2014a)⁵. Cette valeur est proche de celle modélisée pour le cas test 4 pour une longueur d'onde comparable (table 4.4). En conséquence, le champ de dunes serait toujours en train de croître, H et λ variant de façon logarithmique, et les temps d'évolution longs pourraient empêcher d'atteindre l'équilibre dans les temps de l'expérimentation. D'autre part, la profondeur adimensionnée dans le scénario expérimental se situe parmi un ensemble de valeurs de kD où le déphasage diminue de façon importante (figure 4.22). Toute augmentation de la longueur d'onde conduit à stabiliser rapidement les dunes. Par exemple, le passage d'une longueur d'onde de $\lambda \simeq 2$ m à $\lambda \simeq 3$ m entraînerait une réduction du déphasage du maximum de flux de $\Delta\phi_t \simeq 28^\circ$ à $\Delta\phi_t \simeq 4^\circ$. Cette phase de stabilisation telle que décrite par Perillo et al. (2014) pourrait durer de nombreuses heures avant d'atteindre l'équilibre.

5. Figure 15 dans Naqshband et al. (2014a).

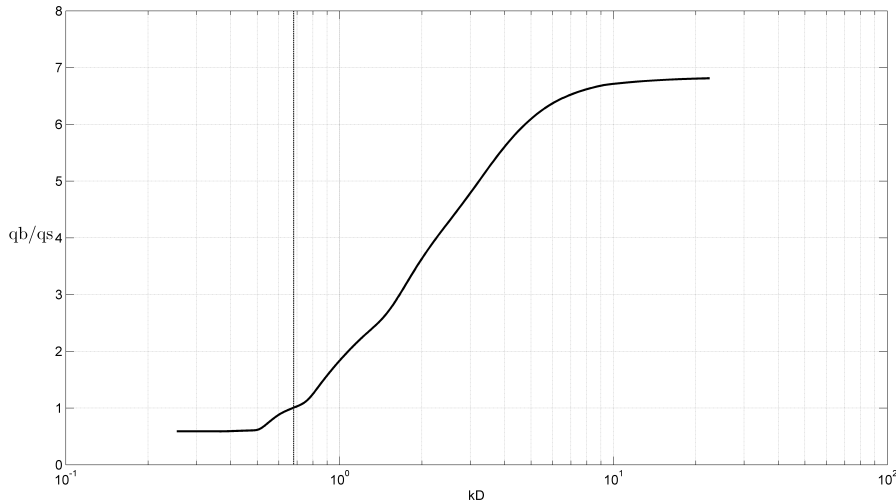


FIGURE 4.25 – Ratio entre le flux par charriage q_b et le flux en suspension q_s de crête en fonction de la profondeur adimensionnée kD . La ligne pointillée correspond à la profondeur adimensionnée pour le champ de dune à l'équilibre dans l'expérimentation de *Naqshband et al.* (2014a).

La surface libre n'est pas modélisée et peut avoir une influence, même faible, sur les déphasages. Dans les scénarios modélisés, les dunes d'amplitude finie entraînent des accélérations de l'écoulement et une augmentation du nombre de Froude qui a un en principe un effet sur la surface libre. Les expérimentations de *Naqshband et al.* (2014a) montrent également que la surface libre se déplace verticalement pendant l'expérimentation.

Évolution du fond avec charriage seul Cette simulation comparative avec et sans transport en suspension démontre le rôle joué par le transport en suspension dans la saturation du champ de dunes.

La figure 4.27 montre les résultats de l'évolution temporelle de la hauteur moyenne et de la longueur d'onde moyenne pour le scénario modélisé, appelé cas CS (section 4.3), et pour le même scénario sans les flux en suspension, appelé cas C. La figure 4.26 montre l'évolution temporelle de la hauteur du fond pour les cas CS et C. Les courbes de la hauteur moyenne sont assez proches pour les deux scénarios jusqu'à $t \simeq 1200$ s. Au delà, les hauteurs moyennes sont supérieures pour le cas C. Pour $1200 \text{ s} < t < 6000$ s, les flux de sédiments en suspension deviennent suffisamment importants pour impacter les profils des formes de fond⁶, qui voient leur hauteur diminuer. Les pentes moyennes des dunes oscillent autour de valeurs comprises entre 0.035 et 0.037 pour le cas CS et 0.04 à 0.046 pour le cas C. Les dunes dans le cas CS ont des profils plus allongés sous l'effet de la suspension, et leur plus faible hauteur entraîne des vitesses de migration plus importantes, ce qui accélère les séquences d'appariements (figure 4.26). A partir de $t = 6000$ s, le développement du champ de dunes dans les cas C et CS se singularisent. Dans le

6. Pour $kD < 2$, $q_s/q_b > 4$, figure 4.25

cas CS, les dernières séquences d'appariement permettent au champ de dunes d'atteindre l'équilibre, alors que 5000 secondes supplémentaires sont nécessaires dans le cas C, où 4 dunes sont visibles jusqu'à $t \simeq 11000$ s (voir figures 4.26 et C.14). Néanmoins, alors que la hauteur moyenne des dunes se stabilise dans le cas CS, elle continue d'augmenter dans le cas C (figure 4.27) et le modèle est dans l'incapacité de continuer la simulation. Le transport en suspension permet une évolution plus rapide du fond, en augmentant les flux de sédiments, entraîne des pentes de profils plus douces, et stabilise le champ de dune vers un équilibre.

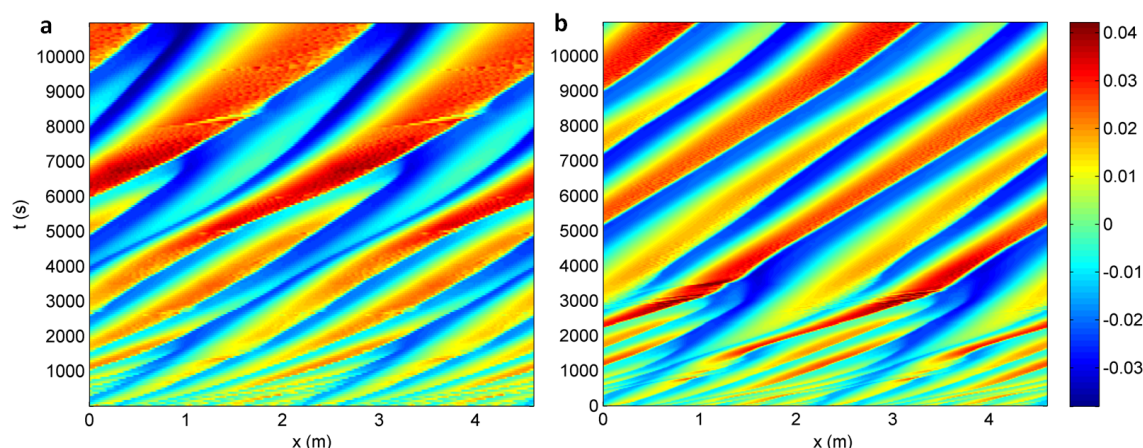


FIGURE 4.26 – Évolution temporelle du fond dans le cas d'un flux de sédiments avec charriage et en suspension (a) et avec charriage seul (b). Modélisation du cas expérimental de *Naqshband et al.* (2014a).

4.8 Effets de la recirculation des sédiments

On ne trouve pas dans la littérature d'études spécifiques sur les effets des flux de sédiments adverses dans la zone de recirculation des dunes, et font l'objet de cette section.

Une simulation comparative est réalisée à partir d'un fond plat faiblement perturbé (section 4.4.1) avec et sans recirculation des sédiments⁷. Le domaine est réduit à une longueur de $L = 2.3$ m pour éviter les temps de calculs trop importants. La figure 4.28 montre les résultats de l'évolution temporelle de la hauteur moyenne, $\langle H \rangle$, et de la longueur d'onde moyenne, $\langle \lambda \rangle$, pour le scénario modélisé, R (section 4.3), et pour le même scénario sans recirculation des sédiments, NR. Les courbes montrent que $\langle H \rangle$ et $\langle \lambda \rangle$ sont globalement supérieures dans les premiers temps de l'évolution pour le scénario R. La figure 4.29 montre un focus de l'évolution temporelle du fond pour les scénarios R et NR pour $t < 2000$ s. Les séquences d'appariements sont plus nombreuses dans le cas R, et les formes de fond voient leur nombre diminuer ainsi que

7. Les flux sédimentaires de sens opposé à l'écoulement sont désactivés

4 - Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes hydrauliques

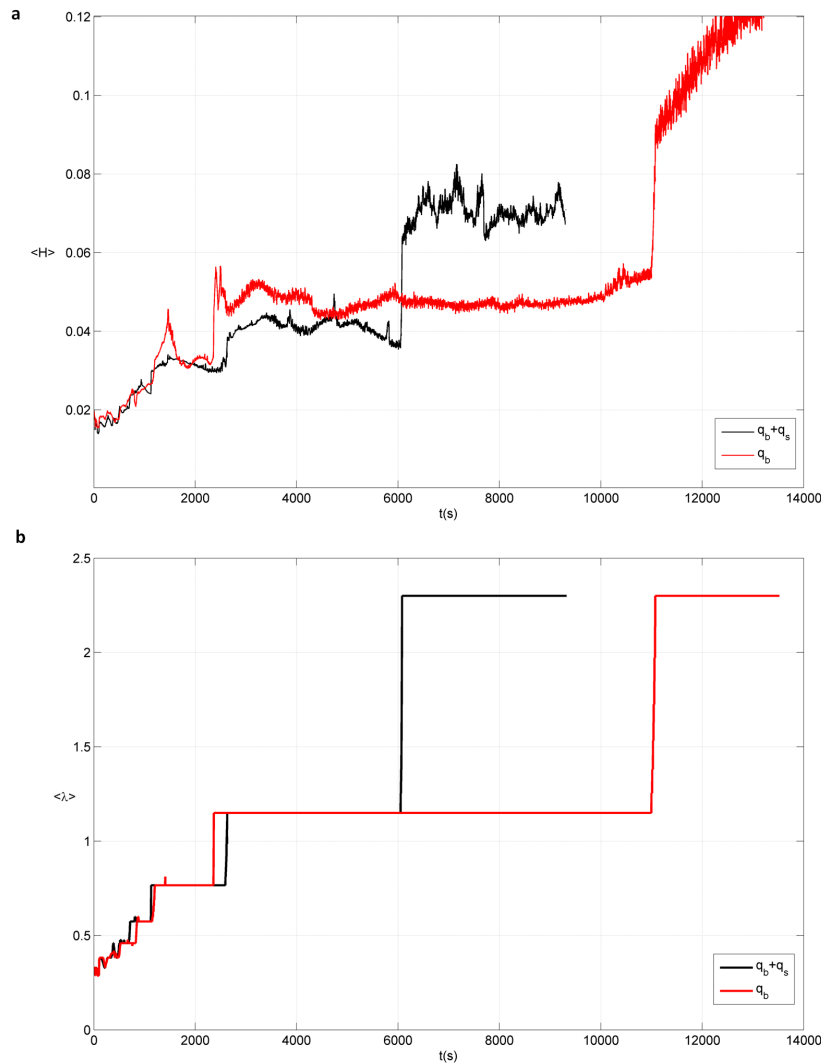


FIGURE 4.27 – Série temporelle de l'évolution de la hauteur moyenne (a) et de la longueur d'onde moyenne des formes de fond (b). La simulation intègre le flux par charriage et en suspension (noir) ou le flux par charriage seul (rouge). Modélisation du cas expérimental de *Naqshband et al.* (2014a).

leur hauteur augmenter plus rapidement que dans le cas NR. Cela est aussi le cas sur la figure de l'évolution jusqu'à $t \simeq 11000$ s, intervalle pour lequel le scénario R atteint un équilibre dynamique, contrairement au scénario NR (figure 4.30). Les résultats montrent également que les courbes de l'évolution de $\langle \lambda \rangle$ et de $\langle H \rangle$ pour le scénario R, pour $t > 7500$ s, et pour le scénario NR, pour $t > 10000$ s, ont une allure similaire. Cela signifie que le scénario NR est en 'retard' de 2500 secondes sur le scénario R. Les hauteurs à l'équilibre sont inférieures de 15% pour le scénario NR. L'évolution plus lente du champ de formes sableuses dans le cas NR est imputable à la non-inclusion des flux adverses de sédiments, qui, bien que d'intensité d'un ordre inférieur aux flux sur le profil amont des dunes, affectent de manière significative l'évolution morphodynamique du fond sur les temps longs. Le champ de dunes arrive à saturation dans le cas NR ce qui permet

de conclure que les flux de sédiments dans la zone de recirculation ne jouent pas de rôle particulier dans la saturation des dunes.

Les figures de l'évolution temporelle du fond en représentation tridimensionnelle avec et sans recirculation des sédiments sont présentées dans l'annexe C.3 sur la période complète de la modélisation.

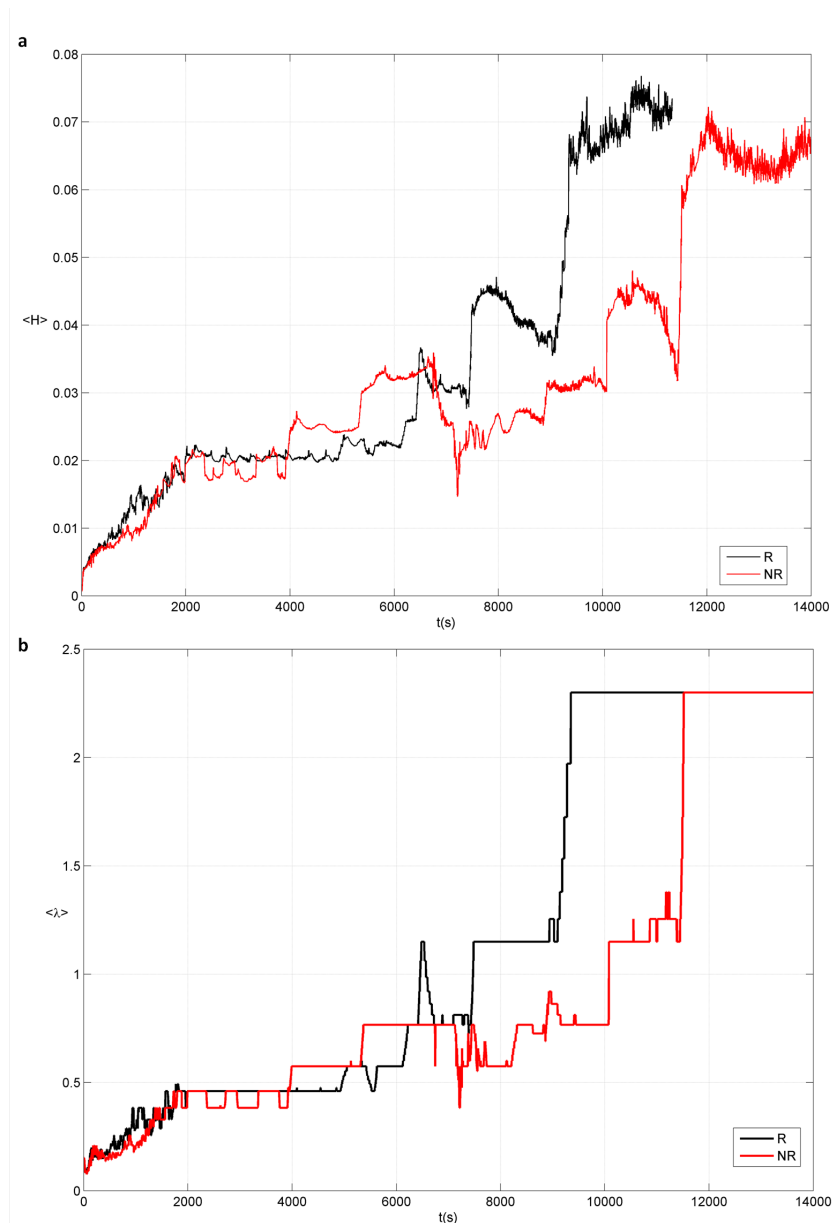


FIGURE 4.28 – Série temporelle de l'évolution de la hauteur moyenne (a) et de la longueur moyenne du champ de formes de fond (b) avec et sans recirculation des sédiments. Modélisation du cas expérimental de *Naqshband et al.* (2014a).

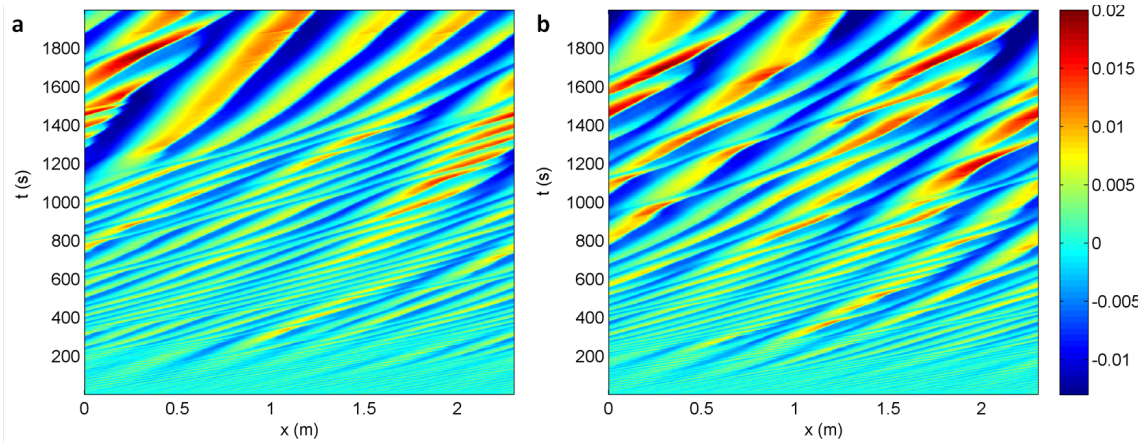


FIGURE 4.29 – Évolution temporelle du fond plat faiblement perturbé pour $0 \text{ s} < t < 2000 \text{ s}$ sans recirculation des flux de sédiments (a) et avec recirculation des flux de sédiments (b). Modélisation du cas expérimental de *Naqshband et al.* (2014a).

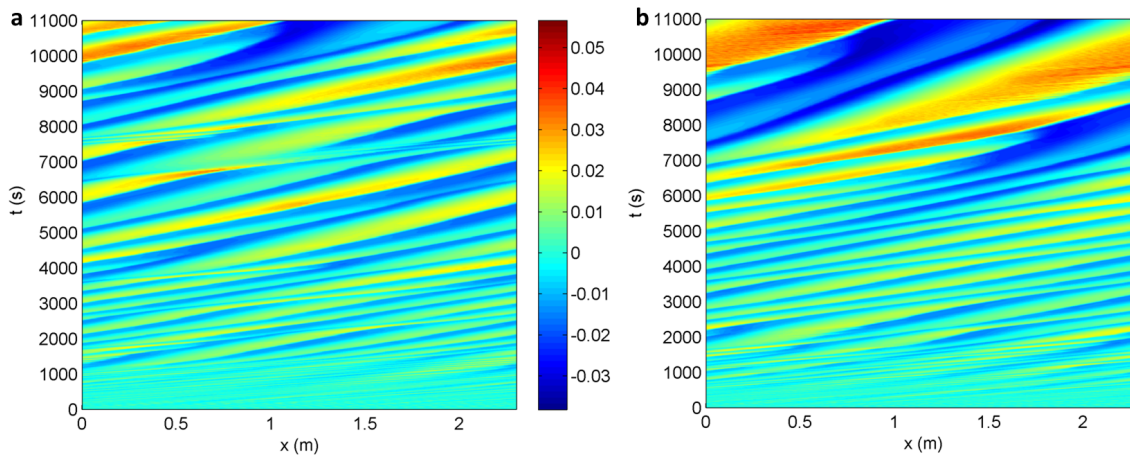


FIGURE 4.30 – Évolution temporelle du fond plat faiblement perturbé pour $0 \text{ s} < t < 11000 \text{ s}$ sans recirculation des flux de sédiments (a) et avec recirculation des flux de sédiments (b). Modélisation du cas expérimental de *Naqshband et al.* (2014a).

4.9 Conclusion

L'utilisation d'un modèle RANS 2DV a permis de simuler les différentes étapes de l'évolution d'un fond faiblement perturbé soumis à un courant stationnaire uniforme jusqu'à l'équilibre. Cet équilibre est caractérisé par l'obtention d'un champ de dunes stationnaire de vitesse de migration constante. Les résultats de la modélisation ont permis d'approfondir et d'apporter de nouvelles connaissances sur les processus physiques conduisant l'évolution morphodynamique des rides et des dunes, jusque là mal compris.

Les chapitres suivants sont consacrés à l'étude des dunes soumises à un courant tidal, d'abord avec l'observation de leur dynamique *in situ*, puis en utilisant le modèle développé pour l'étude des dunes hydrauliques pour reproduire leur évolution morpho-

dynamique.

Chapitre 5

Analyse des connaissances sur les dunes tidales

Les dunes tidales présentent une grande hétérogénéité, liée à la complexité et à la variabilité spatio-temporelle des conditions de forçage, au type et à la quantité de la ressource en sédiment, et à un historique d'évolution. La dynamique des dunes intègre différents types de forçages selon l'échelle de temps considérée, cependant leur migration à long terme et leur asymétrie sont liées aux flux sédimentaires résiduels sur plusieurs cycles de marée. Les flux de sédiment en suspension ont peu été mesurés en milieu naturel et représentent néanmoins une part importante du transport sédimentaire. Les déflexions du courant impactent la dynamique des formes surimposées, dont l'orientation et la migration varient en fonction de leur position sur le profil de la dune principale.

5.1 Régimes hydrosédimentaires

La présence de dunes est conditionnée par un certain nombre de facteurs, dont les plus importants sont la disponibilité de la ressource en sédiment et l'hydrodynamisme (intensité et direction des courants). Dans les embouchures, les baies et les estuaires, les courants tidaux chenalisés par les contraintes géographiques et topographiques conduisent à un hydrodynamisme relativement important, capable de mettre en mouvement les sédiments.

Les études montrent que dans les environnements où les dunes sont présentes, les vitesses des courants sont suffisantes pour permettre le déplacement du sédiment au fond mais aussi assez modérées pour permettre au sédiment de se déposer. Les vitesses adimensionnées sont généralement inférieures à un seuil de valeur $u^*/u_c^* \simeq 3 - 4$ (*Barnard et al.*, 2006 ; *Li et al.*, 2014). Au delà de ces seuils de vitesses, les sables fins à moyens ($d_{50} < 0.5$ mm) sont rejetés en dehors des chenaux et les dunes ne se développent pas. Cela peut être illustré par deux exemples de la littérature, où les dunes ne sont pas présentes, malgré des stocks de sédiment importants dans les zones adjacentes :

C'est le cas du chenal du Golden Gate, où les vitesses de flot et de jusant atteignent 2.5 m.s^{-1} , ce qui correspond à une vitesse de cisaillement adimensionnée de $u^*/u_c^* \simeq 5^1$. De même, dans l'embouchure de Minas, au Canada, les vitesses de cisaillement adimensionnées moyennes sont de $u^*/u_c^* \simeq 5^2$ avec des vitesses maximales autour de $u^*/u_c^* \simeq 7$. Dans les deux cas de figures précédents, les dunes se trouvent plus en dehors du chenal là où les vitesses de cisaillement adimensionnées sont inférieures à $u^*/u_c^* \sim 3$. Ce seuil est en accord avec celui identifié lors de l'étude des dunes hydrauliques. *Tjerry et Fredsæ* (2005) montrent par exemple que le transport en suspension entraîne une diminution importante des hauteurs de dunes à partir d'un seuil de $u^*/u_c \simeq 3^3$ (section 2.3).

On peut conduire le même type de raisonnement en appliquant la relation de *Ferguson et Church* (2004) pour la vitesse de chute des sédiments (équation 1.5). Dans le cas de la passe du Golden Gate, les vitesses de cisaillement adimensionnées par la vitesse de chute au flot et au jusant prennent des valeurs autour de $u^*/w_s \simeq 2^4$. Cela est en accord avec les résultats expérimentaux de *Naqshband et al.* (2014b), pour lesquels le seuil à partir duquel la hauteur des dunes diminue fortement est situé autour de $u^*/w_s \simeq 2 - 3$, en fonction de la valeur du nombre de Froude (figure 2.11).

En un lieu donné, et en fonction de la taille du sédiment et de l'intensité des courants de marée, la vitesse de cisaillement adimensionnée représente un critère simple d'existence d'un champ de dunes en milieu marin. Au delà des seuils de vitesses évoqués, il est possible d'observer des bancs, des dunes et des rides de graviers (*Li et al.*, 2014 ; *Vershinin et al.*, 2013).

5.2 Morphologie et facteurs de variabilité

Les relations entre les dunes et les variables de contrôle environnementales obtenues en laboratoire, dans des conditions d'écoulement stationnaires, sont difficilement applicables pour le milieu naturel (*Best*, 2005). En milieu côtier, il existe une variabilité temporelle et spatiale du forçage hydrodynamique pouvant engendrer des formes de fond très diverses. Le type de substrat et la ressource en sédiment mobilisable sont d'autres facteurs déterminants.

1. $u^* = 0.07 \text{ m.s}^{-1}$, en considérant une profondeur moyenne de 100 m, un sédiment de diamètre moyen $d_{50} = 0.25 \text{ mm}$ (*Barnard et al.*, 2006), et en appliquant un profil de vitesse logarithmique.

2. $u^* = 0.1 \text{ m.s}^{-1}$, en considérant une profondeur moyenne de 170 m, une vitesse moyenne maximale de 5 m.s^{-1} , et un sédiment de diamètre moyen $d_{50} = 0.8 \text{ mm}$ (*Li et al.*, 2014).

3. Ou $\frac{\theta}{\theta_c} \simeq 8 - 10$.

4. $w_s \simeq 0.032 \text{ m.s}^{-1}$ pour $d_{50} = 0.25 \text{ mm}$.

5.2.1 Typologie morphologique

La diversité des formes de dunes ainsi que leur nombre sont déterminés par la distribution spatiale de l'intensité et de la direction des courants de marée, et des types de substrats rencontrés (*Todd et al.*, 2014). Les crêtes présentent différents degrés de sinuosité, avec parfois des discontinuités et des bifurcations de crête (*Shugar et al.*, 2010). Dans les chenaux tidaux, les dunes ont des crêtes incurvées (*Ernstsen et al.*, 2006), peuvent être asymétriques ou symétriques, en fonction de la zone où elles sont situées au sein du chenal (*Cuadrado et Gómez*, 2011). Les observations montrent que les dunes peuvent présenter un front aussi bien concave que convexe (*Parsons et al.*, 2005). Les dunes présentes dans des zones riches en sédiments, dans les baies, ou sur les bancs de sable, présentent généralement une sinuosité importante et des bifurcations de crêtes (*Franzetti et al.*, 2013 ; *Todd et al.*, 2014 ; *Li et al.*, 2014). Certains champs de grandes dunes transverses bidimensionnelles à la crête rectiligne et quasi symétriques, détachées de zones riches en sédiments, et migrant sur un substrat grossier, ont été observées. La proximité entre le champ de dunes continu et les dunes discrètes suggère que la ressource en sédiment détermine la transition entre ces deux types de dunes. Les dunes transverses discrètes se développeraient donc sur le même type de substrat pauvre en sédiments que les dunes barkhanes, la sélection de l'une ou l'autre de ces formes de fond étant déterminée par l'intensité des courants résiduels de marée (*Todd*, 2005 ; *Li et al.*, 2014). Les dunes barkhanes s'appariant donnent naissance à des dunes de forme plus linéaire transversalement (*Li et al.*, 2014). On trouve des rubans et plaquages sableux dans des zones contiguës aux champs de dunes barkhanes, où la profondeur est généralement modérée, le milieu pauvre en sédiments, et les courants relativement forts et orientés selon un sens préférentiel le long du cycle de marée (*Barrie et al.*, 2005 ; *Li et al.*, 2014).

Dreano et al. (2010) ont étudié expérimentalement les effets de la disponibilité de la ressource en sédiment dans le développement des formes sableuses pour deux types de taille de grain. Les auteurs montrent que les caractéristiques morphologiques des formes mesurées sont liées à la quantité de sédiment injectée, et mettent en évidence le passage entre un mode de développement lié à la ressource et un mode de développement exclusivement lié à l'intensité du flux de sédiments. Plus le sédiment est grossier, plus les valeurs de la contrainte de cisaillement nécessaires pour atteindre le seuil sont importantes.

D'après *Dreano et al.* (2010), les formes de type barkhane sont obtenues pour le grain le plus fin lorsque la ressource en sédiment est limitée et l'hydrodynamisme important. Les formes linguïdes sont obtenues lorsque les grains sont injectés en grande quantité avec un faible courant, ou pour le grain le plus grossier pour quasiment toutes les configurations, sauf lorsque la ressource est limitée et le courant est faible, ce qui conduit à des formes transverses linéaires (figure 5.1). Bien que générées en condition de courant stationnaire, les formes sableuses obtenues expérimentalement semblent être

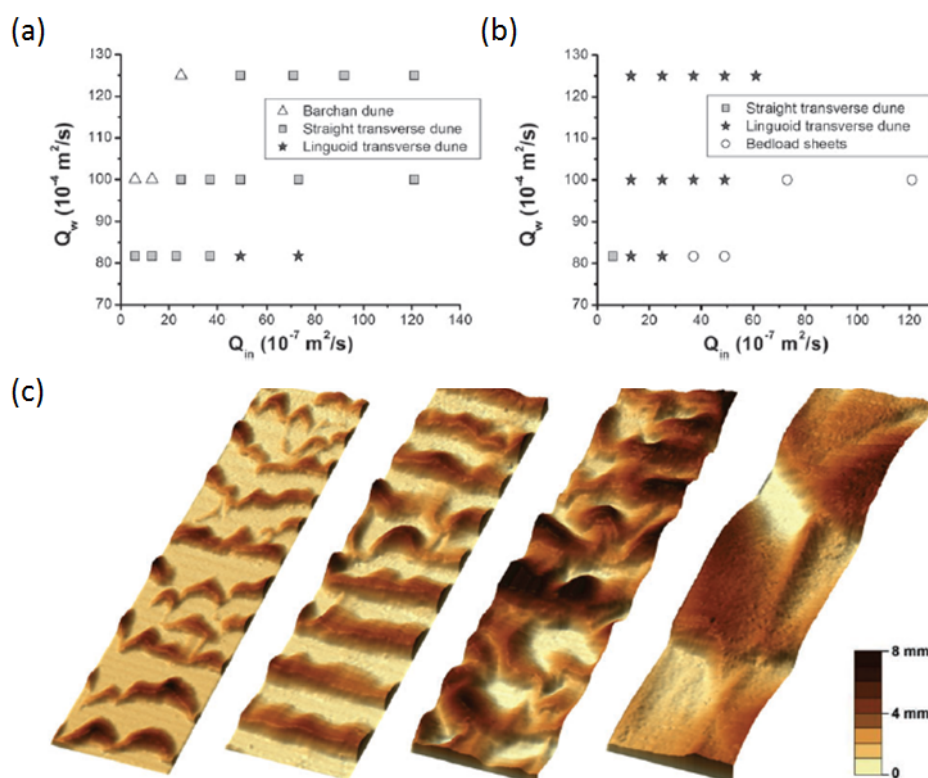


FIGURE 5.1 – Diagramme de phase des types de formes sableuses à l'équilibre en fonction du débit et de la quantité de sédiment injecté. (a) Cas avec $d_{50} = 0.1$ mm, (b) $d_{50} = 0.5$ mm, et (c) morphologie des formes de fond à l'équilibre, respectivement de gauche à droite : dunes barkhanes, dunes transverses rectilignes, dunes transverses linguoïdes et plaquages sableux. Image de *Dreano et al.* (2010)

représentatives de celles observées en milieu naturel.

Le modèle qualitatif établi par *Belderson et al.* (1982) pour les formes sableuses du plateau continental ($D < 200$ m), à partir de données collectées en Manche, dans l'estuaire de Bristol et en mer Celtique pendant plusieurs années, permet de bien rendre compte des transitions entre les types de formes sableuses en fonction de l'hydrodynamisme local et la quantité de sédiment disponible (figure 5.2). Ce modèle pourrait toutefois être complété en y ajoutant une dimension supplémentaire (par exemple selon un axe vertical) afin de représenter les transitions entre les types de formes sableuses avec la variation de la taille du grain (*Dreano et al.*, 2010).

5.2.2 Dimensions et variabilité multifactorielle

Dimensions des dunes tidales Les dunes tidales, comme les dunes hydrauliques, ont des dimensions liées à la profondeur D (chapitre 2). Les longueurs d'ondes sont de quelques dizaines de mètres et les hauteurs de quelques mètres dans les chenaux tidaux de profondeur de l'ordre de la dizaine de mètres (*Thauront, 1995 ; Ernstsens et al., 2006*).

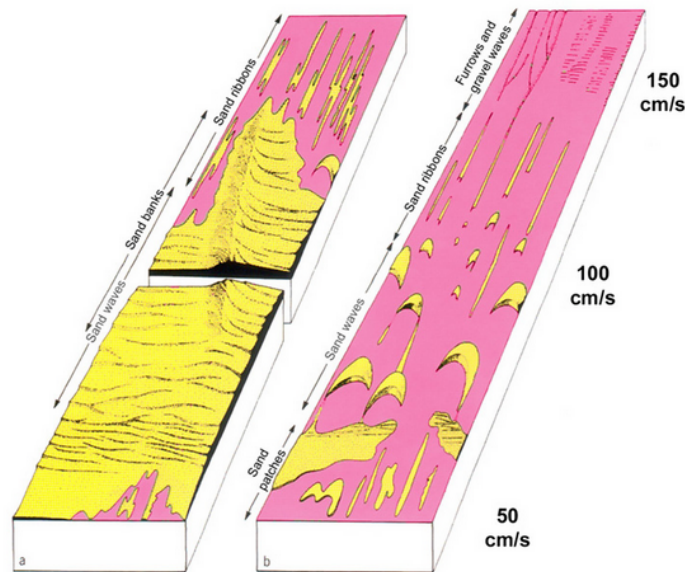


FIGURE 5.2 – Diagramme représentant les différents types de formes sableuses subtidales sur le plateau continental observées par *Belderson et al.* (1982) pour un milieu riche en sédiments (a) et un milieu pauvre en sédiments (b). Image de *Belderson et al.* (1982)

Sur le plateau continental, les longueurs d’ondes mesurent plusieurs centaines de mètres, pour des hauteurs de l’ordre de la dizaine de mètres *Stride* (1982) ; *Le Bot et Trentesaux* (2004). Certaines dunes de plus grandes dimensions, parfois appelées ‘dunes géantes’, ont des hauteurs allant jusqu’à un tiers de la profondeur de la colonne d’eau⁵. *Todd et al.* (2014) observent par exemple une dune transverse isolée de longueur d’onde $\lambda = 1586$ m pour une hauteur de $H = 36$ m par $D = 120$ m de fond. Ces dunes sont constituées de sédiment généralement plus grossier (de l’ordre du millimètre), avec des vitesses de seuil de mise en suspension élevées, ce qui leur permet de croître jusqu’à des hauteurs importantes (*Flemming*, 2000).

En appliquant la formule de *Ferguson et Church* (2004) (équation 1.5), on calcule une vitesse de chute de $w_s \simeq 0.12 \text{ m.s}^{-1}$ pour un diamètre médian du sédiment $d_{50} = 1$ mm. L’équation 1.6 permet de déduire que des vitesses moyennes de $U_0 = 3.2 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 3.9 \text{ m.s}^{-1}$ seraient respectivement nécessaires pour dépasser le seuil de vitesse de chute à des profondeurs de 10 mètres et de 100 mètres. Des dunes constituées de ce type de sédiment pourraient *a priori* se développer dans des environnements très énergétiques, comme ceux rencontrés dans certains chenaux tidaux (section 5.1), sans que le sédiment n’en soit chassé. En outre, en faisant l’analogie avec les dunes hydrauliques, on peut considérer que les hauteurs peuvent atteindre un tiers de la profondeur de la colonne d’eau pour des valeurs du nombre de Shields autour de $\theta \simeq 0.3$ (section

5. Ce type de dune a été observé notamment en mer Celtique, en mer d’Irlande, et en mer du Nord. Voir *Franzetti et al.* (2013) pour une revue des études sur les dunes géantes

2.3). Cela correspond à une vitesse de cisaillement $u^* \simeq 0.07 \text{ m.s}^{-1}$, ou des valeurs de la vitesse moyenne du courant $U_0 = 1.8 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 2.3 \text{ m.s}^{-1}$ respectivement pour des profondeurs de 10 mètres et de 100 mètres. Cela montre qu'il existe un intervalle de vitesses moyennes de l'écoulement pour lesquelles les 'dunes géantes' peuvent exister.

On trouve également des dunes barkhanes de grandes dimensions en milieu tidal, allant de quelques dizaines à plusieurs centaines de mètres de largeur⁶ (*Todd*, 2005 ; *Masson*, 2001).

Variabilité spatio-temporelle La géométrie des dunes dépend de la vitesse moyenne du courant, de la profondeur locale, et de la rugosité du sédiment (*Rubin et McCulloch*, 1980), mais est aussi déterminée par la disponibilité de la ressource en sédiment et les variations spatio-temporelles des conditions des forçages hydrodynamiques. Les dimensions des dunes peuvent varier d'un ou deux ordres de grandeur localement (*Li et al.*, 2014), comme c'est le cas au sein d'un chenal ou d'une baie tidale lorsque la profondeur n'est pas homogène (*Cuadrado et Gómez*, 2011 ; *Barnard et al.*, 2011). En outre, les images des sondeurs multifaisceaux montrent clairement que la hauteur des dunes diminue latéralement au sein d'un chenal, laissant place à des champs de rides à leurs extrémités (*Ernstsen et al.*, 2006 ; *Cuadrado et Gómez*, 2011). Cela peut être interprété comme étant la conséquence d'un courant plus faible ou d'une ressource en sédiment plus rare. On trouve les plus grandes dunes dans les zones où les courants sont les plus chenalisés, et les plus petites dans les zones périphériques du système tidal (*Barnard et al.*, 2012). L'impact du régime hydraulique sur les dimensions des formes sableuses de fond a par exemple été mis en évidence pour des dunes de rivière par *Jerolmack et Mohrig* (2010) dans le Mississippi (figure 5.4). L'adaptation du champ de dunes aux changements de régime hydraulique n'est pas instantanée. *Kostaschuk et Best* (2005) observent que les dimensions des dunes tidales d'estuaire ont un retard de 2 à 3 semaines par rapport aux changements saisonniers des débits fluviaux, illustrant le phénomène d'hystérésis propre à l'évolution morphodynamique des dunes soumises à des régimes hydrauliques variables.

La variabilité spatio-temporelle des caractéristiques géométriques rend difficilement applicables les relations empiriques simples, dérivées par certains auteurs, pour prédire les hauteurs ou les longueurs d'ondes des dunes (*Yalin*, 1985 ; *Flemming*, 2000). Les lois issues de ces analyses sont basées sur des jeux de données restreints et qui de surcroît présentent une dispersion importante autour des droites de régression. *Franzetti et al.* (2013) obtiennent par exemple des relations singulièrement différentes de celles obtenues par *Yalin* (1985) et *Flemming* (2000) pour un champ de dune au large de la Bretagne⁷. Il

6. Distance mesurée entre les 'cornes'.

7. Banc du Four.

n'existe pas de lois universelles pour décrire les dimensions des formes sableuses en milieu naturel. De surcroît, les tempêtes et les houles occasionnent des courants importants qui redistribuent régulièrement le sédiment au fond, annihilant certaines formes sableuses, ou en générant de nouvelles, allant parfois jusqu'à changer la polarité des dunes (section 5.3).

Les caractéristiques géométriques des formes sableuses peuvent être décrites de façon plus statistique, par exemple par classes de hauteurs et de longueurs d'ondes (*Thauront, 1995 ; Todd et al., 2014*). *Todd et al. (2014)* ont par exemple réalisé une étude morphométrique de 915 dunes sur une zone d'étude restreinte en Baie de Fundy⁸, dont les résultats font état d'un large 'spectre' de hauteurs et de longueurs d'ondes (figure 5.3).

Pentes et asymétrie Les dunes en milieu naturel ont généralement des pentes faibles (*Best, 2005*). En milieu tidal, dans les estuaires, les baies et les embouchures, les pentes de profil amont sont de l'ordre de quelques degrés avec des valeurs dans l'intervalle $2^\circ < \alpha < 5^\circ$, et les pentes de front de dune sont généralement inférieures à 20° (*Langhorne, 1982 ; Stride, 1982 ; Thauront, 1995 ; Barnard et al., 2012 ; Bradley et al., 2013*), contrairement aux petites dunes générées dans des chenaux peu profonds (*Bradley et al., 2013*). Cependant, *Belderson et al. (1982)* ont montré, à travers l'étude de plusieurs sites de dépôts fossiles, que certaines dunes présentaient des pentes pouvant atteindre 30° (*Berné, 1991*). Les dunes peuvent présenter des profils très asymétriques, peu asymétriques, ou symétriques, en fonction du régime hydro-météorologique environnant (*Le Bot et Trentesaux, 2004*) et en fonction de leur taille qui les rend plus ou moins sensibles aux forçages (*Barnard et al., 2012*).

5.2.3 Formes surimposées

Caractérisation Les dunes observées en milieu naturel présentent généralement des formes surimposées évoluant sur leur profil (*Rubin et McCulloch, 1980*). Les formes surimposées ont des dimensions géométriques inférieures d'un ou plusieurs ordres de grandeur à la dune principale. Elles peuvent atteindre des longueurs d'ondes de plusieurs mètres et des hauteurs de plusieurs dizaines de centimètres dans les baies et embouchures tidales (*Thauront, 1995 ; Barnard et al., 2011*). Plusieurs échelles de formes surimposées (bimodales, trimodales) peuvent coexister lorsqu'elles atteignent des dimensions suffisantes pour voir se développer d'autres formes sur leurs propres profils (*Knappen et al., 2002*). Elles ne sont pas sensibles au confinement exercé par l'épaisseur de la colonne d'eau et ont de ce fait les caractéristiques dynamiques des rides.

8. Champ de dunes transverses de Margaretsville.

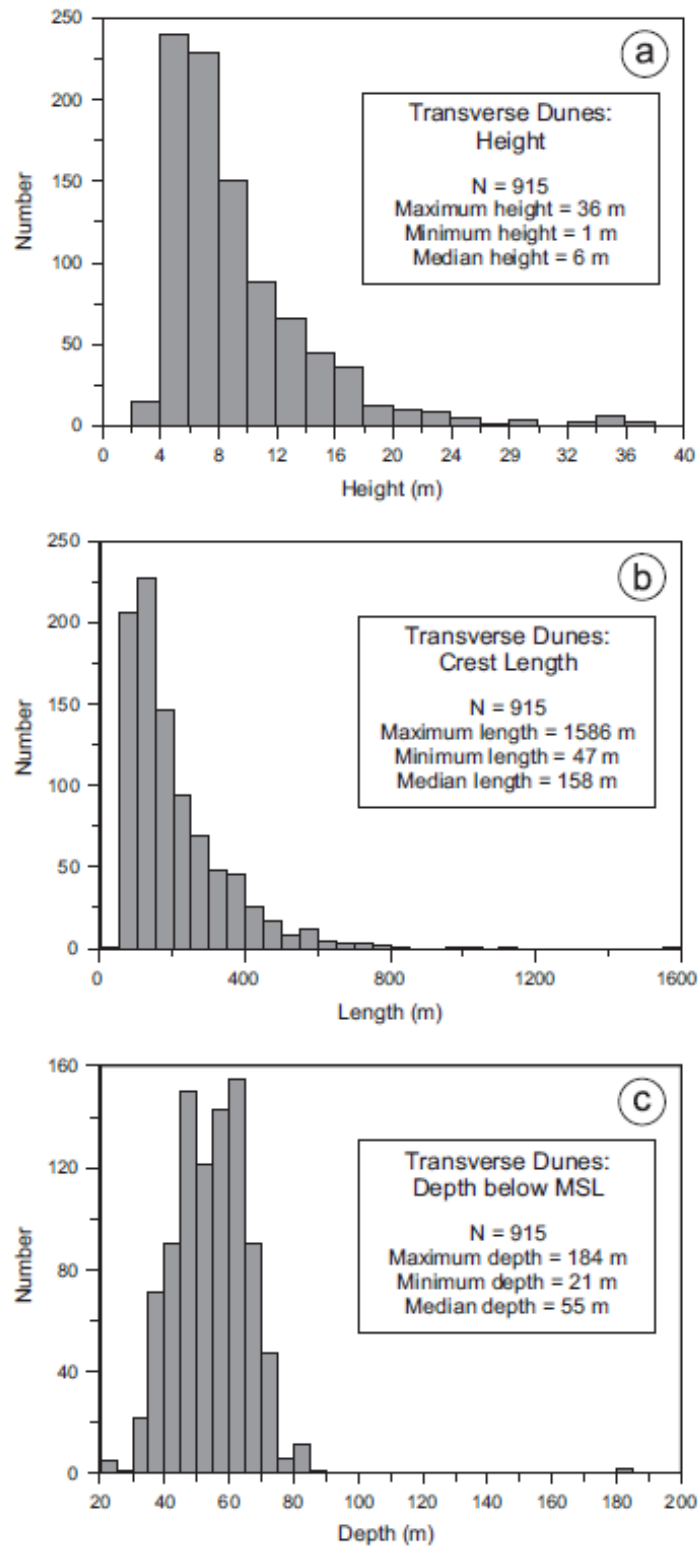


FIGURE 5.3 – Morphométrie des dunes transverses sur l'étendue de la zone d'étude en Baie de Fundy : hauteur (a), longueur d'onde (b) et profondeurs (c). Image de *Todd et al.* (2014).

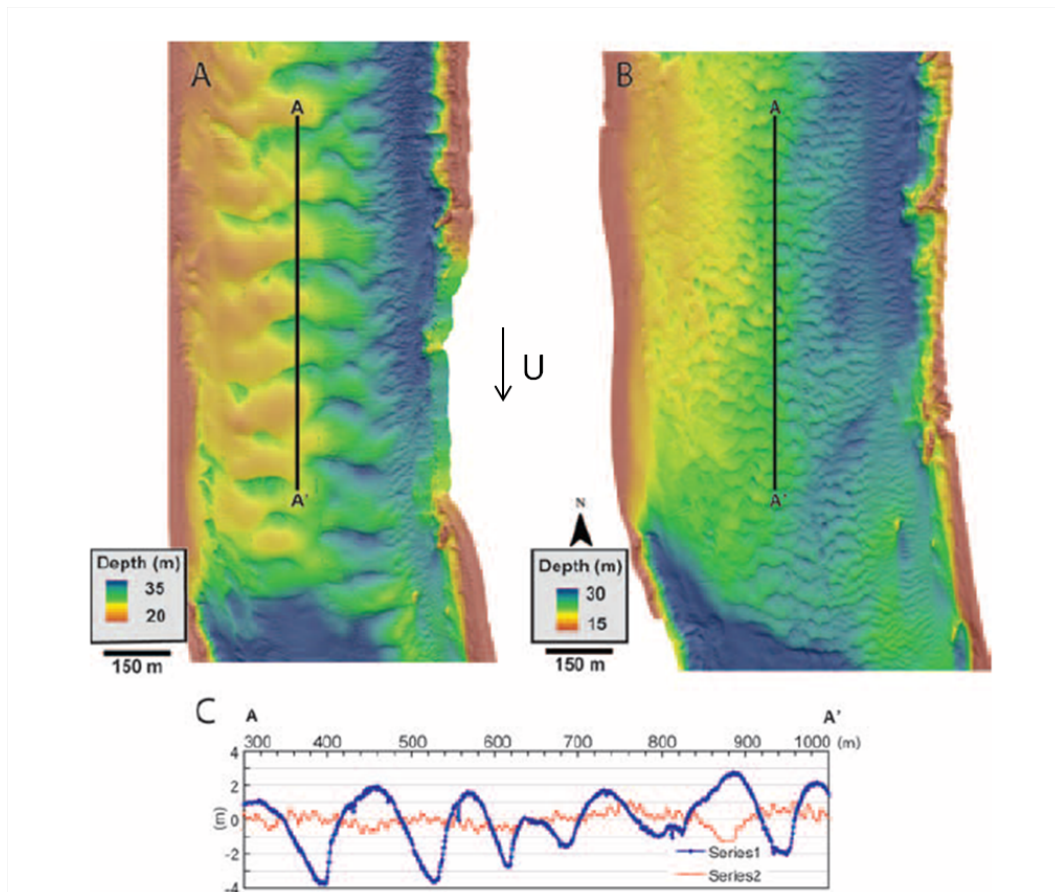


FIGURE 5.4 – Image de la bathymétrie acquise par sondeur multi-faisceaux de la rivière Mississippi, à Audubon Park, en Louisiane. Cas d'un débit élevé (a), cas d'un débit quatre fois plus faible (b), et profil du fond pour les deux cas de figures le long de la section AA't (c). Figure de *Jerolmack et Mohrig* (2010)

Répartition et morphologie La configuration du champ de rides surimposées varie avec leur localisation par rapport à la crête de la dune principale. Les rides situées sur le profil amont de la dune présentent généralement des crêtes perpendiculaires ou faiblement inclinées vis-à-vis de l'axe principal de la dune (*Knappen et al.*, 2002 ; *Barnard et al.*, 2011 ; *Cuadrado et Gómez*, 2011). *Cuadrado et Gómez* (2011) observent par exemple que les rides surimposées présentent une légère déflexion avec l'axe du chenal, lorsqu'elles sont situées entre des crêtes de dunes rapprochées, alors que les rides situées entre des crêtes de dunes plus éloignées sont en général alignées avec l'axe du chenal. Les formes surimposées peuvent se former sur le profil amont de la dune à une distance variable en fonction de l'intensité des courants de cisaillement. *Allen et Friend* (1976) ont observé des formes surimposées qui se formaient à une distance moyenne de la crête d'un quart à un tiers de la longueur d'onde sur le profil amont d'une dune en mer du Nord britannique, sur trois cycles complets de marée de vives-eaux à mortes-eaux. Les formes surimposées ont généralement un aspect bidimensionnel (*Barnard et al.*, 2011 ; *Cuadrado et Gómez*, 2011), mais peuvent présenter des sinuosités de crêtes lorsque le forçage augmente lors des cycles de vives eaux (*Allen et Friend*, 1976 ; *Thauront*, 1995 ; *Barnard et al.*, 2011). Les rides situées sur la pente du front de dune et dans les creux sont disposées de façon plus complexe. Les observations montrent que l'orientation des crêtes des rides forme des angles de plusieurs dizaines de degrés par rapport à l'orientation des dunes, allant jusqu'à être perpendiculaires à la crête (*Dalrymple et Rhodes*, 1995 ; *Ernstsen et al.*, 2005 ; *Li et al.*, 2014)). *Li et al.* (2014) observent une rotation de la migration des rides dans le sens anti-horaire en direction de la crête. Les différences d'orientation entre les rides situées dans les creux ou plus proches des crêtes est le signe de la variabilité de la direction des courants de marée lié au forçage topographique dans le bas de la couche limite (*Terwindt*, 1971). Cela est en grande partie lié au caractère tri-dimensionnel des dunes.

Il existe également des dunes dépourvues de structures surimposées, comme par exemple les dunes transverses de la baie de Fundy au Canada (*Todd et al.*, 2014). Ces dunes évoluent sur un substrat pauvre en sédiments, et sont détachées d'un champ de dunes qui comportent des formes surimposées. Cette observation permet de formuler l'hypothèse de l'existence d'un lien entre la présence des formes surimposées et l'interaction entre les profils des dunes regroupées au sein d'un champ de dunes.

5.3 Dynamique des formes transverses tidales

5.3.1 Dynamique des dunes

Il est possible d'étudier la dynamique des dunes relativement à différentes échelles temporelles, qui vont intégrer différents types de forçages, comme les marées, les tempêtes ou les houles. Il est admis que la forme et la position des dunes est en équilibre avec les

conditions hydrodynamiques moyennes à long terme (*Langhorne*, 1982).

Migration et polarité La vitesse de migration des dunes est un paramètre important à connaître d'un point de vue opérationnel (section 1.2). Les dunes tidales ont des vitesses de migration de l'ordre de quelques mètres à quelques dizaines de mètres par an dans les baies et chenaux (*Dalrymple et Rhodes*, 1995 ; *Thauront*, 1995 ; *Ernstsen et al.*, 2006 ; *Barnard et al.*, 2012 ; *Franzetti et al.*, 2013 ; *Todd et al.*, 2014). Les vitesses de migration peuvent varier spatialement sur de faibles distances au sein d'une même entité géographique. *Le Bot et al.* (2000) observent dans le détroit du Pas de Calais⁹ des dunes de dimensions homogènes, situées sur une même zone, avec des directions de migration de sens opposé. En faisant l'hypothèse que la variabilité spatio-temporelle des courants résiduels était équivalente à celle des flux sédimentaires, *Idier et al.* (2011) ont montré sur la base d'une campagne de mesure d'un mois¹⁰ et de résultats d'un modèle numérique de marée, que la variabilité spatiale dans la direction de migration à long terme (échelle décennale) pouvait être expliquée par la répartition spatiale des courants résiduels de marée sur la période de mesure. Cela n'est pas le cas pour une période de mesure à l'échelle d'un cycle de marée, pour laquelle les taux nets de migration ne peuvent être extrapolés (*Ernstsen et al.*, 2006). Les dunes dans les chenaux tidaux sont en équilibre avec les conditions hydrauliques sur des cycles de marée vives-eaux mortes-eaux et non pas sur des cycles individuels de marée (*Flemming et Davis*, 1992). L'étude d'*Idier et al.* (2011) a mis en évidence l'impact des tempêtes sur la variabilité temporelle des directions de migration des dunes à moyen terme (échelle annuelle), en particulier en des points où les résiduels de marée étaient faibles. Aussi, les observations montrent dans ces cas de figure que les directions de migration des dunes sont corrélées aux directions de provenance des vents dominants. Les conditions de tempête peuvent éventuellement conduire à un inversement de la polarité des dunes. *Thauront* (1995) a analysé l'évolution de la polarité des dunes du bassin d'Arcachon à partir de données sismiques à très haute résolution et de sonar à balayage latéral sur une durée de 6 ans¹¹. L'étude a mis en évidence deux régimes principaux de direction de migration des dunes. En période automnale ou hivernale, les forts vents d'Ouest renforcent les courants de flot, poussant les dunes à s'orienter vers l'intérieur du bassin d'Arcachon. Au printemps et en été, lorsque les vents sont plus modérés et proviennent de l'Est, les dunes ont préférentiellement une polarité de jusant, en direction de l'extérieur du bassin d'Arcachon. La ligne délimitant les zones où l'on trouve les dunes orientées au jusant et au flot varie saisonnièrement en fonction des paramètres météo-océaniques. Certains auteurs mesurent des vitesses de migration pour des dunes symétriques (*Cuadrado et Gómez*, 2011), ce qui peut s'expliquer par le fait que les dunes, changeant de polarité,

9. Zone 'F'.

10. Zone F, campagne PERMOD.

11. campagnes GEODEP

passent par un stade où le profil devient quasi symétrique.

Dynamique de court terme À l'échelle temporelle du cycle de marée, le profil d'une dune va essentiellement s'adapter aux variations rapides des courants, entre deux étales successives, et aux changements de profondeur liés au marnage local de la marée. Les observations montrent que la crête d'une dune peut se déplacer de plusieurs mètres le long du cycle de marée. *Langhorne* (1982) et *Ernstsen et al.* (2006) mesurent par exemple des longueurs de déplacement des crêtes de 3 mètres pour des dunes tidales situées à une quinzaine de mètres de profondeur, ainsi qu'un déplacement vertical de l'ordre de la dizaine de centimètres. Cela n'est pas le cas pour les creux des dunes où les vitesses des courants sont beaucoup plus faibles (*Ernstsen et al.*, 2006). *Kostaschuk et Best* (2005), *Ernstsen et al.* (2006) et *Lefebvre et al.* (2013) observent que la pente du front d'une dune de jusant s'accroît lors des phases de jusant (jusqu'à 15° à 20°) et qu'une bulle de recirculation peut se former par intermittence en aval de la crête. L'augmentation des jets de turbulence liée à la formation de la bulle de recirculation peut être observée à la surface, avec le développement en taille et en fréquence de marmites ou 'boils' (*Kostaschuk et Best*, 2005). La crête d'une dune orientée au jusant atteint une hauteur minimum à l'étale de la marée descendante, sous l'impulsion de l'accélération des courants qui entraînent l'érosion de la crête; la hauteur de la crête est au contraire maximale à l'étale de flot, avec une pente de front de dune plus faible (*Ernstsen et al.*, 2006). La longueur d'onde de la dune reste stable sur le cycle de marée (*Kostaschuk et Best*, 2005; *Ernstsen et al.*, 2006). Selon *Dalrymple et Rhodes* (1995), la quantité de sédiment nécessaire pour augmenter ou diminuer la hauteur de la dune est moindre comparée à celle nécessaire pour modifier la longueur d'onde. D'autres études montrent un retard dans l'ajustement de la longueur d'onde de la dune relatif au changement de hauteur pour des cycles de marée de vives-eaux mortes-eaux (*Langhorne*, 1982; *Flemming et Davis*, 1992). Pendant un cycle de marée, la migration des dunes est difficilement mesurable. Les quantités de sable déposées sur le front de dune sont faibles (par charriage et en suspension), réparties sur toute la surface du front de dune, et pour partie reprises lors de la bascule des courants dans le sens opposé à la propagation de la dune. Les taux de migration nets à l'échelle du cycle de marée sont d'un ordre inférieur aux déplacements horizontaux de la crête (chapitre 6).

5.3.2 Dynamique des formes surimposées

Les observations montrent que les formes surimposées migrent sur le profil amont alternativement en direction de la crête et dans le sens opposé selon la phase de la marée (*Ernstsen et al.*, 2006). Elles ont généralement des vitesses de migration de l'ordre de la dizaine de centimètres par heure (*Thauront*, 1995; *Knappen et al.*, 2002; *Ernstsen et al.*, 2006). Le renversement de polarité le long d'un cycle de marée a été observé par

plusieurs auteurs pour des formes surimposées de longueurs d'ondes de l'ordre du mètre (*Bastos et al.*, 2004 ; *Hoekstra et al.*, 2004 ; *Ernstsen et al.*, 2006). *Ernstsen et al.* (2006) montrent que des rides situées au pied du front d'une dune orientée au jusant ne se déplacent que très peu pendant la phase de jusant car elles sont masquées par le profil de la dune principale, et ont une direction de migration nette en direction du flot sur le cycle de marée. *Barnard et al.* (2011) mettent en évidence une déflexion importante des courants en aval des crêtes à la bascule entre le jusant et le flot, entraînant une circulation perpendiculaire aux crêtes qui peut expliquer l'orientation des formes surimposées sur la pente du front de dune. *Barnard et al.* (2011) observent que les formes surimposées se dissipent après certaines marées de vive eaux, à partir d'un seuil situé entre 55 cm.s^{-1} et 90 cm.s^{-1} ¹².

5.3.3 Transport sédimentaire

Les dunes tidales, proxy du transport résiduel

Des études récentes, mêlant observations des formes de fond, mesures courantologiques et modélisation ont cherché à relier les directions de migration des dunes avec les champs de transport de sédiment.

Cuadrado et Gómez (2011), en analysant les différentiels bathymétriques à plusieurs mois d'intervalle au sein d'un chenal, montrent que l'asymétrie des dunes est potentiellement corrélée à l'asymétrie entre les courants de marée de flot et de jusant. *Li et al.* (2014) modélisent les courants et les flux sédimentaires¹³ en plusieurs points des crêtes des formes sableuses sur un cycle de marée de vive eaux. Les résultats de la modélisation des courants de marée et du transport sédimentaire concordent avec l'asymétrie des dunes¹⁴. Des résultats comparables de modélisation¹⁵ sont obtenus par *Bastos et al.* (2004), qui montrent que l'asymétrie des rides sur la crête d'un banc de sable sont corrélées avec les champs de transport sédimentaire. *Barnard et al.* (2012) utilisent la morphologie de 45000 formes de fond à partir de 13 campagnes de sondages multifaisceaux comme proxy pour identifier les directions de transport net par charriage à travers l'estuaire de la Baie de San Fransisco et la côte adjacente. Les mesures de l'asymétrie des dunes concordent à hauteur de 76% avec les directions des résiduels annuels de transport modélisés¹⁶. L'asymétrie est plus marquée pour les dunes de grandes longueurs d'ondes, du fait de leur plus faible mobilité. Ces dunes sont en équilibre avec l'hydrodynamique de long terme, et leur asymétrie est représentative des directions de

12. Pour $d_{50} = 0.35 \text{ mm}$, soit au dessus de 5 fois le seuil de mise en mouvement.

13. Modèle tridimensionnel à volumes finis FVCOM de *Chen et al.* (2003) et modèle SEDTRANS de *Lee et Amos* (2001).

14. Banc de sable de Cape Split, et champ de dunes barkhanes de Scots Bay.

15. TELEMAC 2D (*Hervouet* (1991)) et SEDTRANS (*Li et Amos* (1995)).

16. Modèles Delft3D FLOW et SWAN.

transport sédimentaire dominantes (*Barnard et al.*, 2012). Les résultats montrent d'autre part que la direction du transport déduite de l'asymétrie des dunes présente généralement un angle de 15° avec les courants de fond les plus forts. *Knappen et al.* (2002) estiment le transport sédimentaire en se basant sur la formule de *Simons et al.* (1965) qui donne une relation entre le transport et le taux de migration de la forme sableuse via un coefficient de forme C_s ($q = C_s c_e H$). Les auteurs trouvent d'une part des valeurs de transport du même ordre de grandeur entre les dunes et les formes surimposées et d'autre part que les valeurs de transport déduites des taux de migration des dunes sont corrélées avec les valeurs données par un modèle de transport résiduel régional.

Étant donnée la difficulté à déterminer le transport résultant dans les environnements estuariens, il est surprenant de constater que peu de chercheurs aient utilisé les mesures de la dynamique des dunes sur le long terme, pour acquérir des connaissances approfondies sur les champs de transport nets et les conséquences morphologiques qui en découlent (*Masselink et al.*, 2009).

Transport en suspension

Il existe peu d'études *in situ* de la dynamique couplée des dunes et du transport en suspension dans des conditions hydrodynamiques in-stationnaires, et les mécanismes sont mal compris (*Bradley et al.*, 2013). Le transport en suspension joue pourtant un rôle fondamental dans la dynamique des dunes comme cela a été démontré dans le cas des dunes hydrauliques (section 2.2.4). La mesure de la concentration des particules est difficile, *a fortiori* en milieu naturel, où la mesure peut être faussée par la présence de matières en suspension de type plancton, algues, ou diverses sources de pollution. Une difficulté supplémentaire est la capacité à pouvoir détecter l'interface entre le transport par charriage et le transport en suspension, ce qui requiert des techniques avancées de détection récemment implémentées en laboratoire (*Naqshband et al.*, 2014a).

Le transport en suspension peut être estimé à partir de l'intensité de l'écho réfléchi du signal d'un ADCP (*Bradley et al.*, 2013 ; *Kostaschuk et Best*, 2005), ou par des formules empiriques. *Kostaschuk et Best* (2005) montrent à partir des formules de *Van Rijn* que le transport total en suspension est potentiellement supérieur au transport par charriage tout au long d'un cycle de marée, ce qui démontre l'importance du transport en suspension en milieu tidal sous certaines conditions de forçages. Le transport en suspension est maximal autour de la marée basse lorsque les courants, forcés par des profondeurs plus faibles, sont les plus forts (*Kostaschuk et Best*, 2005 ; *Tonnon et al.*, 2007 ; *Bradley et al.*, 2013).

Bradley et al. (2013) démontrent l'importance des événements de mise en suspen-

sion du sédiment en relation avec les structures macro turbulentes de l'écoulement. Les événements de mise en suspension sont plus intenses autour de la marée basse, alors que les courants sont les plus forts au dessus du profil de la dune. Les nuages de particules en suspension se forment au niveau du lit et se développent dans la colonne d'eau en décrivant un angle d'une vingtaine de degrés par rapport à la verticale. Les événements de mise en suspension ont lieu préférentiellement dans la partie basse du profil amont et se développent le long du profil en direction de la crête, ou apparaissent plus rarement immédiatement en aval de la crête. *Shugar et al.* (2010), dans un contexte fluvial, relie également par une analyse d'ondelettes les événements macro-turbulents à l'éjection de sédiment en suspension. *Kostaschuk et al.* (2009) utilisent le même procédé au dessus d'une dune dans le Rio Paraná en Argentine, et ajoutent la mesure par laser LISST¹⁷ des tailles des particules. Les auteurs montrent qu'un tri vertical des particules s'opère lorsqu'elles sont advectées au dessus de la crête de la dune principale, les particules les plus fines se retrouvant plus haut dans la colonne d'eau que les particules plus grossières. Le transport en suspension proche du fond, essentiellement lié aux particules grossières, contribue à la migration de la dune, alors que les particules fines sont déposées au pied de la dune et au delà. Cela explique la répartition granulométrique le long des profils des dunes, observées par exemple dans l'étude de *Le Bot* (2001) dans le détroit du Pas de Calais, où la taille des sédiments augmente en direction de la crête, alors que le sédiment le plus fin se retrouve au pied du front de dune. Le transport en suspension est donc un agent important du tri sédimentaire.

5.4 Modélisation

Deux types de modèles sont généralement utilisés pour l'étude morphodynamique des dunes en milieu tidal, les modèles mathématiques de stabilité (*Hulscher*, 1996b ; *Németh et al.*, 2002 ; *Besio et al.*, 2006) et les modèles numériques morphodynamiques (*Tonnon et al.*, 2007). Les limitations des modèles de stabilité (forme de fond sinusoïdale, hauteur infinitésimale, mode d'atténuation des dunes) ont déjà été évoquées dans le cas des dunes hydrauliques. Ils ne permettent donc pas l'étude de l'évolution morphodynamique des dunes tidales.

Il existe très peu d'exemples de modélisation numérique de la morphodynamique des dunes subtidales dans la littérature. *Tonnon et al.* (2007) utilisent un modèle tridimensionnel¹⁸ pour étudier l'évolution d'une dune artificielle en mer du Nord, sur la côte néerlandaise. Si la simulation permet de reproduire partiellement la tendance de migration de la dune sur quelques années, la modélisation ne reproduit pas la morpho-

17. Laser In Situ Scattering Transmission

18. DELFT3D.

dynamique du profil de dune de façon réaliste (avec notamment la perte de l'asymétrie du profil). *Idier* (2002) réalise une modélisation d'une dune du détroit du Pas de Calais et parvient à stabiliser le profil sur une durée de 15 heures. L'étude met en évidence l'importance du paramètre de rugosité et les effets tridimensionnels sur les déphasages de courant.

La modélisation morphodynamique des dunes tidales demeure un objectif difficile de part la complexité de la phénoménologie mise en jeu et de la diversité des forçages à intégrer dans la modélisation (marée, tempêtes, houles). Elle reste toutefois un outil à privilégier pour comprendre les processus conduisant l'évolution morphodynamique des dunes tidales, dont la formation n'a jamais été observée en milieu naturel, du fait des échelles de temps de génération importantes et de la complexité du milieu.

Chapitre 6

Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d’Arcachon

La propagation de l’onde de marée à travers les passes de l’embouchure du bassin d’Arcachon entraîne des courants importants et fortement chenalisés. Le milieu riche en sédiment et la relative unidirectionnalité de l’écoulement sont propices à l’existence de dunes. Plusieurs campagnes de mesures ont été menées pour étudier la dynamique des dunes intégrée sur différentes échelles de temps. Un ensemble d’instruments de mesures a été déployé pour mesurer la bathymétrie, les champs de courant et le déplacement des formes de fond. Les résultats permettent de mettre en lumière les relations entre hydrodynamique, transport sédimentaire et la dynamique des dunes et des formes surimposées.

6.1 Objectif des mesures

La bathymétrie a été mesurée sur des zones d’extension variable, pour vérifier la présence de dunes, définir une zone d’étude resserrée, et sélectionner une ‘dune de projet’ pour l’étude de la dynamique du profil. La dynamique des dunes a été étudiée à court terme à l’échelle du cycle de marée, à moyen terme sur un cycle complet vives-eaux mortes-eaux, et à plus long terme à l’échelle bimensuelle et annuelle. Les vitesses du courant ont été déterminées sur un cycle de vives-eaux mortes-eaux au dessus de la crête de la dune, et le long du profil à l’échelle du cycle de marée. Les vitesses de cisaillement et les flux sédimentaires ont été déterminés, et reliés aux taux de migration des dunes. La dynamique des formes surimposées a été étudiée sur l’échelle du cycle de marée et du cycle complet de de vives-eaux mortes-eaux.

6.2 Zone d'étude

6.2.1 Situation

Le bassin d'Arcachon, situé sur la côte sud-ouest du littoral français, est une baie tidale qui communique avec l'océan Atlantique par un système de passes large d'environ 3 kilomètres, entre l'extrémité du Cap Ferret, pointe sableuse de 18 km, et la pointe de la Salie. La superficie de la lagune varie de 40 km² pour les basses mers de vives-eaux à 174 km² pour les hautes mers de vives-eaux. Le marnage varie entre 0.8 m pour les marées de mortes eaux et 4.6 m pour les marées de vives-eaux. La morphologie de l'embouchure est complexe et très active du fait des fortes houles de secteur nord ouest de hauteur significative annuelle $H_s = 1.36$ m et de période moyenne autour de 6.5 s (*Butel et al.*, 2002), ainsi que des courants de marée importants, jusqu'à 2 m.s⁻¹ et 1.4 m.s⁻¹ dans les passes nord et sud (*Pedrerros et al.*, 2008). Elle est constituée de deux chenaux principaux et d'un ensemble de bancs de sables, dont les principaux sont le banc d'Arguin, le banc du Toulinguet, et le banc de Bernet. Il existe une variation importante des volumes d'eau oscillants à travers l'embouchure en fonction de la configuration des passes. Le volume du prisme tidal pour une marée moyenne de vives-eaux a été calculé pour la section hydraulique de 1993¹ et équivalait à 347 millions de mètres cubes (*Cayocca*, 2001). Le même calcul en 2009 par *Plus et al.* (2009) aboutissait à une valeur de 492 millions avec un débit moyen transitant par les passes de 30680 m³.s⁻¹². La figure 6.1 présente un assemblage cartographique de la situation du bassin d'Arcachon sur le littoral français.

6.2.2 Choix de la zone d'étude

Les paramètres favorisant l'existence de dunes conditionnent le choix de la zone d'étude (section 5.1). Le milieu doit comporter une ressource importante en sédiment non cohésif et de diamètre modéré. Les courants doivent être relativement unidirectionnels et avoir une intensité suffisante sans néanmoins dépasser le seuil entraînant des conditions de lit plan. Le site est préférentiellement peu anthropisé, stable morphologiquement, et modérément soumis à l'agitation de la houle. La passe sud du bassin d'Arcachon est située en dehors des zones de dragages (figure D.1). Elle est relativement stable morphologiquement par rapport à la passe nord (figure 6.2), et est assez bien protégée de la houle (figure 6.3). En outre, *Thauront* (1995) a montré sur la base de relevés de sonars latéraux la présence de dunes dans les passes de l'embouchure du bassin d'Arcachon (figure 6.4). Ces considérations nous ont amené à sélectionner une zone d'étude centrée sur la passe sud, entre le banc d'Arguin et la dune du Pilat (figure 6.4). La largeur de la passe varie entre 750 mètres et 850 mètres sur la zone d'étude.

1. 16800 m²

2. Simulation avec le modèle hydrodynamique *MARS2D*

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d'Arcachon

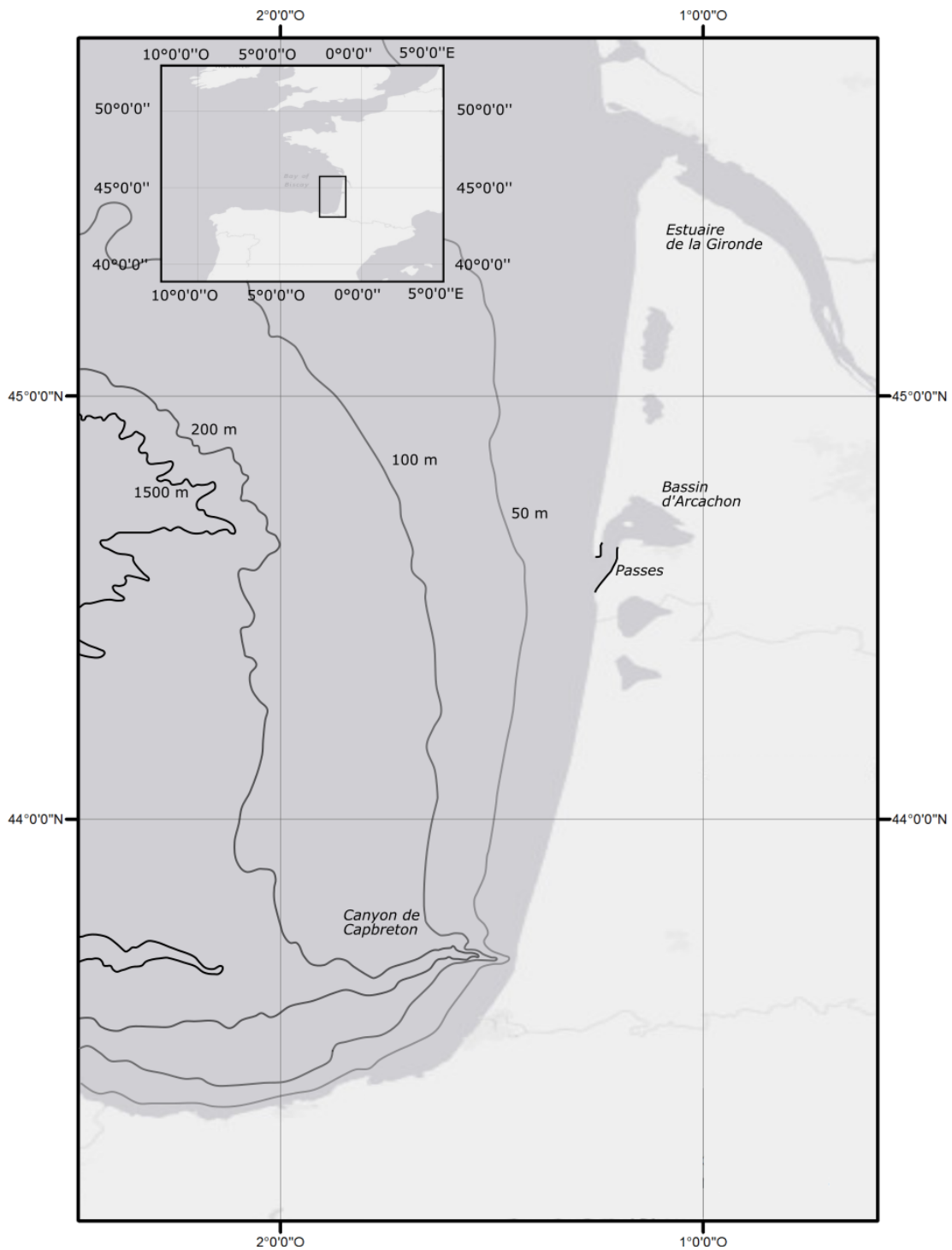


FIGURE 6.1 – Carte du sud ouest de la France montrant la situation du bassin d'Arcachon. Les passes de l'embouchure sont soulignées par un trait noir.

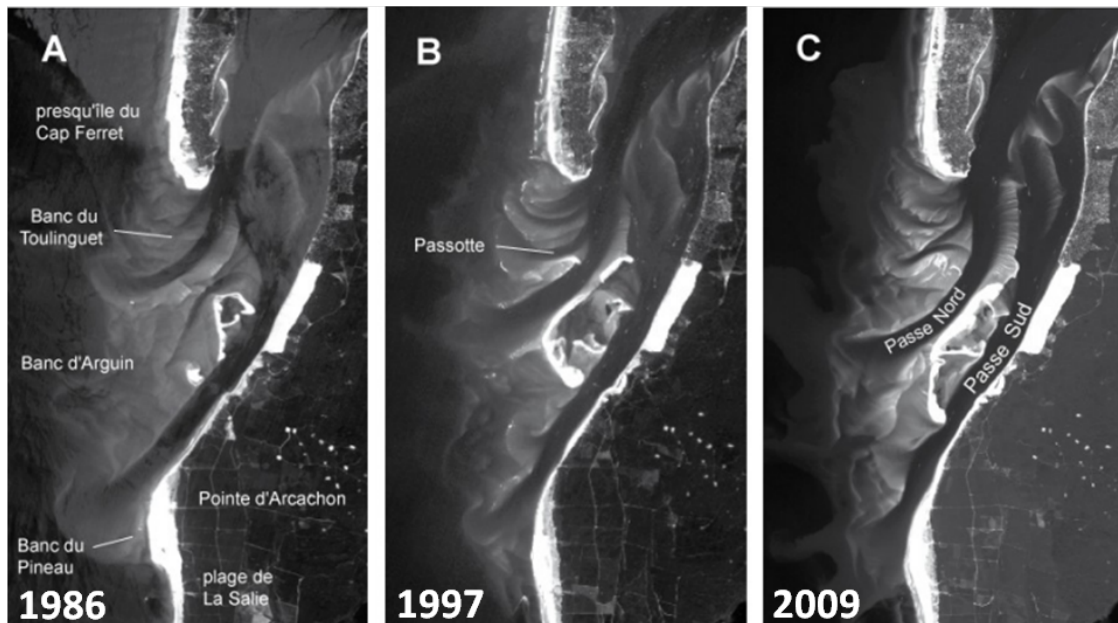


FIGURE 6.2 – Évolution décennale de l'embouchure du bassin d'Arcachon de 1986 à 2009. © CNES - Distribution Spot Image. D'après *Dehouck et al.* (2009).

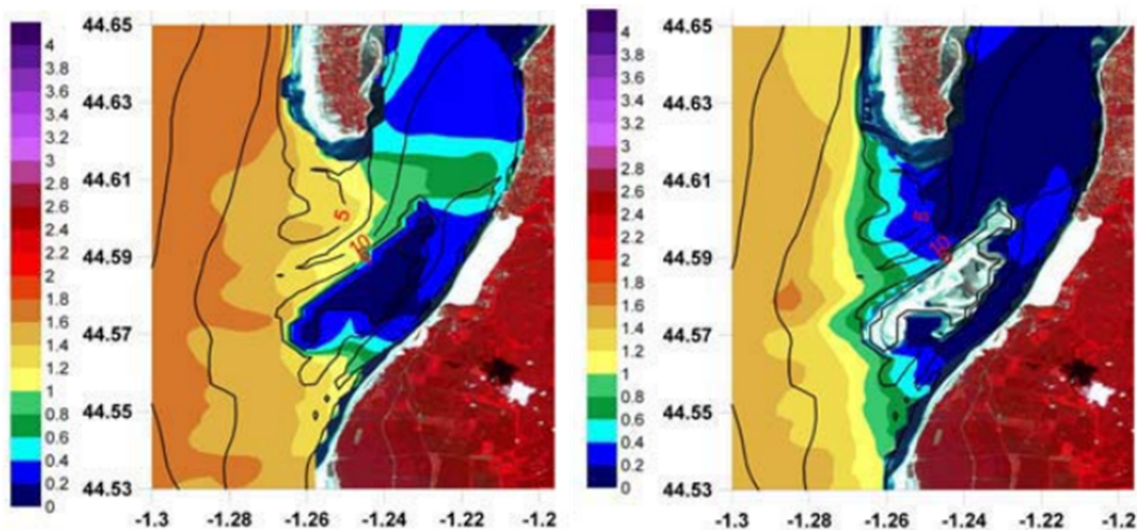


FIGURE 6.3 – Hauteur significative de la houle H_s à l'entrée des passes du Bassin d'Arcachon à marée haute et à marée basse. D'après *Pedreras et al.* (2008).

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d'Arcachon



FIGURE 6.4 – Zone d'étude retenue (frontière noire) et champs de dunes détectés par sonar à balayage latéral dans les passes du bassin d'Arcachon lors de la campagne Geodep de 1992 (Thauront, 1995).

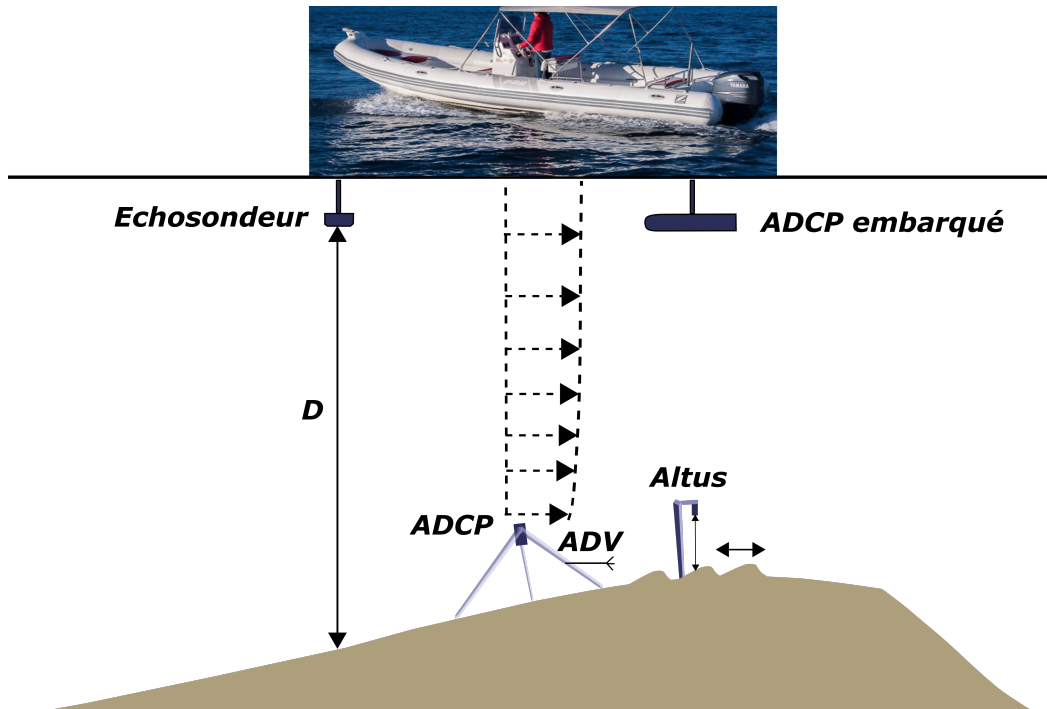


FIGURE 6.5 – Ensemble des instruments déployés pendant les campagnes de mesures.

6.3 Matériel et méthode

Les instruments déployés pour réaliser les mesures sont décrits dans cette section et sont présentés sur la figure 6.5.

6.3.1 Acquisition de la bathymétrie

Écho-sondeur La hauteur d'eau est mesurée à l'aide de l'échosondeur monofaisceaux bi-fréquences (33 et 200 kHz) *ODOM ECHOTRACK CV100* de la société *Teledyne Marine*. Le sondeur opère avec un signal haute fréquence de 200 kHz pour les profondeurs de l'ordre de la dizaine de mètres. La résolution verticale de la mesure est d'environ 0.1% de la profondeur³ lorsque le signal est corrigé de la vitesse du son, soit une résolution de l'ordre du centimètre pour la mesure dans la passe sud du bassin d'Arcachon. La vitesse du son est corrigée à l'aide des profils de température et de salinité (annexe D.2). L'écho-sondeur est relié à une centrale GPS *Leica GS15* avec connexion au réseau *Orphéon*, ce qui permet de se positionner dans le système de coordonnées géographiques *RGF93* pour le système géodésique et *IGN69* pour le système altimétrique, avec une précision centimétrique. Le logiciel embarqué *eCharts* permet de contrôler et d'ajuster la trajectoire du bateau en temps réel autour des transects définis préalablement à la campagne de mesures. Le logiciel hydrographique *HYPACK* développé par *Coastal Oceanographics* permet la préparation, l'enregistrement en temps réel et le traitement des levés bathymétriques (figure D.6 et figure D.7). La fréquence d'échantillonnage est de 20

3. Donnée constructeur.

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d’Arcachon

Hz. La vitesse opérationnelle du bateau autour de 2 noeuds pendant les mesures permet d’obtenir une résolution spatiale de l’ordre de 5 centimètres. Le dispositif expérimental de mesure est présenté sur la figure D.5 en annexes.

Calcul de la profondeur La profondeur ‘basse fréquence’ est la plus à même de pénétrer la surface de la dune et il en résulte un signal plus bruité. Le signal haute fréquence présente un profil plus lisse et donc moins détaillé. On utilise donc la basse fréquence en filtrant *a posteriori* le signal afin de conserver le maximum d’information. Le calcul détaillé de la profondeur est présenté en annexe D.2.

Post-traitement Les séries de données obtenues sont bruitées et comportent des valeurs aberrantes (données en temps non progressives, valeurs de profondeur négatives). Une série de routines est appliquée pour les éliminer. Un filtre passe bande est utilisé pour éliminer les structures non physiques liées à la mesure. Un critère de pente est appliqué pour lisser les pentes au dessus de l’angle de stabilité du sédiment.

6.3.2 Mesure du champ des vitesses

ADCP Les vitesses des courants le long de la colonne d’eau sont mesurées par un profileur de courant ADCP⁴ *Workhorse Sentinel* de la société *RD Instruments*. Le principe de fonctionnement de l’ADCP est décrit en annexe D.2. L’instrument a une portée de 20 mètres pour un nombre maximal de 128 cellules (ou ‘BINS’). La résolution verticale est de 0.5 mètres pour les mesures effectuées dans le cadre de la campagne sur plusieurs cycles de marées (section 6.3.4). La précision est de 0.3% la vitesse totale soit de l’ordre de quelques millimètres par seconde pour les vitesses mesurées dans la passe sud. L’ADCP utilise une fréquence sonore de 1200 kHz. 12 ensembles de mesures sont effectuées par heure, soit un ensemble de mesures toutes les 5 minutes. Pour chaque ensemble, 60 signaux sont émis et la vitesse moyenne est calculée. Un capteur piézométrique permet de mesurer la profondeur au dessus de l’ADCP en temps réel. Le logiciel *WinADCP* est utilisé pour extraire les mesures. L’ADCP est placé sur une structure pyramidale à trois pieds, arrimée à une bouée pour la récupération (figures D.8, D.9, et D.10). L’ADCP se trouve à une distance de 1.05 m du fond. La première cellule étant située à 0.83 m de l’ADCP, la première cellule mesurée est située à 1.88 m du fond.

ADV La mesure du profil vertical des vitesses est complétée au fond par l’utilisation d’un courantomètre Advanced Doppler Velocimeter à tête rigide (ADV) de la société *VECTOR-NORTEK*. L’ADV effectue la mesure à 15 cm de l’émetteur d’un cube d’environ 15 mm d’arête. L’appareil est capable de mesurer des vitesses d’intensité maximale de 4 m.s^{-1} en trois dimensions. La précision de la mesure est de l’ordre de 1 mm.s^{-1} .

4. Acoustic Doppler Current Profiler

L'ADV est placé sur la même structure que l'ADCP, à 0.79 m du fond (figure D.9). Une mesure est effectuée toutes les 10 minutes, d'une durée de 2 minutes, à la fréquence d'échantillonnage de 8 Hz⁵.

ADCP embarqué Un deuxième ADCP embarqué sur le bateau est utilisé ponctuellement pour mesurer la vitesse le long des transects des dunes. L'ADCP utilisé est un *RDI Rio Grande* et utilise une fréquence de 600 kHz. L'appareil mesure à une cadence de 1 Hz avec des cellules de 50 cm de hauteur, et effectue une correction de la vitesse par rapport au fond (bottom tracking). L'acquisition est réalisée en temps réel sur le bateau avec le logiciel *WmDas*. L'ADCP est fixé à une 'torpille' et tracté à partir du bateau le long des transects de mesure (figure D.11). La précision est de 0.3% de la vitesse totale (vitesse du courant et du bateau additionnées) soit de l'ordre de quelques millimètres par seconde pour les vitesses opérationnelles lors des manipulations.

Post-traitement L'ADCP intercepte généralement des réflexions d'écho tardivement ce qui conduit l'appareil à les interpréter comme de la profondeur additionnelle. Ces données sont filtrées grâce à la profondeur réelle mesurée par l'ADCP. Les autres données des cellules non valides sont retirées (valeurs négatives, valeur aberrantes). Les données sont moyennées sur les 960 valeurs de 'bursts' pour chaque ensemble de mesures.

6.3.3 Détection des structures surimposées

Dans le cadre de cette thèse, une méthodologie innovante a été mise en place pour mesurer les formes surimposées sur les profils des dunes.

ALTUS Un altimètre *ALTUS* de la société *NKE* a été déployé sur le profil d'une dune pour étudier la mobilité du fond (figure D.12). Ce type d'appareil est habituellement utilisé pour mesurer les taux d'érosion ou de sédimentation du fond en milieu côtier ou estuarien. L'ALTUS est un altimètre à ultrasons, et fonctionne sur le même principe qu'un écho-sondeur avec une fréquence d'émission acoustique de 2 MHz. Le dispositif comprend un module⁶ conçu pour être enfoui jusqu'à l'affleurement dans le sédiment et un transducteur monté sur un support. Il permet la mesure d'une distance allant de 0.2 à 2 m, avec une résolution de 2 mm dans l'intervalle de mesure compris entre 0.2 et 0.7 m. L'ALTUS est attaché sur une vrille en inox vissée au fond sur une hauteur d'un demi mètre, et arrimée à une bouée de récupération par un système de bout lesté (figure D.13). La hauteur prévue de la tête de l'appareil est de 0.6 m par rapport au fond. La configuration et l'exploitation des résultats est réalisée avec le logiciel *Winmemo II*.

5. Intervalle de burst de 600 s avec 960 mesures par burst.

6. incluant énergie, électronique, stockage et un capteur de pression

6.3.4 Campagnes de mesures

Un total de onze campagnes de mesures ont été menées et sont détaillées dans cette section. La table 6.1 dresse l’inventaire des campagnes de mesures.

Les trois campagnes préliminaires réalisées le 22 Avril 2013, le 12 Juin 2013, et le 19 Juin 2013 ont permis de tester et d’optimiser le protocole expérimental (réglage du sondeur, vitesse du bateau, points de mesures de référence, distance entre les profils). Les mesures sont effectuées respectivement pour trois transects (’3T’, table 6.1), une grande partie de la passe sud avec un espacement de 100 mètres entre les transects (’ZP’), et une zone resserrée (’ZR1’) avec un espacement de 50 mètres entre les transects. Les figures D.14, D.14 et D.15, en annexes, présentent l’extension des zones relevées. Les mesures préliminaires ont permis la détection de structures ’rythmiques’ au fond. La comparaison de leurs caractéristiques avec les données de la littérature (*Flemming et Davis, 1992 ; Tjerry et Fredsø, 2005*) a confirmé qu’il s’agissait de dunes.

Les campagnes du 08 Juillet et du 29 Août 2013 ont permis de réaliser des bathymétries avec un espacement de 20 mètres entre les transects, sur une zone centrée sur la passe sud entre le banc d’Arguin et la dune du Pilat (’ZR2’), d’une part, et sur deux champs de dunes (’Z1’ et ’Z2’) pour y sélectionner une ’dune de projet’, d’autre part. Les zones de recherches d’un profil sont situées dans le milieu du chenal et comportent des dunes bien développées, sans bifurcations de crêtes, et relativement bidimensionnelles. La figure D.16, en annexe, et la figure 6.6 présentent les transects parcourus le 08 Juillet et la bathymétrie obtenue à partir des mesures par interpolation bilinéaire. La ’dune de projet’ a été retenue sur la zone Z1 (figure 6.6). Le profil de dune sélectionné a une longueur d’onde de 70 mètres pour une hauteur moyenne de 2 mètres, la crête est faiblement sinueuse et des structures surimposées sont présentes sur le profil.

Les campagnes du 06 Septembre du 2013 et du 06 Juin 2014 ont été destinées à placer les instruments sur le profil de dunes. Les courants ont été mesurés le long du profil de la dune de projet pour les cycles de marée moyenne du 24 Septembre 2013 et de vives-eaux du 13 Juin 2014, ainsi que pendant le cycle complet de vives-eaux mortes au dessus du profil de la dune entre le 12 Juin et le 30 Juin 2014.

Une dernière campagne de mesure le 01 Juillet 2014 permet de mesurer les taux de migration annuels du profil de la dune.

Date début	Date fin	Coef	HM	BM	Début	Fin	Mes.	Ext.
22/04/2013	22/04/2013	63	15h41	21h51	15h12	16h55	z	3 T
12/06/2013	12/06/2013	73	8h09	14h22	12h02	15h36	z	ZP
19/06/2013	19/06/2013	57	14h17	07h56	13h53	15h50	z	ZR1
08/07/2013	08/07/2013	75	12h18	17h20	13h19	17h48	z	ZR2
29/08/2013	29/08/2013	35	11h58	18h05	12h49	16h16	z	Z1+Z2
06/09/2013	06/09/2013	92	12h39	18h39	11h40	15h09	z	Z1
24/09/2013	24/09/2013	75	08h43	15h09	12h02	16h29	z,u	DP
06/06/2014	06/06/2014	42	11h58	17h58	11h39	12h53	z	Z1
13/06/2014	13/06/2014	93	06h01	12h15	07h27	12h16	z,u	DP
01/07/2014	01/07/2014	73	08h21	14h35	11h47	13h36	z	Z1
12/06/2014	30/06/2014	57-100	xx	xx	xx	xx	z,u	CD

TABLE 6.1 – Table des campagnes de mesures menées dans la passe sud du bassin d'Arcachon. Coef : coefficient de la marée, HM : haute mer, BM : basse mer., Mes : mesure effectuée, Ext : extension de la zone couverte par la mesure, 'z' : mesure de la profondeur, 'u' : mesure du champ des vitesses du courant, 3 T : trois transects, ZP : zone passe sud, DP : dune de projet, CD : crête de la dune.

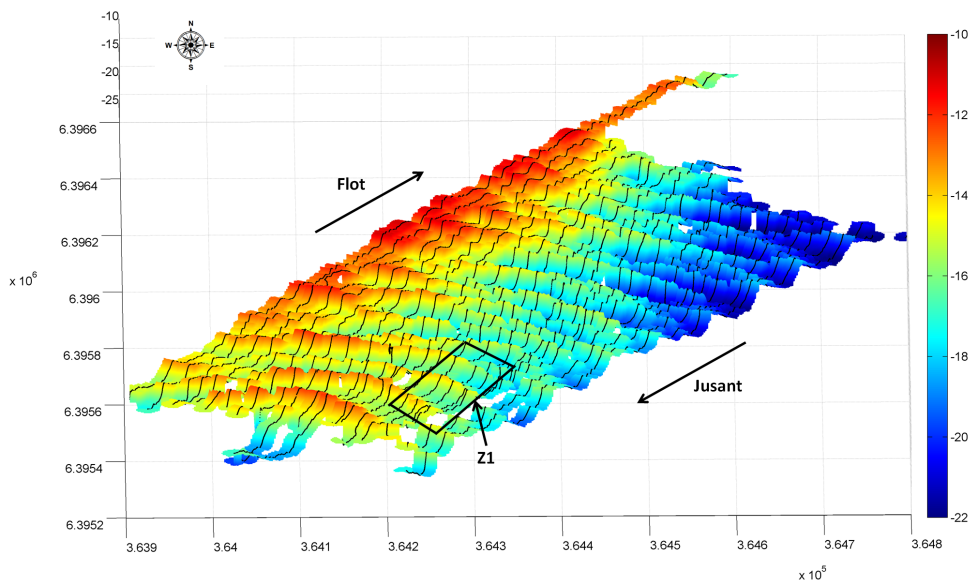


FIGURE 6.6 – Bathymétrie du 08 Juillet 2013 interpolée à partir des mesures par écho-sondeur.

6.4 Caractérisation du fond

6.4.1 Bathymétrie

Les mesures réalisées lors des trois campagnes réalisées entre le 22 Avril et le 08 Juillet 2013 sont combinées pour réaliser une bathymétrie de la zone d’étude élargie (figure 6.7). La bathymétrie interpolée laisse apparaître un large champ de dunes qui s’étend sur une grande partie de la surface de la zone couverte par les mesures. Les zones où les levés ont un espacement plus important ne laissent pas apparaître les formes de fond. Les dunes ont des profils asymétriques orientés vers l’extérieur de la passe, dans le sens du jusant. Les crêtes présentent un gradient de hauteur entre le milieu du chenal, où elles sont plus hautes, et les bords du chenal. La position des crêtes est plus avancée aux extrémités du chenal que dans la partie centrale, ce qui peut être dû à des vitesses de migration plus importantes (figure A.2). Les crêtes sont généralement sinueuses dans les parties nord et centrale du champ de dunes, alors que les dernières dunes situées au sud de la zone présentent une morphologie à tendance barkhanoïde. Cela est probablement la signature d’un milieu relativement plus pauvre en sédiments (section 5.2.1). En outre, les levés bathymétriques, bien que de faible résolution au sud de la dernière dune, semblent indiquer une augmentation soudaine de la profondeur (figures 6.6 et 6.7). Enfin, lors des campagnes de mesures, pendant les phases de fort courant, l’aspect visuel du plan d’eau présentait une démarcation nette entre une zone de faible agitation, au sud de la position de la dernière dune, et d’agitation modérée, au nord de cette limite. Tous ces éléments semblent indiquer que le champ de dunes a une extension limitée, dont l’extrémité est marquée par la présence d’une dune à tendance barkhanoïde de grande taille. Les mêmes observations ont été établies par d’autres auteurs à la transition entre un milieu riche en sédiment, où la morphologie des dunes est plus complexe, et un milieu pauvre en sédiment, où les dunes détachées, plus isolées, ont des profils plus réguliers (section 5.2.1).

6.4.2 Typologie des formes de fond

Analyse spectrale Une analyse spectrale est menée pour déterminer les principaux modes des formes de fond. Les données bathymétriques de la campagne du 08 Juillet 2013 sont utilisées. Seuls les transects parallèles au chenal sont considérés. Les formes perpendiculaires aux crêtes, si elles existent, ne sont pas prises en compte (figure 6.8). Afin d’éliminer les variations de basse fréquence de la bathymétrie, en partie dues aux variations de la pente du chenal, on retire à la courbe de la profondeur de chaque transect sa valeur de régression polynomiale (figure 6.9). L’analyse de Fourier est d’abord réalisée sur chaque transect individuellement, puis les spectres sont assemblés pour obtenir un spectre ‘moyen’ de la zone d’étude. Les résultats sont présentés sur les figures 6.10 et 6.11 pour l’ensemble des spectres et pour le spectre moyen.

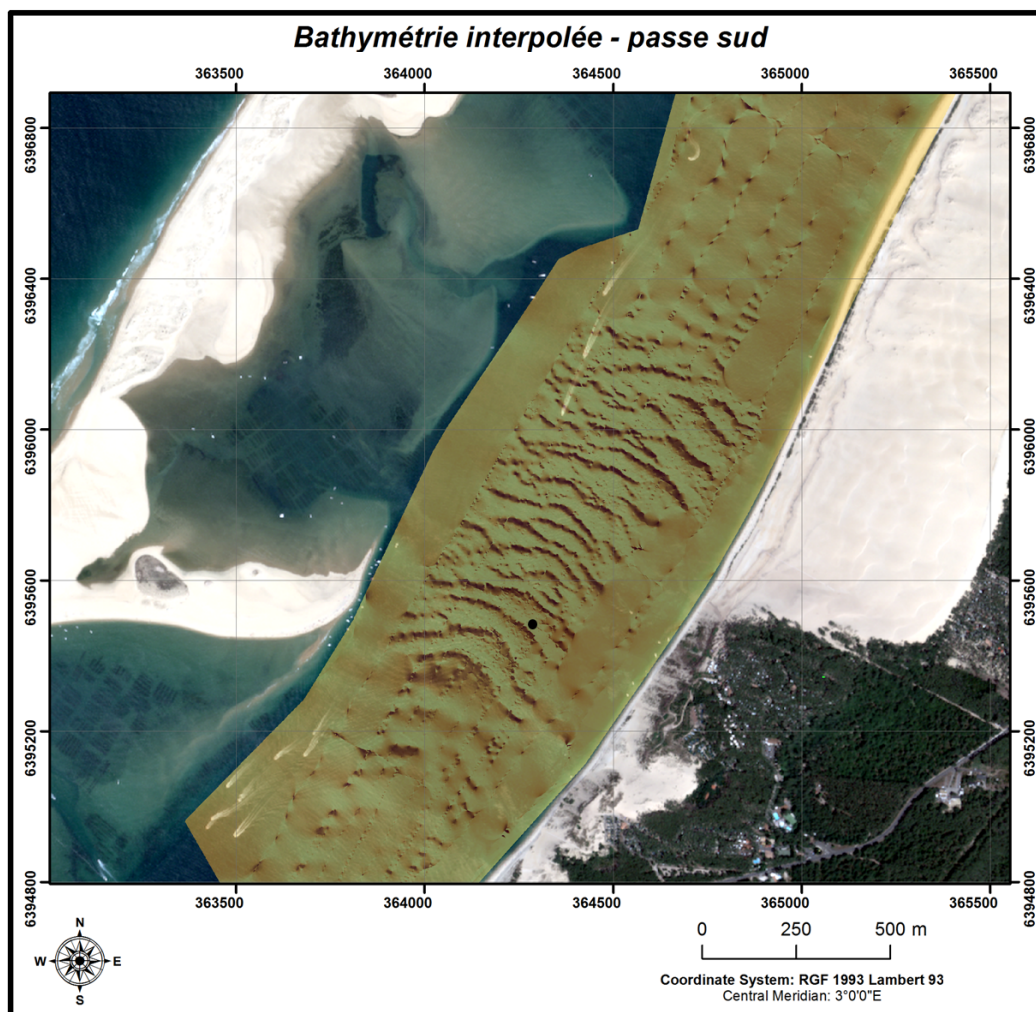


FIGURE 6.7 – Bathymétrie interpolée à partir des campagnes de mesure réalisées entre le 22 Avril et le 08 Juillet 2013. L'interpolation est réalisée sous *ARCGIS* avec une méthode des voisins naturels. La point noir représente la position des mesures sur le cycle de vives-eaux mortes-eaux (ADCP et ADV).

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d’Arcachon

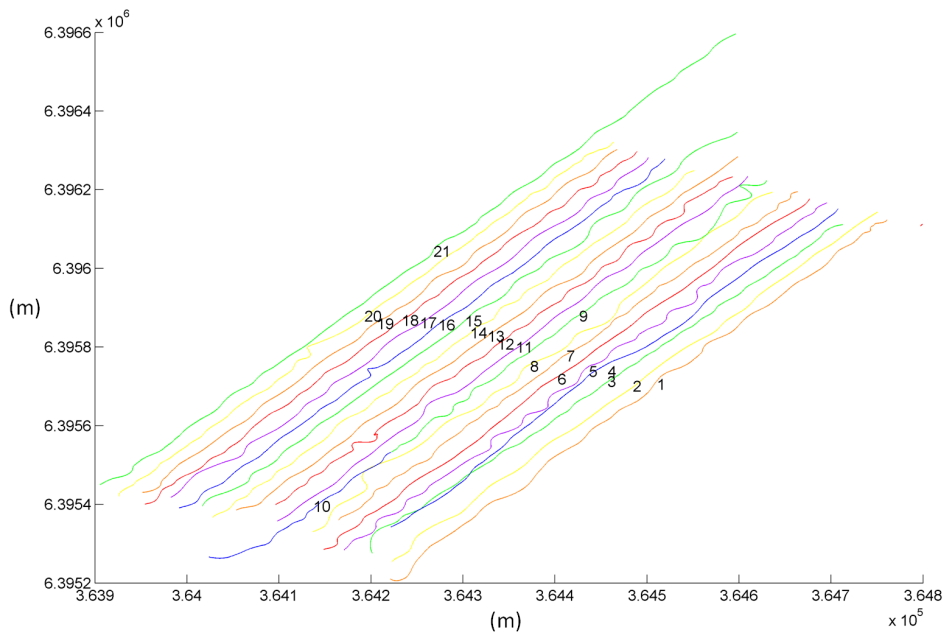


FIGURE 6.8 – Transects considérés pour l’étude spectrale des formes de fond. Les transects sont numérotés dans l’ordre chronologique de leur acquisition le 08 Juillet 2013.

Les courbes de l’énergie spectrale montrent plusieurs pics importants entre $\lambda = 70$ m et $\lambda = 120$ m, avec une évolution spatiale du profil du spectre en fonction de la position des transects. Les transects situés aux bords de la zone d’étude (transects 1 et 21, figure 6.8), représentés en rouge et en bleu sur la figure 6.10, ont un pic principal autour de $\lambda \simeq 120$ mètres. Les transects situés au milieu du chenal ont deux pics principaux, l’un au delà de $\lambda \simeq 100$ mètres, et l’autre centré autour de $\lambda \simeq 70$ mètres. En considérant une profondeur moyenne de $D \simeq 13$ m (section 6.5), les longueurs d’ondes correspondent à des profondeurs adimensionnées kD autour de l’unité, ce qui est la signature de modes de dunes. Les différences entre les pics d’énergie aux bords de la zone d’étude et au milieu du chenal peuvent s’expliquer par la quantité de la ressource en sédiment disponible. Au milieu du chenal, la quantité importante de sable entraîne des sinuosités et des bifurcations de crêtes, alors que sur les bords, où la quantité de sédiment est moins abondante, les crêtes sont mieux délimitées et les profils n’interagissent pas, ce qui se traduit par un seul pic principal d’énergie. Les courbes montrent aussi plusieurs pics secondaires entre 10 mètres et 50 mètres.

Le spectre moyen sur l’ensemble de la zone d’étude reproduit un pic d’énergie centré $\lambda \simeq 105$ mètres avec étalement des longueurs d’ondes autour du pic principal (figure 6.11).

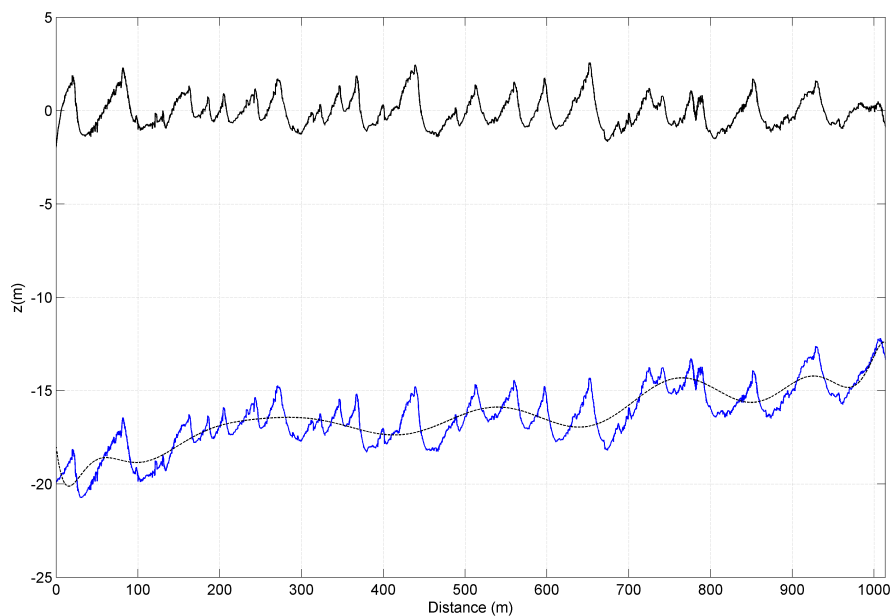


FIGURE 6.9 – Courbes de la profondeur du transect (bleu), de la régression polynomiale (courbe pointillée) et du transect résultant (noir).

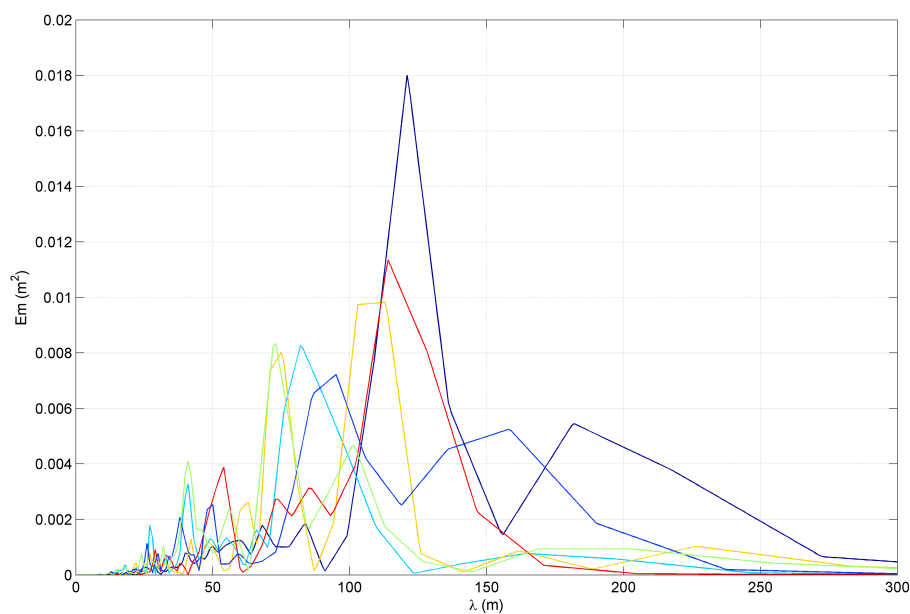


FIGURE 6.10 – Spectres d'énergie pour la campagne du 08 Juillet 2013. Un transect sur deux est représenté, en partant du transect '1' jusqu'au transect '21' (figure 6.8). Les couleurs évoluent du bleu foncé au bleu clair puis du vert au rouge.

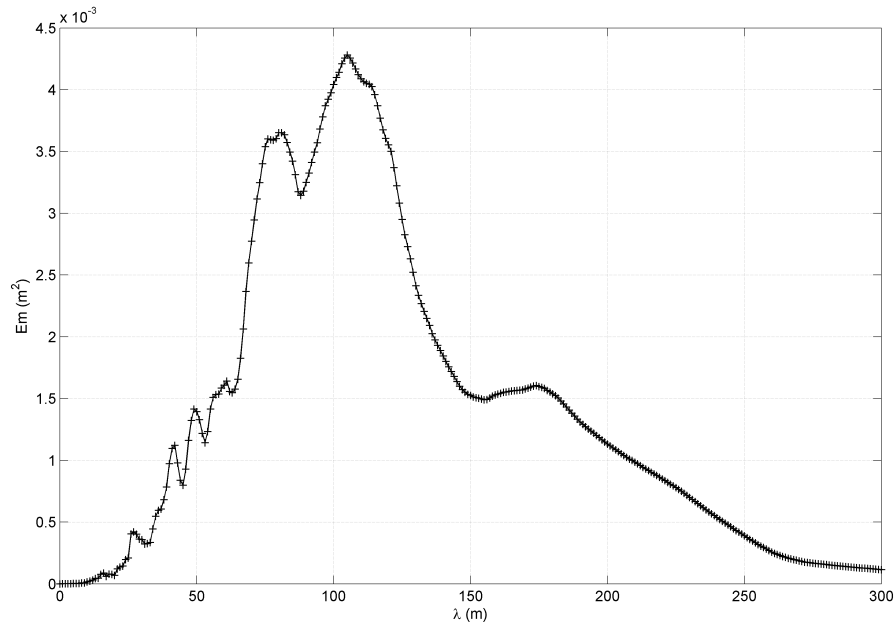


FIGURE 6.11 – Spectre d’énergie moyen pour les transects de la campagne du 08 Juillet 2013.

6.5 Etude de l’hydrodynamique au dessus du profil de dune

6.5.1 Echelle du cycle vives-eaux mortes-eaux

La paramétrisation de l’ADCP et de l’ADV a permis l’acquisition et la reconstitution les profils des courants sur une durée de 14 jours, soit la quasi intégralité du cycle complet de vives-eaux mortes-eaux.

Les mesures effectuées par l’ADCP sont présentées sur la figure 6.12. Les résultats montrent que l’intensité de l’écho diminue entre le fond et la surface libre, et est supérieure pour les marées de vives-eaux. L’intensité de l’écho est corrélée avec la concentration des particules en suspension dans la colonne d’eau, qui est plus importante proche du fond et lorsque les courants sont les plus forts pendant les marées de vives-eaux. La figure 6.12b présente le pourcentage de validité des mesures le long de la colonne d’eau sur l’ensemble de la période. En dehors d’une bande localisée proche de la surface libre, les mesures montrent généralement un taux satisfaisant de mesures valides, au delà de 90%. Les mesures de la vitesse montrent une alternance de vitesses élevées et faibles le long de la colonne d’eau, correspondant respectivement aux maximum de courant de mi-marée et aux courants nuls à l’étale de marée (figure 6.12c). La déformation de l’onde de marée lors de sa propagation dans la passe sud du bassin d’Arcachon entraîne en un flot plus long et un jusant plus court. Ce point est développé dans la suite de cette section. Les valeurs du courant sont croissantes depuis le fond vers la surface, ce qui illustre les effets

de rugosité et la présence d'une couche limite. Les mesures de l'intensité du courant montrent également que les vitesses sont plus importantes lors des marées de vives-eaux que lors des marées de mortes eaux, avec des vitesses autour de $U \simeq 1.3 \text{ m.s}^{-1}$ et $U \simeq 0.8 \text{ m.s}^{-1}$, respectivement. Les mesures de la direction montrent le caractère unidirectionnel du courant, avec une alternance entre une orientation nord est (phases de flot) et une orientation sud-ouest (phases de jusant). Cette unidirectionnalité est la signature de la forte chenalisation des courants dans la passe (figure 6.12d).

Durant les mesures, l'ADV était en partie masqué par la structure de l'ADCP pendant les phases de jusant. Les figures 6.13a et 6.13b présentent l'évolution temporelle des directions et des vitesses mesurées d'une part par l'ADV et d'autre part par l'ADCP dans la première couche ('BIN1'). Au flot ($\Phi \simeq 35^\circ$, avec Φ la direction du courant), les vitesses et les directions données par l'ADCP et l'ADV sont bien corrélées, avec des vitesses légèrement plus faibles dans le cas de l'ADV, placé plus bas dans la couche limite. Au jusant, les intensités des vitesses données par l'ADV sont également bien corrélés mais avec une intensité plus faibles, et avec une déflexion de la direction du courant de quelques degrés ($\sim 5^\circ$). Proche de la crête, l'écoulement converge et atteint le caractère de couche limite turbulente (*Fredsæ et Deigaard*, 1992). On peut formuler l'hypothèse d'un profil logarithmique du courant sur la verticale, où la valeur de la vitesse est donnée par l'équation 1.1. Une régression linéaire est appliquée entre le profil des vitesses mesurées par l'ADCP et le logarithme de de la hauteur y . La hauteur de la couche limite dépend de l'intensité du courant maximal et on applique la régression jusqu'à l'élévation où $U(y) = 0.95U_{max}$. Les résultats sont présentés sur la figure 6.14 pour une marée de vives-eaux. Pendant les phases de flot⁷ les profils de régression reproduisent de manière satisfaisante la distribution verticale des vitesses. En outre, la vitesse au fond donnée par le profil logarithmique et mesurée par l'ADV⁸ sont en bon accord.

Les profils de vitesses permettent de déduire la rugosité totale, $k_N = \frac{z_0}{0.033}$, induite par la friction de paroi et les formes de fond. La figure 6.15 présente l'élévation temporelle de z_0 et de la direction moyenne du courant. Pendant les phases de flot, la rugosité équivaut à $k_N \simeq 0.2 - 0.3 \text{ m}$, ce qui est du même ordre de grandeur que la hauteur des formes surimposées (voir section 6.6).

Le profil logarithmique est utilisé pour les calculs du courant moyen, du nombre de Froude et des débits dans les passes. Les vitesses moyennes sont comprises entre $U_0 = 0.8 \text{ m.s}^{-1}$ pour les marées de mortes eaux et $U_0 = 1.3 \text{ m.s}^{-1}$ pour les marées de vives-eaux. La rose des courants moyens est tracée avec les direction moyennes des mesures ADCP (figure 6.17). Les courants sont orientés selon l'axe du chenal, avec pour directions principales $\Phi \simeq 35^\circ$ au flot et $\Phi \simeq 215^\circ$ au jusant. Les résultats montrent une asymétrie marquée entre le flot et le jusant de marée classiquement observée pour

7. Valeurs du courant positives.

8. Premier point du profil.

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d'Arcachon

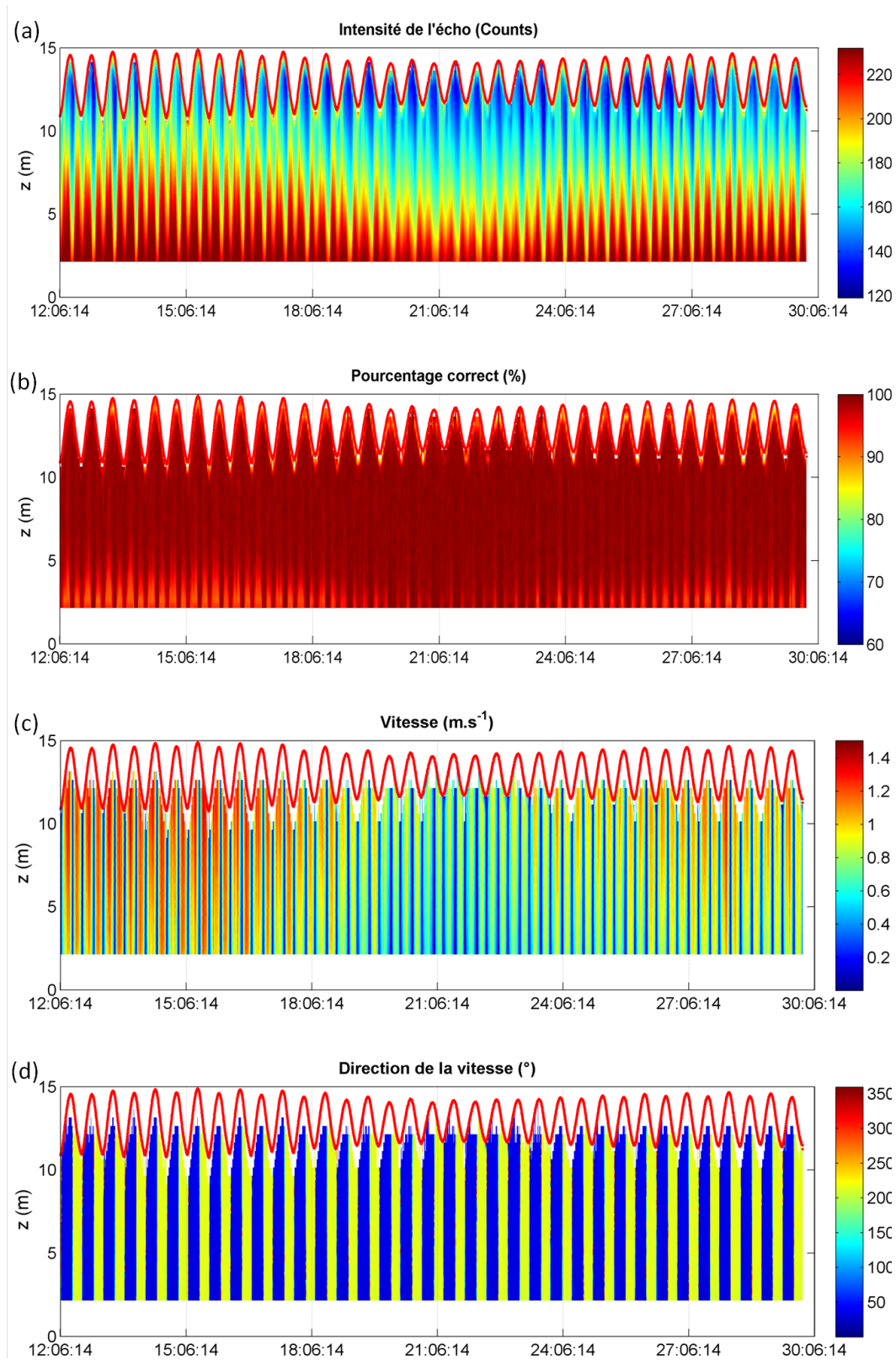


FIGURE 6.12 – Évolution temporelle de la distribution verticale de l'intensité de l'écho réfléchi (a), du pourcentage de données correctes (b), de la vitesse (c) et de la direction du courant (d).

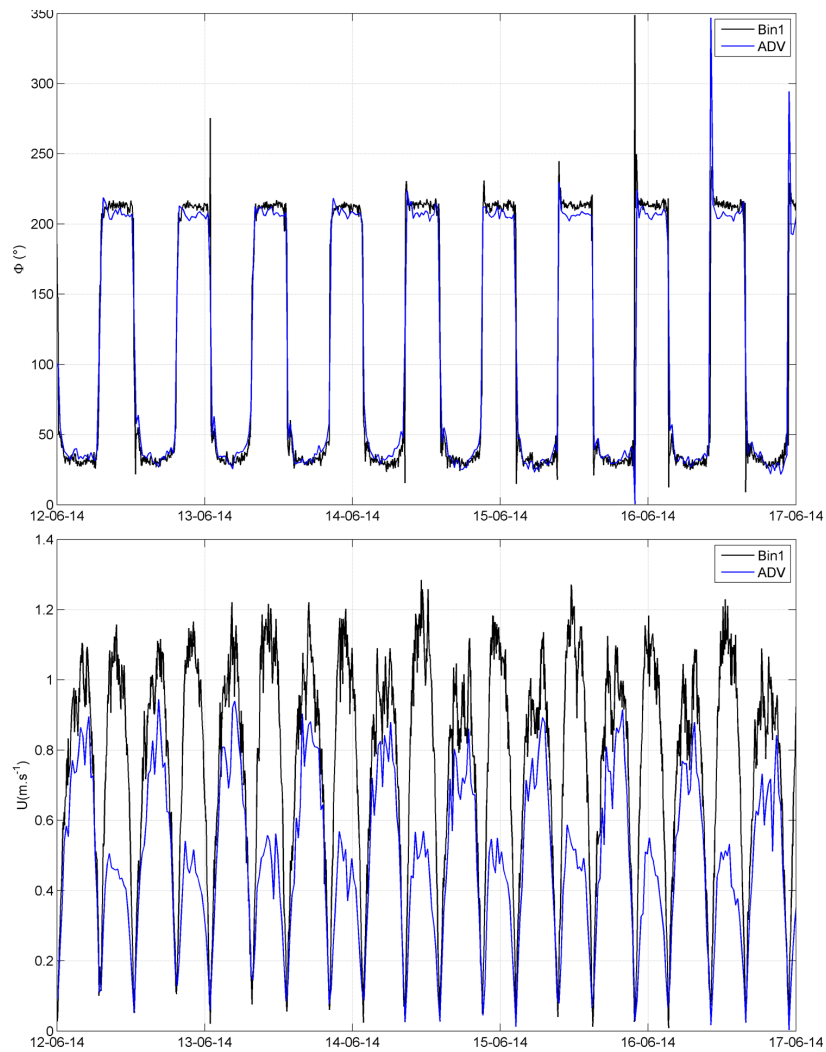


FIGURE 6.13 – Évolution temporelle de la direction moyenne du courant (a) et évolution temporelle de la vitesse mesurée dans la première cellule de l'ADCP et par l'ADV (b).

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d'Arcachon

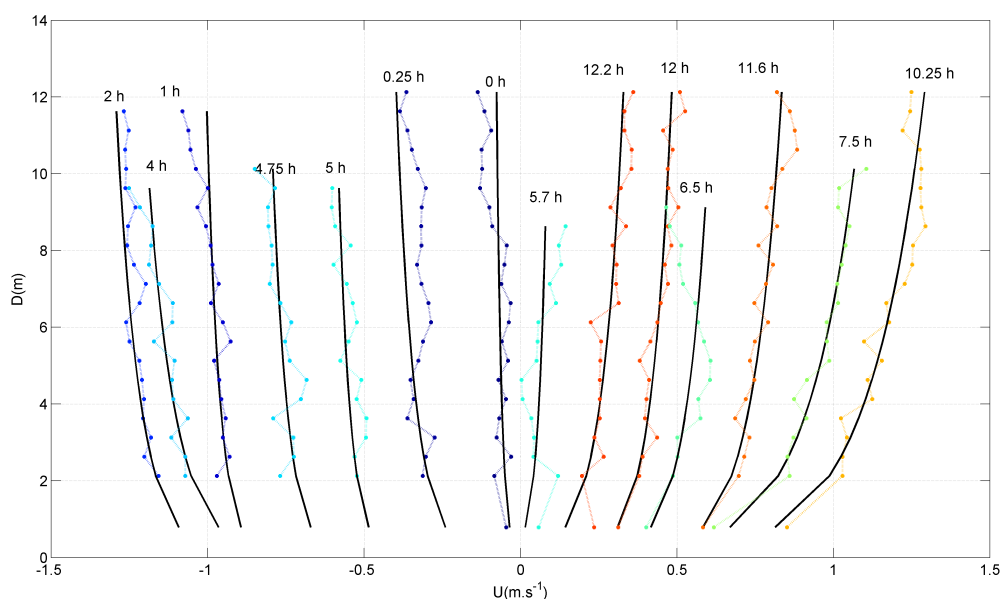


FIGURE 6.14 – Évolution temporelle du profil vertical de la vitesse U au dessus du point de mesure pour la marée de vives-eaux du 13 Juin 2014. Les courbes de couleur représentent les profils reconstruits à partir des données ADCP et ADV. Les courbes noires sont les courbes de régression logarithmique.

les embouchures. Le quart nord-est de la rose, qui correspond aux courants de flot, présente un nombre d'ensembles plus important que le quart sud-ouest, qui correspond aux courants de jusant. Les courants sont orientés 55% du temps au flot pendant le cycle de vives-eaux mortes-eaux. Cela est dû à la durée plus importante des phases de flot, de 6h40 pour les marées de vives-eaux, contre une durée de 5h50 pour les phases de jusant (figure 6.16). Néanmoins, le pourcentage de valeurs du courant moyen de forte intensité ($U > 1 \text{ m.s}^{-1}$) est plus important au jusant. Les nombres de Froude sont modérés avec des valeurs autour de $Fr \simeq 0.1$. Les déformations de la surface libre sont donc *a priori* faibles au dessus du profil de dune (Fredsøe, 1982).

Vitesse de cisaillement de paroi Les flux sédimentaires sont calculés à partir de la vitesse de cisaillement de paroi avec la formule d'*Einstein* (1950) (équation 1.6). La figure 6.18 présente l'évolution temporelle de la vitesse de cisaillement obtenue sur le cycle de vives-eaux mortes-eaux (en considérant un diamètre moyen $d_{50} = 0.31 \text{ mm}$, section 6.6.1). La rose des courants de cisaillement est tracée sur la figure 6.19. Les directions de la première cellule de l'ADCP sont utilisées pour tracer la rose. La figure montre que les courants de cisaillement sont focalisés autour des directions $\Phi \simeq 31^\circ$ au flot et $\Phi \simeq 213^\circ$ au jusant, proche des valeurs de la direction moyenne mais avec une légère déflexion. Comme pour les courants moyens, les courants de cisaillement sont orientés pendant 55% du temps au flot. La direction résiduelle (indiquée par une flèche rouge sur la figure 6.18) est orientée dans le sens du flot avec une direction de $\Phi \simeq 22^\circ$,

6.5 - Etude de l'hydrodynamique au dessus du profil de dune

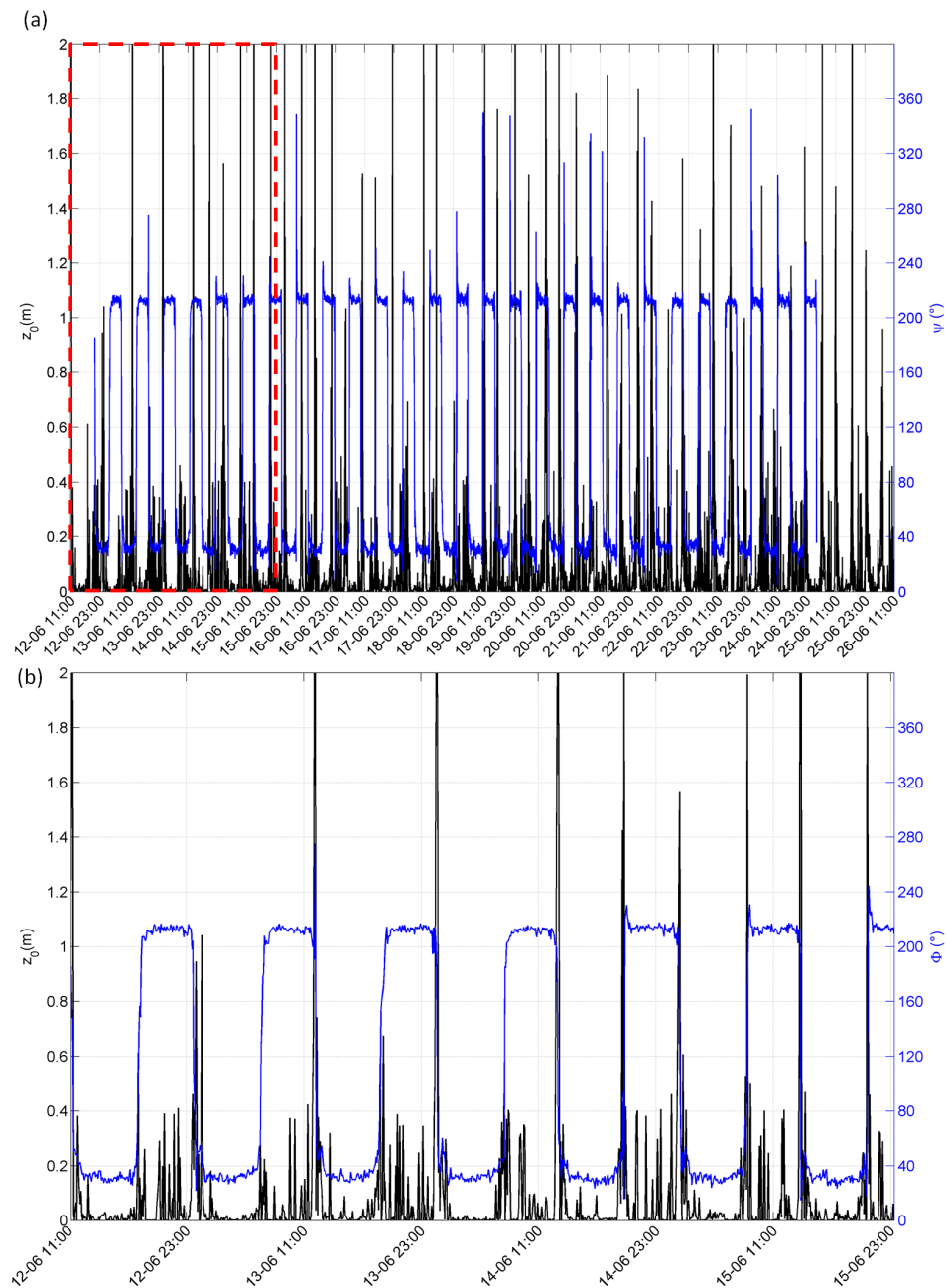


FIGURE 6.15 – Évolution temporelle de z_0 au dessus du profil de dune sur le cycle de vives-eaux mortes-eaux (a) et focus sur la période du 13 Juin 2014 à 11h00 au 15 Juin 2014 à 23h00 (b).

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d'Arcachon

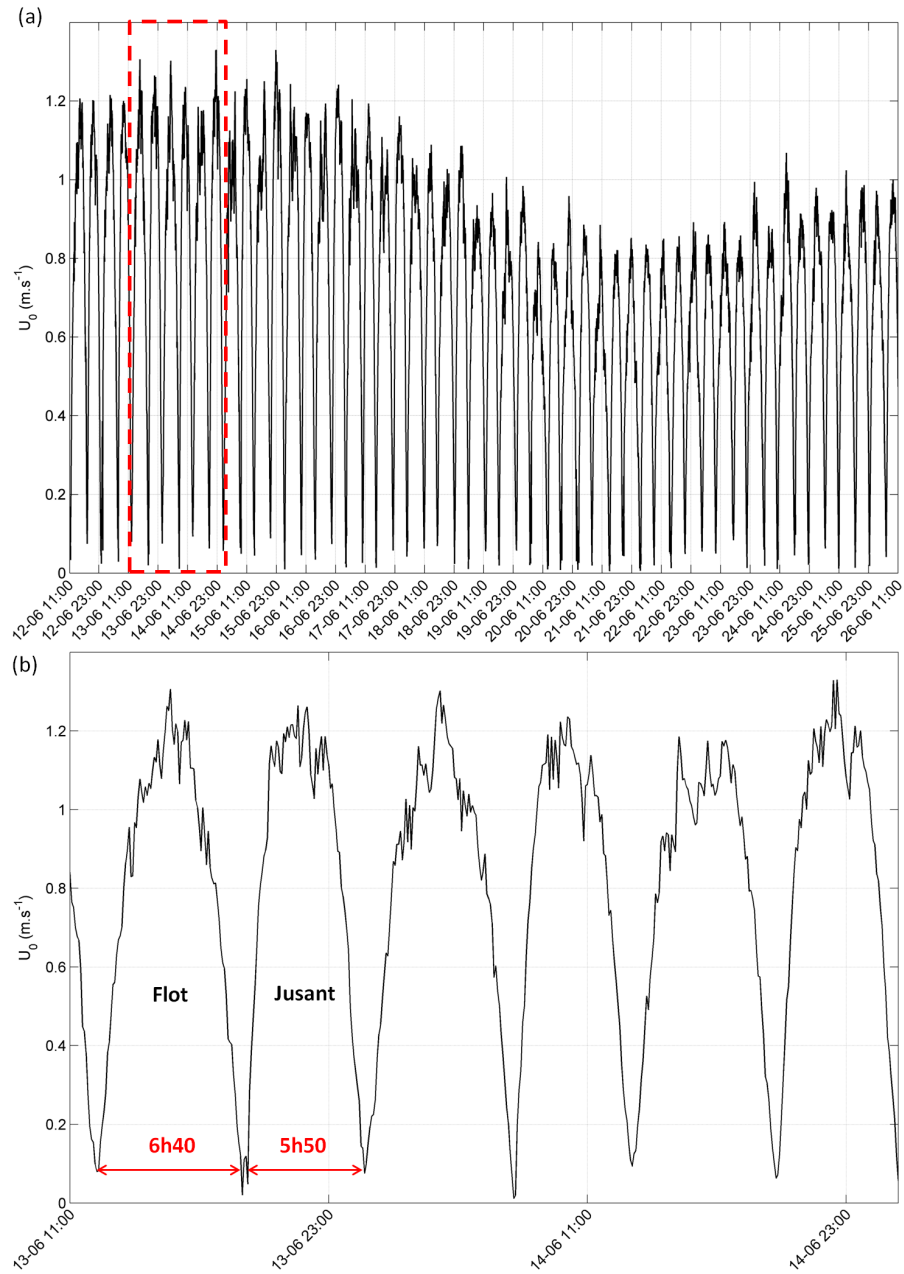


FIGURE 6.16 – Évolution temporelle de la vitesse moyenne U_0 au dessus du profil de dune (a) et focus sur la période 13 Juin 2014 à 11h au 15 Juin 2014 à 1h30.

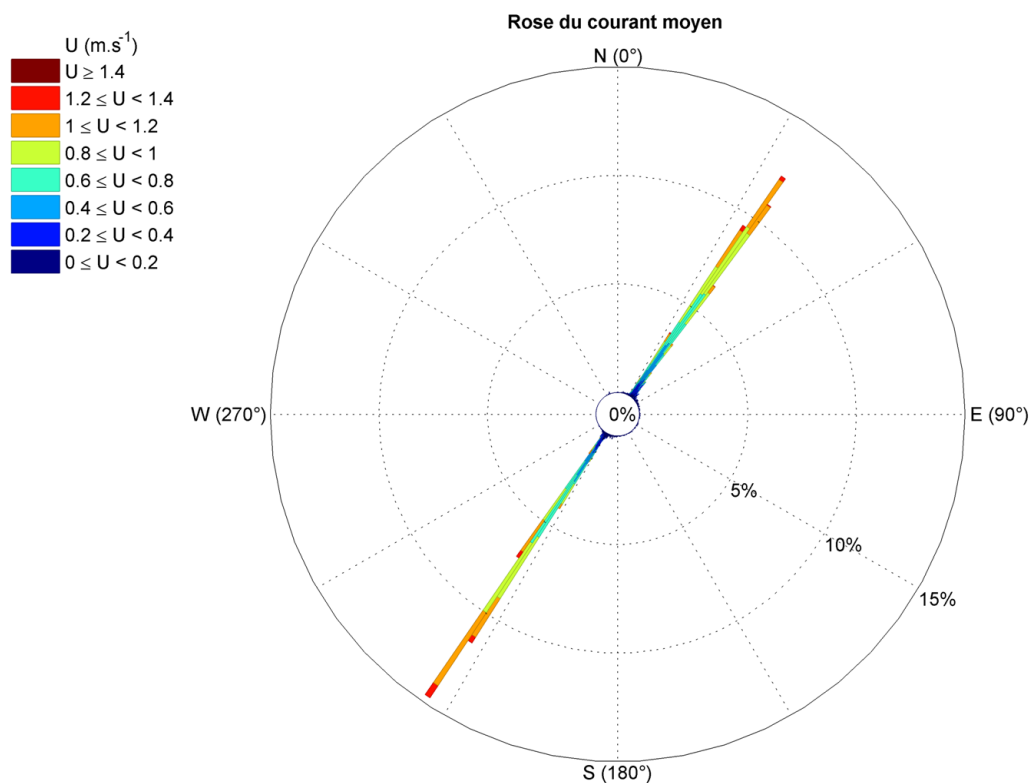


FIGURE 6.17 – Rose du courant moyen au dessus du profil de dune au point de mesure pour le cycle de vives-eaux mortes-eaux.

et une faible intensité de $1.7 \cdot 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$. Toutefois, la rose montre que les courants de cisaillement de jusant présentent des pics de vitesses plus importants.

6.5.2 Profils longitudinaux sur le cycle de marée

La figure 6.20 montre le champ de courant au dessus des dunes à la mi-marée, lorsque le courant de jusant est le plus fort. Les autres résultats se trouvent en annexes (section D.4). La dune située en amont par rapport aux courants de jusant correspond à la dune de projet (à gauche sur la figure 6.20). Les mesures montrent que la vitesse horizontale augmente le long du profil. Les vitesses ont des valeurs situées entre $U \simeq 0.5 \text{ m.s}^{-1}$ et $U \simeq 1 \text{ m.s}^{-1}$ entre les crêtes, à des valeurs comprises entre $U \simeq 1 \text{ m.s}^{-1}$ et $U \simeq 1.5 \text{ m.s}^{-1}$ à la crête (figure 6.20a). Les vitesses accélèrent plus rapidement proche du fond, à cause de la plus faible inertie dans le bas de la couche limite. En aval des crêtes, l'écoulement décroche et la vitesse chute brutalement. Concomitamment à la vitesse horizontale, la vitesse verticale augmente le long du profil avec des valeurs allant jusqu'à $\simeq 0.2 \text{ m.s}^{-1}$ (figure 6.20b). L'écoulement s'effectue en direction de la surface libre d'une part du fait du forçage bathymétrique imposé par le profil des dunes, et d'autre part du fait que la couche limite se désagrège au passage de la crête, entraînant un phénomène d'upwelling. Des structures macro-turbulentes se développent et provoquent

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d'Arcachon

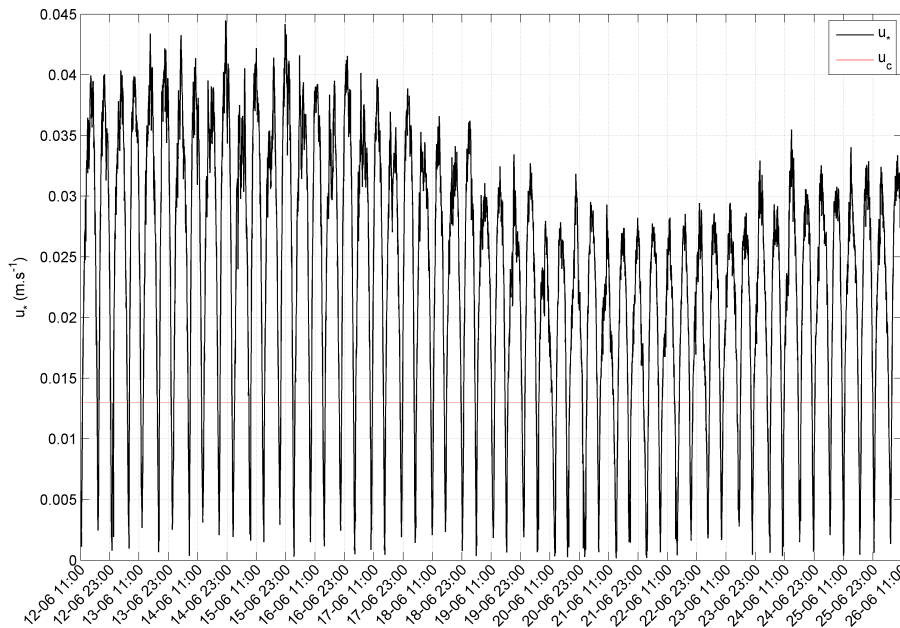


FIGURE 6.18 – Évolution temporelle de la vitesse de cisaillement u^* pour le cycle de vives-eaux mortes-eaux. La ligne rouge représente le seuil de mise en mouvement pour un sédiment non-cohésif de diamètre médian $d_{50} = 0.31$ mm.

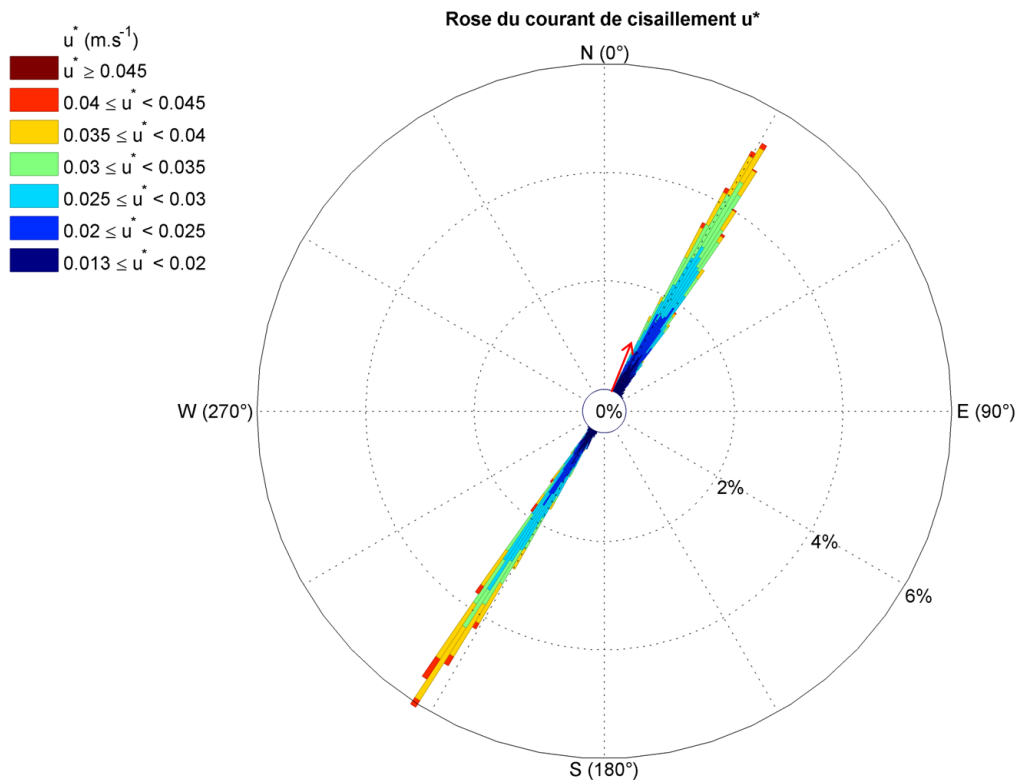


FIGURE 6.19 – Rose du courant de cisaillement au point de mesure. La flèche rouge indique la direction courant résultant.

en surface des phénomènes de 'marmites'⁹ (figure 6.21), comme cela a pu être observé par intermittence pendant la campagne de mesures (figure 6.22). En aval des crêtes, les vitesses verticales sont plutôt négatives, ce qui est la signature d'un phénomène de downwelling, associé au reflux de quantité de mouvement en provenance de la surface libre. La mesure de la direction du courant montre des différences de quelques dizaines de degrés de part et d'autre de la crête (figure 6.20c). Ces différences dans l'orientation des courants pourraient être la signature de la présence de structures turbulentes, ou d'une déflexion liée au forçage topographique (*Barnard et al.*, 2012). Les mesures effectuées à 7h51 et à 8h00 (figure D.18 et figure D.19) montrent localement en aval de la crête des courants de directions $\Phi \simeq 50^\circ$ et $\Phi \simeq 80^\circ$, respectivement. Cette orientation du courant opposée à l'écoulement moyen indique potentiellement la présence d'une bulle de recirculation. La bulle de recirculation se formerait dans les premières heures du jusant, lorsque la pente du front de dune augmente, et que la hauteur de la dune est importante, consécutivement à la phase de flot (section 5.3). À la mi-jusant, malgré des courants plus importants, les mesures des directions ne montrent pas de courants orientés dans le sens opposé à l'écoulement moyen, ce qui peut être dû à la diminution de la hauteur de la crête et au caractère intermittent de la bulle de recirculation.

6.6 Étude des flux sédimentaires

6.6.1 Qualité du sédiment

Un prélèvement de sédiments a été effectué lors de la récupération de la structure ADCP. L'échantillon a été analysé au laboratoire avec un granulomètre laser *Malvern Mastersizer S* qui calcule le pourcentage de particules par classes de diamètres jusqu'à des diamètres de 0.88 mm. La figure 6.23 présente le spectre granulométrique obtenu en fonction du diamètre du sédiment d'une part, et avec l'échelle de *Krumbein et Aberdeen* (1937) d'autre part. L'échelle de *Krumbein et Aberdeen* (1937), utilisée par les géologues, est pratique pour la représentation graphique et pour réaliser des statistiques. C'est une échelle de taille de grains qui varie de -8 pour les galets de plus de 256 mm à $+8$ pour les silts avec des diamètres moyens inférieurs à 0.0004 mm. Le diamètre utilisé est décrit par la relation :

$$D_\Phi = \frac{-\ln d}{\ln 2} \quad (6.1)$$

Les valeurs du diamètre D_Φ de l'échantillon correspondent à du sédiment moyen à fin de diamètre moyen $d_{50} = 0.31$ mm. L'écart type de la courbe permet d'estimer le degré de triage du sédiment. Il est exprimé par la relation :

$$\sigma_\Phi = \frac{D_{\Phi 84} - D_{\Phi 16}}{4} \quad (6.2)$$

9. 'Boils' en anglais

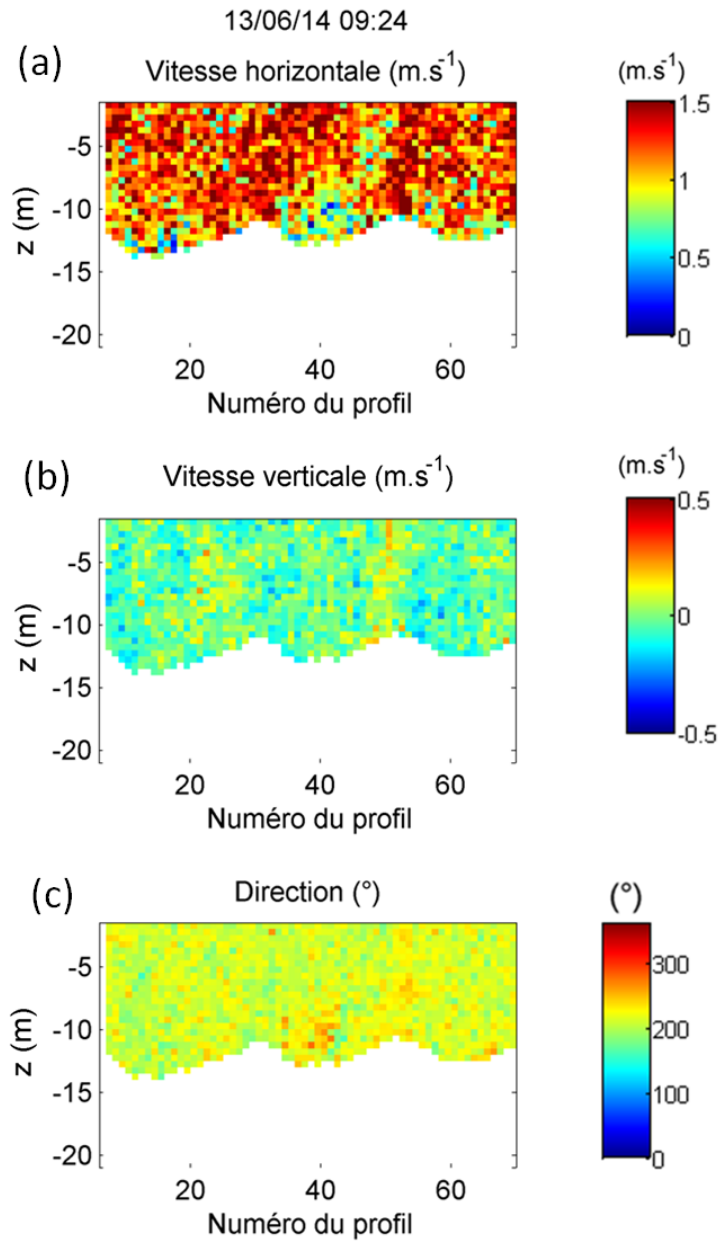


FIGURE 6.20 – Vitesse horizontale (a), vitesse verticale (b) et direction du courant (c) mesurés par ADCP le long du profil de deux dunes, le 13 Juin 2014 à 9h24.

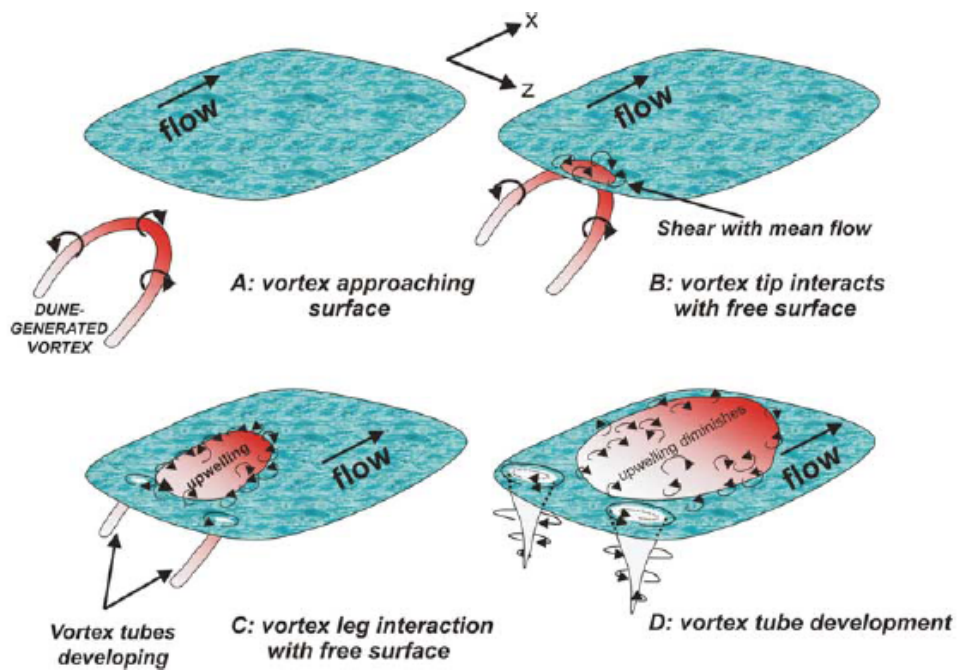


FIGURE 6.21 – Modèle schématique illustrant les interactions entre les structures macro-turbulentes et la surface libre. Image de *Best* (2005).



FIGURE 6.22 – Photographie d'un phénomène de 'marmite' observé pendant la campagne de mesure du 13 Juin 2014 au dessus du champ de dunes, illustrant l'interaction des structures macro-turbulentes avec la surface.

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d'Arcachon

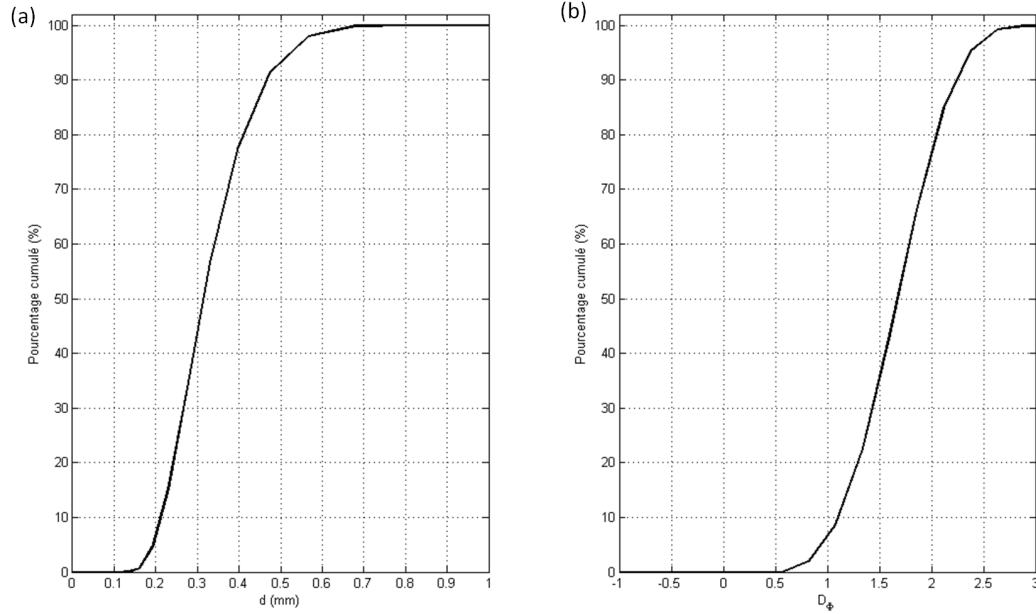


FIGURE 6.23 – Pourcentage cumulé de sédiments en fonctions du diamètre d (a) et du diamètre D_ϕ (b) pour l'échantillon prélevé sur le profil de la dune.

où $D_{\phi n}$ sont diamètres pour lesquels $n\%$ des particules de l'échantillon sont plus fines et σ_ϕ l'écart type. On trouve $\sigma_\phi = 0.2$ ce qui correspond à un sédiment très bien trié. On calcule ensuite le degré d'asymétrie S_k ¹⁰ de la distribution des diamètres avec la formule :

$$S_k = \frac{D_{\phi 84} + D_{\phi 16} - 2D_{\phi 50}}{2(D_{\phi 84} - D_{\phi 16})} + \frac{D_{\phi 95} + D_{\phi 5} - 2D_{\phi 50}}{2(D_{\phi 95} - D_{\phi 5})} \quad (6.3)$$

On obtient $S_k = -0.02$ ce qui correspond à une distribution symétrique du sédiment autour du diamètre moyen.

6.6.2 Flux sédimentaires

Les flux de sédiments sont calculés à partir des vitesses de cisaillement de paroi (section 6.5). La courbe de l'évolution des vitesses de cisaillement (figure 6.18) permet de déduire que les conditions d'entraînement du sédiment, $u_* > u_c$, sont vérifiées au point de mesure pendant 80.1% du temps sur le cycle de marées de vives-eaux mortes-eaux. Pour une marée de vives-eaux, le sédiment est transporté au point de mesure pendant 86% et 84% du temps au jusant et au flot, respectivement. Le transport est inexistant jusqu'à 25 minutes après l'étale de haute mer et environ 25 minutes avant l'étale de basse mer au jusant. Au flot, le transport est inexistant jusqu'à 30 minutes après l'étale de basse mer et environ 25 minutes avant l'étale de haute mer. Pour une marée de mortes-eaux, le sédiment est transporté pendant 75% et 70% du temps au jusant et au flot, respectivement. Le transport est inexistant jusqu'à 48 minutes après l'étale de haute mer et environ 40 minutes avant l'étale de basse mer au jusant. Au flot,

10. 'Skewness' en anglais.

le transport est inexistant jusqu'à 45 minutes après l'étalement de basse mer et environ 65 minutes avant l'étalement de haute mer. Le transport par charriage est calculé avec la formule de *Meyer-Peter et Müller* (1948) (équation 3.6). La concentration du sédiment au fond est déterminée à l'altitude $y = 2d_{50}$ en utilisant le modèle d'*Engelund et Fredsø* (1976) (section 3.1.3). Le profil de concentration du sédiment le long de la colonne d'eau est ensuite calculé en utilisant une distribution de Vanoni pour les écoulements turbulents (*Fredsø et Deigaard*, 1992) où c est exprimé par l'équation :

$$c(y) = c_b \left(\frac{D-y}{y} \frac{b}{D-b} \right)^{\frac{w_s}{ku^*}} \quad (6.4)$$

Le flux de sédiments en suspension est ensuite calculé par l'intégration du flux instantané le long de la colonne d'eau avec l'équation 3.13.

Les résultats de l'évolution temporelle des flux sédimentaires sont représentés sur la figure 6.24. Les flux sédimentaires par charriage ont des valeurs moyennes comprises entre $6.10^{-5} \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ et $3.10^{-5} \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ pour les marées de vives-eaux et de mortes-eaux, respectivement. Les flux en suspension ont des ordres de grandeur voisins pour les marées de vives-eaux mais sont quasiment nuls pendant les marées de mortes-eaux. Pour les marées moyennes, les flux de sédiments en suspension ont une intensité environ 50% inférieure aux flux par charriage. Les valeurs maximales du flux total de sédiments se situent autour de $q \simeq 1.10^{-4} \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$. Les roses du transport par charriage, du transport

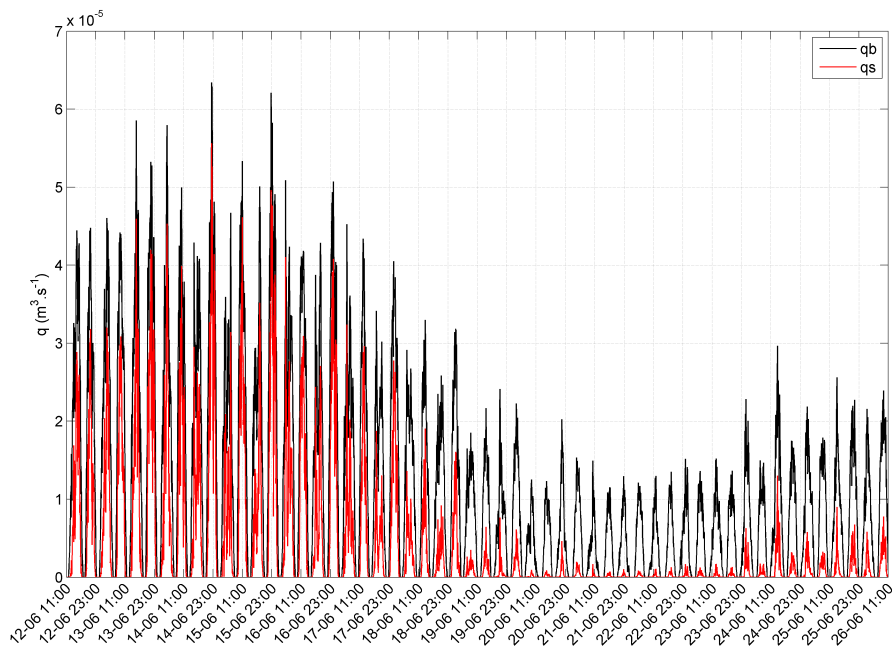


FIGURE 6.24 – Évolution temporelle du transport par charriage au point de mesure, q_b , et du transport en suspension, q_s , pour le cycle de vives-eaux mortes-eaux.

en suspension et du transport total sont représentées sur la figure 6.25. De même que pour les roses des vitesses du courant, le pourcentage du temps pendant lequel le transport

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d’Arcachon

est dirigé dans le sens du flot est supérieur à celui du jusant. Cependant, les résultats montrent clairement que l’intensité maximale du transport est supérieure pendant le jusant.

La somme des contributions des composantes du transport total au point de mesure conduit à un flux résultant de direction $\Phi_q = 228^\circ$, avec Φ_q la direction du flux, et d’intensité $q = 9.8.10^{-7} \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ (figure 6.25). En faisant l’hypothèse que le flux résiduel sur un cycle de marée vives-eaux mortes-eaux est représentatif du transport à long terme, on peut estimer le transport annuel au point de mesure à $q = 30.9 \text{ m}^3/\text{an}$ ($q = 1.27 \text{ m}^3$ sur un cycle de marée vives-eaux mortes-eaux). Si l’on considère que tout le transport contribue à la migration de la dune, on peut calculer la vitesse de migration par l’intermédiaire de l’équation A.9. La dune de projet de hauteur $H = 2 \text{ m}$ aurait donc une vitesse de migration autour de $a = 15.5 \text{ m/an}$ ($\simeq 0.65$ mètres par cycle de marée vives-eaux mortes-eaux).

Au milieu de la passe, les dunes sont orientées dans l’axe du chenal, autour d’une direction de 215 degrés. Cependant, leurs crêtes s’incurvent en s’éloignant du centre du chenal vers les extrémités, où elles sont orientées selon une direction proche de 230 degrés. Le point de mesure est situé à proximité de la localisation où la crête est orientée à 230 degrés, ce qui est une valeur en bon accord avec la direction du transport résiduel (figure 6.26).

On remarquera que les directions de la vitesse résiduelle et du transport résiduel sont orientés au flot et au jusant respectivement. En dépit des phases de jusant plus courtes, avec une différence de près d’une heure, les courants de jusant sont plus intenses et charrient plus de sédiments. L’asymétrie des dunes est orientée au jusant dans la direction du transport résiduel net, ce qui montre bien qu’il ne faut pas travailler sur des vitesses résiduelles mais bien sur des flux résiduels, les flux n’étant pas linéairement dépendant des vitesses.

6.7 Dynamique des formes transverses

Les mesures de la bathymétrie lors des différentes campagnes permet de comparer les profils des dunes selon différentes échelles temporelles. La mesure des taux de migration ne peut être réalisée en se basant sur la position des crêtes, à cause de leur mobilité importante à l’échelle du cycle de marée (*Ernstsen et al., 2006*). Les taux de migration des dunes sont donc déterminés en se basant sur la position des creux des dunes. Le déplacement de la dune est calculé en projetant la position du creux du transect le plus récent sur la droite perpendiculaire à l’axe de la dune passant par la position du transect le plus ancien. La distance entre le point projeté et la position initiale du creux est égale à la distance de migration (figure 6.27). Les comparaisons sont effectuées pour les campagnes de mesures du 08 Juillet 2013, du 29 Août 2013 et du 01 Juillet 2014 (figure 6.28).

6.7 - Dynamique des formes transverses

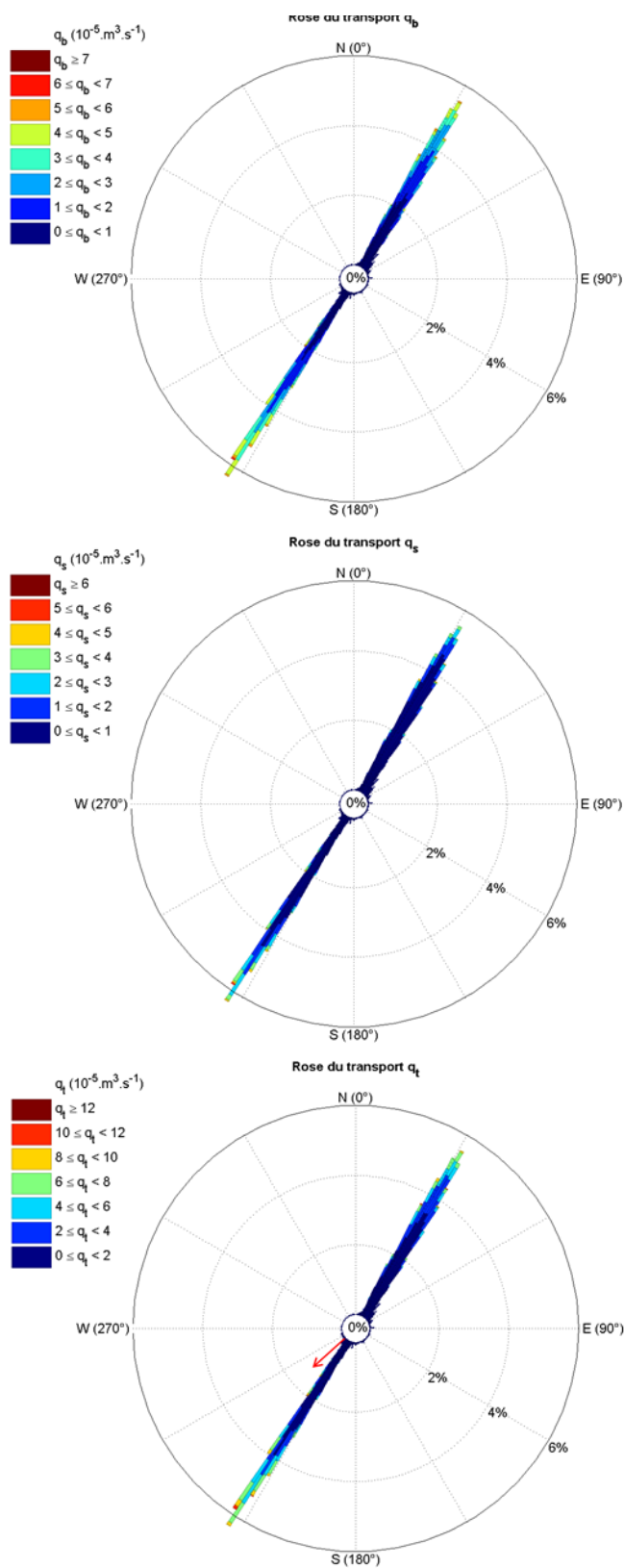


FIGURE 6.25 – Rose du transport par charriage, en suspension, et total au point de mesure pour le cycle de marée vives-eaux mortes-eaux.

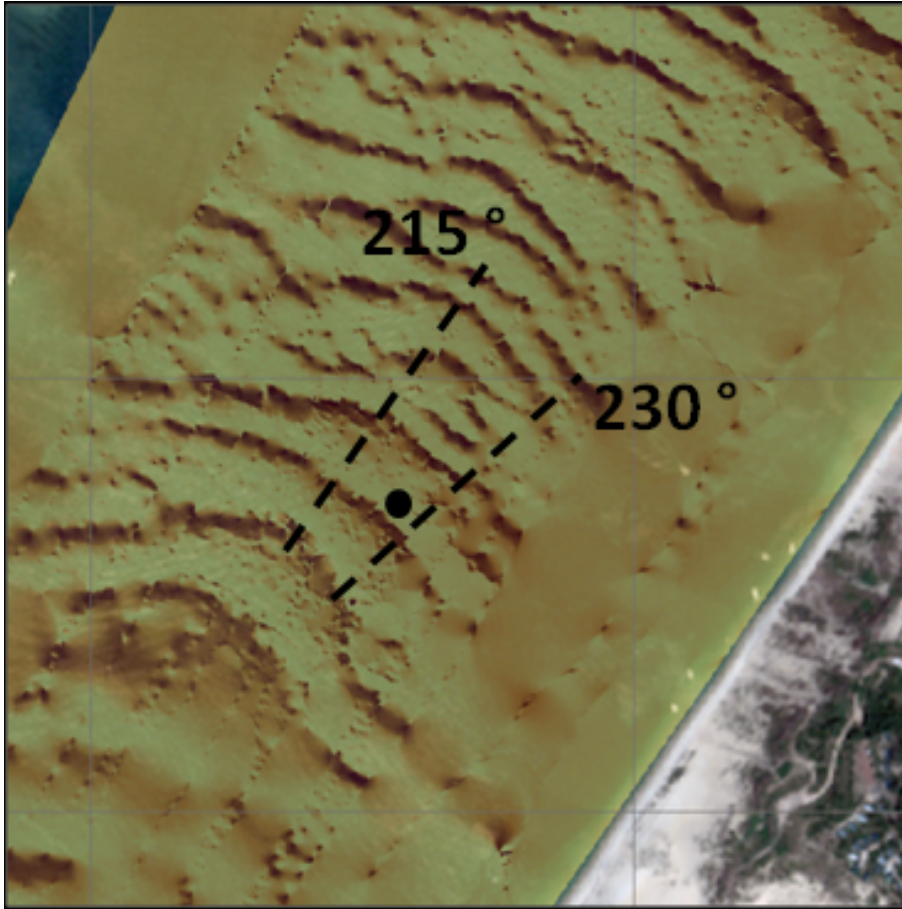


FIGURE 6.26 – Orientation locale de la crête des dunes et position du point de mesure.

Pour le calcul des taux de migration à long terme une moyenne glissante est appliquée sur les transects afin de ne pas considérer les variations liées aux structures surimposées. On peut estimer la précision de la mesure comme étant de l'ordre du mètre. Pour cette raison la comparaison entre les bathymétries du 29 Août 2013 et du 06 Septembre 2013 n'a pas pu être menée à bien. D'autre part, lorsque les transects sont localement trop éloignés l'un de l'autre (typiquement au delà de 5 mètres de distance), ou présentent une sinuosité importante, la mesure est imprécise et n'est pas prise en compte.

6.7.1 Echelle bimensuelle

Les taux de migration sont déterminés sur une période de 7 semaines entre le 08 Juillet 2013 et le 29 Août 2013. Cette période représente 3.5 cycles de vives-eaux mortes-eaux. La position des transects est indiquée sur la figure 6.29 et les résultats dans la table 6.2. Les résultats laissent apparaître des valeurs de la migration homogènes, avec une valeur moyenne de 2.9 mètres sur la période considérée.

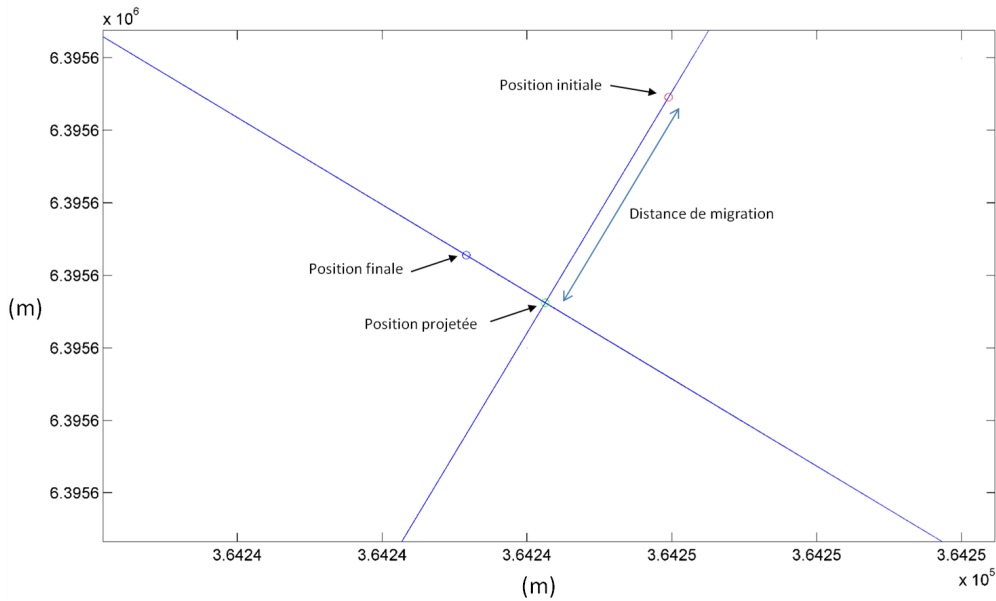


FIGURE 6.27 – Méthode de calcul du taux de migration de la dune. Le point correspondant à la position du creux la plus récente (point bleu) est projeté (point vert) sur la droite passant par la position du creux la plus ancienne (point rouge).

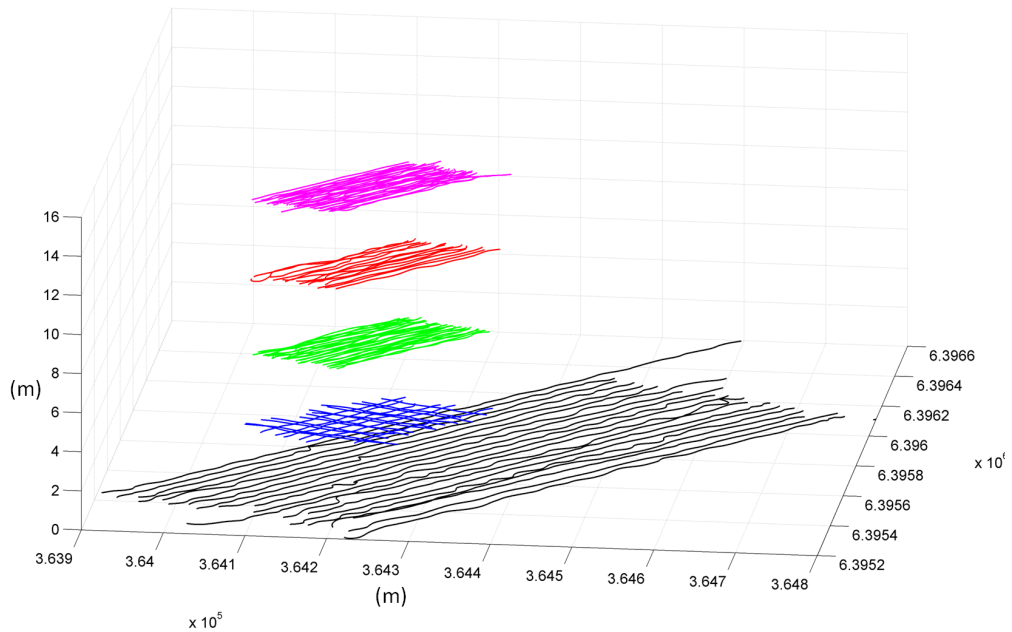


FIGURE 6.28 – Visualisation des transects relevés lors des campagnes de mesures du 08 Juillet 2013 (noir), du 29 Août 2013 (bleu), du 06 Septembre 2013 (vert), du 06 Juin 2014 (rouge) et du 01 Juillet 2014 (violet).

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d'Arcachon

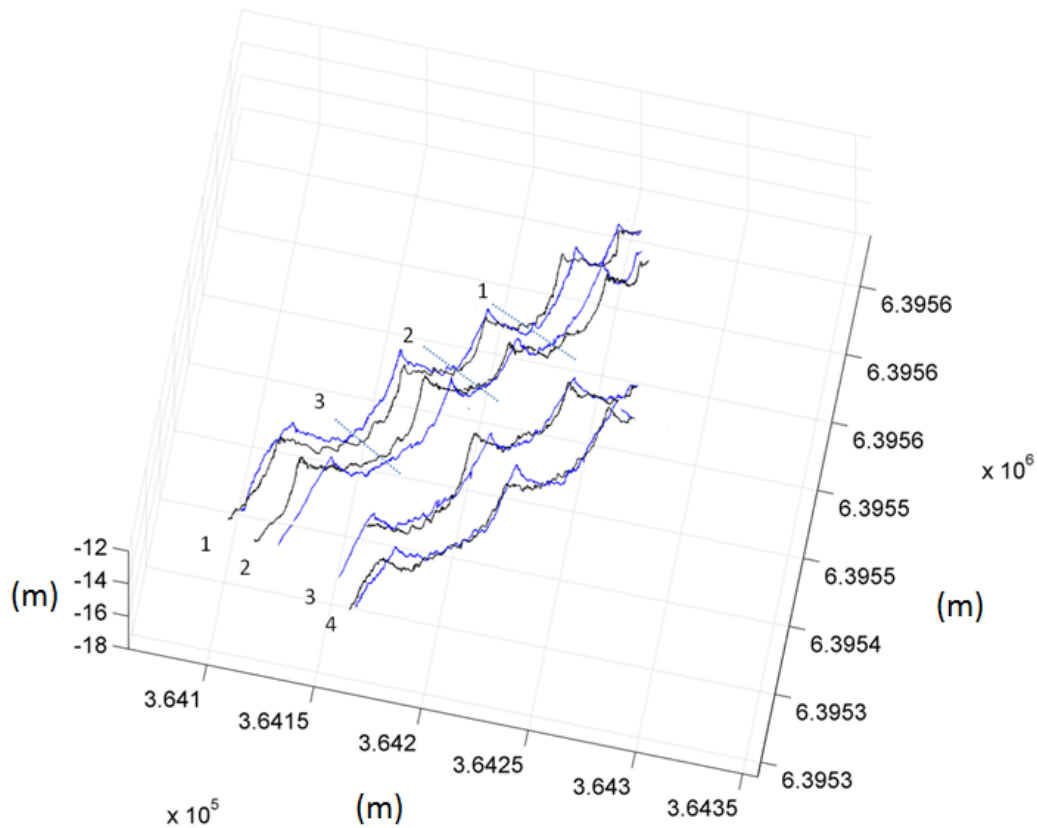


FIGURE 6.29 – Superposition des transects mesurés lors des campagnes du 08 Juillet 2013 (noir) et du 29 Août 2013 (bleu). Les transects et les creux sont numérotés de 1 à 4 et de 1 à 3 respectivement.

Transect	Creux 1	Creux 2	Creux 3
1	3.4	2.7	2.6
2	x	2	3
3	2.4	3.8	3
4	x	x	3.5
Moy	2.9	2.8	3

TABLE 6.2 – Table des taux de migration mesurés aux creux des dunes pour les transects 1 à 4 (figure 6.29) pour la période du 08 Juillet 2013 au 29 Août 2013. 'Moy' est la valeur moyenne de la migration pour les quatre transects. 'x' signifie que la mesure n'a pas pu être déterminée.

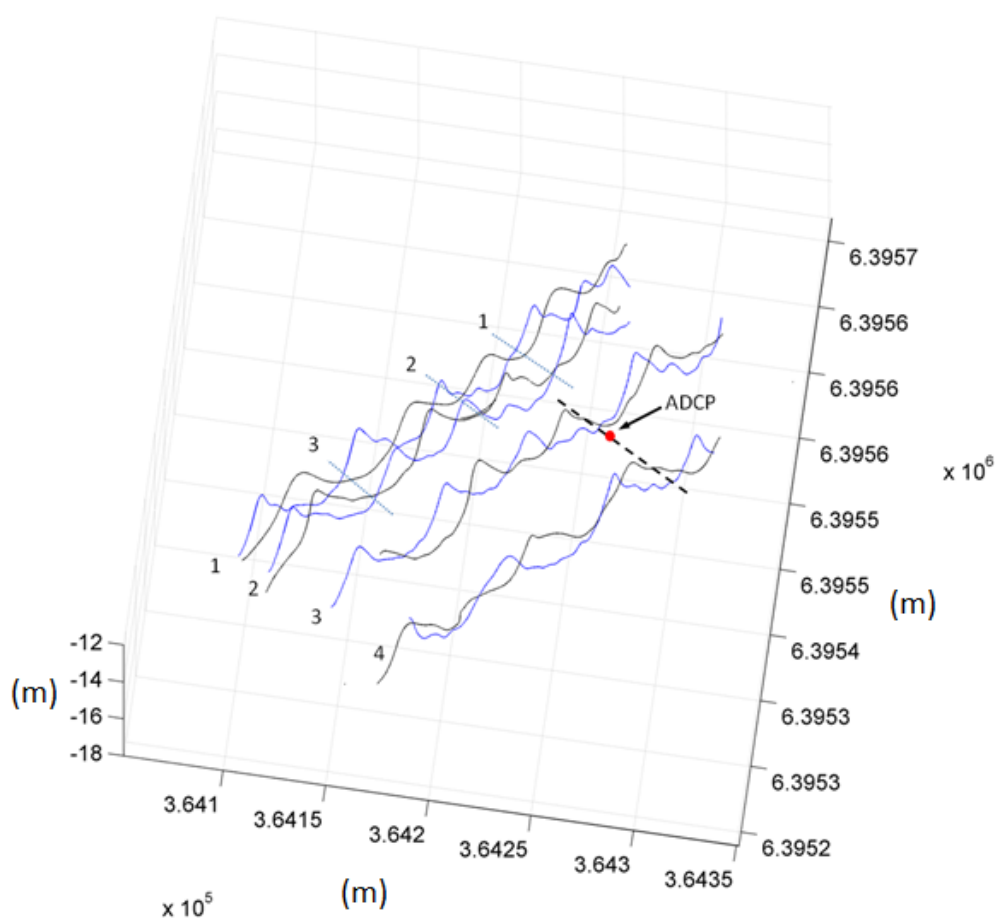


FIGURE 6.30 – Superposition des transects mesurés lors des campagnes du 08 Juillet 2013 (noir) et du 01 Juillet 2014 (bleu). Le point rouge indique la position de l'ADCP.

6.7.2 Échelle annuelle

Les taux de migration sont déterminés sur une période d'un an entre le 08 Juillet 2013 et le 01 Juillet 2014. La position des transects est indiquée sur la figure 6.30 et les résultats dans la table 6.3. Les résultats laissent apparaître un taux de migration moyen de 21 mètres sur la période considérée. Ce taux est en accord avec le taux extrapolé à partir du taux obtenu à l'échelle bimensuelle qui vaut 20 mètres par an. Si l'on regarde les taux de migration plus dans le détail (table 6.3), on constate que les valeurs sont légèrement plus faibles pour le creux 1, entre les transects 3 et 4, où est localisé l'ADCP. Ainsi, le taux de migration moyen y est en moyenne de 14.5 mètres par an, ce qui est en bon accord avec la valeur du taux de migration extrapolé des flux sédimentaires (section 6.6.2)

6.7.3 Échelle du cycle de marée

La dynamique du profil de dune sur le cycle de marée est étudiée à partir des mesures de la campagne du 24 Septembre 2013 et du 13 Juin 2014. Pour la campagne du 24 Septembre 2013, seule la dynamique de la crête est considérée. Les formes surimposées

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d’Arcachon

Transect	Creux 1	Creux 2	Creux 3
1	22	29	29
2	20	30	19
3	12	30	15
4	15	13	28
Moy	17	25	22

TABLE 6.3 – Table des taux de migration mesurés aux creux des dunes pour les transects 1 à 4 (figure 6.30) pour la période du 08 Juillet 2013 au 01 Juillet 2014.

sont moins développées que pour la marée de vive eaux du 13 Juin 2014 et les mesures ne permettent pas de suivre leur évolution avec un degré de précision suffisant. Pour la campagne du 13 Juin 2014, la dynamique de la crête et des formes surimposées sont étudiées.

Cycle de marée moyenne Les transects sont mesurés le long du profil de la dune de projet sur une grande partie du jusant et sur le début du flot pour la marée moyenne de coefficient 75 du 24 Septembre 2013 (table 6.1). La figure 6.31 présente l’ensemble des transects sur la période de mesure ainsi que la phase de marée correspondante à chaque transect. L’abscisse $x = 0$ est choisie arbitrairement en aval du front de dune par rapport à l’écoulement, de façon à représenter le fond sur une distance équivalente à deux longueurs d’ondes. La figure 6.34 montre clairement des déplacements de la crête C et de la ride surimposée R qui décrivent un mouvement de va et vient entre les phases de jusant et de flot. La pente moyenne du front de dune est de 5 degrés et varie faiblement avec la phase de la marée. Le profil de la dune est faiblement asymétrique et présente une cambrure entre $x = 70$ mètres et $x = 80$ mètres. Ce type de profils de dunes ont déjà été observés par *van Veen* (1935) qui les classifient comme étant des dunes à dos-de-chat¹¹. Les mécanismes à l’origine de ce type de profil sont mal compris, mais pourraient être liés à des recirculations de l’écoulement de flot au voisinage de la crête¹². Le compas défectueux de l’ADCP n’a pas permis de mesurer la direction des courants le long du profil. Les vitesses verticales le long du transect indiquent toutefois un phénomène important d’upwelling et de downwelling de l’écoulement au dessus de la crête pendant le flot (figure 6.32). La pente du profil amont est assez marquée au voisinage de la crête, avec un maximum autour de 20°, ce qui est au dessus des valeurs seuil d’existence d’une bulle de recirculation (section 2.2.3).

Les résultats des déplacements horizontaux et verticaux de la crête de la dune sont synthétisés dans la table 6.4. Le déplacement horizontal est considéré positif dans le sens de migration de la dune, c’est à dire en direction du jusant. Pendant la phase du jusant, la crête avance de 1.55 mètres puis recule de près de 0.6 mètres pendant la première

11. ‘Cat-back’ dunes en anglais.

12. Cas d’une dune orientée au jusant.

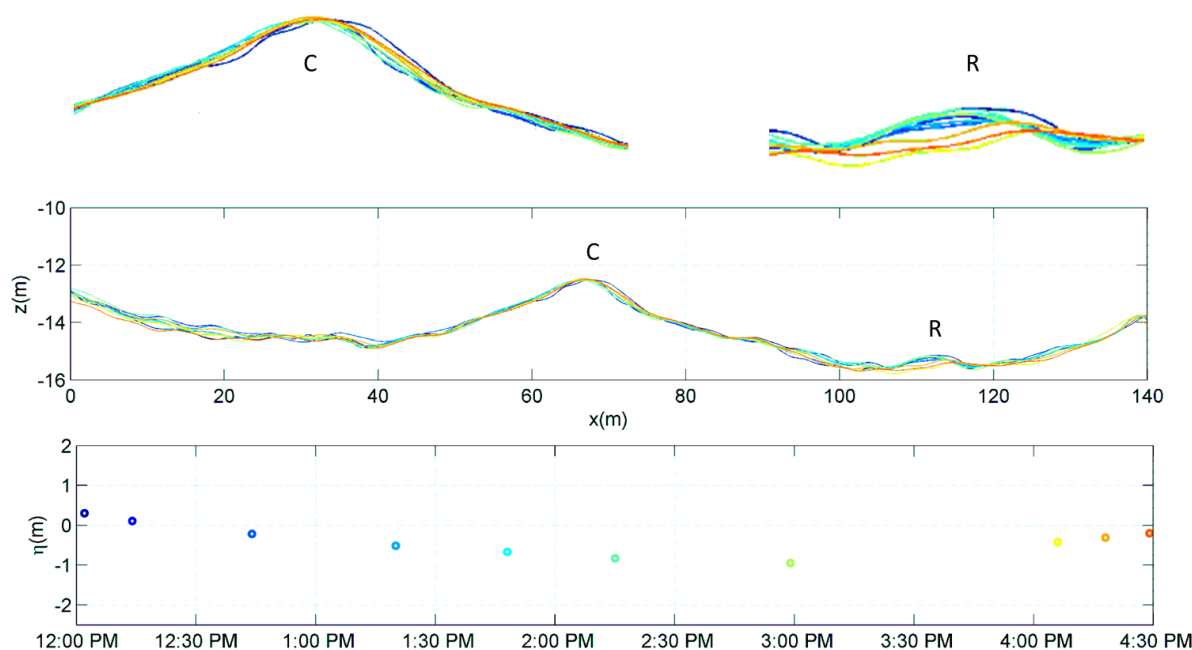


FIGURE 6.31 – Ensemble des transects mesurés lors de la campagne du 24 Septembre 2013. La palette de couleur du bleu au rouge décrit les profils des plus anciens aux plus récents. C correspond à la position de la crête et R à une ride surimposée sur le profil.

partie du flot. La vitesse de déplacement de la crête est de l'ordre de 0.5 mètres par heure pendant la phase de jusant et 0.4 mètres par heure au début du flot. L'amplitude des variations verticales est de l'ordre de la dizaine de centimètres, tour à tour négatifs puis positifs au jusant comme au flot. La figure 6.33 présente les courbes de l'évolution du déplacement horizontal et du déplacement vertical de la crête en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement. La vitesse moyenne de l'écoulement est déterminée à partir des mesures ADCP de la campagne du 13 Juin 2014 pour une marée de coefficient équivalent. Les courbes montrent que sur la phase de jusant, plus le courant diminue, plus le déplacement horizontal est faible, alors qu'il augmente progressivement sur la phase de flot après 14h45. Le taux de migration de la crête est lié à la quantité de sédiment déplacé, elle-même dépendante de l'intensité du courant. La hauteur de la crête diminue jusqu'à 13h15, sous l'impulsion des forts courants de jusant qui arrachent le sédiment du fond et l'entraînent en suspension. À mesure que le courant diminue, après 13h15, le transport se fait majoritairement par charriage et la hauteur de la dune augmente progressivement. Au flot, la hauteur de la dune décroît de nouveau après 15h00, malgré des courants assez modérés, qui remanient le sédiment dans la direction opposée, et rabattent la crête en direction du flot.

Cycle de marée de vives-eaux Les transects sont mesurés sur la phase de jusant de la marée de vives-eaux de coefficient 93 du 13 Juin 2014 (table 6.1). La figure 6.34 présente l'ensemble des transects sur la période de mesure ainsi que la phase de marée

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d'Arcachon

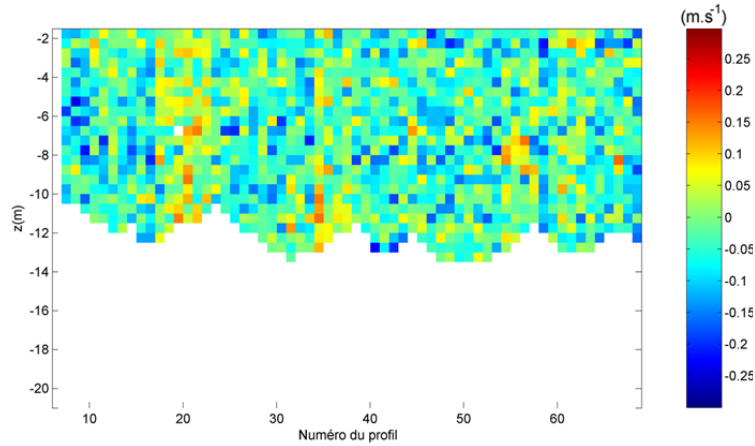


FIGURE 6.32 – Vitesses verticales mesurées au dessus du profil des dunes une heure après l'étalement de jusant le 24 Septembre 2013.

Heure	x_{cr}	Δx_{cr}	z_{cr}	Δz_{cr}
12h02	67.59		-12.64	
12h14	66.57	+1.02	-12.645	-0.004
12h44	66.25	+0.32	-12.79	-0.145
13h20	66.1	+0.14	-12.81	-0.022
13h48	66	+0.1	-12.75	0.064
14h15	66	0	-12.705	0.044
Jusant		+1.55		-0.064
14h59	66.22	-0.18	-12.685	0.019
16h06	66.5	-0.28	-12.756	-0.070
16h18	66.5	0	-12.739	0.017
16h29	66.63	-0.126	-12.818	-0.079
Flot		-0.59		-0.11
Total		+0.96		-0.17

TABLE 6.4 – Table des déplacements horizontaux et verticaux de la crête pour la marée du 24 Septembre 2013; x_{cr} : position de la crête, Δx_{cr} : déplacement horizontal de la crête, z_{cr} : profondeur de la crête, Δz_{cr} : déplacement vertical de la crête.

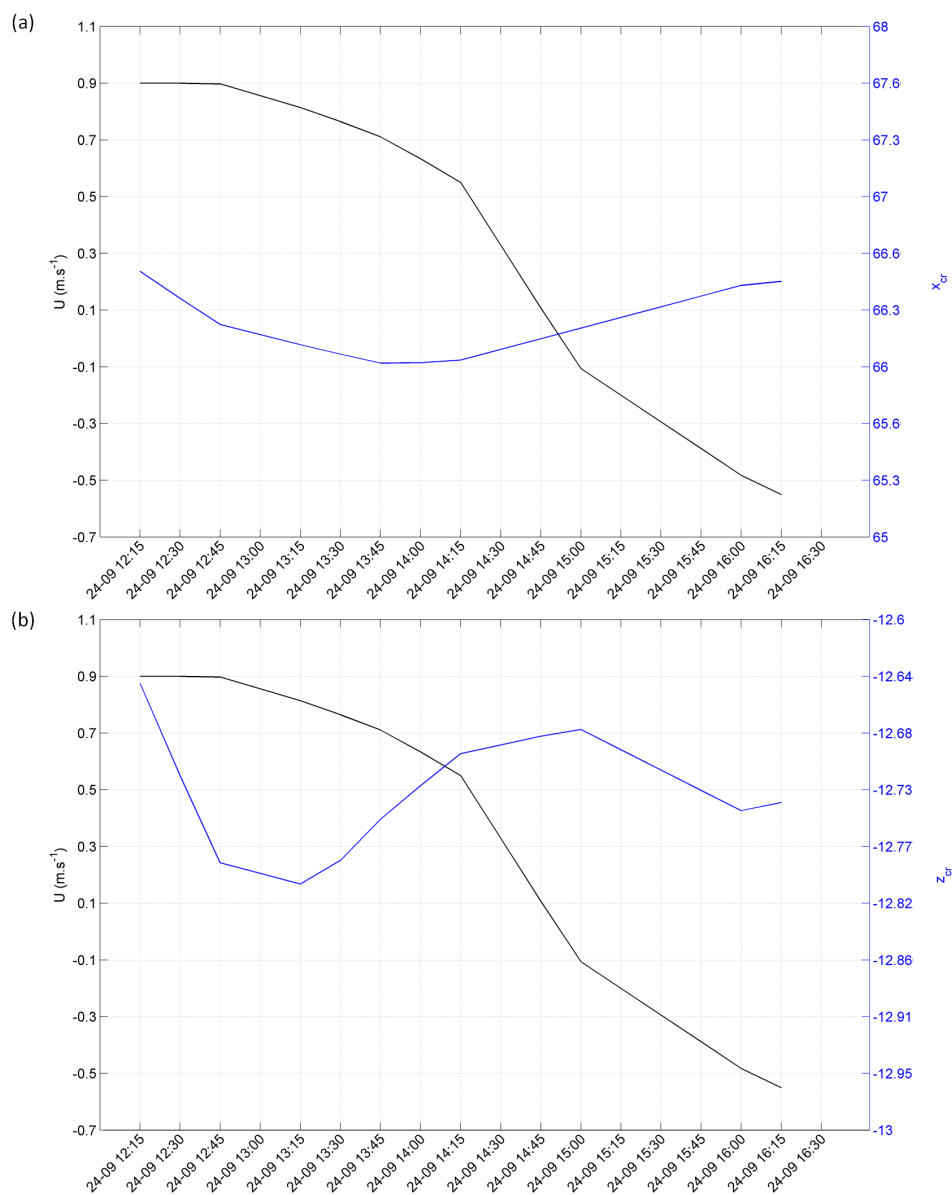


FIGURE 6.33 – Évolution temporelle de la vitesse et du déplacement horizontal de la crête (a) et du déplacement vertical de la crête (b) lors de la campagne du 24 Septembre 2013.

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d’Arcachon

Heure	x_{cr}	Δx_{cr}	z_{cr}	Δz_{cr}	α_{cr}
7h40	85.7		-12.75		12.2
8h37	85.17	+0.53	-12.75	0	18.4
9h02	84.61	+0.56	-12.83	-0.08	16.3
9h49	83.97	+0.64	-12.79	-0.04	19.6
10h40	83.42	+0.55	-12.95	-0.16	15.8
11h04	83.42	0	-12.95	0	14
11h27	83.26	+0.16	-12.94	-0.01	14
Total		+2.44		-0.29	

TABLE 6.5 – Table des déplacements horizontaux et verticaux de la crête pour la marée du 13 Juin 2014. x_{cr} : position de la crête, Δx_{cr} : déplacement horizontal de la crête, z_{cr} : profondeur de la crête, Δz_{cr} : déplacement vertical de la crête, α_{cr} : pente maximale du front de dune.

correspondante à chacun des transects. Les résultats du déplacement de la crête, de la hauteur de la dune et des pentes maximales du front de dune sont synthétisés dans la table 6.5. La figure 6.35 présente les courbes de l’évolution du déplacement horizontal, du déplacement vertical, et du maximum de pente de front de dune en fonction de la vitesse moyenne de l’écoulement. Les résultats montrent que la crête se déplace de 2.44 mètres pendant la phase de jusant, ce qui correspond à une vitesse de déplacement de 0.65 mètres par heure. L’extrapolation du déplacement horizontal de la crête sur une phase de jusant complète (durée de 5h50) donne une valeur de 3.8 mètres. Dans le même temps, la hauteur de la dune diminue d’environ 0.3 mètres. La pente moyenne de la dune passe de 6 degrés au début du jusant à 7 degrés à la fin du jusant. La pente maximale du front de dune passe de 12.2 degrés au début du jusant à 14 degrés à la fin du jusant, avec des valeurs voisines de 20 degrés en milieu de jusant (figures 6.35 et 6.36). Ces valeurs localement élevées, en concomitance avec l’accélération de l’écoulement au dessus de la crête, peuvent entraîner l’existence d’une bulle de recirculation par intermittence, et pourrait expliquer les directions du courant opposées à l’écoulement détectées en aval des crêtes (section 6.5.2). Pendant la phase de jusant, la diminution de hauteur de la dune et le déplacement de la crête de quelques mètres résultent en un profil plus allongé qu’au flot. Le profil de la dune est impacté par les flux de sédiments en suspension importants pendant la phase de jusant, qui sont du même ordre de grandeur que les flux par charriage pour les marées de vives-eaux (section 6.6.2). Le profil de dune est aussi plus allongé que lors de la campagne du 24 Septembre 2013 pour une marée moyenne (figures 6.31 et 6.34). Le flux en suspension apparaît donc comme un agent renforçant le caractère asymétrique des dunes. Les courbes montrent qu’en dépit de la diminution de l’intensité du courant après 9h25, la crête de dune continue sa migration et diminue en hauteur à un rythme soutenu jusqu’à 10h40, ce qui met en évidence le phénomène d’hystérésis lié au retard dans l’adaptation du profil de dune aux conditions hydrodynamiques.

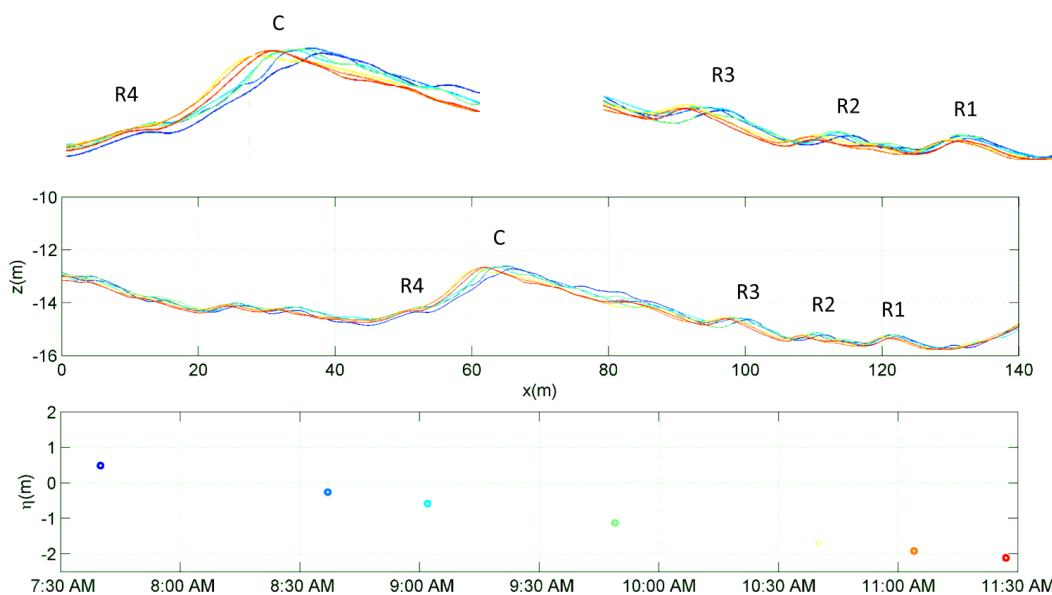


FIGURE 6.34 – Ensemble des transects mesurés lors de la campagne du 13 Juin 2014. 'C' correspond à la position de la crête et les formes surimposées sont numérotées de $R1$ à $R4$.

Dynamique des formes surimposées Comme pour les dunes, le déplacement horizontal des formes surimposées est mesuré au niveau des creux. Trois rides sont situées sur la pente amont de la dune et l'une est positionnée sur le front de dune (figure 6.34). L'ensemble des mesures pour les quatre formes surimposées sont synthétisées dans les tables 6.6, 6.7, 6.8 et 6.9. Les formes surimposées se déplacent plus rapidement à mesure qu'elles se trouvent plus haut sur le profil amont, avec des taux de migration moyens compris entre 0.27 mètres par heure et 0.52 mètres par heure pour $R1$ et $R3$ respectivement. Pour les trois rides situées sur le profil amont, le déplacement est négatif entre 11h04 et 11h27. Les profils montrent que la tailles des rides diminuent, ce qui fait reculer le front de dune. Cela est probablement lié à la baisse d'intensité du courant moyen, qui passe de 1 m.s^{-1} à 0.68 m.s^{-1} . Les déplacements verticaux moyens restent modérés avec des diminutions d'amplitude de 1 à 5 centimètres, pour des hauteurs des rides généralement autour de 30 centimètres. Les rides situées sur le profil amont présentent une asymétrie orientée au flot au tout début du jusant. Un inversement de polarité a lieu entre 7h40 et 8h37, lorsque le courant de jusant se renforce. La ride située sur le front de dune est orientée au flot pour les trois premiers transects, entre 7h40 et 9h02, ce qui pourrait être lié à une recirculation des courants ou à un forçage topographique pendant la bascule de la marée (Barnard *et al.*, 2012). La ride migre d'abord vers la crête sur une distance de 0.59 mètres puis inverse sa migration à partir de la mi-jusant. Le déplacement net de $R4$ est de 1.16 mètres dans le sens du jusant.

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d'Arcachon

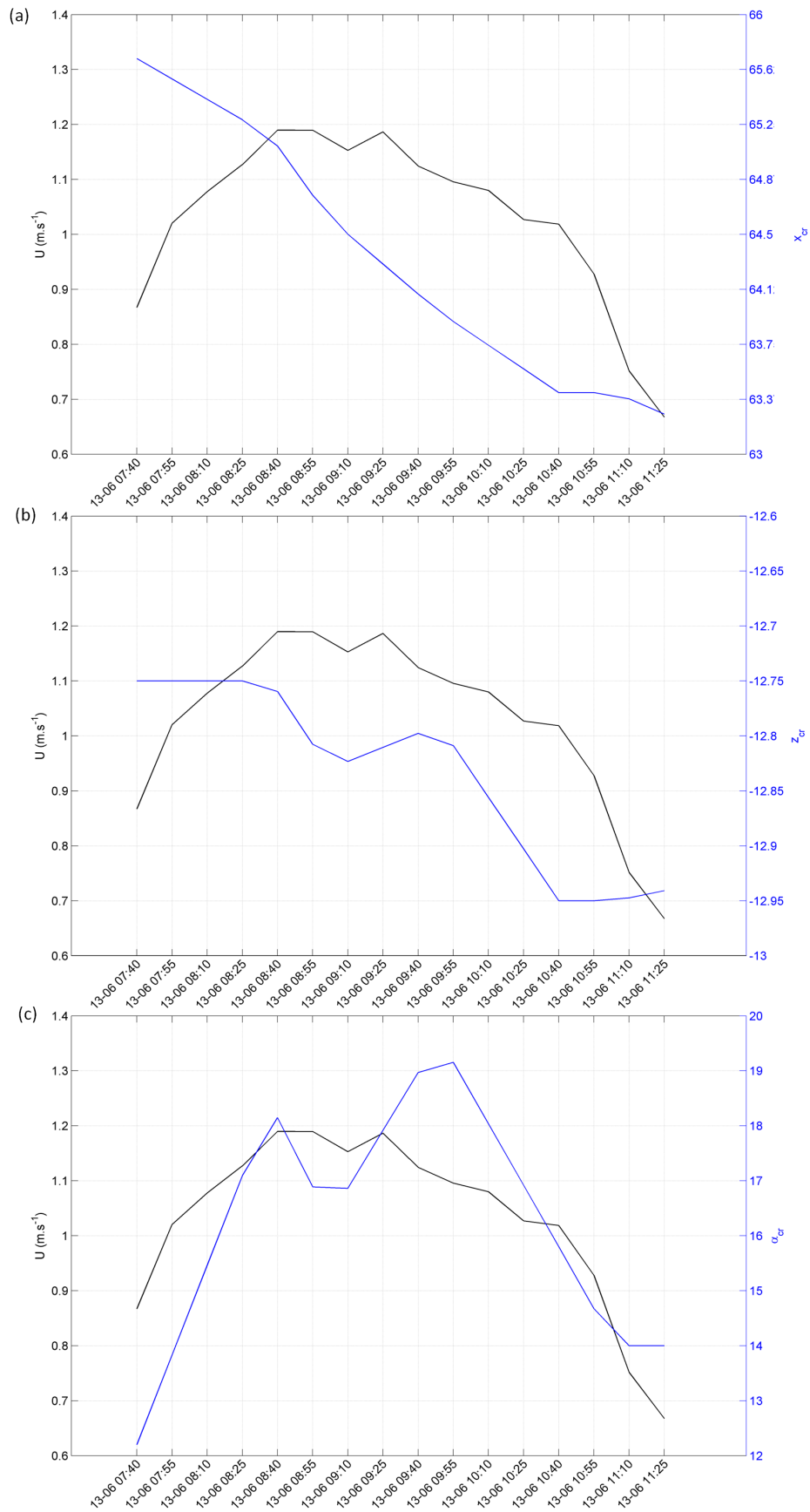


FIGURE 6.35 – Évolution temporelle de la vitesse moyenne et du déplacement horizontal de la crête (a), du déplacement vertical de la crête (b), et de l'inclinaison maximale du front de la dune (c) lors de la campagne du 13 Juin 2014.

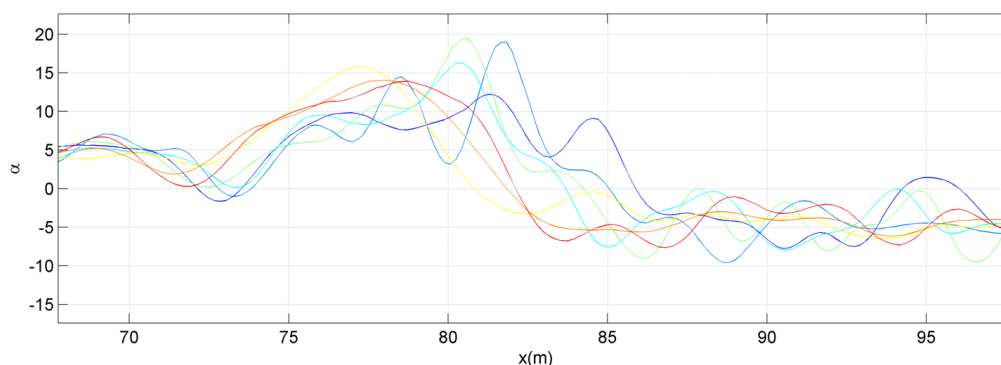


FIGURE 6.36 – Focus sur l'évolution temporelle du profil des pentes au voisinage de la crête mesurées sur le cycle de marée du 13 Juin 2014.

Heure	x_r	Δx_r	z_r	H_r	Δz_r	Or
7h40	138.14		-15.2	0.35		flot
8h37	137.56	0.58	-15.24	0.37	0.027	jusant
9h02	137.4	0.16	-15.24	0.4	0.02	jusant
9h49	137.27	0.13	-15.16	0.36	-0.04	jusant
10h40	136.78	0.49	-15.27	0.37	0.013	jusant
11h04	136.16	0.62	-15.3	0.37	-0.0014	jusant
11h27	136.98	-0.82	-15.32	0.33	-0.036	jusant
Total		1.16			-0.016	

TABLE 6.6 – Table des déplacements horizontaux et verticaux de la ride $R1$ pour la marée de vives-eaux du 13 Juin 2014; x_r : position de la ride, Δx_r : déplacement horizontal de la ride, z_r : profondeur de la crête de ride, H_r : hauteur de la ride, Δz_r : déplacement vertical de la crête de ride, Or : orientation de la forme de fond au flot ou au jusant.

Heure	x_r	Δx_r	z_r	H	Δz_r	Or
7h40	127.69		-15.20	0.24		flot
8h37	127.43	0.26	-15.19	0.2	-0.046	jusant
9h02	127.25	0.18	-15.12	0.29	0.092	jusant
9h49	127.08	0.17	-15.08	0.27	-0.016	jusant
10h40	126.14	0.94	-15.16	0.2	-0.076	jusant
11h04	125.39	0.75	-15.19	0.21	0.012	jusant
11h27	125.90	-0.51	-15.28	0.19	-0.016	jusant
Total		1.8			-0.05	

TABLE 6.7 – Table des déplacements horizontaux et verticaux de la ride $R2$ pour la marée de vives-eaux du 13 Juin 2014.

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d'Arcachon

Heure	x_r	Δx_r	z_r	H	Δz_r	Or
7h40	116.43		-14.63	0.3		flot
8h37	115.30	1.13	-14.55	0.23	-0.07	jusant
9h02	115.10	0.20	-14.57	0.15	-0.081	jusant
9h49	115.69	-0.59	-14.63	0.29	0.14	jusant
10h40	114.06	1.62	-14.47	0.23	-0.06	jusant
11h04	114.1	0.51	-14.54	0.25	0.022	jusant
11h27	114.21	-0.65	-14.56	0.28	0.03	jusant
Total		2.2			-0.02	

TABLE 6.8 – Table des déplacements horizontaux et verticaux de la ride $R3$ pour la marée de vives-eaux du 13 Juin 2014.

Heure	x_r	Δx_r	z_r	H_r	Δz_r	Or
7h40	73.43		-14.3	0.068		flot
8h37	74.02	-0.59	-14.15	0.034	-0.034	flot
9h02	74	0	-14.1	0.027	-0.007	flot
9h49	72.9	1.1	-14.2	0.01	-0.018	jusant
10h40	72.2	0.75	-14.2	0.007	-0.01	jusant
11h04	71.6	0.55	-14.24	0.006	0.006	jusant
11h27	72.4	-0.74	-14.3	0.014	0.008	jusant
Total		1.05			-0.055	

TABLE 6.9 – Table des déplacements horizontaux et verticaux de la ride $R4$ pour la marée de vives-eaux du 13 Juin 2014.

6.7.4 Observation de la migration des formes surimposées

Les formes surimposées sont observées sur la campagne de mesures de Juin 2014 à l'aide d'un ALTUS sur le cycle complet de vives-eaux mortes-eaux. L'évolution temporelle de la hauteur du fond mesurée sous l'ALTUS est représentée sur la figure 6.37. La hauteur prévue pour la position du capteur était initialement de 0.6 mètres. Les premières mesures le 12 Juin à 13h40, après le vrillage de la potence de l'ALTUS au fond, correspondant au début de l'acquisition, montrent que la hauteur sous le capteur n'était que de 0.49 mètres. L'ALTUS a cessé de fonctionner lorsque la hauteur était inférieure à ~ 0.18 m sous le capteur (section 6.3), et seules les formes de hauteur inférieure à 0.31 mètres ont pu être mesurées. Au cours de la première journée du 12 Juin, la mesure s'arrête assez rapidement au début de la campagne, à 16 heures (courant de flot), puis reprend à 19 h 26 (courant de jusant), pour être de nouveau stoppée à 21h20. Le signal ne réapparaît que sporadiquement jusqu'aux alentours du 18 Juin, puis la mesure reprend. Après le 18 Juin, les marnages et les courants de marée diminuent. Les formes surimposées ont des hauteurs plus faibles et sont de nouveau détectées par l'ALTUS (figure 6.37b). Les hauteurs des formes surimposées varient entre 0.1 et 0.2 mètres, et sont inférieures d'un facteur ~ 2 aux hauteurs mesurées avec l'écho-sondeur sur le cycle de marée de vives-eaux du 13 Juin 2014. La courbe de l'évolution de la hauteur du fond est la somme d'un signal haute fréquence, correspondant aux formes surimposées, et basse fréquence, correspondant à l'évolution du profil de la dune principale. La hauteur du profil de dune varie de -20 cm entre le 19 Juin à 23h00 et le 21 Juin 11h00, et de $+20$ cm entre le 21 Juin à 11h00 et le 22 Juin à 23h00. Cette évolution est corrélée aux variations de l'intensité du courant moyen sur la même période (figure 6.37a). L'amplitude de la variation bathymétrique totale est d'environ 30 centimètres sur la période de mesures effective de l'ALTUS (figure 6.37b). La figure 6.38 présente un schéma explicatif de la variation de la hauteur du fond au passage d'une forme surimposée sous le capteur. La figure 6.39 montre un focus sur l'évolution temporelle de la hauteur du fond sur la période de mesure effective, entre le 18 et le 23 Juin, avec les directions du courant moyen. Les bascules de courant sont indiquées par une ligne verticale. La hauteur passe par un maximum sur les phases de flot et commence à diminuer, ce qui est la signature du passage du front d'une forme surimposée sous le capteur de l'ALTUS. A la bascule de courant, la forme surimposée change de polarité et s'oriente dans la direction du jusant, ce qui provoque une augmentation de la hauteur lorsque la crête repasse sous le capteur, suivi d'une diminution rapide de la hauteur.

Deux séquences S1 et S2 correspondant au passage de deux formes surimposées distinctes sous le capteur de l'ALTUS sont indiquées sur la figure 6.39. Les phases de flot et de jusant sont respectivement appelées F0, F1, et F2 et J0, J1 et J2, pour la séquence S1. Lors des phases F1 et F2, l'élévation augmente graduellement, passe par un maximum puis commence à diminuer progressivement avant la bascule du courant.

6 - Observation de la dynamique des dunes tidales dans le bassin d'Arcachon

Cela correspond respectivement au passage du front de la forme, puis de la crête au point d'élévation maximum, et de la partie haute du profil. Juste après la bascule de courant, la forme change de polarité et la crête repasse sous le capteur de l'ALTUS. Cela explique la symétrie de la courbe, indiquée par des flèches rouges sur la figure 6.39, de part et d'autre des lignes de séparation entre les phases de flot et de jusant (F0-J0, F1-J1 et F2-J2). Les mesures montrent que la migration est plus rapide lors des phases de jusant, comme le prouve la décroissance deux fois plus importante de l'élévation du fond respectivement pour J0,J1,J2 par rapport à F0,F1 et F2. Pendant J2, un point bas d'élévation minimum est atteint, puis l'élévation recommence à croître, ce qui signifie que la forme surimposée a maintenant dépassé le capteur, et qu'une nouvelle forme commence à migrer sous l'ALTUS (séquence S2). Le passage de la forme sous le capteur aura duré plus de 18 heures. Les formes ayant une longueur d'onde comprise entre 5 et 10 mètres, cela représente un taux de migration compris entre 0.3 et 0.6 m.h^{-1} , en accord avec les valeurs calculées dans la section 6.7.3.

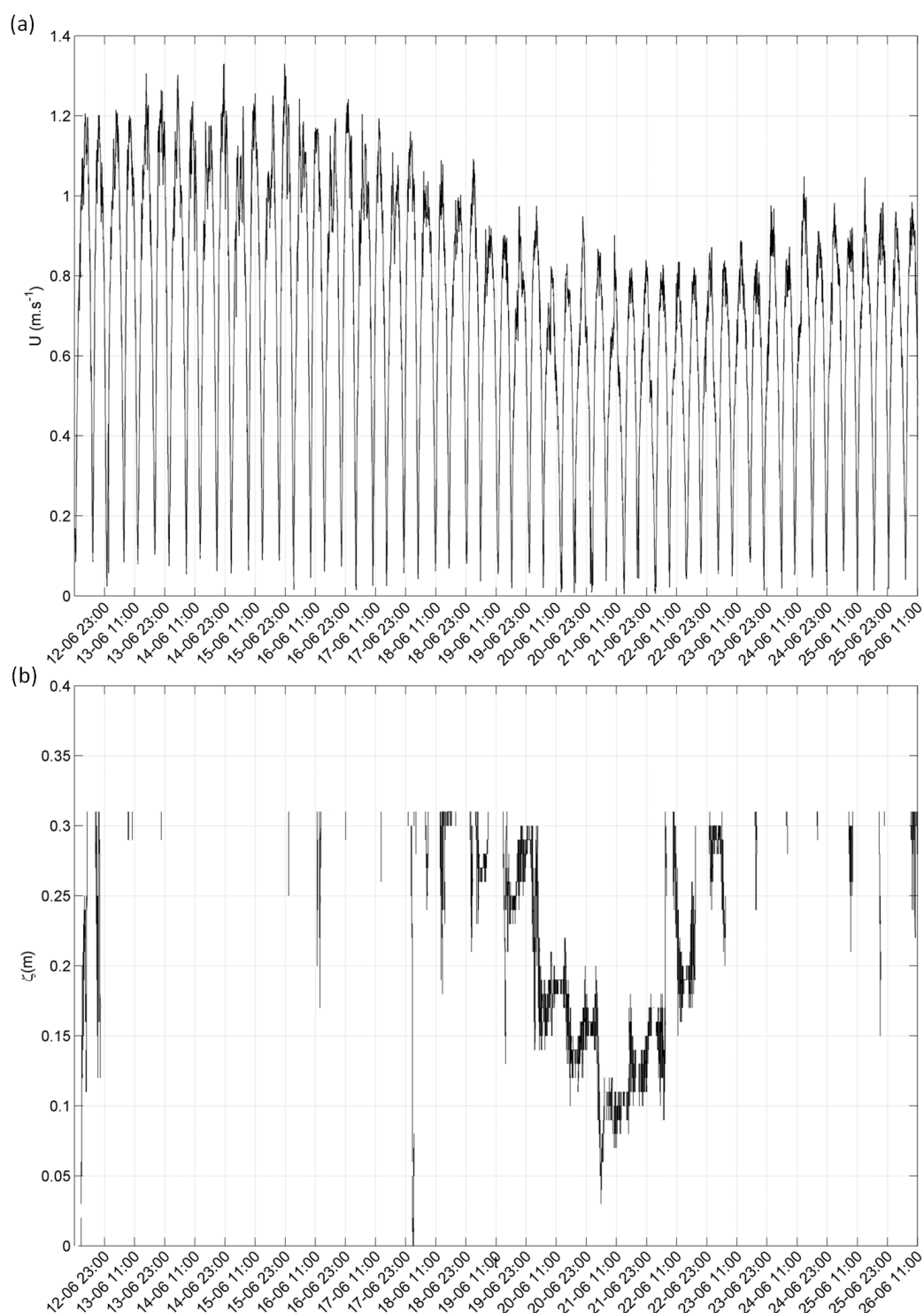


FIGURE 6.37 – Évolution temporelle de la vitesse moyenne de l'écoulement au point de mesure (a) et de la hauteur du fond ζ sous le capteur de l'ALTUS (b) sur le cycle de mortes-eaux vives-eaux.

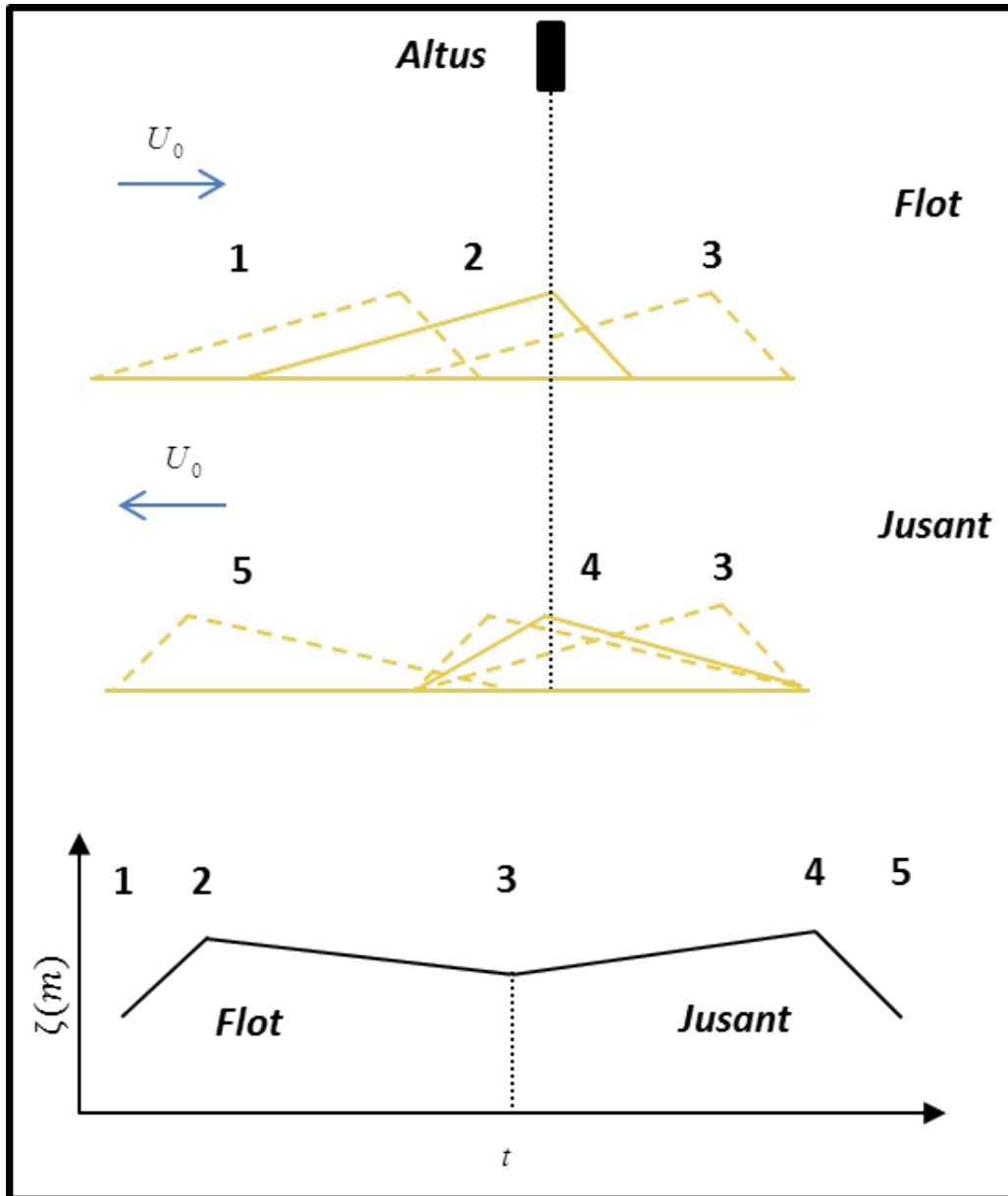


FIGURE 6.38 – Schéma du passage d'une forme surimposée sous le capteur de l'ALTUS et de l'enregistrement de la hauteur du fond.

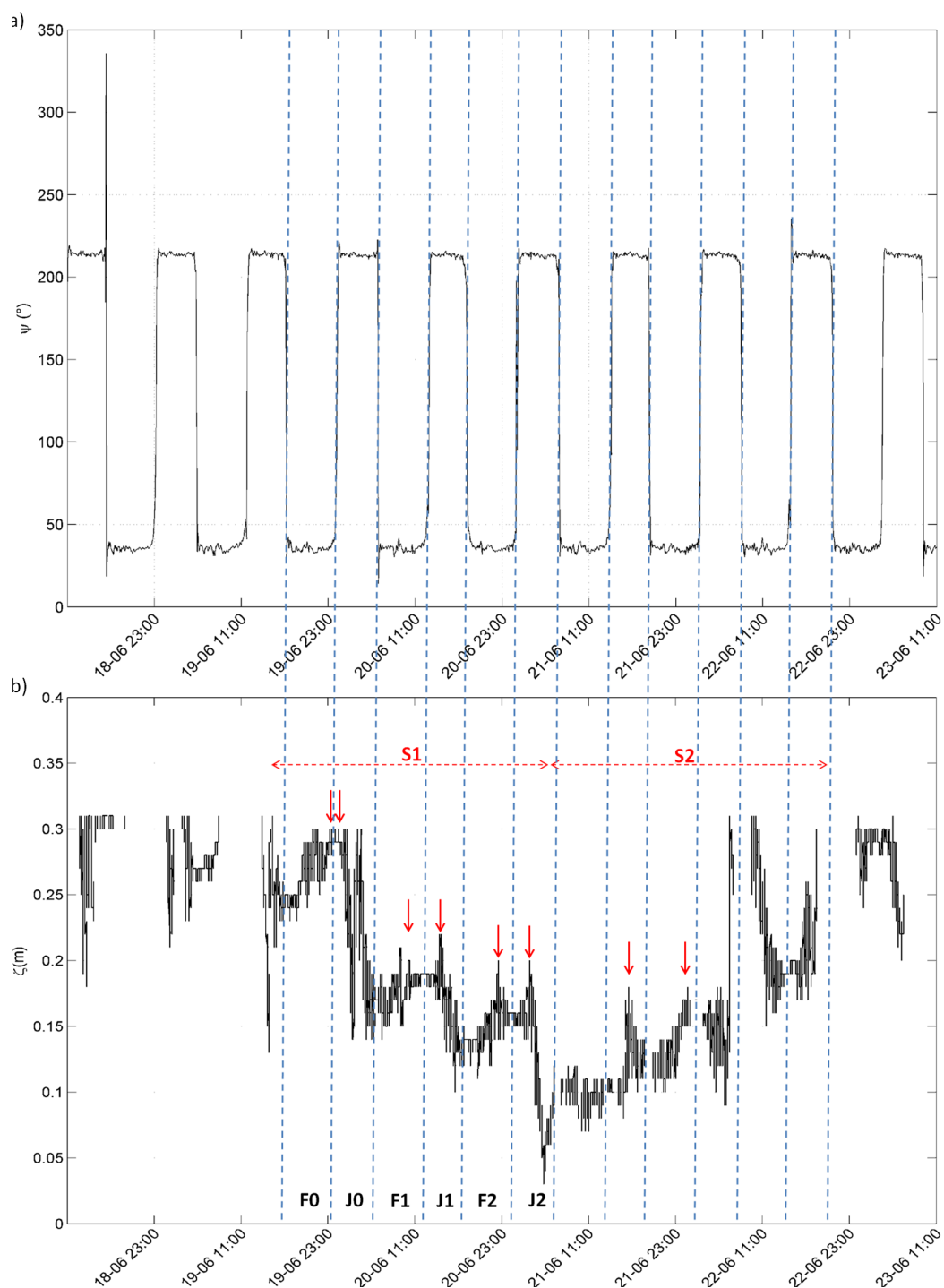


FIGURE 6.39 – Focus sur l'évolution temporelle de la direction moyenne du courant au point de mesures (a) et de la hauteur du fond ζ sous le capteur de l'ALTUS (b) entre le 18 Juin 2014 à 11h00 et le 23 Juin 2014 à 11h00.

Chapitre 7

Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes tidales

Dans ce chapitre, le modèle Dune2D est utilisé en régime d'écoulement tidal pour décrire l'évolution morphodynamique d'un fond de sédiment non-cohésifs faiblement perturbé d'une part et la dynamique de dunes de morphologie voisine de celles rencontrées dans la passe sud du bassin d'Arcachon d'autre part. La simulation de l'évolution du fond faiblement perturbé permet d'obtenir des rides du même ordre de grandeur que les formes surimposées observées *in situ* sur le profil des dunes. La simulation des dunes tidales sur plusieurs cycles de marées permet de simuler l'évolution de leur profil et leur migration.

7.1 Modèle et scénarios

Modèle Le modèle numérique développé pour l'étude des dunes hydrauliques est utilisé pour l'étude des dunes soumises à un courant tidal (chapitre 3). Bien que les courants soient variables le long du cycle de marée, le découplage est ici conservé eu égard aux temps d'adaptation du profil comparativement à ceux de l'hydrodynamique, et de l'évolution lente des débits qui permettent à l'écoulement d'atteindre un état quasi-stationnaire à chaque instant. Le courant de marée moyen est discrétisé selon un pas de temps Δt et le modèle ajuste le terme de pression dans l'équation de continuité jusqu'à obtenir la bonne valeur du courant moyen (chapitre 3).

7.1.1 Paramétrisation et forçage

Afin de réaliser une simulation la plus réaliste possible, les conditions de forçages sont extraites des mesures *in situ* (chapitre 6). Le forçage de marée est extrait des données ADCP et ADV au dessus du profil de dune (section 6.5). Le modèle ne simulant pas la surface libre, les débits doivent être recalculés de manière à conserver les bonnes vitesses de cisaillement au fond. Pour cela, on utilise l'équation 1.6 pour recouvrer les valeurs du courant moyen en considérant une profondeur constante de 13 mètres au dessus du fond.

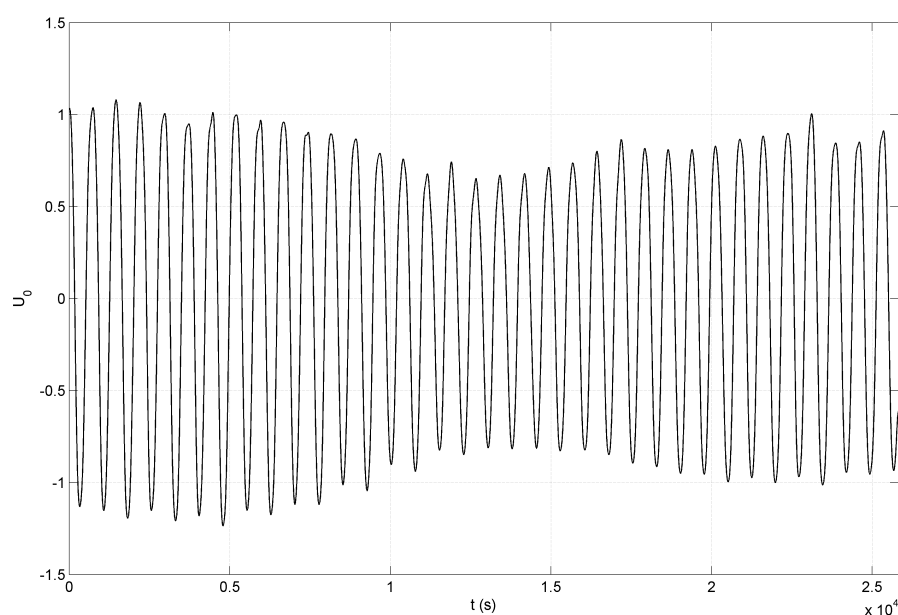


FIGURE 7.1 – Évolution temporelle de la vitesse moyenne U_0 pour les scénarios de modélisation en courant tidal.

Une moyenne glissante est appliquée pour éliminer les perturbations dans la courbe de la vitesse mesurée, et représenter le forçage de façon un peu plus 'synthétique'. La figure 7.1 montre la courbe du courant moyen obtenu et introduite comme condition de forçage dans Dune2D. La simulation démarre au maximum de courant de flot d'une marée de vives-eaux. Pour les résultats des simulations présentées, le flot est dans le sens positif, conventionnellement de la gauche vers la droite, et le jusant dans le sens opposé.

Pour la condition limite au fond, on utilise la rugosité caractéristique du grain médian prélevé sur le profil de la dune de projet (section 6.6.1).

7.1.2 Scénarios de modélisation

Deux scénarios d'évolution sont modélisés. Le premier scénario, appelé scénario R, a pour conditions initiales un fond plat faiblement perturbé et constitué de sédiment non-cohésif. Dans le deuxième scénario, appelé scénario D, le fond est constitué de dunes de même longueur d'onde et hauteur moyennes que la dune de projet étudiée dans le chapitre 6. Ce scénario permet d'étudier la dynamique du champ de dunes sur plusieurs cycles de marée.

7.1.3 Domaines de calcul

Pour le scénario R, la simulation couvre différentes échelles de longueurs d'ondes de formes de fond, comprises dans un intervalle $\lambda \simeq 0.08$ m à $\lambda \simeq 10$ m. Cela ne permet pas de conduire la simulation sur un seul domaine de calcul pour des questions

Domaine	t_i	t_f	Nx	L	D_0	H_f	λ_f
1	0	330	400	2.3	1	0.015	0.3
2	330	430	800	12	6	0.025	0.55
3	430	980	500	12	6	0.06	1.1
4	980	21500	400	12	6	0.26	5.2
5	21500	111000	800	140	13	0.6	8

TABLE 7.1 – Table des principaux paramètres et des domaines de calcul utilisés pour la simulation du scénario R. t_i : temps initial de la simulation, t_f : temps de fin de simulation, Nx : nombre de mailles dans la direction horizontale, L : longueur du domaine, D_0 : profondeur moyenne, H_f : hauteur moyenne des rides à la fin de la simulation, λ_f : longueur d'onde moyenne des rides à la fin de la simulation.

de résolution du maillage. Plusieurs domaines de calcul sont utilisés, dont la résolution et les profondeurs appliquées sont synthétisés dans la table 7.1.

Pour le scénario D, le domaine de calcul à les mêmes caractéristiques que le domaine 5 pour le scénario R (table 7.1) mais avec $L = 150$ m.

7.2 Évolution du fond faiblement perturbé

Les résultats montrent une évolution rapide des formes de fond dans les premiers instants de l'évolution (figures 7.2 et 7.3). La longueur d'onde moyenne des rides devient supérieure au mètre à partir de $t \simeq 950$ s. Les vitesses de migration diminuent jusqu'à l'étale de flot, à $t \simeq 10000$ s, du fait de l'augmentation de la hauteur des rides et du ralentissement des courants. A l'étale de la marée, les rides perdent leur asymétrie, et ne migrent plus (figure 7.3). Lorsque l'intensité du courant réaugmente à nouveau au début du jusant, aux alentours de $t \simeq 13000$ s, les rides inversent leur polarité, gagnent en hauteur, et commencent à migrer dans le sens du jusant. La dynamique des rides décrite ci-dessus se répète dans le temps à chaque inversion du sens du courant, entre les phases de flot et de jusant, ce qui est illustré dans la figure 7.4, qui montre l'évolution du fond au delà de $t = 21500$ s. Les variations de hauteur autour de $\Delta H \simeq 0.2$ m sont supérieures aux variations de hauteur des rides surimposées *in situ* (variation de $\Delta H \simeq 0.05$ m, section 6.7.3). Le courant utilisé dans la simulation est issu de mesures effectuées à la crête, et est d'intensité supérieure au courant au dessus des rides étudiées *in situ*, situées plus bas sur le profil de dune. Toutefois, une part de la diminution de la hauteur des rides peut être imputée au caractère diffusif du modèle morphologique utilisé dans Dune2D, qui a tendance à 'éroder' les formes de fond si la morphologie est actualisée trop souvent quand les flux sédimentaires sont de faible intensité ou nuls, *a fortiori* autour de l'étale de marée.

La hauteur moyenne des rides augmente entre chaque étale de marée, passant de $\langle H \rangle \simeq 0.05$ m à $\langle H \rangle \simeq 0.2$ m, alors que la hauteur maximale pendant les phases de

7.2 - Évolution du fond faiblement perturbé

jusant et de flot passe de $\langle H \rangle \simeq 0.25$ m à $\langle H \rangle \simeq 0.55$ m (figure 7.7). La croissance des rides est assurée par des séquences d'appariements en cascade. La figure 7.6 montre un focus sur deux séquences d'appariements entre $t = 67300$ s et $t = 86800$ s. Contrairement aux appariements dans le cas des dunes hydrauliques, où la ride située en aval du courant était érodée, les crêtes des rides sont ici relativement conservées pendant la phase d'appariement, et fusionnent entre elles, en même temps que les rides s'aplatissent. Lorsque le courant reprend, le nombre de rides présentes au fond a diminué, et la longueur d'onde moyenne augmente (courbe rouge figure 7.8). Les valeurs importantes de $\langle \lambda \rangle$ aux étales de marée sur la figure 7.8 sont dues à l'étalement des rides, ce qui diminue le nombre de 'zero-crossings' détectés.

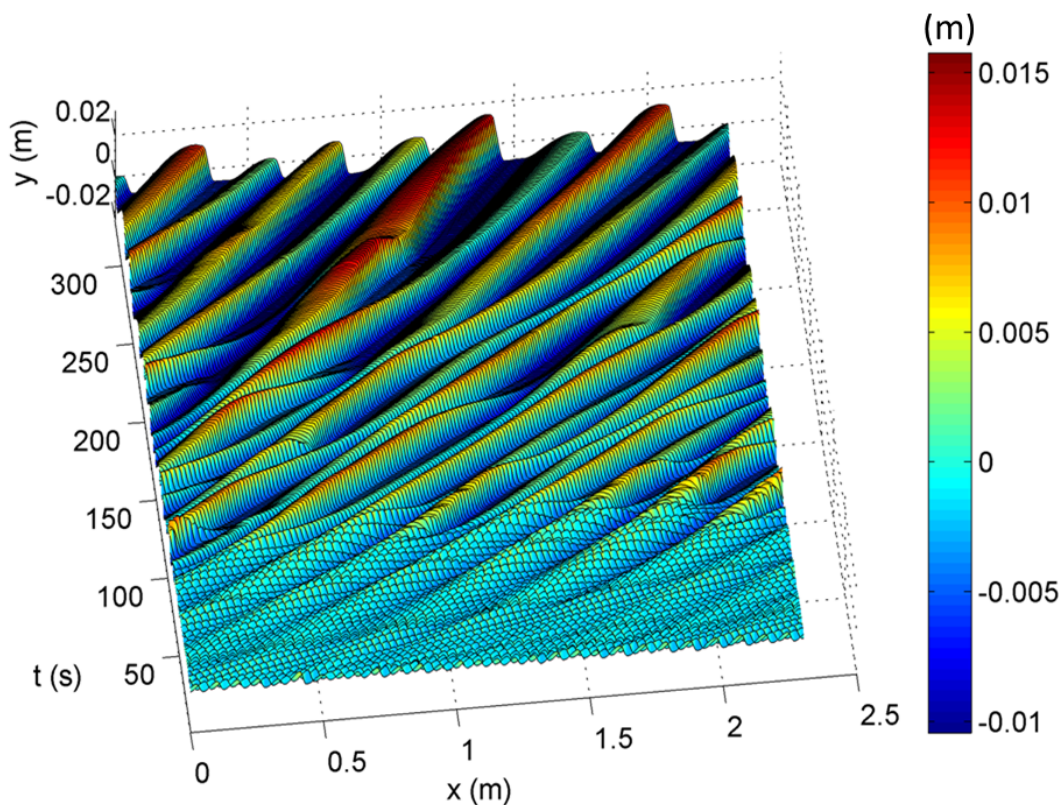


FIGURE 7.2 – Évolution temporelle de la hauteur du fond soumis à un courant tidal entre $t = 0$ s et $t = 330$ s.

La figure de l'évolution de la hauteur moyenne montre que la hauteur minimale est atteinte après que le courant moyen s'annule à chaque étale de la marée. Ce décalage temporel, d'une valeur d'environ 1 h 30, traduit l'effet d'hystérésis lié au retard dans l'adaptation du profil de fond aux changements de conditions hydrodynamiques. En considérant le décalage temporel constant entre le courant moyen et l'évolution du profil, on déduit que les phases de forts courants, autour de $U_0 = 1$ m.s⁻¹, correspondent à une diminution de la hauteur des rides, due au transport en suspension important. La hauteur maximale des rides est atteinte lorsque le courant prend des valeurs plus faibles, autour de $U_0 = 0.6$ m.s⁻¹. Les pentes des rides sont maximales, proches de la valeur de

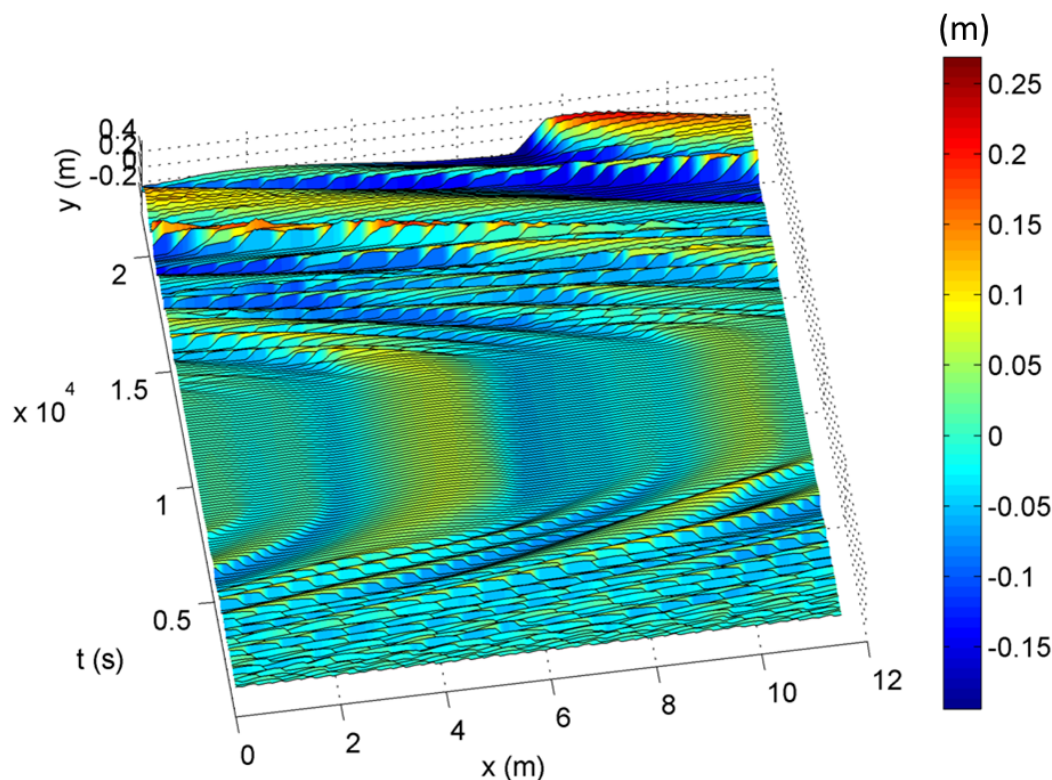


FIGURE 7.3 – Évolution temporelle de la hauteur du fond soumis à un courant tidal entre $t = 430$ s et $t = 21500$ s.

l'angle de repos du sédiment, autour de $t \simeq 41000$ s et $t \simeq 89000$ s au flot et $t \simeq 67000$ s et $t \simeq 107000$ s au jusant, correspondant aux mi-marées (figure 7.5). Ces instants correspondent aux valeurs de courant maximales de flot et de jusant, au delà de 1 m.s^{-1} (figure 7.7). Les figures 7.8 et 7.7 montrent globalement une évolution logarithmique de la hauteur et de la longueur d'onde moyennes en fonction du temps, conformément aux résultats de *Perillo et al.* (2014).

Les rides obtenues dans les simulations ont des longueurs d'ondes et des hauteurs du même ordre de grandeur que les rides surimposées observées sur le profil des dunes du bassin d'Arcachon (section 6.7.3). Les résultats montrent que les rides surimposées se développent rapidement, sur une durée d'environ 30 heures, soit 2 à 3 cycles de marée. En conditions *in situ* les rides migrent jusqu'à la crête de la dune et se dispersent sur le front de dune.

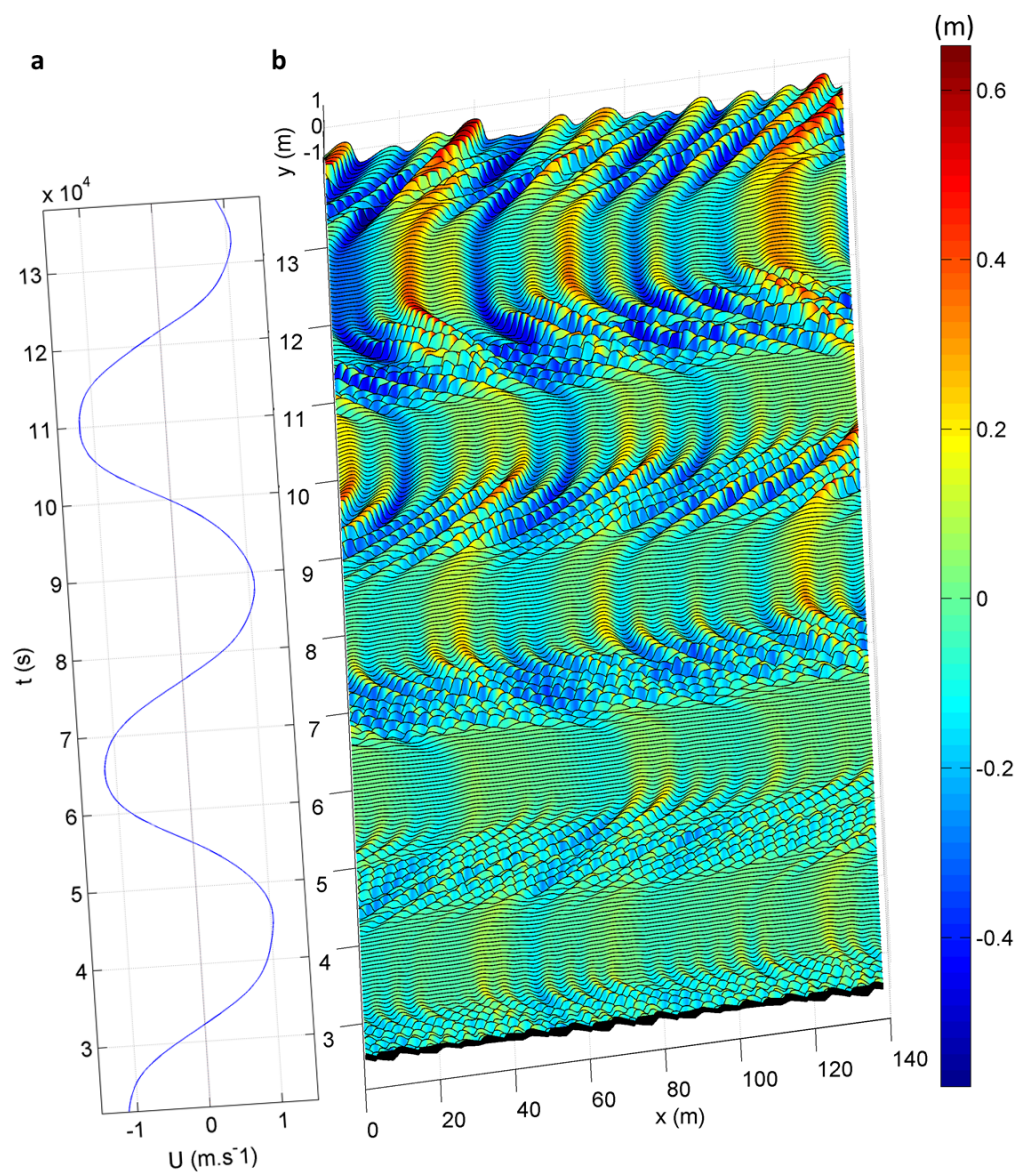


FIGURE 7.4 – Évolution temporelle de la vitesse moyenne (a) et de la hauteur du fond soumis à un courant tidal (b) entre $t = 21500$ s et $t = 137600$ s.

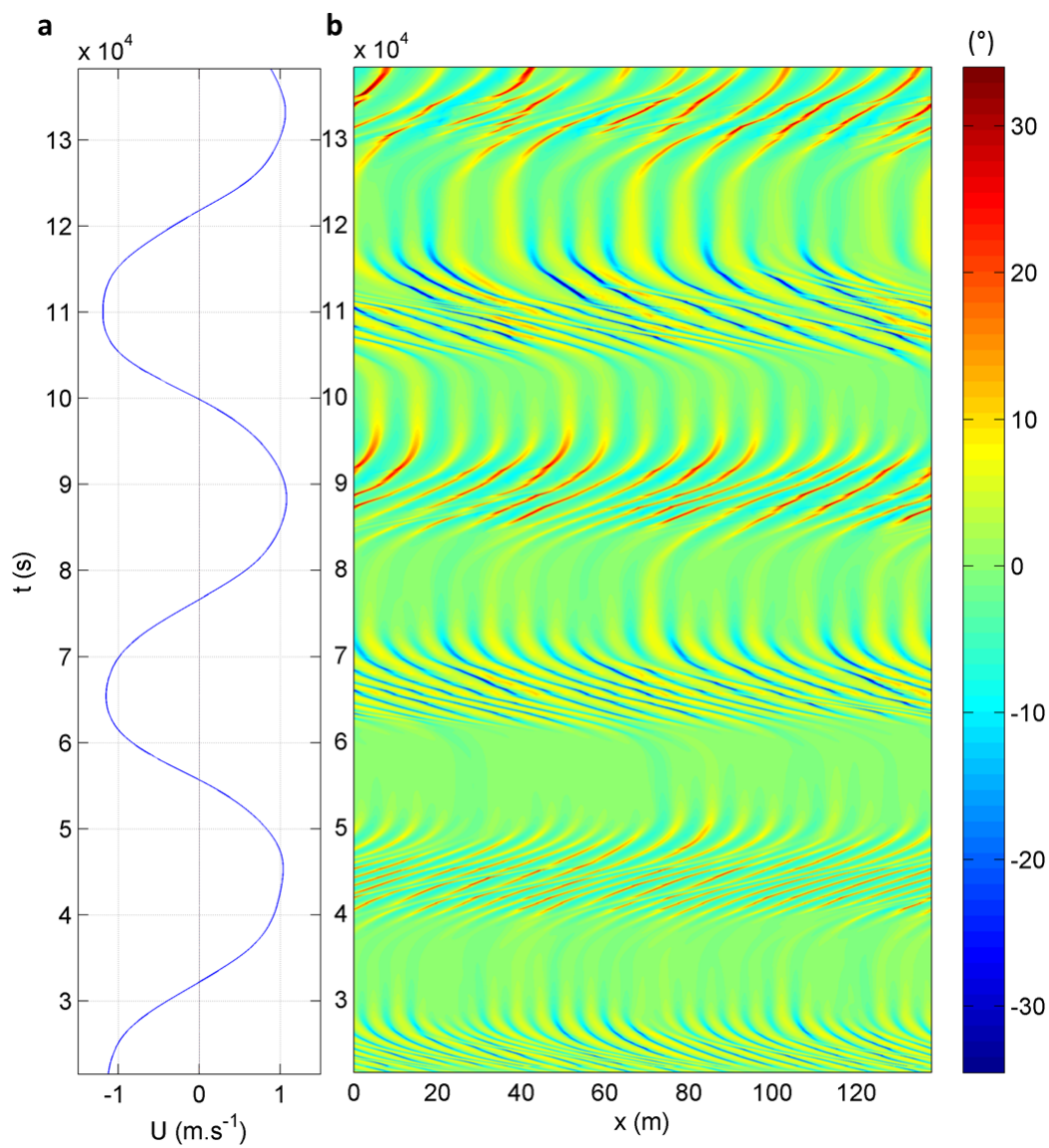


FIGURE 7.5 – Évolution temporelle de la vitesse moyenne (a) et de la pente du fond soumis à un courant tidal (b) entre $t = 21500$ s et $t = 137600$ s.

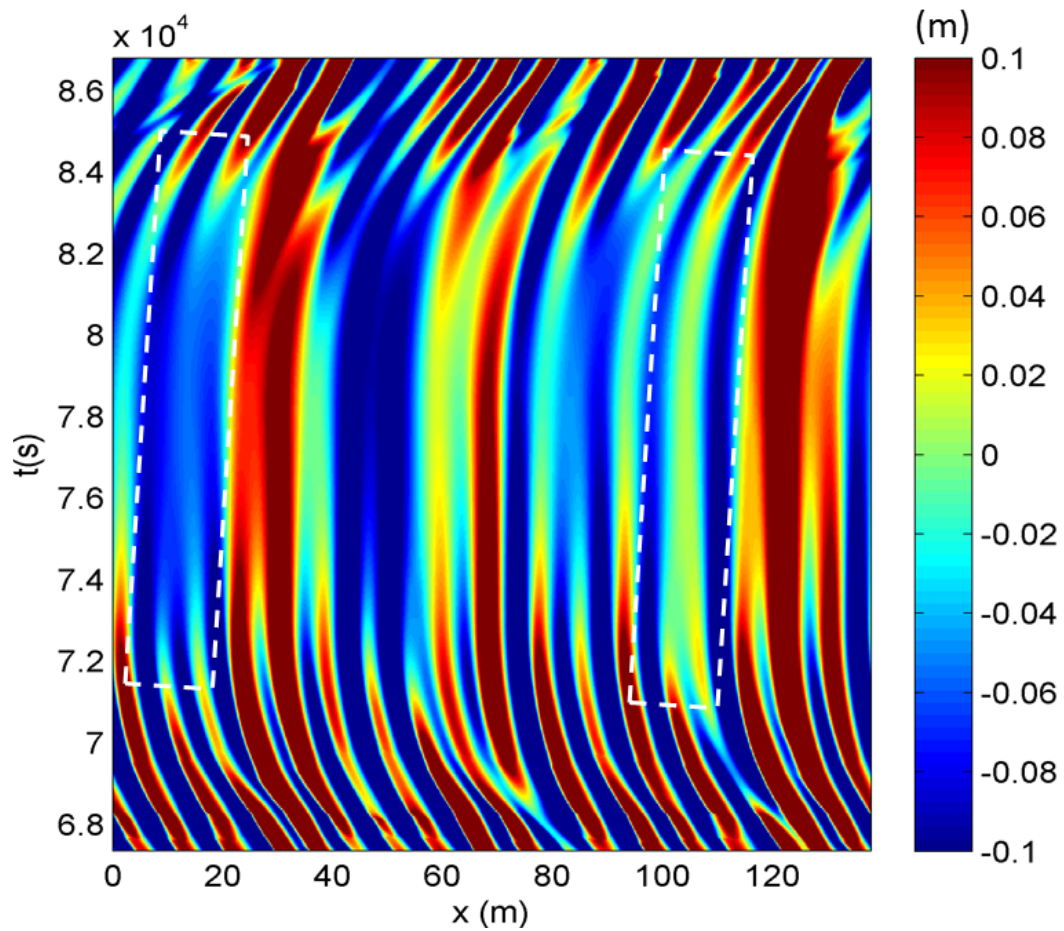


FIGURE 7.6 – Focus sur l'évolution temporelle de la hauteur du fond soumis à un courant tidal entre $t = 67300$ s et $t = 86800$ s. La palette de couleurs est resserrée pour mettre en évidence les séquences d'appariements.

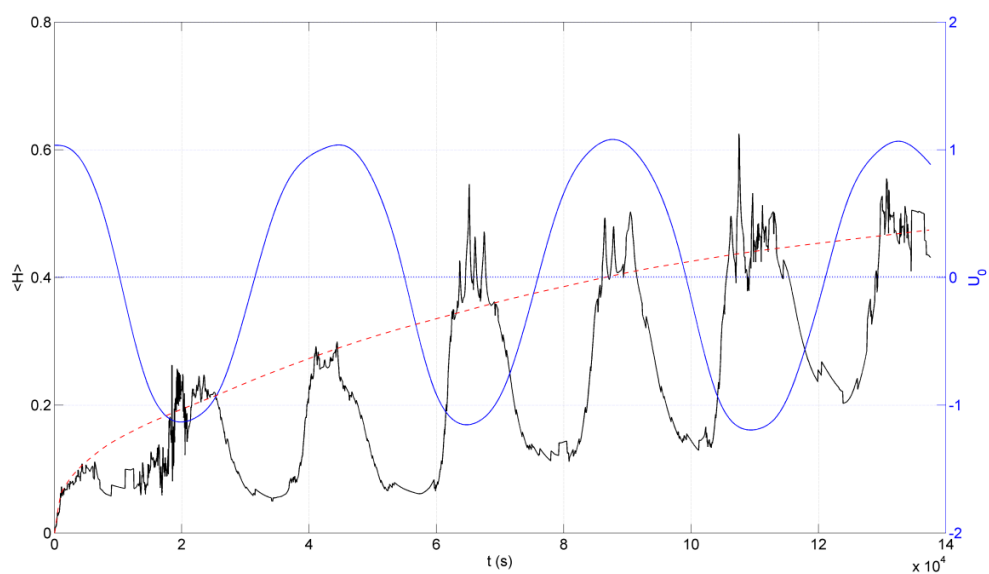


FIGURE 7.7 – Évolution temporelle de la hauteur moyenne du fond (noir) et de la vitesse moyenne du courant (bleu) entre $t = 0$ s et $t = 137600$ s.

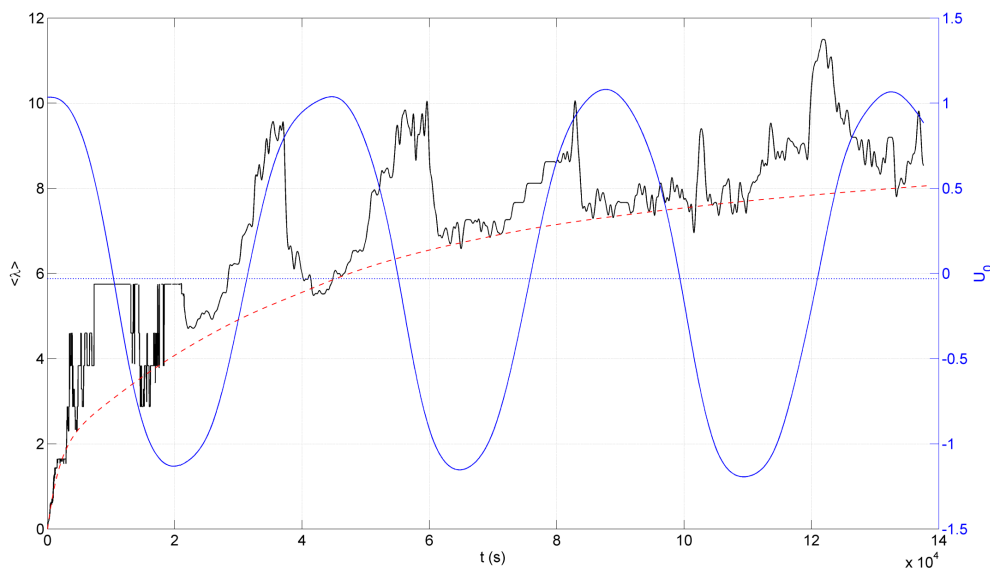


FIGURE 7.8 – Évolution temporelle de la longueur d'onde moyenne du fond (noir) et de la vitesse moyenne du courant (bleu) entre $t = 0$ s et $t = 137600$ s.

7.3 Modélisation de la dynamique des dunes tidales

Le modèle Dune2D est appliqué à l'étude des dunes soumises à un courant tidal. Dans ces simulations les dunes ont des dimensions comparables à celles de la dune de projet étudiée dans le chapitre 6, $\lambda = 70$ m et $H = 2$ m.

Une étude paramétrique a été menée en faisant varier la rugosité du lit pour tenir compte des formes surimposées observées sur le profil de la dune qui induisent un frottement supplémentaire.

Les résultats montrent que pour des valeurs de la rugosité de fond telles que $k_N > 20d_{50}$, le champ de dunes est érodé et la hauteur diminue de façon trop importante par rapport aux observations (figures E.1 et E.2). Pour des valeurs de la rugosité trop faibles telles que $k_N \simeq 1 - 2.5d_{50}$, les dunes ont des mouvements horizontaux de crêtes importants, avec des changements de polarité du profil, ce qui n'est pas le cas pour les grandes dunes tidales. En outre, la hauteur moyenne augmente jusqu'à des valeurs très supérieures aux hauteurs observées *in situ* (figures E.5 et E.6).

Pour modéliser de façon réaliste la dynamique des dunes, une rugosité de $k_N = 10d_{50}$ a été utilisée. En outre, le modèle a été modifié afin de pouvoir séparer la rugosité de forme et la rugosité de paroi pour le calcul des flux de sédiments. Aussi l'effet des formes surimposées sur l'écoulement est pris en compte et les flux de sédiments peuvent être ajustés aux valeurs mesurées à la crête de la dune étudiée pendant les campagnes de mesures (chapitre 6).

Le résultat de l'évolution du champ de dunes sur plusieurs cycles de marée est présenté sur la figure 7.9. L'évolution de la hauteur moyenne des dunes en fonction de la hauteur d'eau est présentée sur la figure 7.10. L'évolution de la pente du fond est présentée sur la figure 7.11.

Les résultats montrent que la crête oscille entre les phases de flot et de jusant mais reste asymétrique dans le sens du jusant. Bien que supérieur dans la simulation, le mouvement horizontal de la crête est du même ordre de grandeur que la valeur *in situ* (valeur extrapolée sur un cycle de marée vive-eaux équivalente à 4 m de déplacement horizontal). Au flot, la crête de la dune se 'cambre' et provoque une cassure sur le profil amont de la dune (par exemple à $t = 48000$ s), ce qui est aussi observé dans les mesures et a été appelé 'dune à dos de chat' par *Langhorne* (1982). La hauteur de la dune est plus importante au flot qu'au jusant dans la simulation, à cause de l'accélération de l'écoulement qui aplatit le profil de la dune au jusant. La valeur maximale des pentes de profil de la dune se situe entre 10 et 20 degrés au flot et au jusant, conformément aux observations *in situ* (figure 7.11). Pendant les phases de flot, les pentes relativement importantes sur le profil amont sont consécutives à la déformation de la partie haute du profil. Le champ de dunes migre lentement dans le sens du jusant conformément à la direction résiduelle nette du transport sédimentaire.

Le décalage temporel entre la vitesse moyenne de courant nulle et la hauteur minimale des dunes consécutive est d'environ 4500 s soit 1 h 15 (figure 7.10) ce qui est en très bon accord avec le décalage mesuré *in situ* (section 6.7.3).

Cette simulation montre que le modèle reproduit très bien les différents aspects de la morphodynamique des dunes sur plusieurs cycles de marée. Les formes surimposées peuvent être paramétrées dans le modèle sous la forme d'une rugosité supplémentaire pour simuler le frottement exercé par les rides sur l'écoulement.

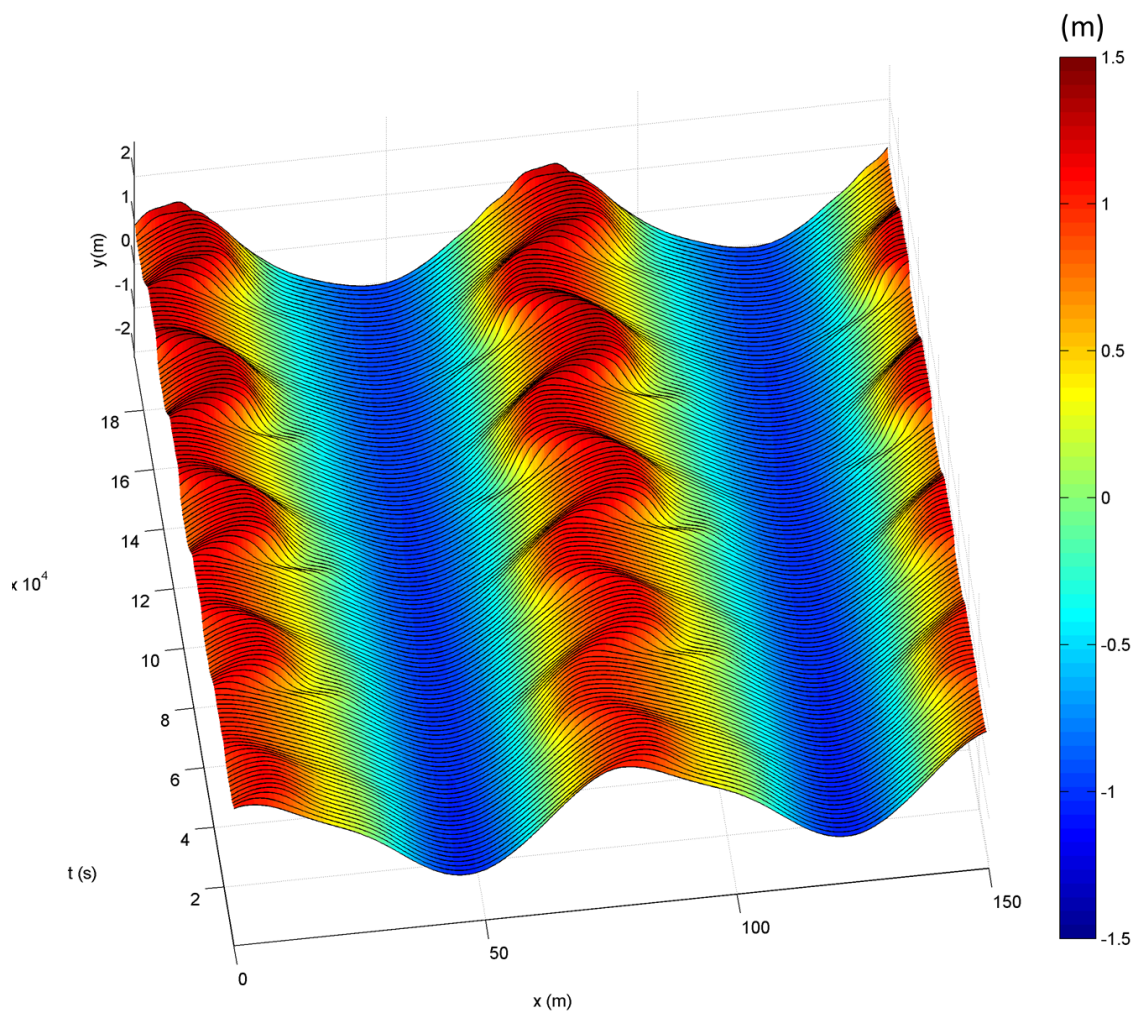


FIGURE 7.9 – Évolution temporelle du champ de dunes entre $t = 0$ s et $t = 195000$ s, $k_N = 10 d_{50}$.

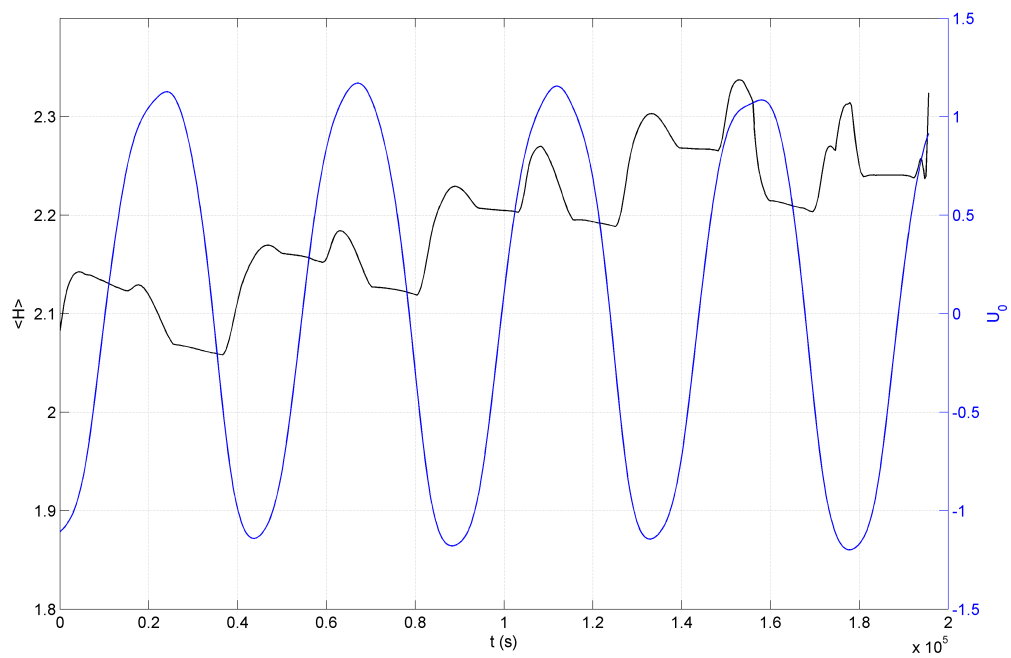


FIGURE 7.10 – Évolution temporelle de la hauteur moyenne des dunes (noir) et de la vitesse moyenne du courant (bleu) entre $t = 0$ s et $t = 195000$ s, $k_N = 10d_{50}$.

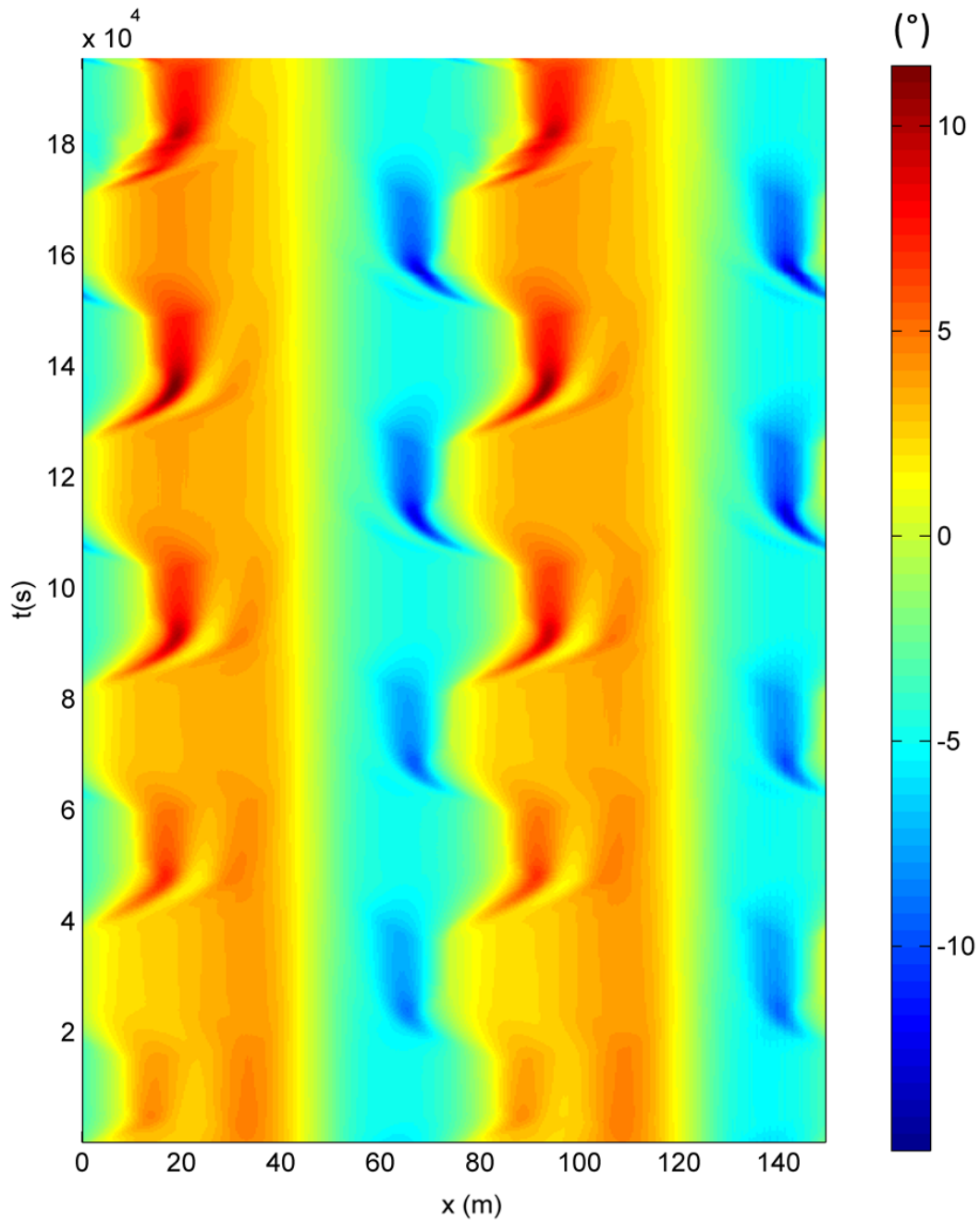


FIGURE 7.11 – Évolution temporelle de la pente des dunes soumis à un courant tidal entre $t = 0$ s et $t = 195000$ s, $k_N = 10d_{50}$.

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

Les objectifs principaux de cette thèse étaient la compréhension des processus d'évolution des dunes, la mise en place d'un modèle numérique, et l'observation des dunes tidales *in situ*. Le travail de thèse a été structuré en deux grandes parties, l'une concernant les dunes hydrauliques et l'autre les dunes tidales. L'étude des dunes hydrauliques a permis de dégager les principales inconnues concernant les processus d'évolution et de développer un modèle numérique capable de simuler leur évolution morphodynamique. Les observations conduites dans le bassin d'Arcachon ont apporté des informations importantes sur la dynamique des dunes tidales et des formes surimposées à différentes échelles temporelles. Le modèle a permis de reproduire l'évolution morphodynamique des dunes tidales avec les conditions de forçage mesurées dans la passe sud du bassin d'Arcachon.

Processus physiques d'évolution

L'utilisation du modèle de couche limite Dune2D a permis de simuler l'évolution d'un fond faiblement perturbé soumis à un courant stationnaire uniforme jusqu'à l'équilibre. En particulier, le modèle a permis de reproduire l'évolution dans les premiers instants et le champ des premières rides. Les résultats montrent que les perturbations colonisent le fond en entraînant des perturbations de flux dans leur sillage sans la présence de bulles de recirculation.

Pendant la phase de développement non linéaire, les séquences d'appariements se déroulent en deux étapes : les petites formes de fond animées de vitesses de migration plus importantes rattrapent les plus grandes formes de fond situées en aval, puis les grandes formes de fond se désagrègent à cause des effets de masquage induits par la forme amont. Pendant la séquence, la hauteur moyenne augmente mais la longueur d'onde reste stable. La longueur d'onde moyenne augmente progressivement dans un deuxième temps pour se réajuster à la nouvelle hauteur de la forme de fond.

8 - Conclusions et perspectives

La modélisation a permis de simuler l'émergence de formes surimposées sur le profil des dunes et de mettre en évidence un nouveau mécanisme de génération. Les formes surimposées sont générées en un point de déflexion sur le profil de la dune consécutif à la réduction de la longueur de relaxation turbulente en aval d'une dune dont la hauteur diminue. Les rides migrent sur le profil de la dune puis provoquent la dégénérescence de la crête de la dune. La dune présente un profil de dune plus allongé caractéristique des dunes à faible pente suite au passage des formes surimposées. Cela aboutit à la conclusion que l'évolution du lit est conduite par deux processus antagonistes : les séquences d'appariements qui entraînent la croissance du lit et les formes surimposées qui la ralentissent en provoquant la dégénérescence et la scission de dunes, suggérant qu'elles tendent à homogénéiser le champ de formes sableuses.

La saturation du champ de dunes était le processus le moins bien connu au début de cette thèse. Une étude paramétrique a permis de déterminer les mécanismes impliqués dans le processus de saturation des dunes. La saturation du champ de dunes est due d'une part à un effet hydraulique de confinement qui réduit le déphasage du maximum de transport par charriage par rapport à la crête, et d'autre part à un effet du transport en suspension dont le maximum est déphasé négativement par rapport à la crête. Ces deux mécanismes sélectionnent le mode de dune en équilibre avec l'écoulement. Ce travail a montré que la saturation était un processus potentiellement lent, en partie du à une diminution très rapide du déphasage du maximum de transport total de sédiments par rapport à la crête pour les grands nombres d'onde.

L'effet du transport du sédiment en suspension sur l'évolution du champ de dunes a été analysé grâce à la modélisation. Les résultats ont montré que les flux de sédiments en suspension accélèrent l'évolution du fond, conduisent à des profils de formes sableuses plus allongés, et permettent de stabiliser la hauteur des dunes, ce qui n'est pas le cas lorsque le transport par charriage seul est considéré. Dans la zone de recirculation, les flux de sédiments conduisent à des dunes de plus grande taille que lorsque la recirculation des sédiments n'est pas prise en compte. La recirculation des sédiments influence les temps d'évolution, qui sont réduits, mais ne joue pas de rôle particulier dans la saturation du champ de dunes.

Observations *in situ*

Les campagnes de mesures menées dans le cadre de ce travail de thèse ont permis d'approfondir les connaissances sur la morphodynamique des dunes tidales à différentes échelles de temps.

L'analyse spectrale a révélé que le fond était structuré autour d'un ou deux modes

de dunes principaux en fonction de la localisation dans le chenal. Proche des bords du chenal, où la ressource en sédiment est limitée, un seul mode de dune est présent alors que plus au centre du chenal, où le sédiment est abondant, deux modes principaux se dégagent.

L'observation des pentes du front de dune pendant le cycle de marée, l'intensité des courants de jusant et les valeurs des directions du courant de sens opposée à la direction principale de l'écoulement tendent à démontrer l'existence d'une zone de recirculation présente par intermittence.

Pendant le cycle de marée, la crête de la dune se déplace horizontalement et verticalement, décrivant un mouvement de va et vient entre les phases de flot et de jusant. L'amplitude du déplacement horizontal atteint 4 mètres pour la phase de jusant d'une marée de vives-eaux. Les formes surimposées connaissent des changements de polarité à la bascule de courant entre les phases de jusant et de flot, et migrent le long du profil de la dune en direction de la crête avec des vitesses allant de 0.3 m.h^{-1} à 0.6 m.h^{-1} . Les rides surimposées présentes sur le front de la dune orientée au jusant migrent en direction de la crête en début de jusant, puis changent de polarité et migrent dans le sens de l'écoulement à partir du mi-jusant.

L'adaptation du profil de la dune au forçage hydrodynamique n'est pas immédiat et se fait avec un retard de l'ordre de l'heure, ce qui met en évidence le phénomène d'hystérésis lié aux temps longs de l'évolution morphodynamique relativement à l'évolution de l'hydrodynamique.

L'asymétrie du profil des dunes est corrélée avec la direction résultante des flux sédimentaires sur le cycle de marée de vives-eaux mortes-eaux, alors que la direction résultante des vitesses est localement orientée dans le sens opposé. Le taux de migration annuel des dunes calculé à partir de la résultante des flux sédimentaires sur le cycle de marée de vives-eaux mortes-eaux est en accord avec les taux de migration mesurés, ce qui n'avait pas été formellement démontré dans les études antérieures.

Modélisation de la dynamique des dunes tidales

Dans le cadre de cette thèse la dynamique des formes de fond soumises à un courant tidal a pu être reproduite pour la première fois par la modélisation numérique. Les conditions de forçage utilisées dans les simulations sont issues des mesures *in situ* collectées lors des campagnes de mesures.

Dans un premier temps, la simulation de l'évolution du fond faiblement perturbé

8 - Conclusions et perspectives

a permis de reproduire la génération de formes de fond du même ordre de grandeur que les formes surimposées mesurées sur le profil des dunes dans la passe sud du bassin d’Arcachon. Les résultats ont montré que les séquences d’appariement ont généralement lieu lors des étales de marée, et conduisent à la fusion des crêtes de rides entre elles, contrairement au cas des dunes hydrauliques où l’érosion de la forme située en aval de l’écoulement a lieu préalablement. La simulation reproduit les changements de polarité à chaque bascule de courant. L’évolution des caractéristiques géométriques du champ de rides suit une tendance logarithmique en accord avec les observations.

La modélisation a permis de reproduire l’évolution morphodynamique des dunes de dimension comparables à celles observées dans la passe sud du bassin d’Arcachon. Les simulations permettent de reproduire la dynamique des crêtes le long du cycle de marée et la migration du profil de la dune sur plusieurs cycles de marée en accord avec les observations.

Perspectives

Les résultats de cette thèse ont permis d’approfondir les connaissances des processus d’évolution des dunes et de développer un outil numérique capable de reproduire leur évolution. Ces résultats ouvrent de nouvelles perspectives de recherches pour les années à venir, d’un point de vue de la modélisation et de l’observation des dunes *in situ*.

Application du modèle Le modèle a permis de simuler l’évolution morphodynamique des dunes de façon réaliste en utilisant un paramétrage construit à partir de données *in situ*. Ce résultat prometteur pourra être approfondi en testant l’influence de la rugosité appliquée, et en la reliant avec les dimensions des formes surimposées présentes sur le profil des dunes. Les simulations ont notamment montré que le ’découplage’ de la rugosité totale due aux formes surimposées et aux grains était importante pour reproduire de façon réaliste la dynamique des crêtes. Une étude paramétrique plus poussée serait intéressante pour déterminer les rugosités idéalement appliquées dans différents cas de figures. Les simulations pourraient être conduites sur des cycles complets de vives-eaux mortes-eaux pour en déduire les taux de migration à long terme des dunes et les comparer aux données expérimentales. Le pas de temps adaptatif introduit dans le modèle permet de réaliser ces simulations dans des temps raisonnables. La paramétrisation de la rugosité permettra de s’affranchir de la modélisation des rides surimposées et ainsi éviter d’appliquer des résolutions trop fines du maillage de calcul, qui sont prohibitives, *a fortiori* en présence de plusieurs échelles de formes de fond. Des conditions de forçages plus complexes pourront être testées, comme lors de scénarios de tempête, en introduisant le forçage de houle dans la simulation. Là aussi, la comparaison avec des

données expérimentales seront nécessaires pour vérifier l'aptitude du modèle à simuler des scénarios de tempête.

Amélioration du modèle La modélisation des flux sédimentaires pourrait être améliorée en adoptant par exemple une formulation de type 'pick up and deposition' ou par l'introduction d'une longueur d'inertie de flux de sédiment par charriage afin de mieux décrire la physique du lit de sédiments non-cohésifs. Une étude paramétrique permettrait de vérifier si le modèle est capable de reproduire les longueurs d'ondes des rides initiales à mesure que l'on raffine le maillage. Un modèle de sédiment multiphasique pourrait en outre permettre d'étudier les mécanismes de tri sédimentaire et les effets sur la morphodynamique du profil de dune et la génération de formes surimposées.

Le modèle RANS utilisé ne permet pas de simuler les fluctuations turbulentes qui sont moyennées. La modélisation des fluctuations turbulentes par l'intermédiaire d'une paramétrisation ou l'utilisation d'un modèle LES permettrait d'étudier la génération éventuelle de rides par bombardement turbulent et de comparer ce mécanisme de génération avec celui mis en évidence pendant la thèse.

La mise en place d'un modèle 3D, basés sur les mêmes principes que le modèle utilisé pendant cette thèse, permettrait de réaliser des simulations de champs de dunes plus réalistes en décrivant leur géométrie tridimensionnelle. Ce type de modèle, couplé par exemple à un modèle du fond de sédiments multi-couches, pourrait contrôler la quantité de la ressource en sédiment, qui joue un rôle dans l'aspect morphologique des dunes.

Importance des mesures *in situ* Parmi les pistes de travail possibles pour approfondir les recherches sur la morphodynamique des dunes tidales, un certain nombre d'observations complémentaires pourraient être envisagées.

L'utilisation d'un sondeur à balayage multifaisceaux permettrait de limiter le nombre de sorties en mer, d'éviter les erreurs de mesures liées à la trajectoire du bateau le long des transects, et d'observer la configuration des rides surimposées, dont l'orientation peut varier de plusieurs dizaines de degrés par rapport à l'axe d'orientation de la dune.

La mesure des flux de sédiments par charriage et en suspension à la crête de la dune permettrait de s'affranchir des lois empiriques de flux sédimentaires. Ces mesures pourraient être réalisées à l'échelle d'un cycle de marée et reliées aux mesures de courant pendant la même période, puis extrapolées sur le cycle complet vives-eaux mortes-eaux.

8 - Conclusions et perspectives

Les observations saisonnières seraient utiles pour étudier les changements dans les caractéristiques géométriques des dunes (modes principaux, asymétrie) et les inversions de polarité éventuelles. Il faudrait de surcroît réaliser des observations avant et après une tempête pour étudier la réponse du profil des dunes et les temps de retour à l'équilibre. Ces observations sont également importante pour tester de nouveaux scénarios de modélisation.

L'extension de la zone de levés bathymétriques permettrait de délimiter l'emprise du champ de dunes de la passe sud du bassin d'Arcachon et apporter des réponses sur l'origine et la destination du sédiment constituant les dunes, afin de pouvoir dresser des bilans sédimentaires.

Bibliographie

- Allen, J. R. L., *Current ripples : their relation to patterns of water and sediment motion*, 433 pp., North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968.
- Allen, J. R. L., *Sedimentary Structures. Their Character and Physical Basis*, vol. 30A – 30B of *Developments in sedimentology*, Elsevier Scientific Publishing Company, 1982.
- Allen, J. R. L., et P. F. Friend, Relaxation time of dunes in decelerating aqueous flows, *Journal of the Geological Society*, 132, 17–26, 1976, doi :10.1144/gsjgs.132.1.0017.
- Allen, Philip A., Some guidelines in reconstructing ancient sea conditions from wave ripplemarks, *Marine Geology*, 43, M59–M67, 1981.
- Allen, Philip A., Reconstruction of ancient sea conditions with an example from the Swiss molasse, *Marine Geology*, 60, 455–473, 1984.
- Andersen, K. H., *The dynamics of ripples beneath surface waves and topics in shell models of turbulence*, Ph.D. dissertation, Det Naturvidenskabelige Fakultet Københavns Universitet, 1999, [[http ://www.nbi.dk/ kenand/Thesis.html](http://www.nbi.dk/kenand/Thesis.html)].
- Andreotti, A., P. Claudin, et A. Fourrière, Qu'est-ce qui détermine la taille des dunes ? mécanismes et lois d'échelle, *19 ème congrès français de mécanique, 24-28 Août 2009*, 2011.
- Andreotti, A., P. Claudin, O. Devauchelle, O. Duràn, et A. Fourrière, Bedforms in a turbulent stream : ripples, chevrons and antidunes, *Journal of Fluid Mechanics*, 690, 94–128, 2012, doi :10.1017/jfm.2011.386.
- Araújo, Ascânio D., Eric J. R. Parteli, Thorsten Pöschel, José S. Andrade, et Hans J. Herrmann, Numerical modeling of the wind flow over a transverse dune, *Scientific Reports*, 3, 2013, doi :10.1038/srep02858.
- Ashley, G. M., Classification of large-scale subaqueous bedforms : a new look at an old problem. journal of sedimentary petrology, *Journal of Sedimentary Petrology*, 60, 160–172, 1990.
- Baas, Jaco H., A flume study on the development and equilibrium morphology of current ripples in very fine sand, *Sedimentology*, 41, 185–209, 1994.

BIBLIOGRAPHIE

- Baas, Jaco H., An empirical model for the development and equilibrium morphology of current ripples in fine sand, *Sedimentology*, *46*, 123–138, 1999.
- Bagnold, Ralph R., *The physics of blown sand and desert dunes*, Chapman and Hall, 1941.
- Barnard, P. L., D. M. Hanes, D. M. Rubin, et R. G. Kvitek, Giant sand waves at the mouth of san francisco bay, *EOS Transactions*, *87*, 285–289, 2006, doi : 10.1029/2006EO290003.
- Barnard, P. L., L. H. Erikson, et R. G. Kvitek, Small-scale sediment transport patterns and bedform morphodynamics : new insights from high-resolution multibeam bathymetry, *Geo-Marine Letters*, *31*, 227–236, 2011, doi : 10.1007/s00367-011-0227-1.
- Barnard, P. L., L. H. Erikson, D. M. Rubin, P. Dartnell, et R. G. Kvitek, Analyzing bedforms mapped using multibeam sonar to determine regional bedload sediment transport patterns in the san francisco bay coastal system, *Marine Geology*, 2012, doi : 10.1016/j.margeo.2012.10.011.
- Barrie, J. V., et K. W. Conway, Seabed characterization for the development of marine renewable energy on the pacific margin of canada, *Continental Shelf Research*, *83*, 45–52, 2014, doi :10.1016/j.csr.2013.10.016.
- Barrie, J. V., P. R. Hill, K. W. Conway, K. Iwanowska, et K. Picard, Georgia basin : Seabed features and marine geohazards, *Geoscience Canada*, *32*, 145–156, 2005.
- Bastos, A.C., D. Paphitis, et M.B. Collins, Short-term dynamics and maintenance processes of headland-associated sandbanks : Shambles bank, english channel, uk, *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, *59*, 33–47, 2004, doi :10.1016/j.ecss.2003.07.008.
- Belderson, R. H., M. A. Johnson, et N. H. Kenyon, *Bedforms*, 27–57 pp., London : Chapman and Hall, 1982.
- Bennett, J., et J. Best, Mean flow and turbulence structure over fixed, two-dimensional dunes : implications for sediment transport and bedform stability, *Sedimentology*, *42*, 491–513, 1995.
- Berné, S., *Architecture et dynamique des dunes tidales*, Ph.D. dissertation, Université de Lille 1, Villeneuve d'Ascq, 1991.
- Berné, S., P. Castaing, E. Le Drezen, et G. Lericolais, Morphology, internal structure, and reversal of asymmetry of large subtidal dunes in the entrance to gironde estuary (france), *Journal of Sedimentary Petrology*, *63*, 780–793, 1993.

- Bertin, X., E. Chaumillon, A. Sottolichio, et R. Pedreros, Tidal inlet response to sediment infilling of the associated bay and possible implications of human activities : the marenes-oleron bay and the maumusson inlet, france, *Continental Shelf Research*, 25, 1115–1131, 2005.
- Besio, G., P. Blondeaux, et G. Vittori, On the formation of tidal sand waves, *Journal of Fluid Mechanics*, 557, 1–27, 2006, doi :10.1017/S0022112006009256.
- Best, J., On the entrainment of sediment and initiation of bed defects : insights from recent developments within turbulent boundary layer research, *Sedimentology*, 39, 797–811, 1992, doi :10.1111/j.1365-3091.1992.tb02154.x.
- Best, J., The fluid dynamics of river dunes : A review and some future research directions, *Journal of Geophysical Research*, 110, F04S02, 2005, doi :10.1029/2004JF000218.
- Best, J., et R. Kostaschuk, An experimental study of turbulent flow over a low-angle dune, *Journal of Geophysical Research*, 107, 18–1–18–19, 2002, doi :10.1029/2000JC000294.
- Best, J., G. Blois, J. Barros, et K. Christensen, The dynamics of bedform amalgamation : new insights from a very thin flume, *Van Lancker, V. and Garlan, T. (Eds), 2013. MARID 2013. Fourth International Conference on Marine and River Dune Dynamics*, 29–34, 2013.
- Betat, A., Frette V., et I. Rehberg, Sand ripples induced by water shear flow in an annular channel, *Physical Review Letters*, 83, 88–91, 1999.
- Betat, A., Kruehle C. A., Frette V., et I. Rehberg, Long-time behavior of sand ripples induced by water shear flow, *The European Physical Journal E*, 8, 465–476, 2002, doi :10.1140/epje/i2001-10110-y.
- Bøe, R., J. Skardhamar, L. Rise, M.F.J. Dolan, V. K. Bellec, M. Winsborrow, Ø. Skagseth, J. Knies, E. L. King, O. Walderhaug, S. Chand, S. Buenz, et J. Mienert, Sandwaves and sand transport on the barents sea continental slope offshore northern norway, *Marine and Petroleum Geology*, 60, 34–53, 2015, doi :10.1016/j.marpetgeo.2014.10.011.
- Bolle, A., M. Mathys, et P. Haerens, How the belgian wind farm buisness made us discover the challenging environment of marine sand dunes, *Van Lancker, V. and Garlan, T. (Eds), 2013. MARID 2013. Fourth International Conference on Marine and River Dune Dynamics*, 45–52, 2013.
- Boothroyd, J. C., et D. K. Hubbard, *Genesis of bedforms in mesotidal estuaries*, 217–234 pp., New York, NY : Academic Press, Inc, 1975.

- Bradley, R.W., J. G. Venditti, R. A. Kostaschuk, M. Church, M. Hendershot, et M. A. Allison, Flow and sediment suspension events over low angle dunes : Fraser estuary, canada, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 118(3), 1693–1709, 2013, doi :10.1002/jgrf.20118.
- Bradshaw, P., et F. Y. F. Wong, The reattachment and relation of a turbulent shear layer, *Journal of Fluid Mechanics*, 52, 113–135, 1972.
- Bradshaw, P., B. E. Launder, et J. L. Lumley, Collaborative testing of turbulence models, *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 118, 243–247, 1996.
- Butel, R., H. Dupuis, et P. Bonneton, Spatial variability of wave conditions on the french atlantic coast using in situ data, *Journal of Coastal Research Special Issue*, 36, 93–108, 2002.
- Castelle, B., J. Bourget, N. Molnar, D. Strauss, S. Deschamps, et R. Tomlinson, Dynamics of a wave-dominated tidal inlet and influence on adjacent beaches, Currumbin Creek, Gold coast, Australia, *Coastal Engineering*, 54, 77–90, 2007, doi :10.1016/j.coastaleng.2006.08.007.
- Cayocca, F., Long-term morphological modeling of a tidal inlet : the Arcachon basin, France, *Coastal Engineering*, 42(2), 115–142, 2001, doi :10.1016/S0378-3839(00)00053-3.
- Charru, F., Selection of the ripple length on a granular bed sheared by a liquid flow, *Physics of Fluids*, 18, 121508, 2006, doi :10.1063/1.2397005.
- Charru, F., Sand ripples and dunes, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45, 469–493, 2013, doi :10.1146/annurev-fluid-011212-140806.
- Charru, F., et E. Hinch, Ripple formation on a particle bed sheared by a viscous liquid part1, *Journal of Fluid Mechanics*, 550, 111–121, 2006, doi :10.1017/S002211200500786X.
- Charru, F., et H. Mouilleron-Arnould, Instability of a bed of particles sheared by a viscous flow, *Journal of Fluid Mechanics*, 452, 303–323, 2002.
- Charru, F., H. Mouilleron-Arnould, et O. Eiff, Erosion and deposition of particles on a bed sheared by a viscous flow, *Journal of Fluid Mechanics*, 519, 55–80, 2004, doi :10.1017/S0022112001001028.
- Coleman, S. E., et B. Eling, Sand wavelets in laminar open-channel flows, *Journal of Hydraulic Research*, 38, 331–338, 2000.

- Coleman, S. E., et B. W. Melville, Bed-form development, *Journal of Hydraulic Engineering - ASCE*, 120, 544–560, 1994.
- Coleman, S. E., et B. W. Melville, Initiation of bed forms on a flat sand bed, *Journal of Hydraulic Engineering - ASCE*, 122, 301–310, 1996.
- Coleman, S. E., J. J. Fedele, et M. H. Garcia, Closed conduit bed form initiation and developpment, *Journal of Hydraulic Engineering - ASCE*, 129, 956–965, 2003.
- Courtney, R., et J. Shaw, Multibeam bathymetry and backscatter imaging of the Canadian continental shelf, *Geoscience Canada*, 27, 31–42, 2000.
- Cuadrado, D. G., et E. A. Gómez, Morphodynamic characteristics in a tidal inlet : San Blas, Argentina, *Geomorphology*, 135, 203–211, 2011, doi :10.1016/j.geomorph.2011.06.038.
- Dalrymple, R. W., et R. N. Rhodes, *Mechanics of Coastal Sediment Transport*, 359–422 pp., Perillo GME, 1995.
- Dalrymple, R. W., J. R. Knight, et J. J. Lambiase, Bedforms and their hydraulic stability relationships in a tidal environment, bay of fundy, canada, *Nature*, 275, 100–104, 1978.
- Daniell, J. J., Bedform facies inwestern torres strait and the influence of hydrodynamics, coastal geometry, and sediment supply on their distribution, *Geomorphology*, 235, 118–129, 2015, doi :10.1016/j.geomorph.2014.12.020.
- Dehouck, A., V. Lafon, N. Sénéchal, J. M. Froidefond, R. Almar, B. Castelle, et N. Martiny, Evolution morphodynamique interannuelle du littoral sud de la gironde, *Revue Française de Photogrammétrie et de Télédétection*, 197, 31–42, 2009, doi :10.1017/jfm.2011.386.
- Deigaard, R., et J. Fredsøe, Offshore sand waves, *Proceedings of the 20th Coastal Engineering Conference*, 1047–1061, 1987.
- Doré, A., P. Bonneton, V. Marieu, et T. Garlan, Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes sous-marines, *Proceedings des XIII èmes Journées Génie Côtier - Génie Civil, Dunkerque 2-4 Juillet 2014*, 289–296, 2014, doi :10.5150/jngcgc.2014.032.
- Doré, A., P. Bonneton, V. Marieu, et T. Garlan, Modeling of the morphodynamic evolution of subaqueous sand dunes, *Proceedings of Coastal Sediments 2015, San Diego, USA, May 2015*, 2015a, doi :10.1142/9789814689977_0103.
- Doré, A., P. Bonneton, V. Marieu, et T. Garlan, Numerical modeling of subaqueous sand dunes morphodynamics, *Journal of Geophysical Research*, 2015b, In review.

BIBLIOGRAPHIE

- Dreano, J., A. Valance, D. Lague, et C. Cassar, Experimental study on transient and steady-state dynamics of bedforms in supply limited configuration, *Earth Surface Processes and Landforms*, 35, 1730–1743, 2010, doi :10.1002/esp.2085.
- Duffy, G.P., J.E. Hughes-Clarke, et R. Parrott, Application of current measurement and time lapsed bathymetric multibeam surveying to investigation of a banner bank, mispec bay, new brunswick, *Proceedings of Marine Sandwave and River Dune Dynamics International Workshop, University of Twente, Enschede, The Netherlands, April 2004*, 72–78, 2004.
- Dyer, K. R., et D. A. Huntley, The origin, classification and modelling of sand banks and ridges, *Continental Shelf Research*, 19, 1285–1330, 1999.
- Einstein, H. A., The bed-load function for sediment transportation in open channel flows, U. S. Dept. of Agriculture, 1950.
- Engelund, F., Hydraulic resistance of alluvial streams, *Journal of Hydraulic Division, HY4*, 287–297, 1966.
- Engelund, F., Instability of erodible beds, *Journal of Fluid Mechanics*, 42, 225–244, 1970.
- Engelund, F., et Jorgen Fredsøe, A sediment transport model for straight alluvial channels, *Nordic Hydrology*, 7, 293–306, 1976.
- Engelund, F., et Jorgen Fredsøe, Sediment ripples and dunes, *ARF*, 14, 13–37, 1982.
- Eriksson, L. E., Generation of boundary-conforming grids around wing-body configurations using transfinite interpolation, *AIAA Journal*, 20, 1313–1320, 1982.
- Ernstsen, V. B., R. Noormets, C. Winter, D. Hebbeln, A. Bartholomä, B. W. Flemming, et J. Bartholdy, Development of subaqueous barchanoid-shaped dunes due to lateral grain size variability in a tidal inlet channel of the danish wadden sea, *Journal of Geophysical Research*, 110, F04S08., 2005, doi :10.1029/2004JF000180.
- Ernstsen, V. B., R. Noormets, C. Winter, D. Hebbeln, A. Bartholomä, B. W. Flemming, et J. Bartholdy, Quantification of dune dynamics during a tidal cycle in an inlet channel of the danish wadden sea, *Geo-Marine Letters*, 26, 151–163, 2006, doi :10.1007/s00367-006-0025-3.
- Exner, F. M., Uber die wechselwirkung zwischen wasser und geschiebe in flussen, *Akad. Wiss. Wien Math. Naturwiss. Klasse*, 134(2a), 165–204, 1925.
- Farr, H., Multibeam bathymetric sonar : Sea beam and hydro chart, *Marine Geodesy*, 4, 77–93, 1980.

- Ferguson, R. I., et M. Church, A simple universal equation for grain settling velocity, *Journal of Sea Research*, 74(6), 933–937, 2004, doi :10.1002/esp.2051.
- Ferret, Y., S. Le Bot, B. Tessier, T. Garlan, et R. Lafite, Migration and internal architecture of marine dunes in the eastern english channel over 14 and 56 year intervals : the influence of tides and decennial storms, *Earth Surface Processes and Landforms*, 35, 1480–1493, 2010, doi :10.1002/esp.2051.
- Fitzgerald, D. M., Geomorphic variability and morphologic and sedimentologic controls on tidal inlets, *Journal of Coastal Research*, 23, 47–71, 1996.
- Flemming, B. W., The role of grain size, water depth and flow velocity as scaling factors controlling the size of subaqueous dunes, *Proceeding of Marine Sandwave Dynamics 2000, MARID*, 55–60, 2000.
- Flemming, B. W., et R. A. Davis, Dimensional adjustment of subaqueous dunes in the course of a spring neap semicycle in a mesotidal backbarrier channel environment (german wadden sea, southern north sea), *Proc 3rd Int Res Symp Modern and Ancient Clastic Tidal Deposits. Senckenberg Institute, Wilhelmshaven, Germany*, 28–30, 1992.
- Fourrière, Antoine, Philippe Claudin, et Bruno Andreotti, Bedforms in a turbulent stream : formation of ripples by primary linear instability and of dunes by nonlinear pattern coarsening, *Journal of Fluid Mechanics*, 649, 287–328, 2010, doi :10.1017/S0022112009993466.
- Franzetti, M., P. Le Roy, C. Delacourt, T. Garlan, R. Cancouet, A. Sukhovic, et A. Deschamps, Giant dune morphologies and dynamics in a deep continental shelf environment : Example of the banc du four (western brittany, france), *Marine Geology*, 346, 17–30, 2013, doi :0.1016/j.margeo.2013.07.014.
- Fredsoe, J., On the development of dunes in erodible channels, *Journal of Fluid Mechanics*, 64, 1–16, 1974, doi :10.1017/S0022112074001960.
- Fredsoe, J., Shape and dimensions of stationary dunes in rivers, *Journal of Hydraulic Division*, 8, 932–947, 1982, doi :10.1017/S0022112074001960.
- Fredsoe, J., et R. Deigaard, *Mechanics of Coastal Sediment Transport*, 369 pp., World Scientific, 1992.
- Gardner, J. V., et R. B. Kidd, Sedimentary processes on the iberian continental margin viewed by long-range side-scan sonar. 1 : Gulf of cadiz, *Oceanologica acta* 6, 6(3), 245–254, 1983.

- Garlan, T., A. Cartier, M. Franzetti, P. Le Roy, J. Duarte, J. Pombo, M. Peix, P. Guyomard, Y. Le Faou, I. Gabelotaud, et E. Marchès, Complex morphology and organisation of dunes in a giant dunes field, *Van Lancker, V. and Garlan, T. (Eds), 2013. MARID 2013. Fourth International Conference on Marine and River Dune Dynamics*, 113–118, 2013.
- Gehres, N., A. Winterscheid, R. M. Frings, et S. Vollmer, Bed form dynamics in relation to headwater discharge and human influences in the tidal elbe river, germany, *Van Lancker, V. and Garlan, T. (Eds), 2013. MARID 2013. Fourth International Conference on Marine and River Dune Dynamics*, 119–126, 2013.
- Giri, S., et Y. Shimizu, Numerical computation of sand dune migration with free surface flow, *Water Resources Research*, 42, W10422, 2006, doi :10.1029/2005WR004588.
- Giri, S., et Y. Shimizu, Validation of a numerical model for flow and bedform dynamics, *Annual Journal of Hydraulic Engineering, JSCE*, 51, 139–144, 2007.
- Guy, H.P., D.B. Simons, et E.V. Richardson, Summary of alluvial channel data from flume experiments 1956-1961, *U.S. Geological Survey Professional Paper*, pp. 462–I, 1966.
- Hanquiez, V., T. Mulder, P. Lecroart, E. Gonthier, E. Marchès, et M. Voisset, High resolution seafloor images in the gulf of cadiz, iberian margin, *Marine Geology*, 246, 42–59, 2007, doi :10.1243/09576509JPE555.
- Heezen, B. C., et C. D. Hollister, *The face of the deep*, Oxford University Press, New York, NY, 1971.
- Hoekstra, P., P. Bell, P. van Santen, N. Roode, F. Levoy, et R. Whitehouse, Bedform migration and bedload transport on an intertidal shoal, *Continental Shelf Research*, 24(11), 1249–1269, 2004.
- Héquette, A., Y. Hemdane, et E. J. Anthony, Sediment transport under wave and current combined flows on a tide-dominated shoreface, northern coast of france, *Marine Geology*, 249, 226–242, 2008, doi :10.1243/09576509JPE555.
- Hulscher, S. J. M., Tidal-induced large scale regular bed form patterns in a three dimensional shallow water model, *Journal of Geophysical Research*, 101(C9), 20,727–20,744, 1996b.
- Huthnance, J., On one mechanism forming linear sand banks, *Estuarine*, 14, 79–99, 1982.
- Idier, D., *Dynamique des bancs et dunes de sable du plateau continental : observations in-situ et modélisation numérique*, Ph.D. dissertation, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2002, [<http://www.idref.fr/073437166>].

- Idier, D., D. Astruc, et T. Garlan, Spatio-temporal variability of currents over a mobile dune field in the dover strait, *Continental Shelf Research*, *31*, 1955–1966, 2011, doi :10.1016/j.csr.2011.09.006.
- Jerolmack, D. J., et D. Mohrig, A unified model for subaqueous bed form dynamics, *Water Resources Research*, *41*, W12421, 2005, doi :10.1029/2005WR004329.
- Jerolmack, D. J., et D. Mohrig, How do bedform patterns arise : New views on the role of bedform interactions within a set of boundary conditions, *Earth Surface Processes and Landforms*, *35*, 51–63, 2010, doi :10.1002/esp.1913.
- Karsten, R. H., J. M. McMillan, et R. D. Haynes, Assessment of tidal current energy in the minas passage, bay of fundy, *Journal of Power Energy*, *222*, 493–507, 2008, doi :10.1243/09576509JPE555.
- Kennedy, J. F., The mechanics of dunes and antidunes in erodible-bed channels, *Journal of Fluid Mechanics*, *16*, 521–544, 1963.
- Kenyon, N. H., et N. H. Belderson, Bedforms of the mediterranean undercurrent observed with sidescan sonar, *Sedimentary Geology*, *9*, 77–99, 1973.
- King, E. L., R. Bœ, V. K. Bellec, L. Rise, J. Skardhamar, B. Ferré, et M. F.J. Dolan, Contour current driven continental slope-situated sandwaves with effects from secondary current processes on the barents sea margin offshore norway, *Marine Geology*, *353*, 108–127, 2014, doi :10.1016/j.margeo.2014.04.003.
- Knappen, M. A. F., et S. J. M. H. Hulscher, Regeneration of sand waves after dredging, *Coastal Engineering*, *46*, 277–289, 2002.
- Knappen, M. A. F., C. N. Van Bergen Henegouw, et Y. Y. Hu, Quantifying bedform migration using multi-beam sonar, *Geo-Marine Letters*, *46*, 2002.
- Kostaschuk, R., et J. Best, Response of sand dunes to variations in tidal flow : Fraser estuary, canada, *Journal of Geophysical Research*, *110*, F04S04, 2005, doi :10.1029/2004JF000176.
- Kostaschuk, R., D. Shugar, J. Best, D. Parsons, S. Lane, R. Hardy, et O. Orfeo, Suspended sediment transport and deposition over a dune : Río paraná, argentina, *Earth Surface Processes and Landforms*, *34*, 1605–1611, 2009, doi :10.1002/esp.1847.
- Krumbein, W. C., et E. Aberdeen, The sediments of baratataria bay, *Journal of Sedimentary Petrology*, *7(1)*, 3–17, 1937.

- Kuru, W. C., D. T. Leighton, et M. J. McReady, Formation of waves on a horizontal erodible bed of particles, *International Journal of Multiphase Flow*, *21*, 1123–1140, 1995.
- Lajeunesse, E., L. Malverti, et F. Charru, Bed load transport in turbulent flow at the grain scale :experiments and modeling, *Journal of Geophysical Research*, *115*, F04001, 2010, doi :10.1029/2009JF001628.
- Langhorne, D. N., A study of the dynamics of a marine sandwave, *Sedimentology*, *29*, 571–594, 1982.
- Langlois, V., et A. Valance, Initiation and evolution of current ripples on a flat sand bed under turbulent water flow, *The European Physical Journal E*, *22*, 201–208, 2007.
- Le Bot, S., *Morphodynamique de dunes sous-marines sous influence des marées et des tempêtes*, Ph.D. dissertation, Université de Lille 1, 2001.
- Le Bot, S., et A. Trentesaux, Types of internal structure and external morphology of submarine dunes under the influence of tide- and wind-driven processes (dover strait, northern france), *Marine Geology*, *211*, 143–168, 2004, doi :10.1016/j.margeo.2004.07.002.
- Le Bot, S., J. P. Herman, A. Trentesaux, T. Garlan, et S. Berné, Influence des tempêtes sur la mobilité des dunes tidales dans le détroit du pas-de-calais, *Oceanologia Acta*, *23(2)*, 129–141, 2000.
- Leclair, S. F., Preservation of cross-strata due to the migration of subaqueous dunes : an experimental investigation, *Sedimentology*, *49*, 1157–1180, 2002.
- Lefebvre, A., V. B. Ernstsen, et C. Winter, Estimation of roughness length sand flow separation over compound bedforms inanatural-tidalinlet, *Continental Shelf Research*, *61–62*, 98–111, 2013, doi :10.1016/j.csr.2013.04.030.
- Li, M. Z., J. S. Shaw, B. J. Todd, V. E. Kostylev, et Y. Wu, Sediment transport and development of banner banks and sandwaves in an extreme tidal system : Upper bay of fundy, canada, *Continental Shelf Research*, *83*, 86–107, 2014, doi :10.1016/j.csr.2013.08.007.
- Liu, H. K., Mechanics of sediment-ripple formation, *Journal of Hydraulics division American Society of Civil Engineers*, *83*, 1–23, 1957.
- Liu, Z., *Sediment Transport*, 75 pp., Aalborg Universitet, 2001.
- Lobo, F. J., F. J. Hernandez-Molina, L. Somoza, J. Rodero, A. Maldonado, et A. Barnolas, Patterns of bottom current flow deduced from dune asymmetries over the gulf of cadiz shelf (southwest spain), *Marine Geology*, *164*, 91–117, 2000.

- Loiseleux, T., Onset of erosion and avalanche for an inclined granular bed sheared by a continuous laminar flow, *Physics of Fluids*, 17, 103304, 2005.
- Maddux, T. B., J. M. Nelson, et S. R. McLean, Turbulent flow over three-dimensional dunes : 1. free surface and flow response, *Journal of Geophysical Research*, 108, 6009, 1971, doi :10.1029/2003JF000017.
- Maddux, T. B., J. M. Nelson, et S. R. McLean, Turbulent flow over three-dimensional dunes : 1. free surface and flow response, *Journal of Geophysical Research*, 108, 6009, 2003, doi :10.1029/2003JF000017.
- Mantz, P. A., Bedforms produced by fine, cohesionless, granular and flakey sediments undersubcritical water flows, *Sedimentology*, 25, 83–103, 1978.
- Marieu, V., *Modélisation de la dynamique des rides sédimentaires générées par les vagues*, Ph.D. dissertation, Ecole Doctorale Sciences de l'Environnement de l'université de Bordeaux 1, 2007.
- Marieu, V., P. Bonneton, D. L. Foster, et F. Ardhuin, Modeling of vortex ripple morphodynamics, *Journal of Geophysical Research*, 113, C09007, 2008, doi :10.1029/2007JC004659.
- Mark, C. F. van der, A. Blom, et S. J. M. H. Hulscher, Quantification of variability in bedform geometry, *Journal of Geophysical Research*, 113, F03020, 2008, doi :10.1029/2007JF000940.
- Martin, Raleigh L., et Douglas J. Jerolmack, Origin of hysteresis in bed form response to unsteady flows, *Water Resources Research*, 49, 2013, doi :10.1002/wrcr.20093.
- Masselink, G., L. Cointre, J. Williams, R. Gehrels, et W. Blake, Tide-driven dune migration and sediment transport on an intertidal shoal in a shallow estuary in devon, u.k, *Marine Geology*, 262 (1–4), 82–95, 2009, doi :10.1016/j.margeo.2009.03.009.
- Masson, D. G., Sedimentary processes shaping the eastern slope of the faroe shetland channel, *Continental Shelf Research*, 21, 825–857, 2001.
- Menter, F., et T. Esch, Elements of industrial heat transfer predictions, *COBEM 2001, 16th Brazilian Congress of Mechanical Engineering*, 2001.
- Meyer-Peter, E., et R. Müller, Formulas for bed-load transport, *Proceeding of the International Association of Hydraulic Research, 3rd Annual Conference, Stokholm*, 39–64, 1948.

- Morelissen, R., S. J. M. H. Hulscher, M. A. F. Knaapen, A. A. Németh, et R. Bijker, Mathematical modelling of sand wave migration and the interaction with pipelines, *Coastal Engineering*, 48, 197–209, 2003, doi :10.1016/S0378-3839(03)00028-0.
- Nabi, M., H. J. De Vriend, E. Mosselman, C. J. Sloff, et Y. Shimizu, Detailed simulation of morphodynamics : 3. ripples and dunes, *Water Resources Research*, 49, 1–14, 2013, doi :10.1002/wrcr.20457.
- Naqshband, S., J. S. Ribberink, D. Hurther, et S. J. M. H. Hulscher, Sediment transport distribution along equilibrium sand dunes, *Van Lancker, V. and Garlan, T. (Eds), 2013. MARID 2013. Fourth International Conference on Marine and River Dune Dynamics*, 183–190, 2013.
- Naqshband, S., J. S. Ribberink, D. Hurther, et S. J. M. H. Hulscher, Bed load and suspended load contributions to migrating sand dunes in equilibrium, *Journal of Geophysical Research*, 119, 1043–1063, 2014a, doi :10.1002/2013JF003043.
- Naqshband, S., J. S. Ribberink, et S. J. M. H. Hulscher, Using both free surface effect and sediment transport mode parameters in defining the morphology of river dunes and their evolution to upper stage plane beds, *Journal of Hydraulic Engineering - ASCE*, 140(6), 06014010, 2014b, doi :10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0000873.
- Naqshband, S., J. S. Ribberink, D. Hurther, P. A. Barraud, et S. J. M. H. Hulscher, Experimental evidence for turbulent sediment flux constituting a large portion of the total sediment flux along migrating sand dunes, *Geophysical Research Letters*, 41, 2015, doi :10.1002/2014GL062322.
- Natoo, P., Evaluation of near bed suspension in a wave and current dominated environment, Master's thesis, The Ohio State University, 2003.
- Nelson, J. M., R. Mc Lean, et Stephen R. Wolfe, Mean flow and turbulence fields over two-dimensional bed forms, *Water Resources Research*, 29, 3935–3953, 1993.
- Németh, A. A., Suzanne J. M. H. Hulscher, et H. J. de Vriend, Modelling sand wave migration in shallow shelf seas, *Continental Shelf Research*, 22, 2795–2806, 2002.
- Nielsen, P., *Coastal bottom boundary layers and sediments transport*, vol. 4 of *Advanced Series on Ocean Engineering*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1992.
- Niemann, S. L., *Modelling of sand dunes in steady and tidal flow*, Ph.D. dissertation, Technical University of Copenhagen, 2003.
- Niemann, S. L., J. Fredsøe, et N. G. Jacobsen, Sand dunes in steady flow at low froude nombres : dune height evolution and flow resistance, *Journal of Hydraulic Engineering - ASCE*, 137, 5–14, 2011, doi :10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0000255.

- Nikuradse, J., *Strömungsgesetze in glatten und Rauhen Rohren*, VDI Forschungsheft 361, Berlin, 1933.
- Paarlberg, A. J., C. M. Dohmen-Janssen, S. J. M. H. Hulscher, et P. Termes, A parameterization of flow separation over subaqueous dunes, *Water Resources Research*, *43*, W12417, 2007, doi :10.1029/2006WR005425.
- Paarlberg, A. J., C. Marjolein Dohmen-Janssen, et S. J. M. H. Hulscher, Modeling river dune evolution using a parameterization of flow separation, *Journal of Geophysical Research*, *114*, F01014, 2009, doi :10.1029/2007JF000910.
- Parsons, D. R., et J. L. Best, Bedforms : views and new perspectives from the third international workshop on marine and river dune dynamics (marid3), *Earth Surface Processes and Landforms*, *110*, F04S03, 2005, doi :10.1002/esp.3360.
- Parsons, D. R., J. L. Best, O. Orfeo, R. J. Hardy, R. Kostaschuk, et S. N. Lane, Morphology and flow fields of three-dimensional dunes, rio parana, *Journal of Geophysical Research*, *38*, 319–329, 2005, doi :10.1029/2004JF000231.
- Patankar, S. V., *Numerical heat transfer and flow*, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1980.
- Pattiaratchi, C., et M. B. Collins, Mechanisms for linear sandbank formation and maintenance in relation to dynamical oceanographic observations, *Progress in Oceanography*, *19*, 117–176, 1987.
- Pedreras, R., S. Lecacheux, A. Sottolichio, E. Romieu, D. Idier, P. Salles, et M. Delattre, Caractérisation des vagues dans les passes du bassin d'arcachon, *Proceedings des Xèmes Journées Génie Côtier - Génie Civil, Sophia Antipolis 14-16 Octobre 2008*, 273–282, 2008, doi :10.5150/jngegc.2008.026-P.
- Perillo, G. M. E., *Definitions and geomorphologic classifications of estuaries*, vol. 53, 17–47 pp., GME Perillo (ed), 1995.
- Perillo, M. M., J. L. Best, M. Yokokawa, T. Sekiguchi, T. Takagawa, et M. H. Garcia, A unified model for bedform development and equilibrium under unidirectional, oscillatory and combined-flows, *Sedimentology*, *61*, 2063–2085, 2014, doi :10.1111/sed.12129.
- Plus, M., F. Dumas, J. Y. Stanisière, et D. Maurer, Hydrodynamic characterization of the arcachon bay, using model derived descriptors, *Continental Shelf Research*, *29*(8), 1008–1013, 2009, doi :10.1016/j.csr.2008.12.016.
- Raudkivi, A. J., Development of bed features, *Journal of Hydraulic Engineering - ASCE*, *116*, 1063–1079, 1990.

BIBLIOGRAPHIE

- Raudkivi, A. J., Ripples on stream bed, *Journal of Hydraulic Engineering - ASCE*, 123, 58–64, 1997.
- Raudkivi, A. J., Transition from ripples to dunes, *Journal of Hydraulic Engineering - ASCE*, 132, 1316–1320, 2006.
- Reeder, D. B., B. B. Ma, et Y. J. Yang, Very large subaqueous sand dunes on the upper continental slope in the south china sea generated by episodic, shoaling deep-water internal solitary waves, *Marine Geology*, 279, 12–18, 2009, doi :10.1016/j.margeo.2010.10.009.
- Reesink, A. J., et J. Bridge, Influence of superimposed bedforms and flow unsteadiness on formation of cross strata in dunes and unit bars, further experiment, *Sedimentary Geology*, 202, 281–296, 2007, doi :10.1016/j.sedgeo.2007.02.005.
- Reesink, A. J., et J. Bridge, Influence of bedform superimposition and flow unsteadiness on the formation of cross strata in dunes and unit bars part 2, further experiment, *Sedimentary Geology*, 222, 274–300, 2009, doi :10.1016/j.sedgeo.2009.09.014.
- Richards, K. J., The formation of ripples and dunes on an erodible bed, *Journal of Fluid Mechanics*, 99, 597–618, 1980.
- Rijn, L. C. Van, *Principles of Sediment Transport in Rivers, Estuaries and Coastal seas*, Aqua Publications, Amsterdam, 1993.
- Roche, M., K. Degrendele, L. De Mol, R. Milano, R. Van den Branden, et G. De Schepper, Essential facts of the monitoring of the sand extraction and its impact on the flemish banks on the belgian continental shelf from 2003 to 2012, *Van Lancker, V. and Garlan, T. (Eds), 2013. MARID 2013. Fourth International Conference on Marine and River Dune Dynamics*, 223–230, 2013.
- Rossi, L., H. Michallet, et P. Bonneton, Morphodynamique d'une dune, couplage avec l'écoulement, *9 ème Congrès Français de Sédimentologie*, 2003.
- Rubin, D. M., et D. S. McCulloch, Single and superimposed bedforms : a synthesis of san francisco bay and flume observations, *Sedimentary Geology*, 26, 207–231, 1980.
- Samaritano, L., F. M. Chagas, J. C. M. Bernardino, E. Siegle, M. G. Tessler, et S. Uemura, Hydrodynamic modeling over a sand wave field at são marcos bay, brazil, *Van Lancker, V. and Garlan, T. (Eds), 2013. MARID 2013. Fourth International Conference on Marine and River Dune Dynamics*, 241–247, 2013.
- Shields, I. A., *Anwendung der Aehnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung*, Ph.D. dissertation, Mittellungen der Preußischen Versuchsanstalt Wasserbau und Schiffbau, Berlin, 1936.

- Shugar, D. H., R. Kostaschuk, J. L. Best, D. R. Parsons, S. N. Lane, O. Orfeo, et R. J. Hardy, Morphology and flow fields of three-dimensional dunes, rio paraná, *Sedimentology*, 57, 252–272, 2010, doi :10.1111/j.1365-3091.2009.01110.x.
- Simons, D.B., et E. V. Richardson, The effect of bed roughness on depth-discharge relations in alluvial channels, Tech. Rep. Geological survey water-supply paper, 1962.
- Simons, D.B., E. V. Richardson, et C. F. Nordin Jr, Bed load equation for ripples and dunes. professional paper, USGS, 1965.
- Soulsby, R. L., *Dynamics of marine sands*, Thomas Telford Services Ltd., 1997.
- Southard, J. B., Flume study of ripple propagation behind mounds on flat sand beds, *Sedimentology*, 16, 251–663, 1971.
- Southard, J. B., et L. A. Boguchwal, Bed configurations in steady unidirectional water flows part 2. synthesis of flume data, *Journal of Sedimentary Petrology*, 60, 658–679, 1990.
- Southard, John B., et Lawrence A. Boguchwal, On the construction of a third-order accurate monotone convection scheme with application to turbulent flows in general domain, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 22, 619–641, 1996.
- Stride, A. H., *Offshore tide sands : processes and deposits*, 22pp pp., London : Chapman and Hall, 1982.
- Sumer, B. Mutlu, et M. Bakioglu, On the formation of ripples on an erodible bed, *Journal of Fluid Mechanics*, 144, 177–190, 1984.
- Terwindt, J. H. J., Sand waves in the southern bight of the north sea, *Marine Geology*, 10, 51–67, 1971.
- Thauront, F., *Les transits sédimentaires subtidaux dans les passes internes du bassin d’Arcachon*, Ph.D. dissertation, Université de Bordeaux 1, 1995.
- Theberge, A. E., et N. Z. Cherkis, A note on fifty years of multi-beam, *Hydro International*, 17, 2013.
- Tjerry, S., *Morphological calculation of dunes in alluvial rivers*, Ph.D. dissertation, Det Naturvidenskabelige Fakultet Københavns Universitet, 1995.
- Tjerry, S., et J. Fredsøe, Calculation of dune morphology, *Journal of Geophysical Research*, 110, FO4013, 2005.

- Todd, B. J., Morphology and composition of submarine barchan dunes on the scotian shelf, canadian atlantic margin, *Geomorphology*, 67, 487–500, 2005, doi :10.1016/j.geomorph.2004.11.016.
- Todd, B. J., J. Shaw, M. Z. Li, V. E. Kostylev, et Y. Wu, Distribution of subtidal sedimentary bedforms in a macrotidal setting : The bay of fundy , atlantic canada, *Continental Shelf Research*, 83, 64–85, 2014, doi :10.1016/j.csr.2013.11.017.
- Tonnon, P. K., L. C. van Rijn, et D. J. R. Walstra, The morphodynamic modeling of tidal sand waves on the shoreface, *Coastal Engineering*, 54, 279–296, 2007, doi :10.1016/j.coastaleng.2006.08.005.
- Valance, A., Formation of ripples over a sand bed submitted to a turbulent shear flow, *The European Physical Journal B*, 45, 433–442, 2005, doi :10.1140/epjb/e2005-00201-9.
- Valance, A., et V. Langlois, Ripple formation over a sand bed submitted to a laminar shear flow, *The European Physical Journal B*, 43, 283–294, 2005, doi :10.1140/epjb/e2005-00050-6.
- Vantorre, M., E. Lataire, M. Candries, J. van Doorn, et D. van Heel, An equivalent bottom for navigation above irregular bottoms, *Van Lancker, V. and Garlan, T. (Eds), 2013. MARID 2013. Fourth International Conference on Marine and River Dune Dynamics*, 301–308, 2013.
- Veen, J. van, Sand waves in the north sea, *The Hydrographic Rev.*, 12, 21–29, 1935.
- Veen, H. H. van der, S. J. M. H. Hulscher, et M. A. F. Knaapen, Grain size dependency in the occurrence of sand waves, *Ocean Dynamics*, 56, 228–234, 2006, doi :10.1007/s10236-005-0049-7.
- Venditti, J. G., *Initiation and development of sand dunes in river channels*, Ph.D. dissertation, University of B. C., Vancouver, B. C., Canada, 2003.
- Venditti, J. G., Turbulent flow and drag over fixed two- and three-dimensional dunes, *Journal of Geophysical Research*, 112, F04008, 2007, doi :10.1029/2006JF000650.
- Venditti, J. G., et M. Church, Morphodynamics of small-scale superimposed sand waves over migrating dune bed forms, *Water Resources Research*, 41, W10423, 2005b, doi :10.1029/2004WR003461.
- Venditti, J. G., et M. A. Church, Bed form initiation from a flat sand bed, *Journal of Geophysical Research*, 110, F01009, 2005a, doi :10.1029/2004JF000149.

- Venditti, J. G., M. A. Church, et S. J. Benett, On interfacial instability as a cause of transverse subcritical bedforms, *Water Resources Research*, 42, W07423, 2006, doi :10.1029/2005WR004346.
- Vershinin, A., V. Zemtsov, N. Inishev, Y. Korotkova, et R. Kostaschuk, Gravel dunes generated during ice-jam floods, tom river, western siberia, *Van Lancker, V. and Garland, T. (Eds), 2013. MARID 2013. Fourth International Conference on Marine and River Dune Dynamics*, 309–314, 2013.
- Warmink, J. J., C. M. Dohmen-Janssen, J. Lansink, S. Naqshband, O. J. M. van Duin, A. J. Paarlberg, P. Termes, et S. J. M. H. Hulscher, Understanding river dune splitting through flume experiments and analysis of a dune evolution model, *Earth Surface Processes and Landforms*, 39, 1208–1220, 2014, doi :10.1002/esp.3529.
- Whitehouse, R. J. S., J. S. Damgaard, et N. Langhorne, Sandwaves and seabed engineering : the application to submarine cables, *Proceeding of Marine Sandwave Dynamics 2000, MARID*, 227–234, 2000.
- Wilcox, D. C., Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models, *AIAA Journal*, 26(11), 1299–1310, 1988.
- Wilcox, D. C., *Turbulence modelling for CFD*, DCW industries Inc., 1993.
- Wong, M., et G. Parker, Reanalysis and correction of bed load relation of meyer-peter and müller using their own database, *Journal of Hydraulic Engineering - ASCE*, 132(11), 1159–1168, 2006.
- Wynn, R. B., et D. A. V. Stow, Classification and characterisation of deep-water sediment waves, *Marine Geology*, 192, 7–22, 2002.
- Yalin, M., On the determination of ripple geometry, *Journal of Hydraulic Engineering - ASCE*, 111, 1148–1155, 1985.
- Zikler, DP., DW Cook, et TJ. Hanratty, Influence of the amplitude of a solid wavy wall on a turbulent flow. part1. non-separated flows, *Journal of Fluid Mechanics*, 82, 29–51, 1977.

Annexe A

Mécanismes d'advection : développements mathématiques

Dans cette annexe sont présentés les développements mathématiques permettant de démontrer certaines propriétés des dunes liées aux mécanismes d'advection.

À partir d'une formulation simplifiée 1DH on peut déduire un certain nombre de propriétés morphodynamiques caractéristiques des formes de fond. On considère pour cela l'équation de conservation de la masse appliquée aux sédiments (équation d'*Exner* (1925)) :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{-1}{1-p} \frac{\partial q}{\partial x} \quad (\text{A.1})$$

où h est la hauteur du fond, q le transport horizontal de sédiments, et p la porosité du sédiment. L'écoulement est calculé par les équations de Saint Venant unidimensionnelles pour les écoulements stationnaires sans frottement :

$$\begin{cases} D(x)U(x) = D_0U_0 \\ \frac{1}{2}U(x) + g(D(x) + h(x)) = \frac{1}{2}U_0^2 + gD_0 \end{cases}$$

où D est la profondeur, U la vitesse moyenne, $D_0 = D(0)$ et $U_0 = U(0)$. Le transport sédimentaire est représenté par une loi de charriage ne dépendant que la vitesse intégrée (formulation 1D). Le gradient de transport s'exprime :

$$\frac{\partial q_b}{\partial x} = \frac{\partial q_b}{\partial U} \frac{\partial U}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial x} \quad (\text{A.2})$$

On en déduit l'équation d'advection :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + a(h) \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \text{ avec } a(h) = \frac{\partial q_b}{\partial U} \frac{\partial U}{\partial h} \quad (\text{A.3})$$

Les équations de Saint Venant s'expriment sous forme différentielle :

$$\begin{cases} U\partial D + D\partial U = 0 \\ U\partial U + g(\partial D + \partial h) = 0 \end{cases}$$

ce qui conduit à la relation pour la célérité du fond :

$$a(h) = \frac{\partial q_b}{\partial U} \frac{U}{D(1 - F_r^2)} \quad \text{avec } F_r = \frac{U}{\sqrt{gD}} \quad \text{nombre de Froude} \quad (\text{A.4})$$

Application Pour déterminer q_b on peut utiliser la formule de transport par charriage de *Meyer-Peter et Müller* (1948) :

$$q_b = 8\sqrt{s-1}gd_{50}^{1.5}(\theta - 0.047)^{1.5} \quad (\text{A.5})$$

En faisant l'hypothèse que la contrainte de cisaillement est au delà de la valeur critique de mise en mouvement et en appliquant la formule de Chézy pour les écoulements turbulents :

$$C_h = 18 \log \frac{12D}{k_N} \quad (\text{A.6})$$

on déduit la contrainte de cisaillement au fond $\tau_b = \rho g \frac{U^2}{C_h^2}$ et la formulation 1D du transport :

$$q_b = \alpha U^3 \quad \text{avec } \alpha = \frac{8\sqrt{g}}{(s-1)C_h^3} \quad (\text{A.7})$$

La dérivée du transport par rapport à la vitesse moyenne peut maintenant être déterminée et s'exprime par l'équation :

$$\frac{\partial q_b}{\partial U} = 0.26 \frac{U^2 \left(1 - \ln \left(\frac{k_N U}{12U_0 D_0} \right) \right)}{\left(\ln \left(\frac{k_N U}{12U_0 D_0} \right) \right)^4} \quad (\text{A.8})$$

La fonction $\frac{\partial q_b}{\partial U}$ est croissante selon U (figure A.1), et l'est donc selon h ($U = \frac{D_0 U_0}{D_0 - h(x)}$)¹. La vitesse de migration est donc croissante par rapport à la hauteur h (car le produit de deux fonctions croissantes). Elle augmente le long du profil ce qui provoque un étirement du profil dans le sens du courant et devient asymétrique.

La formulation utilisée pour expliquer le caractère asymétrique des formes sableuses met en évidence la dynamique unidimensionnelle essentiellement liée à l'effet de section le long du profil. En réalité, la contrainte de cisaillement au fond est influencée par d'autres facteurs hydrodynamiques comme la relaxation turbulente ou la courbure des lignes de courant au voisinage du profil. Le gradient de transport est le résultat de cette dynamique complexe et explique par exemple pourquoi la vitesse de migration peut être constante en tout point du profil d'une dune à l'équilibre.

1. Un point de divergence existe en $h = D_0 - \frac{k_N}{12}$, mais cela n'a pas de réalité physique dans l'hypothèse d'un écoulement stationnaire à faible nombre de Froude. A l'équilibre, les dunes ont des hauteurs qui n'excèdent pas le tiers de l'épaisseur de la colonne d'eau.

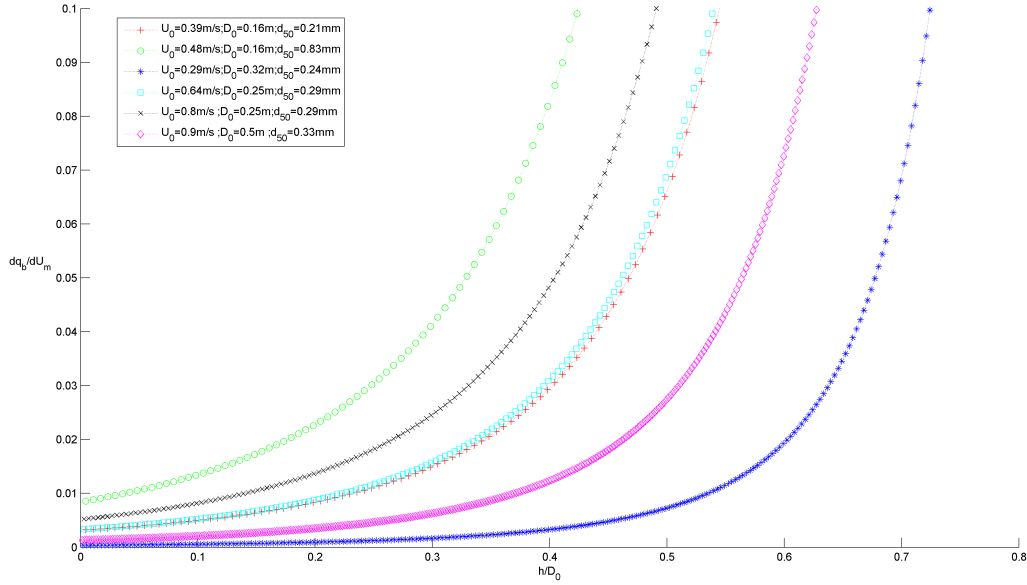


FIGURE A.1 – Courbe de la dérivée du transport par rapport à la vitesse moyenne en fonction de la hauteur adimensionnée pour des valeurs de (U_0, D_0, d_{50}) rencontrées dans la littérature.

Le principe de conservation de la masse appliqué à la crête des formes de fond peut se traduire par la relation :

$$q_b(H)\Delta t = a(H)\Delta t H \quad \text{ou}$$

$$a(H) = \frac{q_b(H)}{H} \quad (\text{A.9})$$

Vitesse de migration En admettant que la quasi totalité du transport se fait par charriage à ce stade de développement du fond et en utilisant l'équation de transport (A.7) on obtient :

$$a(H) = \frac{8\sqrt{g}(U_0 D_0)^3}{H(s-1) \left(18D \log\left(\frac{12D}{k_N}\right)\right)^3} \quad (\text{A.10})$$

La figure (A.2) représente les courbes des vitesses de migration adimensionnées pour des cas expérimentaux représentatifs de la littérature, et étudiés dans le cadre de cette thèse. La vitesse de migration augmente de façon quasi-exponentielle pour les hauteurs décroissantes.

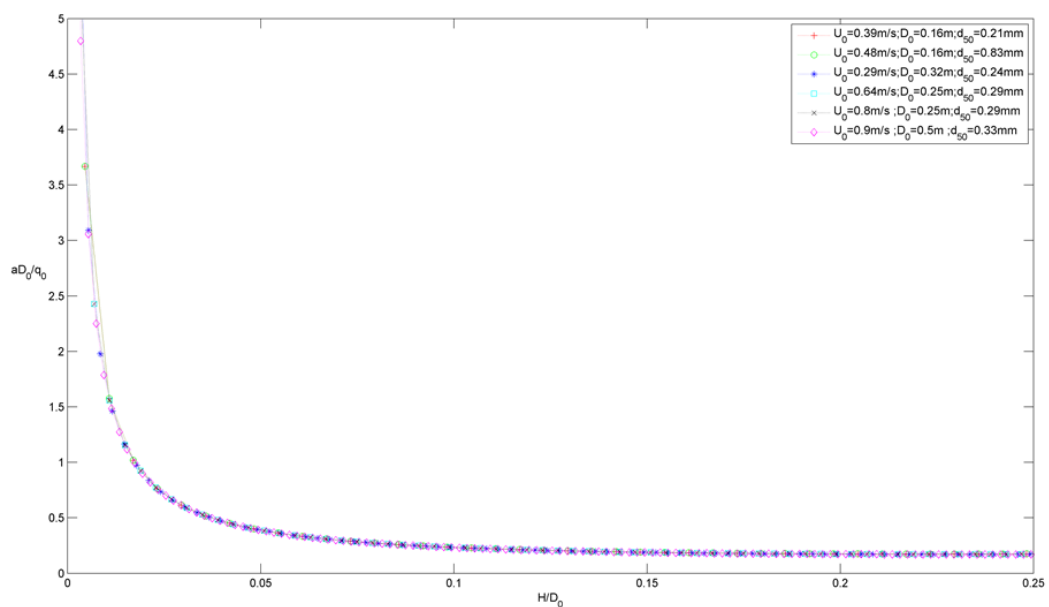


FIGURE A.2 – Vitesse de migration adimensionnée en fonction de la hauteur adimensionnée pour des valeurs de (U_0, D_0, d_{50}) rencontrées dans la littérature.

Annexe B

Simulation du cas expérimental de *Coleman et al. (2003)* avec Dune2D

La modélisation du cas expérimental de *Coleman et al. (2003)* a fait l'objet d'une publication dans la revue *Paralia* et d'une présentation aux *XIIIèmes Journées nationales Génie Côtier - Génie Civil (Doré et al., 2014)* et est présentée dans cette annexe.

Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes sous-marines

Arnaud Doré¹, Philippe Bonneton¹, Vincent Marieu¹, Thierry Garlan²

Résumé

L'évolution morphodynamique des dunes hydrauliques (en courant stationnaire) est simulée à l'aide d'un modèle numérique bidimensionnel non-hydrostatique. La résolution de façon rétroactive de l'hydrodynamique, des flux sédimentaires et de la morphodynamique permet d'intégrer la phénoménologie non linéaire d'évolution du profil. Les scénarios des modélisations sont tirés d'expérimentations en laboratoire reproduisant l'évolution du lit de sable faiblement perturbé soumis à un courant stationnaire jusqu'à la saturation du champ de dunes en équilibre avec l'écoulement. Les simulations réalisées permettent de modéliser les processus non linéaires d'auto organisation du fond et d'expliquer dans le détail le mécanisme clé d'appariement entre les formes sableuses. Les phases d'évolution sont reproduites avec notamment l'apparition des premières rides d'instabilité, suivie d'une phase d'appariements en cascade, aboutissant à un champ de dunes en équilibre dynamique avec l'écoulement. Les ordres de grandeurs obtenus sont en accord avec les données expérimentales.

1. Université de Bordeaux; CNRS; UMR 5805-EPOC, Talence, F-33405, France

2. SHOM; HOM/REC-CFuD/Sédimentologie, CS 92803, 29228 BREST Cedex 2, France.

B.1 Introduction

Un lit plan de sable soumis à un écoulement stationnaire est instable si localement la force de cisaillement dépasse le seuil de mise en mouvement du sédiment à un instant donné ($\theta > \theta_c$ en un point du domaine). L'évolution du fond sableux issue de la perturbation initiale suit plusieurs étapes, exhibant en premier lieu des structures primitives de l'ordre de quelques grains de sable, puis donnant naissance à un premier champ de rides asymétriques développant un front d'avalanche, s'auto organisant à leur tour en formes sableuses de taille de plus en plus importante (longueur d'onde λ et hauteur H) jusqu'à obtenir un champ de dunes en équilibre avec l'écoulement. L'instabilité d'un lit de sable érodable soumis à un courant stationnaire a fait l'objet de recherches depuis près d'un demi-siècle, notamment à travers l'analyse de la stabilité linéaire des équations aux petites perturbations. Ces études montrent notamment que l'instabilité résulte d'un déphasage entre le transport sédimentaire saturé et le courant moyen *Kennedy* (1963), conséquence de l'effet de la friction de l'écoulement au fond *Engelund* (1970). Pour des formes de fond de longueurs d'ondes importantes ($k.H \sim O(1)$) *Fourrière et al.* (2010) démontrent que les modes sont stables et établit la conclusion que les dunes ne sont pas générées par instabilité linéaire et se distinguent ainsi des rides. Les expériences en laboratoire (*Coleman et Melville*, 1994 ; *Coleman et al.*, 2003) ou en nature *Fourrière et al.* (2010) montrent que la génération d'un champ de dunes suit une phénoménologie fortement non linéaire, les formes sableuses évoluant par appariements successifs pour donner naissance à des structures de plus grandes longueurs d'ondes. L'évolution en hauteur est plutôt reliée à une dune individuelle alors que le changement de longueur d'onde est dû à l'interaction des structures entre elles *Niemann et al.* (2011). La modélisation numérique permet d'intégrer cette phénoménologie non linéaire. Cependant, il existe peu d'études de modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes, et les approches utilisées n'ont pas permis de reproduire l'évolution du fond faiblement perturbé jusqu'à l'équilibre. *Giri et Shimizu* (2006) parviennent à simuler l'évolution à partir d'un fond faiblement perturbé mais les simulations ne montrent pas l'état de saturation. *Niemann et al.* (2011) utilisent un modèle non-hydrostatique et un modèle de fermeture de la turbulence. Un filtre numérique est utilisé pour amortir les instabilités du modèle, ce qui redistribue artificiellement le sédiment, et les instabilités semblent demeurer. La modélisation d'un scénario tiré d'une expérimentation en laboratoire n'atteint pas la saturation et ne modélise pas le fond faiblement perturbé. Dans ce papier, nous présentons un modèle capable de simuler l'évolution morphodynamique du champ de formes sableuses à partir d'un fond faiblement perturbé jusqu'à la saturation en reproduisant les mécanismes physiques observés lors des expérimentations en laboratoire.

B.2 Modèle numérique

Le code de calcul utilisé est une version évoluée de DUNE2D, développé initialement par *Tjerry* (1995) au sein de l'université technique du Danemark (DTU). Le modèle est composé de trois modules : le module hydrodynamique qui résout les équations de Navier Stokes dans la couche limite ainsi que la turbulence via une fermeture à deux équations, le modèle de transport sédimentaire qui calcule le transport par charriage et en suspension, et le module morphologique qui résout l'équation d'évolution du fond.

B.2.1 Module hydrodynamique

L'hydrodynamique est déterminée par un modèle de couche limite 2D à surface rigide, où sont résolues les équations de Reynolds ainsi que l'équation de conservation de la masse. L'effet de la déformation de la surface libre est négligeable pour des nombres de Froude inférieurs à l'unité *Fredsø* (1982), ce qui est le cas pour les configurations étudiées ($0.2 < Fr < 0.5$). La turbulence est résolue par un modèle en $k - \omega$ mieux adapté que le modèle classique en $k - \epsilon$ pour les problèmes présentant des gradients de pression adverses comme cela est le cas au passage des crêtes des formes sableuses. Le modèle $k - \omega$ assure notamment une bonne description de la zone de recirculation *Andersen* (1999). Le calcul de l'énergie cinétique turbulente k et du taux de dissipation par la turbulence ω permet de déterminer la viscosité turbulente, $\nu_t = k/\omega$. Voir *Tjerry* (1995) et *Andersen* (1999) pour plus de détail sur la résolution numérique du modèle.

B.2.2 Module de transport sédimentaire

Le transport par charriage est déterminé à l'aide de la formulation classique de *Meyer-Peter et Müller* (1948) adaptée aux nombres de Shields modérés. La concentration c du sédiment est calculée via une équation d'advection-diffusion. La concentration au fond c_b étant calculée par le modèle d' *Engelund et Fredsø* (1976) à l'altitude $h + 2d_{50}$, où h est l'altitude du fond et d_{50} le diamètre médian du sédiment. Le flux de sédiment en suspension est ensuite calculé par intégration sur la verticale du flux horizontal de la concentration c .

B.2.3 Module morphologique

L'évolution du fond est déterminée à partir de l'équation de conservation du sédiment, résolue par un schéma centré non oscillant (NOCS) auquel est ajouté un module d'avalanche *Marieu et al.* (2008). Le schéma NOCS permet notamment de bien gérer les sauts de flux au niveau des crêtes des formes sableuses.

B - Simulation du cas expérimental de *Coleman et al.* (2003) avec Dune2D

Paramètre	D_0 (m)	U (m.s ⁻¹)	d_{50} (mm)	$\frac{u^*}{u_c}$	$\frac{u^*}{w_s}$
Valeur	0.1	0.297	0.11	1.27	1.4

TABLE B.1 – D_0 : profondeur ; u_* : vitesse de cisaillement ; d_{50} : diamètre médian du sédiment ; u_c : vitesse critique de cisaillement ; w_s : vitesse de chute du sédiment (loi de Stokes).

B.2.4 Couplage

Dans le cas des dunes hydrauliques, le modèle fonctionne de façon découplée entre les modules hydrodynamique et morphologique, la morphologie du fond étant mise à jour qu'à partir du moment où l'hydrodynamique a atteint un état stationnaire. Cette hypothèse est valable dans la mesure où les temps d'adaptation de l'hydrodynamique sont très petits devant les temps d'évolution du fond or les vitesses de migration des formes sableuses sont de l'ordre de 10^{-4} m.s⁻¹ pour l'évolution présentée dans ce papier.

B.3 Protocole expérimental

Le modèle est utilisé pour reproduire des scénarios d'évolution du fond tirés d'expériences contrôlées en laboratoire. Les simulations ont pour but de vérifier l'aptitude du modèle à reproduire la physique du processus d'évolution d'un fond faiblement perturbé soumis à un courant stationnaire. Parmi les auteurs ayant étudié la physique des formes sableuses en laboratoire, peu traitent de façon détaillée le développement des dunes soit parce qu'ils n'atteignent pas la saturation (temps d'évolution trop longs, carence du sédiment) soit parce que le protocole expérimental utilisé ne permet pas de suivre dans le détail les processus d'évolution des dunes. La simulation numérique permet l'étude de ces processus dans le détail et d'en comprendre les mécanismes.

B.3.1 Paramètres de l'expérimentation

Le scénario modélisé s'inspire des expérimentations de *Coleman et al.* (2003), et plus particulièrement le cas R9. Les conditions expérimentales sont présentées dans la table B.1. Le transport en suspension est inclus. Les conditions expérimentales divergent des conditions de la simulation car le canal utilisé en laboratoire est fermé. Cela induit des profils de vitesse différents et des temps d'évolution plus rapides. *Coleman et al.* (2003) compare les évolutions respectives des dunes en canal ouvert et fermé pour des rapports de vitesses u^*/u_c du même ordre de grandeur (u^* : vitesse de cisaillement et u_c : vitesse critique de mise en mouvement) et montre des temps d'évolution plus rapides en canal fermé avec des formes sableuses de hauteur plus importante à l'équilibre (facteur 3 à 4) et de longueur d'onde un peu plus importante (facteur 1.5 à 2). Un autre facteur d'incertitude est le caractère légèrement tridimensionnel des dunes en laboratoire et des effets de bords non pris en compte dans les simulations.

B.3.2 Méthode de mesure

Coleman et al. (2003) utilisent un protocole expérimental complexe (mesure du profil par visée laser et des vitesses par velocimètre doppler) lui permettant de suivre l'évolution du fond dès les premières rides d'instabilité jusqu'à la saturation du champ de dunes à intervalles de temps tels que l'écart de distance entre deux profils mesurés soit compris entre 1 mm et 2.5 mm. Les formes sableuses sont identifiées par leurs fronts raides sur les profils mesurés et les altitudes des crêtes et des creux déterminés par les valeurs extrêmes entre deux formes sableuses (respectivement amont et aval). Les longueurs d'onde sont déterminées par analyse d'autocorrélation (*Coleman et Melville* (1996)).

B.4 Résultats et discussion

B.4.1 Observation

L'expérimentation montre que les premières rides émergent du fond aléatoirement perturbé avec une longueur d'onde dépendant essentiellement du diamètre du sédiment (longueurs d'onde similaires en canal ouvert et fermé). Pour l'expérimentation R9, la longueur d'onde initiale équivaut à $\lambda = 53$ mm. Ces premières rides développent un front d'avalanche de pente égale à l'angle de repos du sédiment et commencent à migrer. Les hauteurs hétérogènes conduisent à des vitesses de migration différentes et poussent les formes sableuses à interagir entre elles. Des appariements en cascade en résultent et entraînent la croissance des formes sableuses jusqu'à atteindre une longueur d'onde et une hauteur limite maintenues dans le temps ($\lambda \simeq 0.14$ m et une hauteur $H \simeq 0.015 - 0.02$ m). Les structures obtenues ont une longueur d'onde comparable à la profondeur de la colonne d'eau et correspondent à un mode de dune (*Charru* (2013)).

B.4.2 Résultats de la modélisation

Les figures B.1 à B.3 présentent les résultats de la simulation. La figure B.1 montre l'évolution temporelle du profil du fond. On retrouve les stades d'évolution décrits dans les expérimentations : d'abord (1) l'émergence rapide des premières rides développant un front d'avalanche, puis (2) la migration des formes de fond conduisant à des appariements en cascade (de $t \simeq 100$ s à $t \simeq 1000$ s), jusqu'à obtenir (3) un champ de dunes interagissant entre elles sans s'apparier ($t > 1000$ s). Dans cette dernière phase les formes sableuses semblent osciller autour d'une position d'équilibre correspondant à leur état à saturation. Les dunes les plus petites rattrapent les dunes situées en aval de l'écoulement sans parvenir à les rejoindre et ces dernières accélèrent en diminuant de taille, pour croître à nouveau et atteindre l'état d'équilibre. La Figure B.2 présente l'évolution des caractéristiques physiques moyennes du fond en fonction du temps. Les

B - Simulation du cas expérimental de *Coleman et al.* (2003) avec Dune2D

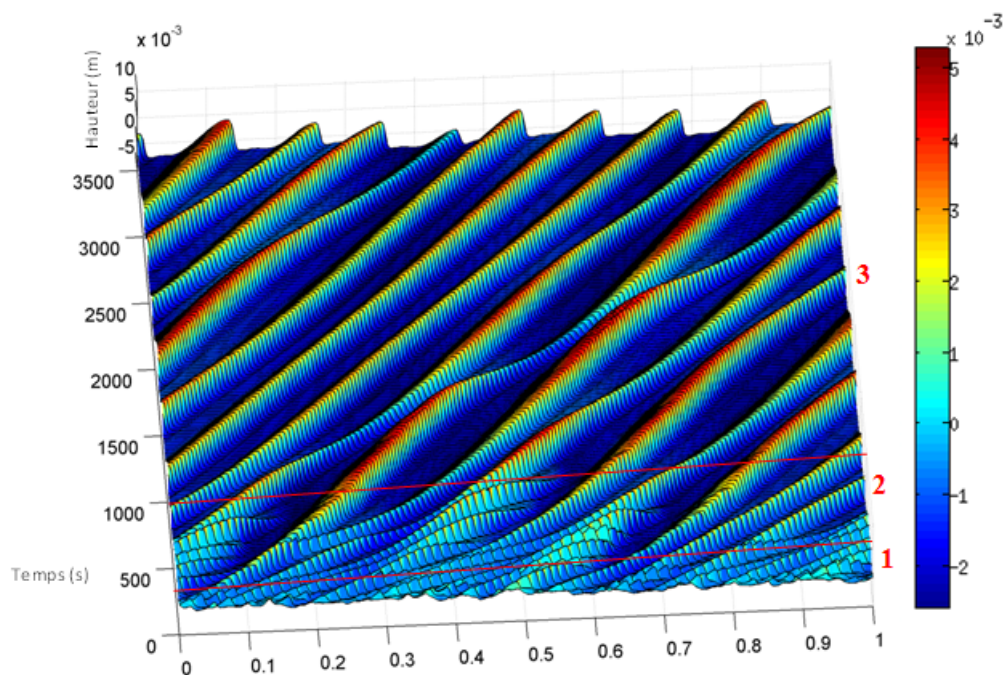


FIGURE B.1 – Évolution du champ de formes sableuses à partir du fond faiblement perturbé.

3 phases décrites précédemment y sont clairement identifiables. La phase initiale se caractérise par une croissance rapide de la hauteur moyenne et une longueur d'onde relativement stable (1), la hauteur et la longueur d'onde moyenne du champ de rides augmentent ensuite de manière significative pendant la phase d'appariement (2), avant de se stabiliser à saturation (3). La longueur d'onde des rides initiales ($\lambda \simeq 55$ mm) est du même ordre de grandeur que celle mesurée lors des expérimentations ($\lambda \simeq 53$ mm). À l'équilibre, le champ de formes sableuses atteint une longueur d'onde moyenne $\lambda \simeq 0.11$ m et une hauteur $H \simeq 0.005$ m. Les formes à saturation présentent un facteur d'échelle de 1.5 sur la longueur d'onde et 3 à 4 sur la hauteur par rapport au scénario R9, ce qui correspond aux différences évoquées au paragraphe B.3.1 pour des expérimentations équivalentes en canal ouvert et fermé (*Coleman et al.* (2003)).

La Figure B.3 illustre une séquence d'appariement entre deux rides issue de la modélisation et permet de mieux comprendre sa phénoménologie. À $t = 300$ s, la ride située en amont a une vitesse de migration supérieure à la ride en aval et la rattrape. Au fur et à mesure la bulle de recirculation de la ride en amont exerce un effet d'écran vis-à-vis de l'écoulement entraînant une diminution des vitesses le long du profil de la ride en aval et piégeant les sédiments. La célérité de la forme en aval diminue, sa crête se retrouve bientôt piégée dans la bulle de recirculation de la forme en amont et est érodée ($t = 450$ s). La ride en aval s'aplatit et se désagrège laissant la ride en amont poursuivre sa migration pour bientôt laisser place à une seule forme sableuse. Cette

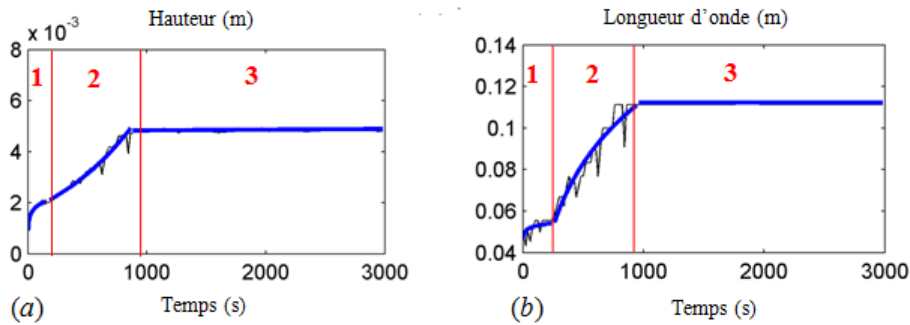


FIGURE B.2 – Évolution temporelle de (a) la moyenne des hauteurs du champ de dunes et (b) de leurs longueurs d'onde. Le trait noir montre le résultat brut et le trait bleu sa courbe de régression.

séquence également décrite par *Best et al.* (2013) est parfaitement reproduite par le modèle et montre de façon détaillée le mécanisme clé à l'origine de l'auto organisation du champ de dune.

B.5 Conclusions

En s'inspirant des paramètres d'une expérience en laboratoire, le modèle reproduit de façon satisfaisante l'évolution morphodynamique du fond faiblement perturbé jusqu'à l'équilibre. Les résultats de la simulation montrent les différentes phases de développement du fond, de l'apparition des premières rides jusqu'à la saturation du champ de dunes exhibant des caractéristiques physiques moyennes stationnaires. Le mécanisme d'appariement est reproduit et apparaît comme étant le processus clé permettant au champ de formes sableuses d'évoluer. Les résultats de la modélisation permettent d'expliquer en détail la phénoménologie derrière le processus d'appariement et notamment les interactions dynamiques à travers l'influence de la bulle de recirculation de la forme amont.

B - Simulation du cas expérimental de *Coleman et al.* (2003) avec Dune2D

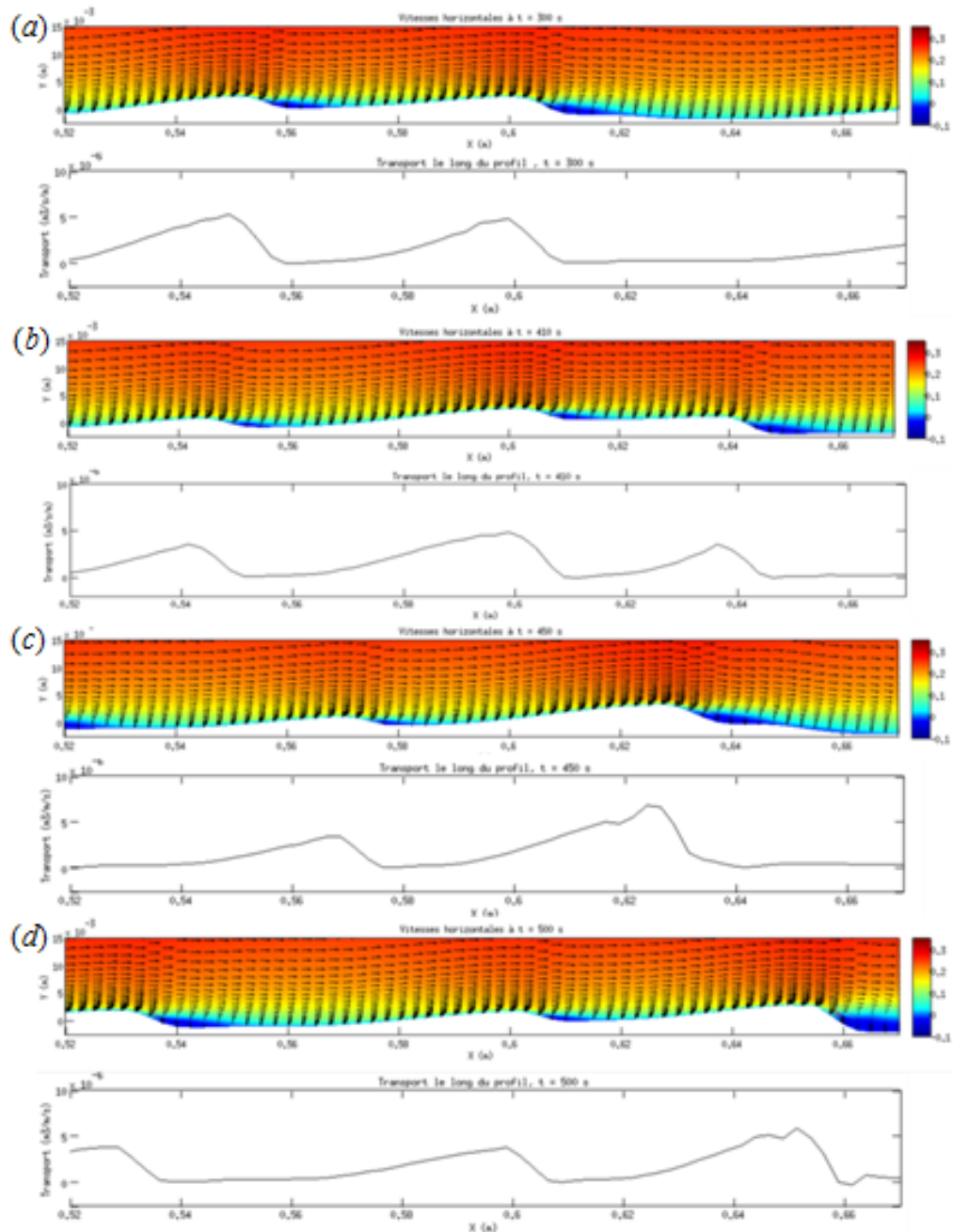


FIGURE B.3 – Champ des vitesses horizontales et transport total le long du profil de fond à (a) $t = 300$ s, (b) $t = 410$ s, (c) $t = 450$ s et (d) $t = 500$ s.

Annexe C

Résultats complémentaires de la modélisation de l'évolution morphodynamique du fond

C.1 Figures de l'analyse de la phase linéaire

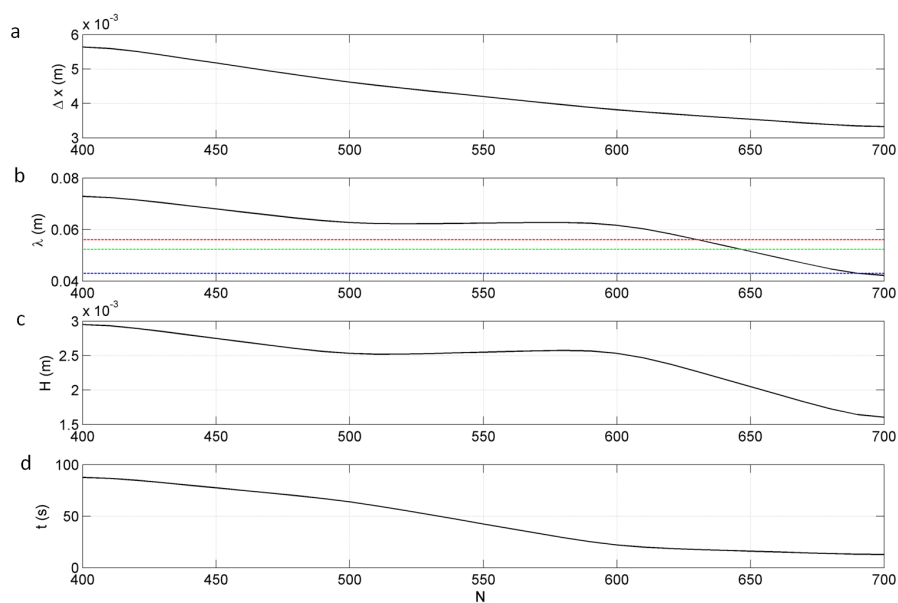


FIGURE C.1 – Résolution du maillage (a), longueur d'onde et hauteur simulées (b) et (c), et temps d'évolution du champ de rides (d) en fonction du nombre de mailles N_x , pour un grain de diamètre $d_{50} = 0.2$ mm, $\theta = 0.1$. Les lignes pointillées bleue, rouge et verte représentent les longueurs d'ondes données par les modèles mathématiques de *Fourrière et al.* (2010), *Charru* (2006) et la relation de *Coleman et al.* (2003).

C - Résultats complémentaires de la modélisation de l'évolution morphodynamique du fond

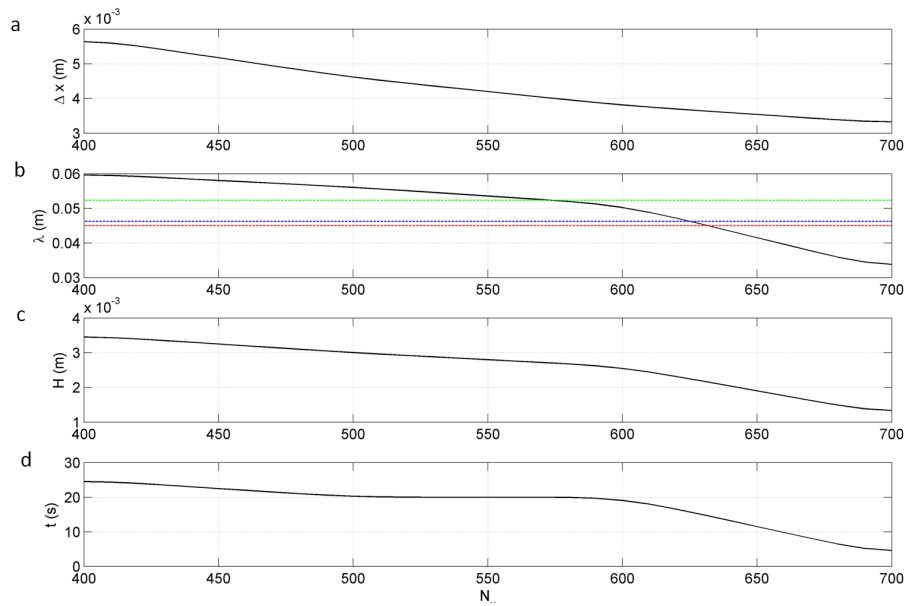


FIGURE C.2 – Résolution du maillage (a), longueur d’onde et hauteur simulées (b) et (c), et temps d’évolution du champ de rides (d) en fonction du nombre de mailles N_x , pour un grain de diamètre $d_{50} = 0.2$ mm, $\theta = 0.2$. Les lignes pointillées bleue, rouge et verte représentent les longueurs d’ondes données par les modèles mathématiques de *Fourrière et al.* (2010), *Charru* (2006) et la relation de *Coleman et al.* (2003).

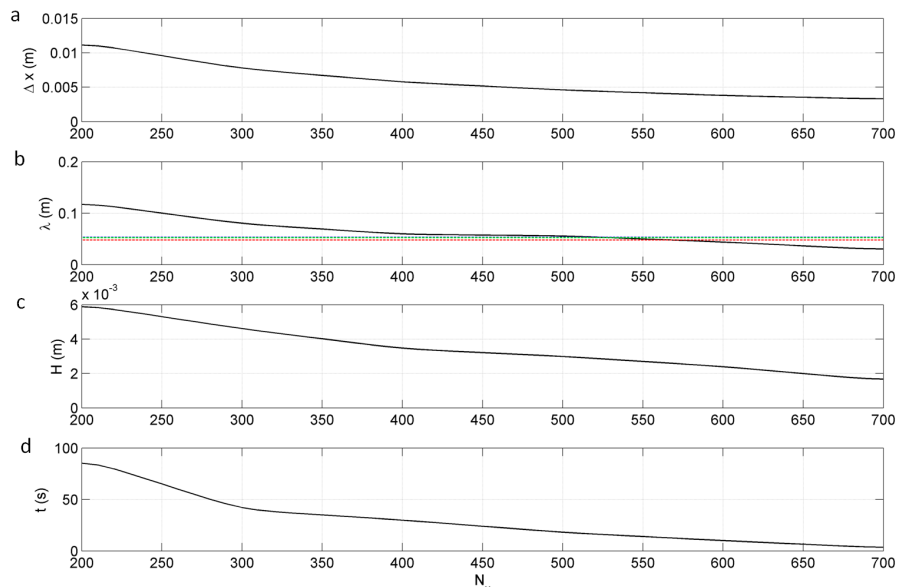


FIGURE C.3 – Résolution du maillage (a), longueur d’onde et hauteur simulées (b) et (c), et temps d’évolution du champ de rides (d) en fonction du nombre de mailles N_x , pour un grain de diamètre $d_{50} = 0.2$ mm, $\theta = 0.3$. Les lignes pointillées bleue, rouge et verte représentent les longueurs d’ondes données par les modèles mathématiques de *Fourrière et al.* (2010), *Charru* (2006) et la relation de *Coleman et al.* (2003).

C.1 - Figures de l'analyse de la phase linéaire

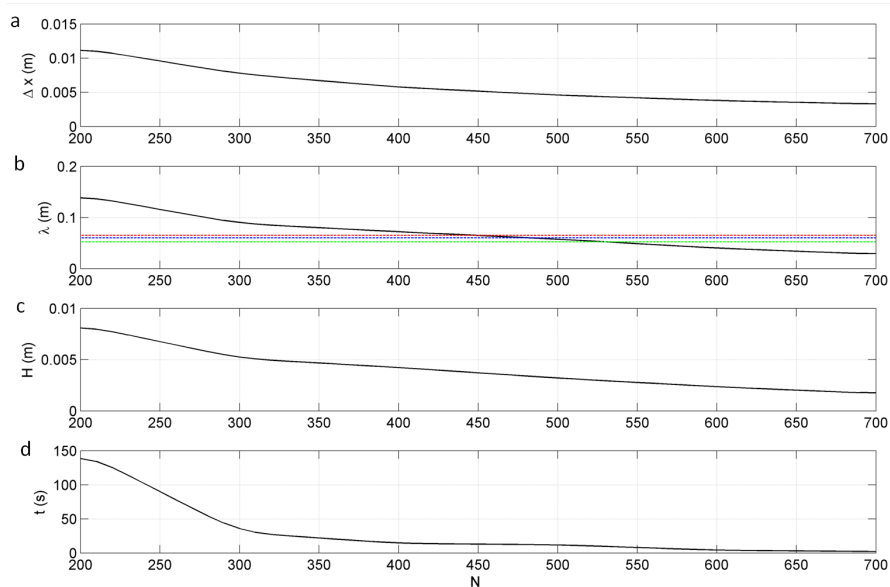


FIGURE C.4 – Résolution du maillage (a), longueur d’onde et hauteur simulées (b) et (c), et temps d’évolution du champ de rides (d) en fonction du nombre de mailles N_x , pour un grain de diamètre $d_{50} = 0.2$ mm, $\theta = 0.4$. Les lignes pointillées bleue, rouge et verte représentent les longueurs d’ondes données par les modèles mathématiques de *Fourrière et al.* (2010), *Charru* (2006) et la relation de *Coleman et al.* (2003).

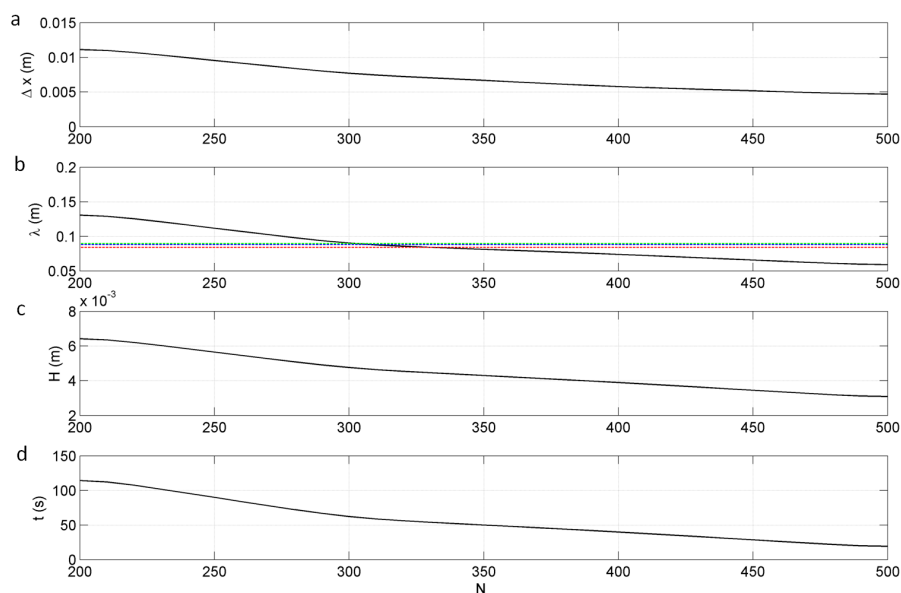


FIGURE C.5 – Résolution du maillage (a), longueur d’onde et hauteur simulées (b) et (c), et temps d’évolution du champ de rides (d) en fonction du nombre de mailles N_x , pour un grain de diamètre $d_{50} = 0.4$ mm. Les lignes pointillées bleue, rouge et verte représentent les longueurs d’ondes données par les modèles mathématiques de *Fourrière et al.* (2010), *Charru* (2013) et la relation de *Coleman et al.* (2003).

C - Résultats complémentaires de la modélisation de l'évolution morphodynamique du fond

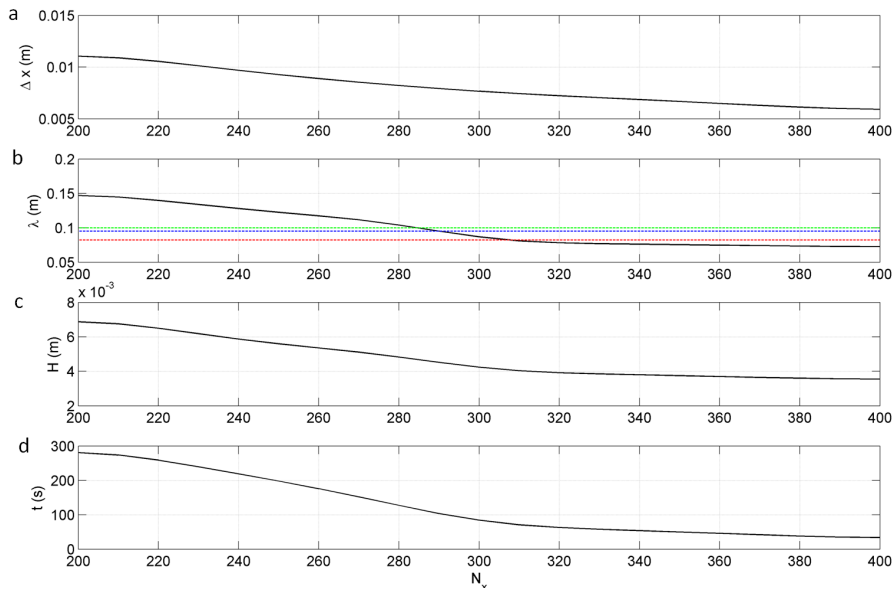


FIGURE C.6 – Résolution du maillage (a), longueur d'onde et hauteur simulées (b) et (c), et temps d'évolution du champ de rides (d) en fonction du nombre de mailles N_x , pour un grain de diamètre $d_{50} = 0.5$ mm. Les lignes pointillées bleue, rouge et verte représentent les longueurs d'ondes données par les modèles mathématiques de *Fourrière et al.* (2010), *Charru* (2013) et la relation de *Coleman et al.* (2003).

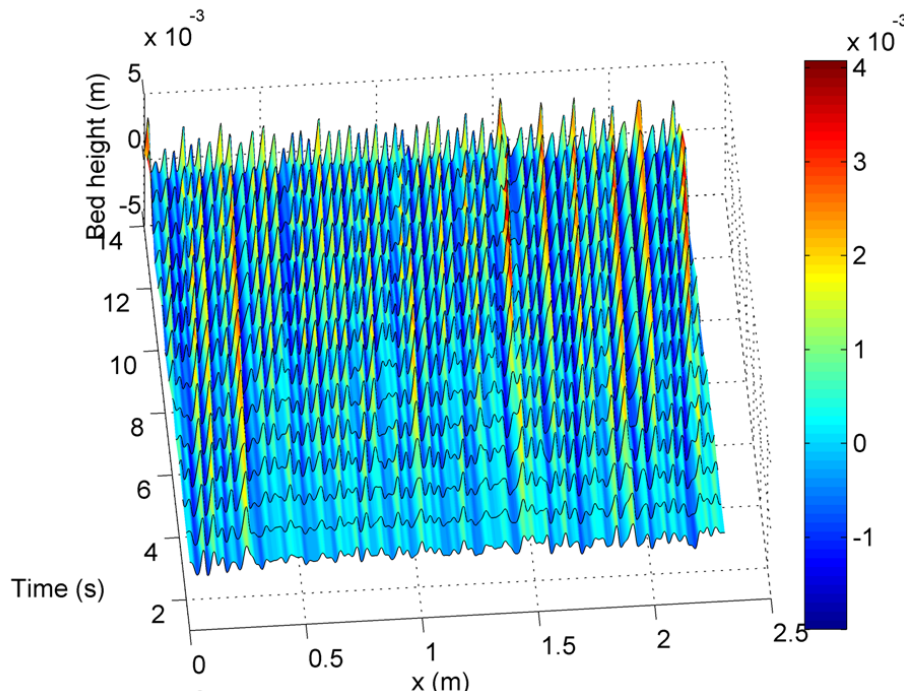


FIGURE C.7 – Évolution temporelle du fond plat faiblement perturbé, $d = 0.2$ mm, $Re_p \simeq 7$.

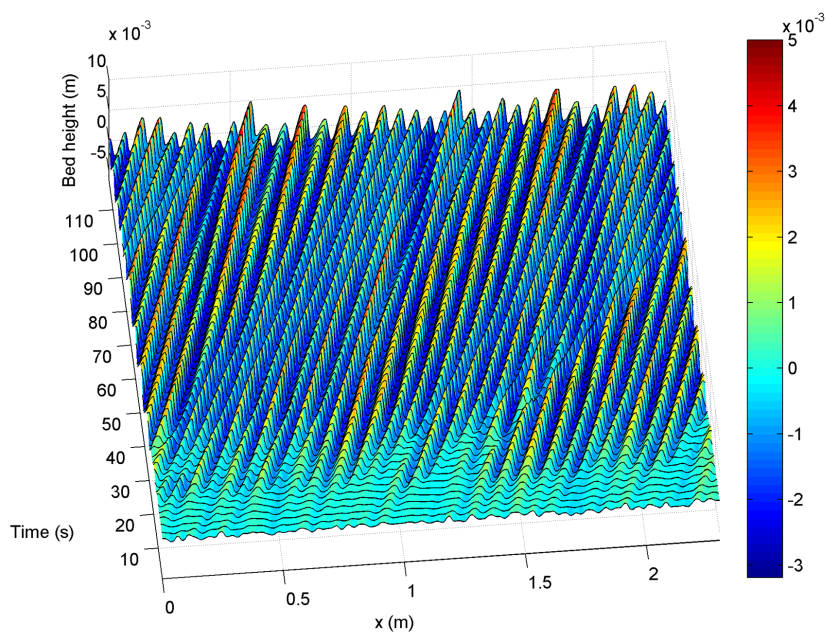


FIGURE C.8 – Évolution temporelle du fond plat faiblement perturbé, $d = 0.29$ mm, $Re_p \simeq 11$.

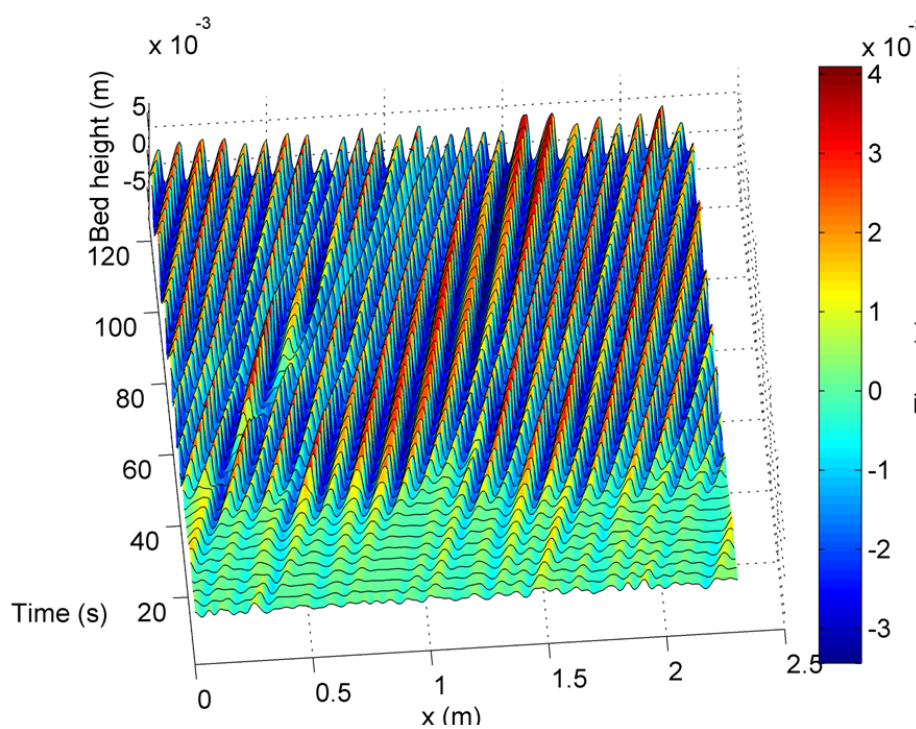


FIGURE C.9 – Évolution temporelle du fond plat faiblement perturbé, $d = 0.4$ mm, $Re_p \simeq 17$.

C - Résultats complémentaires de la modélisation de l'évolution morphodynamique du fond

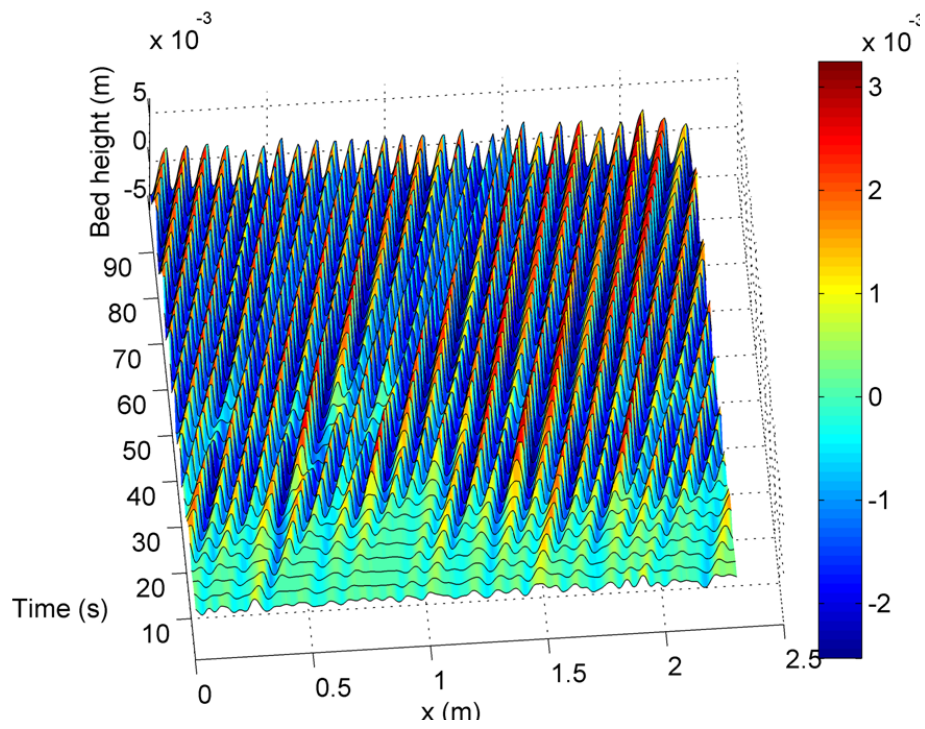


FIGURE C.10 – Évolution temporelle du fond plat faiblement perturbé, $d = 0.5$ mm, $Re_p \simeq 20$.

C.2 Figures de l'analyse de la saturation

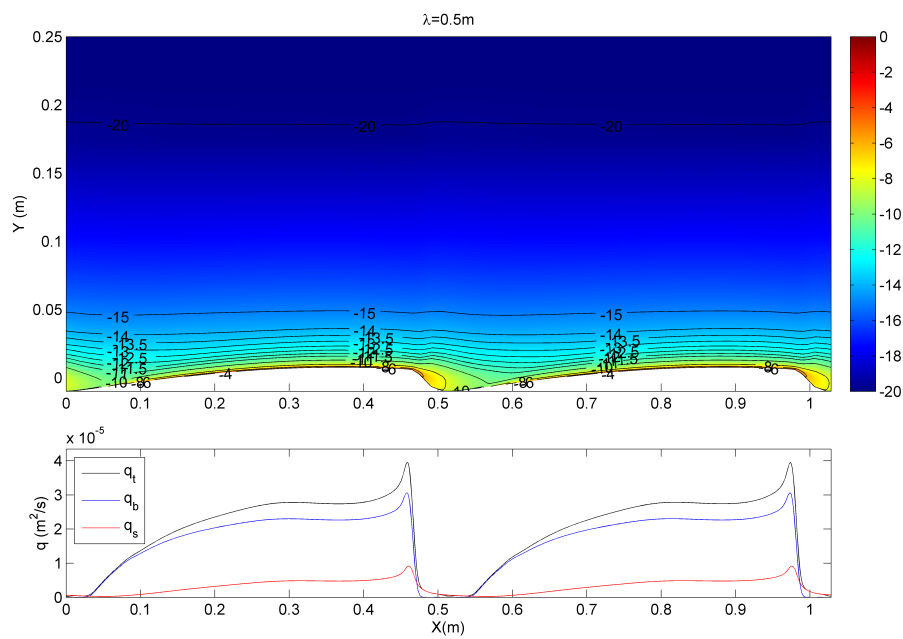


FIGURE C.11 – Champ de concentration de sédiment en suspension $\ln c$ (haut), et profils de transport par charriage, en suspension et de transport total (bas) pour une longueur d'onde $\lambda = 0.5$ m.

C - Résultats complémentaires de la modélisation de l'évolution morphodynamique du fond

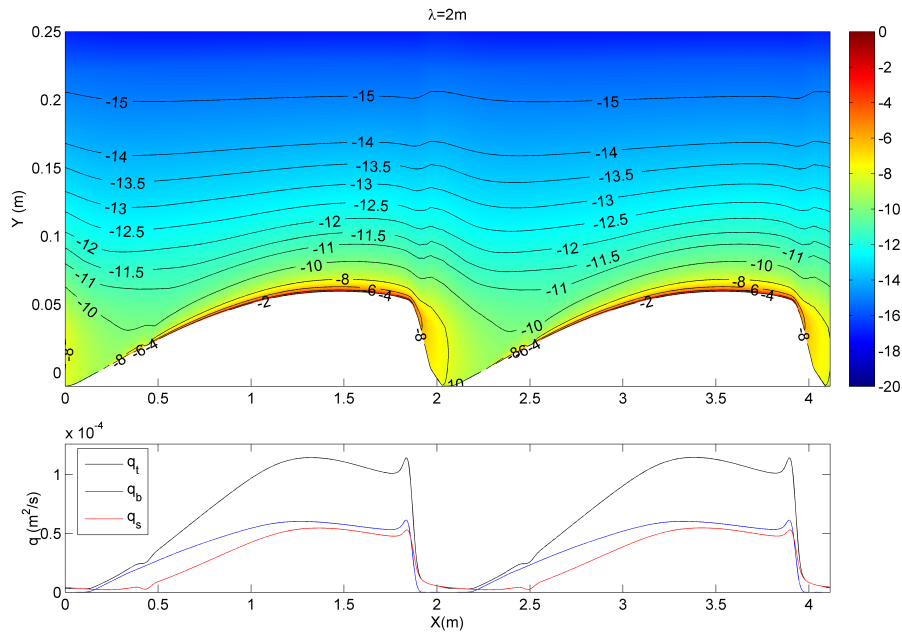


FIGURE C.12 – Champ de concentration de sédiment en suspension $\ln c$ (haut), et profils de transport par charriage, en suspension et de transport total (bas) pour une longueur d'onde $\lambda = 2$ m.

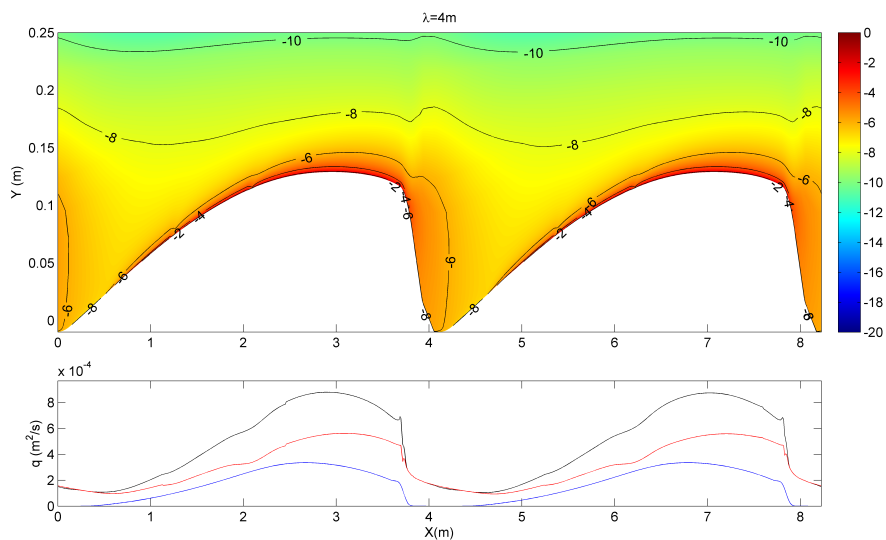


FIGURE C.13 – Champ de concentration de sédiment en suspension $\ln c$ (haut), et profils de transport par charriage, en suspension et de transport total (bas) pour une longueur d'onde $\lambda = 4$ m.

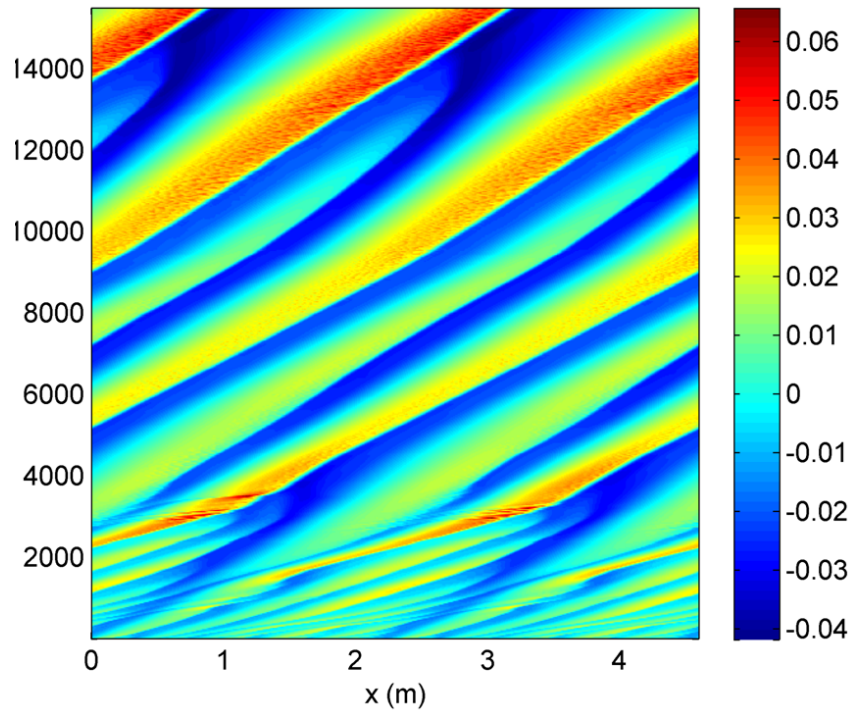


FIGURE C.14 – Évolution temporelle du fond dans le cas d'un flux de sédiments par charriage seul. Modélisation du cas expérimental de *Naqshband et al.* (2014a).

C.3 Effets de recirculation

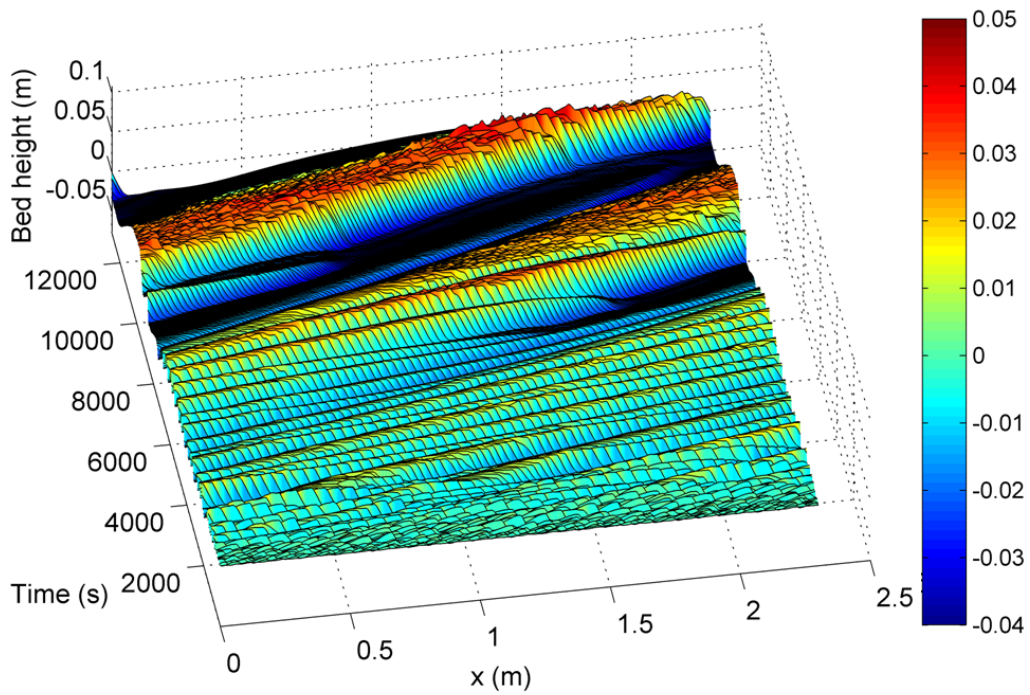


FIGURE C.15 – Évolution du fond plat faiblement perturbé jusqu'à l'équilibre. Modélisation du cas de *Naqshband et al.* (2014a).

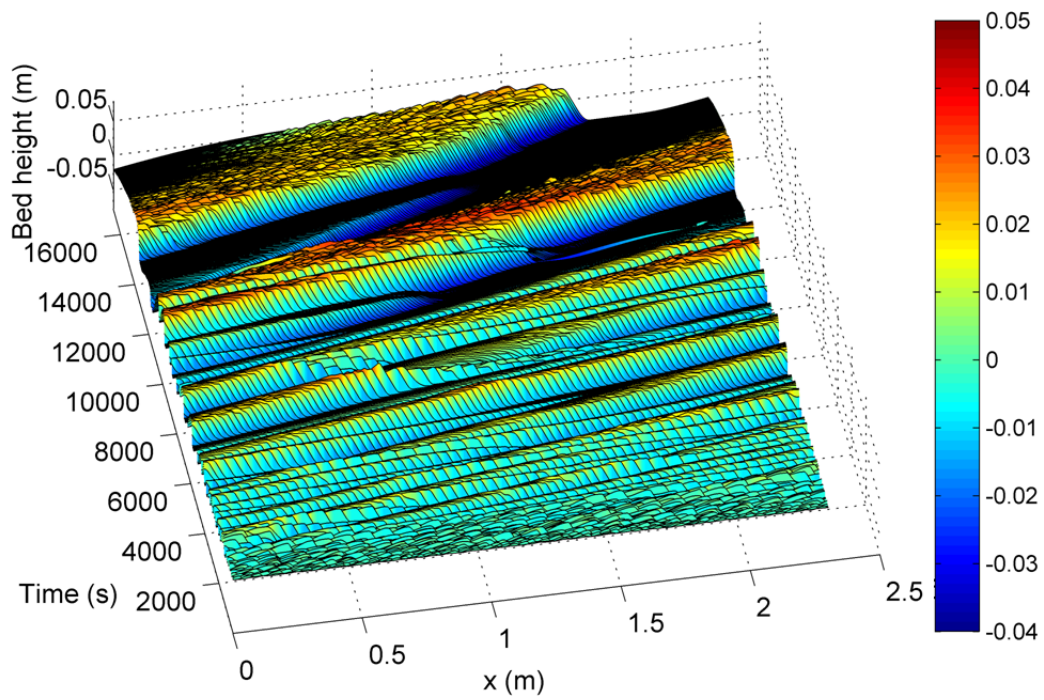


FIGURE C.16 – Évolution du fond plat faiblement perturbé jusqu'à l'équilibre sans recirculation des sédiments. Modélisation du cas de *Naqshband et al.* (2014a).

Annexe D

Données complémentaires de l'observation des dunes in situ

D.1 Figures relatives à la la zone d'étude

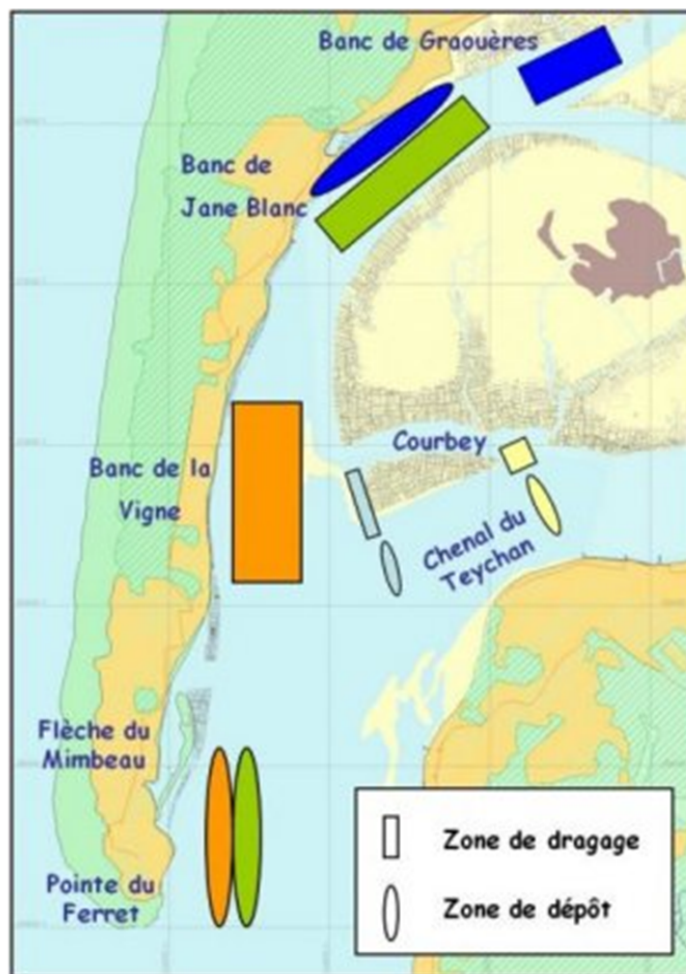


FIGURE D.1 – Principaux sites de dragages et de dépôts dans la bassin d'Arcachon, représentant plus de 2,000,000 de m³ sur la période 2000-2006. Source : SIBA.

D.2 Données et figures concernant le matériel

Vitesse du son La température et la salinité de l'eau sont systématiquement relevées avant chaque campagne de mesures pour déterminer la valeur correcte de la vitesse du son. La vitesse du son dans l'eau a une valeur moyenne située autour de 1500 m.s^{-1} , et varie avec la salinité S et la température T , ce qui a un effet sur la valeur mesurée de la profondeur. Une variation de température 1°C entraîne par exemple une variation de 1% de la vitesse du son. Cette variation correspond à une erreur de 1% sur la bathymétrie, c'est à dire une dizaine de centimètres pour les profondeurs de la passe sud. La salinité n'a au contraire que très peu d'effet sur la vitesse du son (figure D.2). Les variations de la vitesse du son verticalement, le long de la colonne d'eau, ont été déterminées par des mesures complémentaires de T et S dans la passe sud par l'intermédiaire d'une sonde avec acquisition câblée¹ et d'une sonde non câblée. Les résultats montrent que la température et la salinité sont assez homogènes le long de la colonne d'eau, ce qui n'induit que de faibles variations de la vitesse du son (figure D.3).

La vitesse du son dans l'eau a une valeur moyenne située autour de 1500 m.s^{-1} , et varie avec certains paramètres comme la salinité S ou la température T , ce qui a un effet sur la valeur mesurée de la profondeur. La vitesse du son peut être obtenue à partir de l'équation d'état de l'eau de mer mais il existe de nombreuses formules simplifiées. En considérant la pression hydrostatique, la vitesse du son peut s'exprimer par la formule suivante² :

$$c_s = 1449.2 + 4.6T - 0.055T^2 + 0.000297T^3 + (1.34 - 0.0107.T)(S - 35) + 0.016P \quad (\text{D.1})$$

où $z = y - D$ est la profondeur. Dans le cadre de l'observation du milieu littoral à moyen et long terme, le service d'observation en milieu littoral (SOMLIT) a mesuré les caractéristiques de l'eau de mer à la bouée numéro 13 du chenal du bassin d'Arcachon (passe nord). Les données ont été traitées pour déterminer les variations de la vitesse du son localement. L'analyse des courbes de la figure D.2 montre qu'une variation de température 1°C entraîne une variation de 1% de la vitesse du son. Cette variation correspond à une erreur de 1% sur la bathymétrie, c'est à dire une dizaine de centimètres pour les profondeurs de la passe sud. La salinité varie faiblement sur la période allant de 2011 à 2013 et n'a que très peu d'effet sur la vitesse du son. En outre, une variation de 1 degré PSU ne modifie la vitesse du son que de 1 m.s^{-1} (équation D.1). Les variations de la vitesse du son le long de la colonne d'eau sont étudiées par des mesures complémentaires de T et S dans la passe sud par l'intermédiaire d'une sonde avec acquisition câblée³ et d'une sonde non câblée pour descendre plus en profondeur. Les vitesses du son associées

1. La profondeur est limitée par la longueur du câble d'acquisition

2. Cours de l'Institut des Sciences de l'Ingénieur de Toulon et du Var (ISITV).

3. La profondeur est limitée par la longueur du câble d'acquisition

D - Données complémentaires de l'observation des dunes in situ

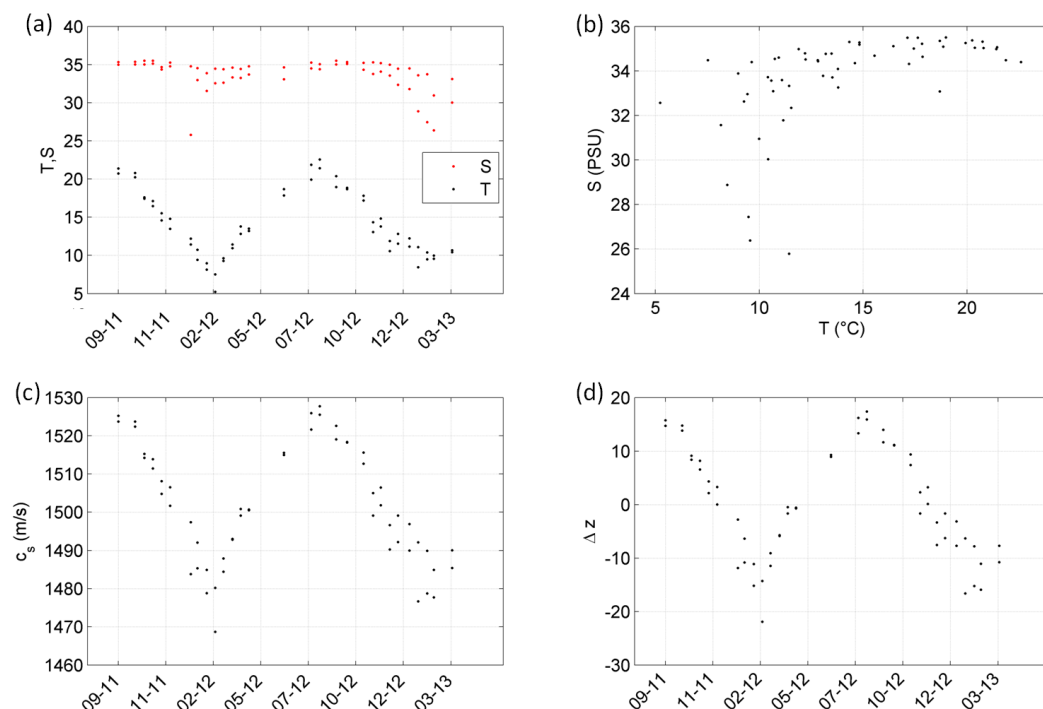


FIGURE D.2 – Courbes de l'évolution temporelle de la salinité S et de la température T (a), de la variation croisée de T et S (b), de la vitesse du son (c) et de l'écart de profondeur en centimètres induit par les variations de la vitesse pour une profondeur de 10 mètres (d), à la bouée 13 du chenal du bassin d'Arcachon entre Septembre 2011 et Mars 2013.

sont calculées et les résultats présentés sur la figure D.3. Durant les mesures le fort courant explique le bruit en surface dans le cas de l'acquisition câblée. Ces mesures montrent que la température et la salinité sont assez homogènes le long de la colonne d'eau, ce qui n'induit que de faibles variations de la vitesse du son. Les variations maximales induites sur la mesure de la profondeur sont de l'ordre du centimètre pour une profondeur de 10 mètres.

Calcul de la profondeur La profondeur est brute et correspond à la profondeur mesurée entre l'écho-sondeur et le fond. A cette valeur, il faut rajouter premièrement la distance entre l'écho-sondeur et la surface, variable suivant la campagne de mesure. Ensuite il faut ajouter la valeur entre l'extrémité de l'antenne GPS et la surface de l'eau, car la GPS mesure les fluctuations de la cote du capteur de l'antenne par rapport au niveau de référence *IGN69*. On retranche enfin la valeur de la cote de l'antenne GPS par rapport au zéro *IGN69*. La figure D.4 présente le schéma de principe de la correction bathymétrique pour le calcul de la profondeur par rapport à la référence altimétrique *IGN69* et par rapport au niveau moyen *NM*.

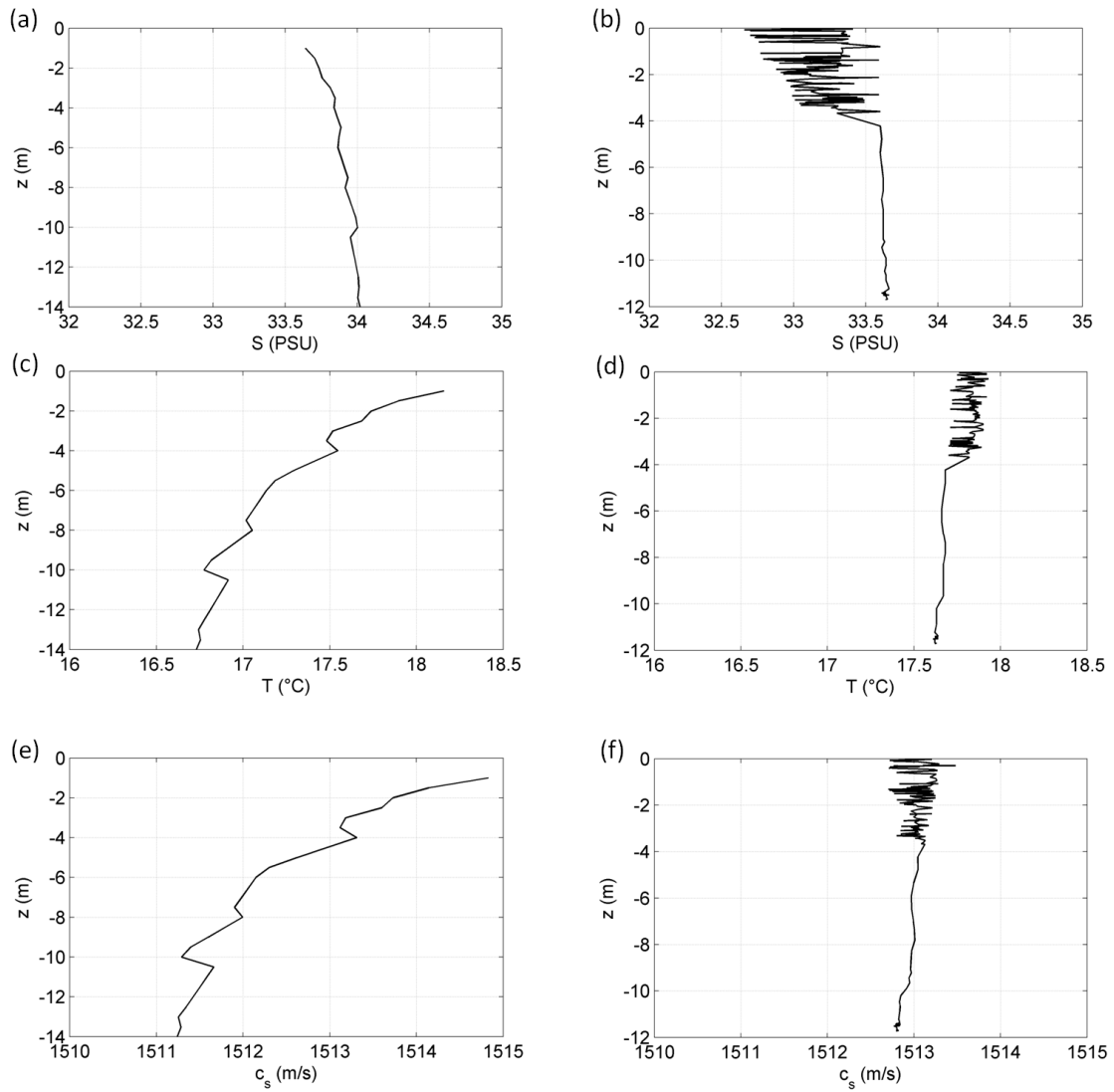


FIGURE D.3 – Courbes de la salinité S (a et b), de la température T (c et d), et de la vitesse (e et f) par acquisition câblée et non câblée, respectivement.

D - Données complémentaires de l'observation des dunes in situ

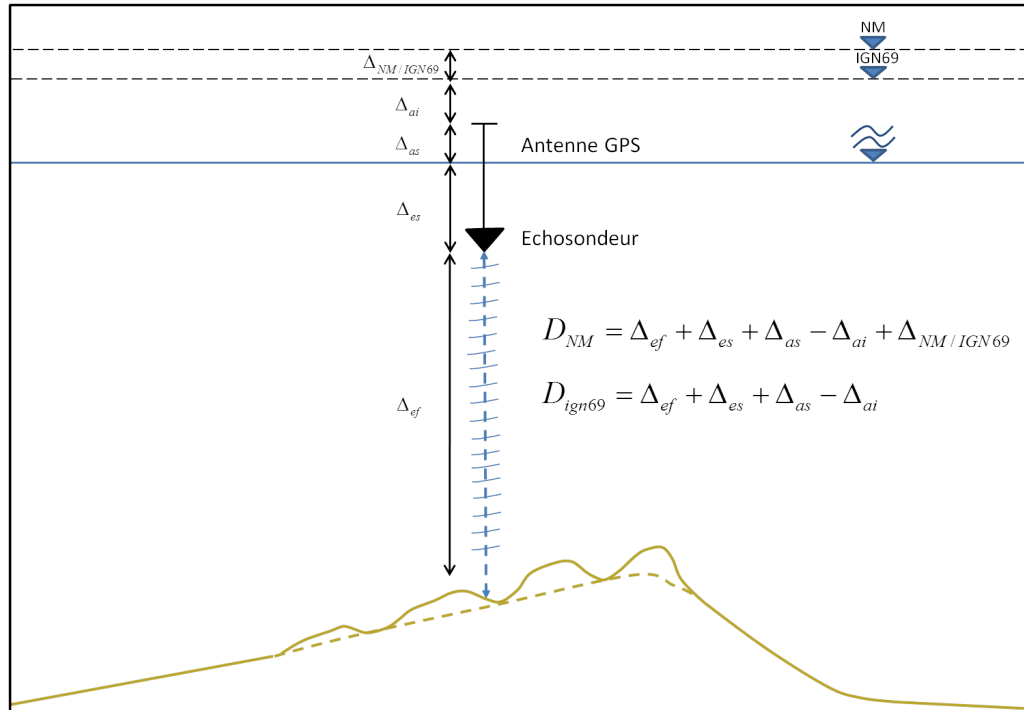


FIGURE D.4 – Schéma de principe de la correction de la profondeur mesurée, par rapport au niveau de référence *IGN69* et au niveau moyen *NM*. Δ_{ef} , Δ_{es} , Δ_{as} sont les distances entre le fond et l'échosondeur, l'échosondeur et la surface de l'eau, et l'antenne et la surface de l'eau, respectivement. Δ_{ai} et $\Delta_{NM/IGN69}$ sont la cote de l'antenne GPS et du niveau moyen *NM* par rapport à l'*IGN69*, respectivement.

Principe de l'ADCP L'écho émis par l'ADCP sous forme d'impulsions est réfléchi par les particules présentes dans la colonne d'eau. Les ondes sonores renvoyées par une particule s'éloignant du profileur ont une fréquence légèrement plus faible, par effet Doppler, lorsqu'elles retournent vers l'ADCP. Les particules voyageant en direction de l'instrument renvoient des ondes de fréquence plus élevées. La différence entre les fréquences émises et reçues est le décalage Doppler⁴. L'ADCP utilise ce décalage pour calculer la vitesse de l'écoulement. Si l'intensité de l'écho est élevée, cela peut indiquer une frontière rigide, comme le fond sableux par exemple. Afin d'augmenter la portée des mesures, la configuration de l'ADCP a été modifiée, avec l'utilisation d'un mode de largeur de bande resserrée (narrow Band Width), ce qui augmente la portée du signal.

Procédure de mise à l'eau de l'ADCP La figure D.8 présente le dispositif d'arrimage de la structure de l'ADCP. La procédure de mise à l'eau se déroule selon les étapes suivantes :

- Le bateau est positionné à proximité du point théorique de mouillage.
- La bouée est attachée avec son bout sur le corps mort.
- Le bout lesté est attaché sur le corps mort et l'autre extrémité sur la structure.
- Le corps mort est immergé puis à l'aide de la grue et descendu au fond.

4. Doppler shift en anglais.

D.2 - Données et figures concernant le matériel

- Le bateau est déplacé de 10 m, et on descend la structure à l'aide de la grue.
- Les plongeurs vont au fond sur la structure et détachent le bout de mise à l'eau.
- Les plongeurs vérifient que la structure est horizontale, ramènent les bouts de mise à l'eau sur le coté de la structure et vérifient que le haut de la structure est dégagé.

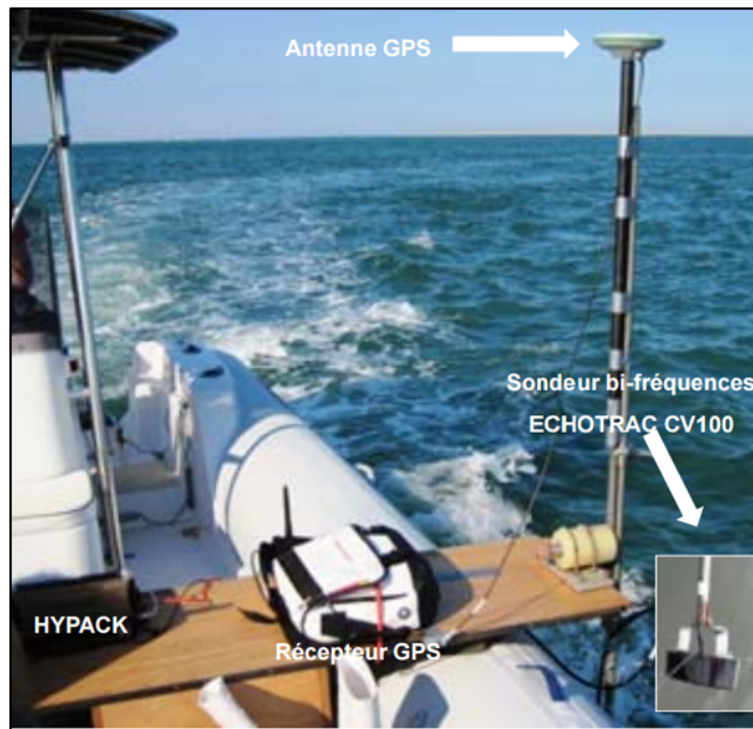


FIGURE D.5 – Image du dispositif expérimental d'acquisition de la bathymétrie par écho-sondeur.

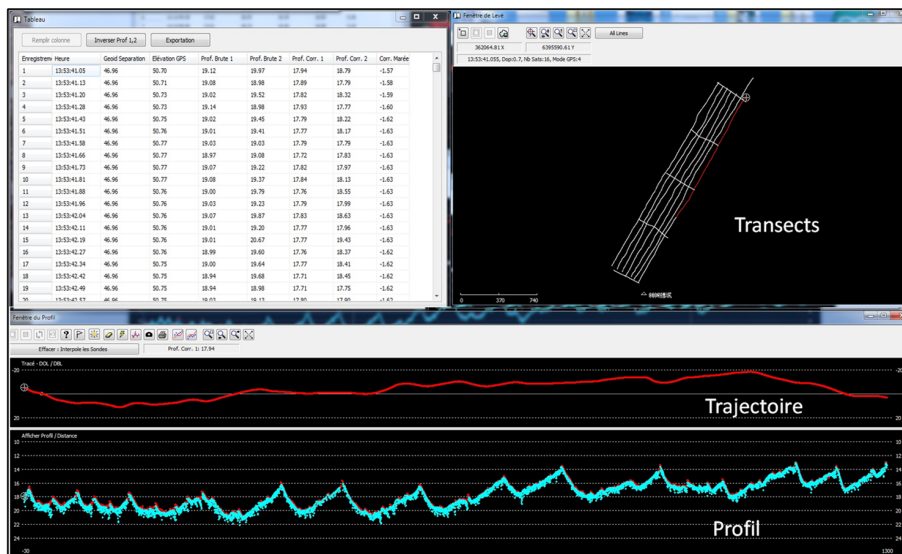


FIGURE D.6 – Exemple de capture d'écran de l'interface du logiciel HYPACK.

D - Données complémentaires de l'observation des dunes in situ



FIGURE D.7 – Image du poste de pilotage. La trajectoire du bateau est contrôlée avec le logiciel *HYPACK*. Le sondeur permet de visualiser la profondeur, la vitesse et le cap du bateau.

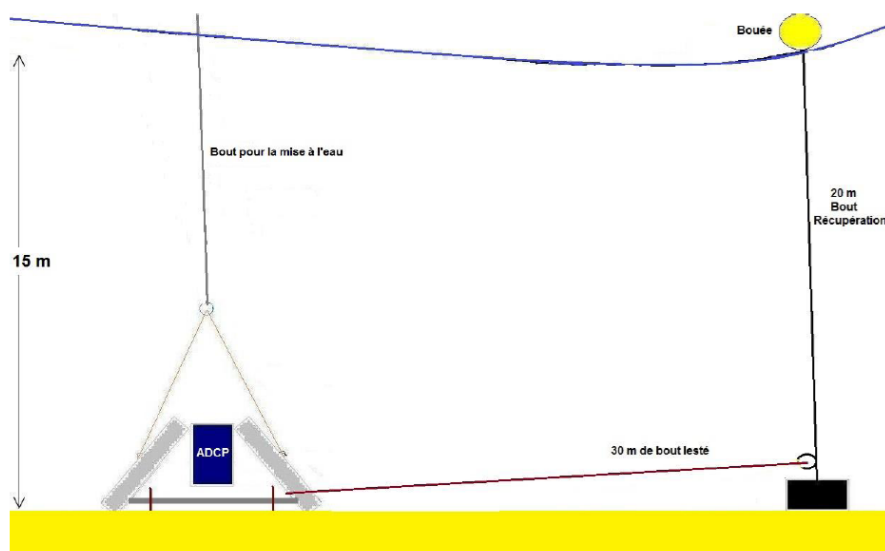


FIGURE D.8 – Schéma descriptif de l'arrimage de la structure de l'ADCP.

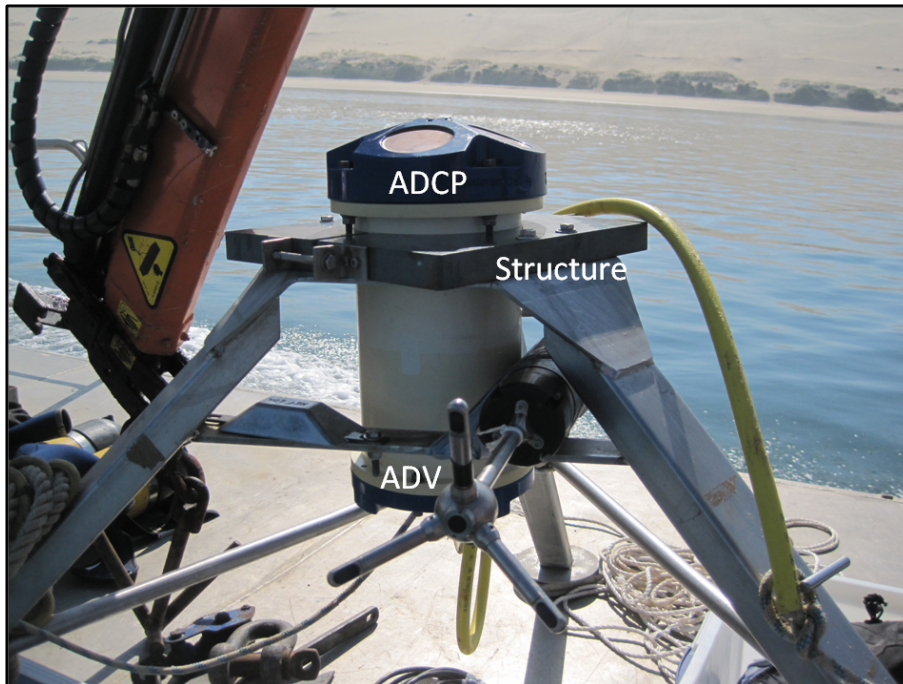


FIGURE D.9 – L'ADCP et l'ADV sont fixés sur la structure pyramidale trois pieds et prêts à être déposés au fond.



FIGURE D.10 – Image de la mise à l'eau de la structure pyramidale portant l'ADCP et l'ADV.

D - Données complémentaires de l'observation des dunes in situ

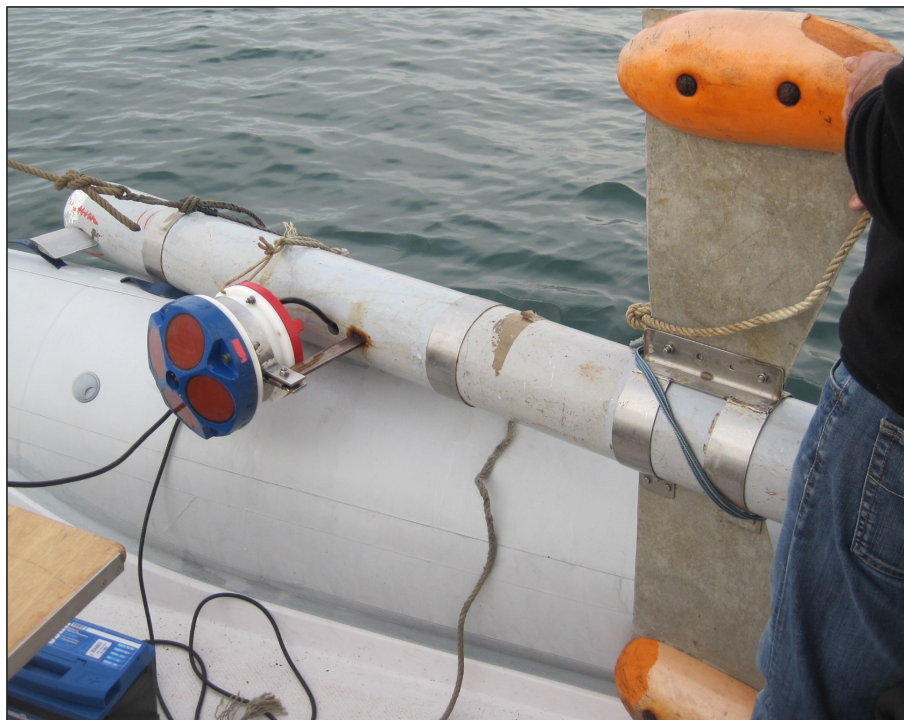


FIGURE D.11 – Installation de l'ADCP sur la torpille avant la mise à l'eau.

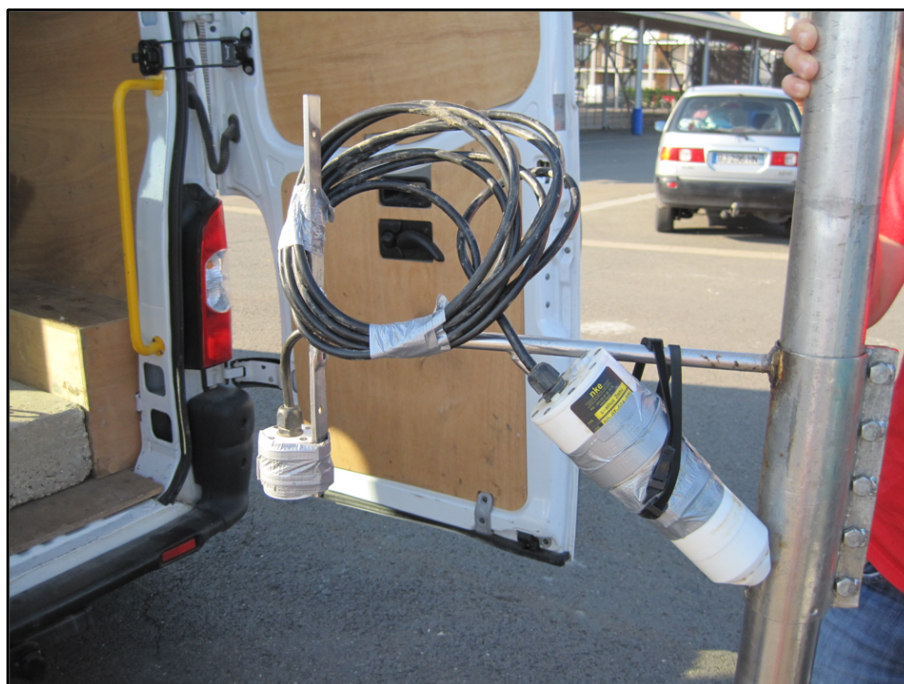


FIGURE D.12 – Image de l'appareillage de l'ALTUS sur la potence de la vrille inox.

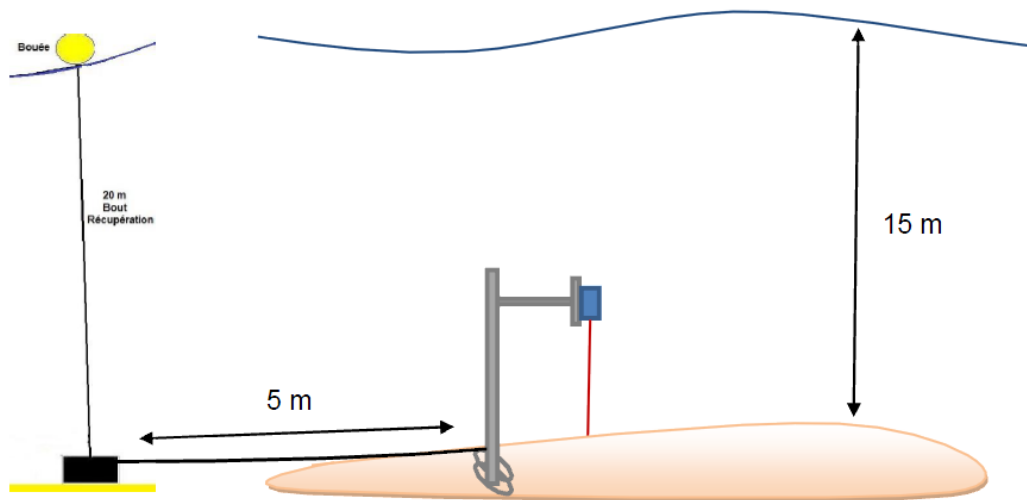


FIGURE D.13 – Schéma descriptif de l'arrimage de la vrille de l'ALTUS.

D.3 Définition des transects de mesure



FIGURE D.14 – Transects prévus pour la campagne du 12/06/2013.



FIGURE D.15 – Transects prévus pour la campagne du 19/06/2013.

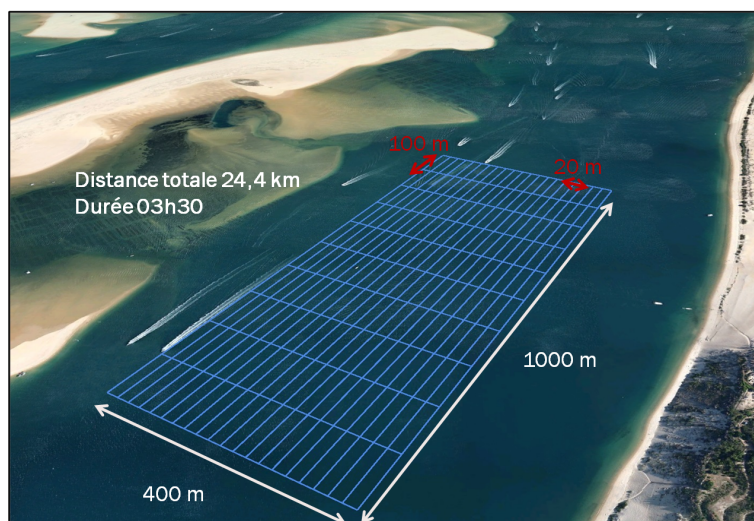


FIGURE D.16 – Transects prévus pour la campagne du 08/07/2013.



FIGURE D.17 – Transects prévus pour la campagne du 29/08/2013.

D.4 Profils ADCP longitudinaux

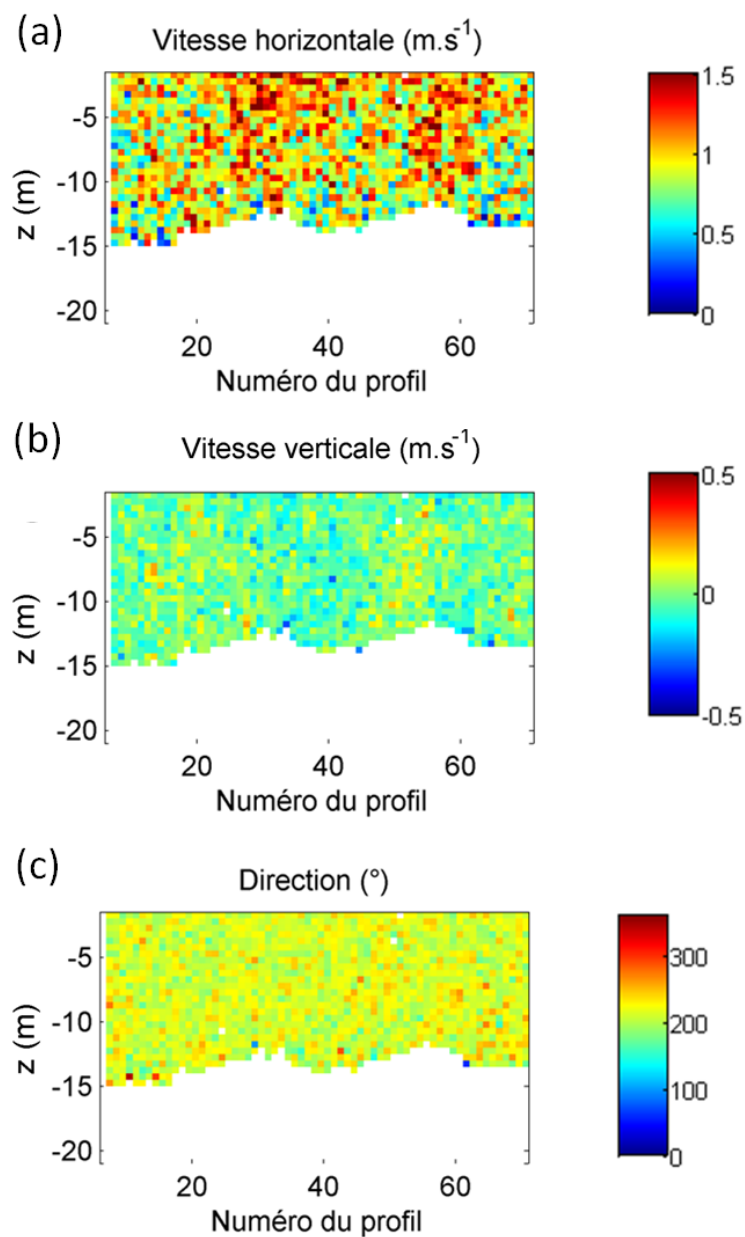


FIGURE D.18 – Vitesse horizontale (a), vitesse verticale (b) et direction du courant (c) mesurées par ADCP le long du profil de deux dunes, le 13/06/2014 à 7h51.

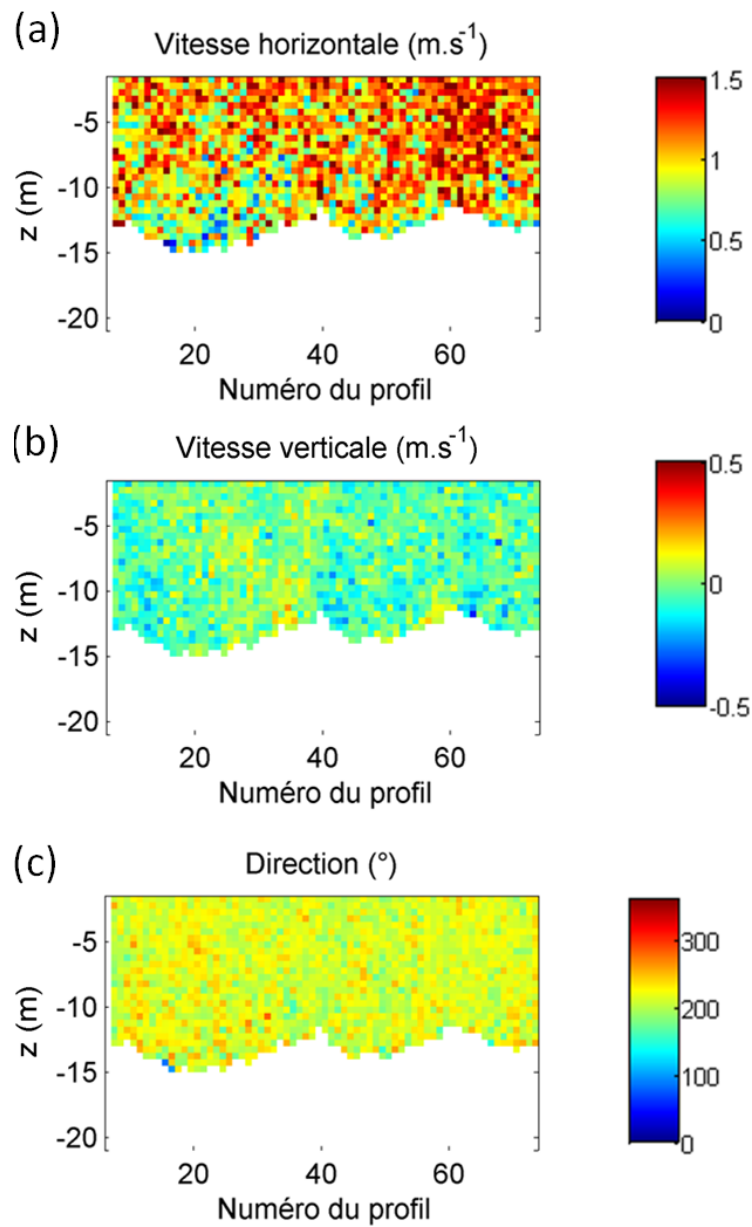


FIGURE D.19 – Vitesse horizontale (a), vitesse verticale (b) et direction du courant (c) mesurées par ADCP le long du profil de deux dunes, le 13/06/2014 à 8h00.

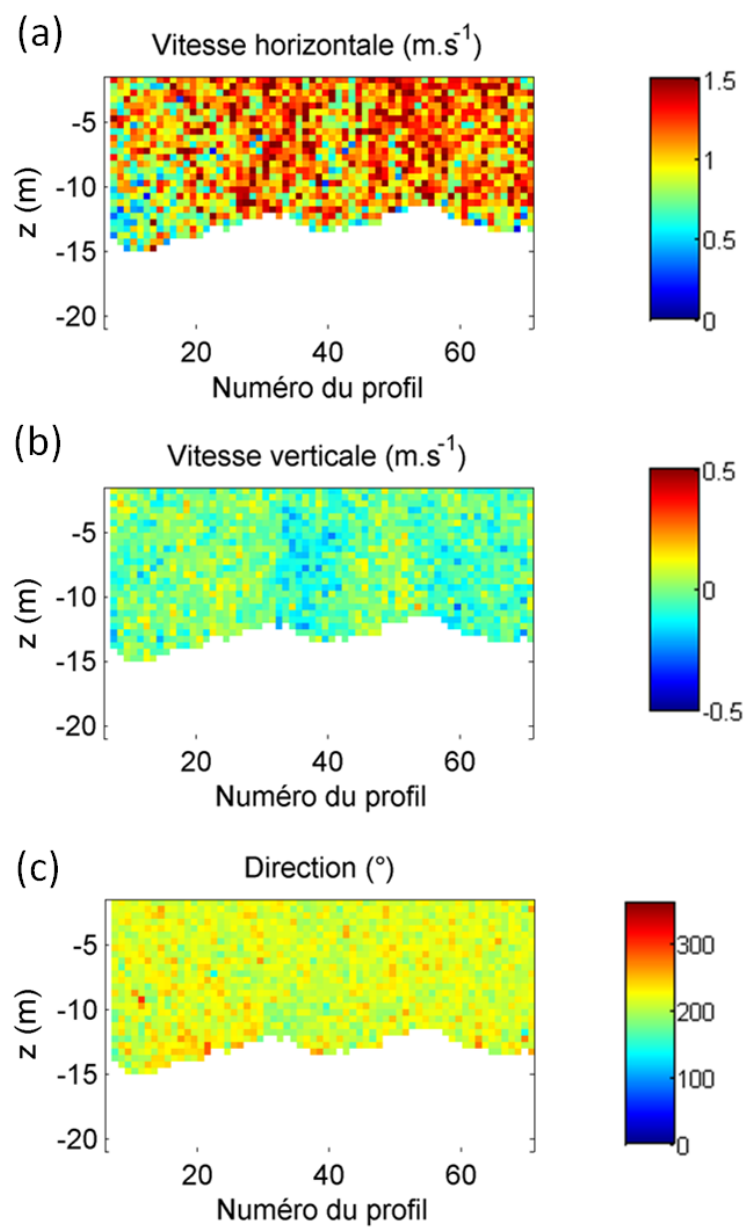


FIGURE D.20 – Vitesse horizontale (a), vitesse verticale (b) et direction du courant (c) mesurées par ADCP le long du profil de deux dunes, le 13/06/2014 à 8h14.

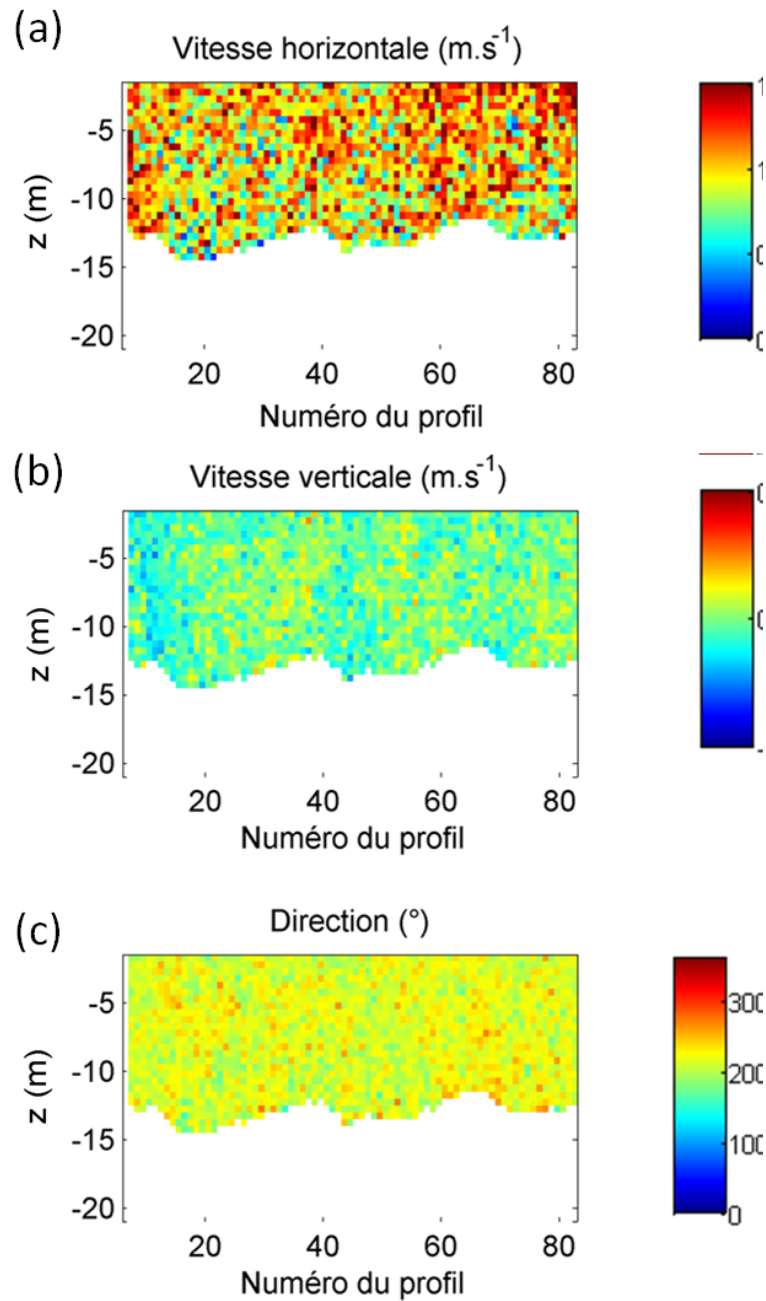


FIGURE D.21 – Vitesse horizontale (a), vitesse verticale (b) et direction du courant (c) mesurées par ADCP le long du profil de deux dunes, le 13/06/2014 à 8h22.

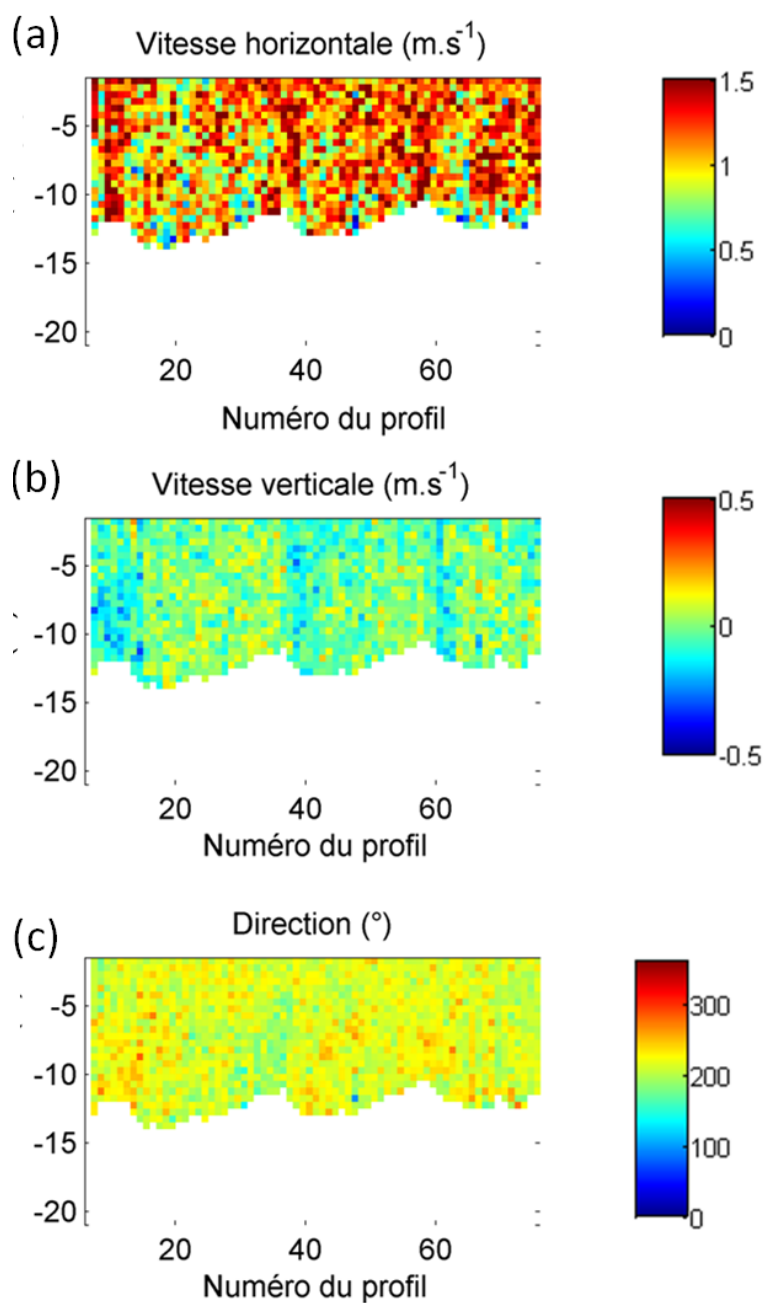


FIGURE D.22 – Vitesse horizontale (a), vitesse verticale (b) et direction du courant (c) mesurées par ADCP le long du profil de deux dunes, le 13/06/2014 à 9h12.

Annexe E

Résultats complémentaires de la modélisation des dunes soumises à un courant tidal

Dans cette annexe sont présentées les figures de l'évolution des dunes soumises à un courant tidal pour différentes valeurs de la rugosité du lit. Ces résultats viennent en complément des résultats du chapitre 7.

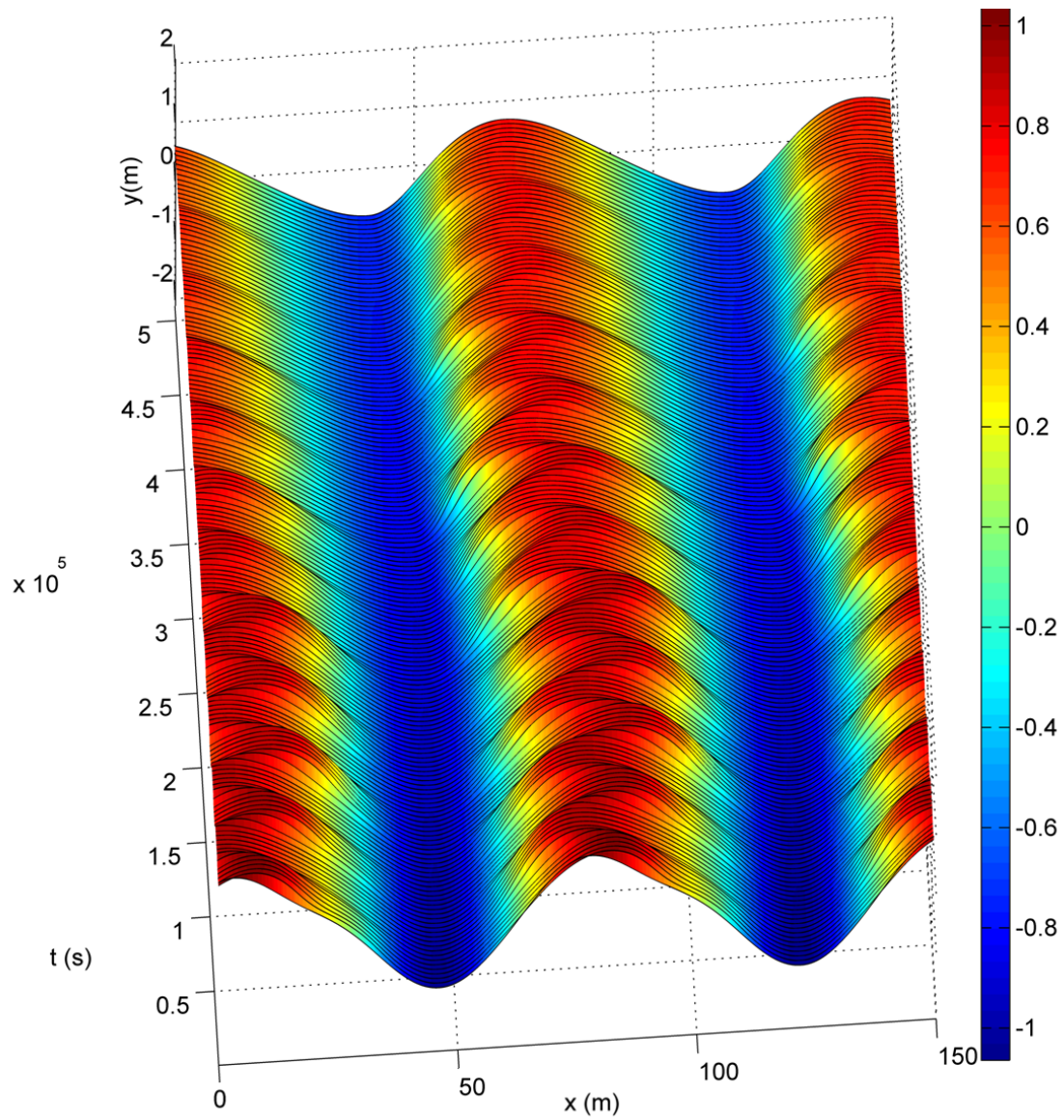


FIGURE E.1 – Évolution temporelle du champ de dunes entre $t = 0$ s et $t = 507300$ s, $k_N = 100d_{50}$.

E - Résultats complémentaires de la modélisation des dunes soumises à un courant tidal

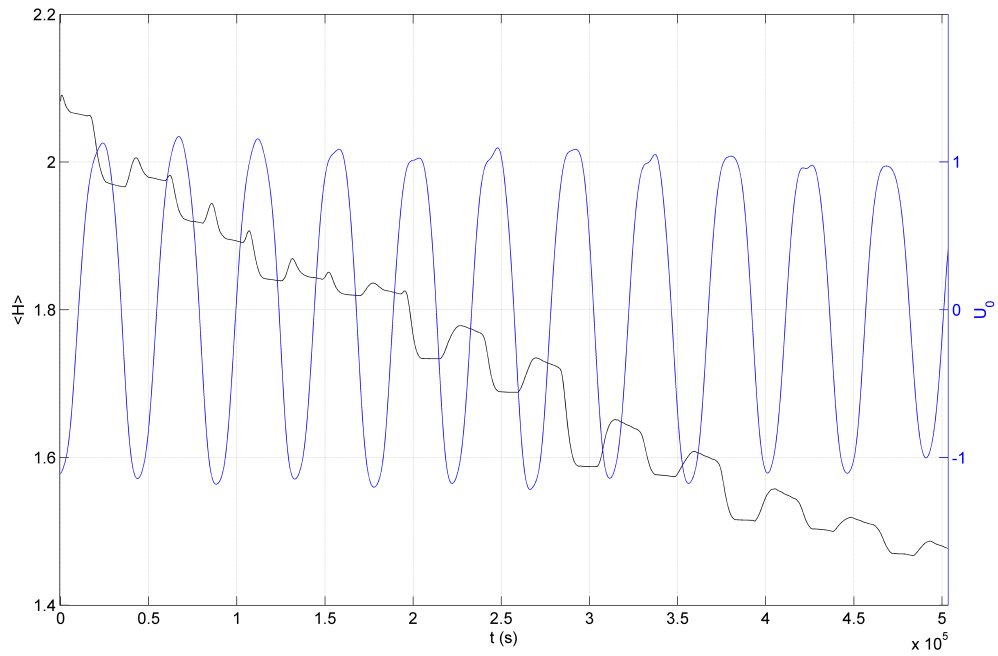


FIGURE E.2 – Évolution temporelle de la hauteur moyenne des dunes et de la vitesse moyenne du courant entre $t = 0$ s et $t = 507300$ s, $k_N = 100d_{50}$.

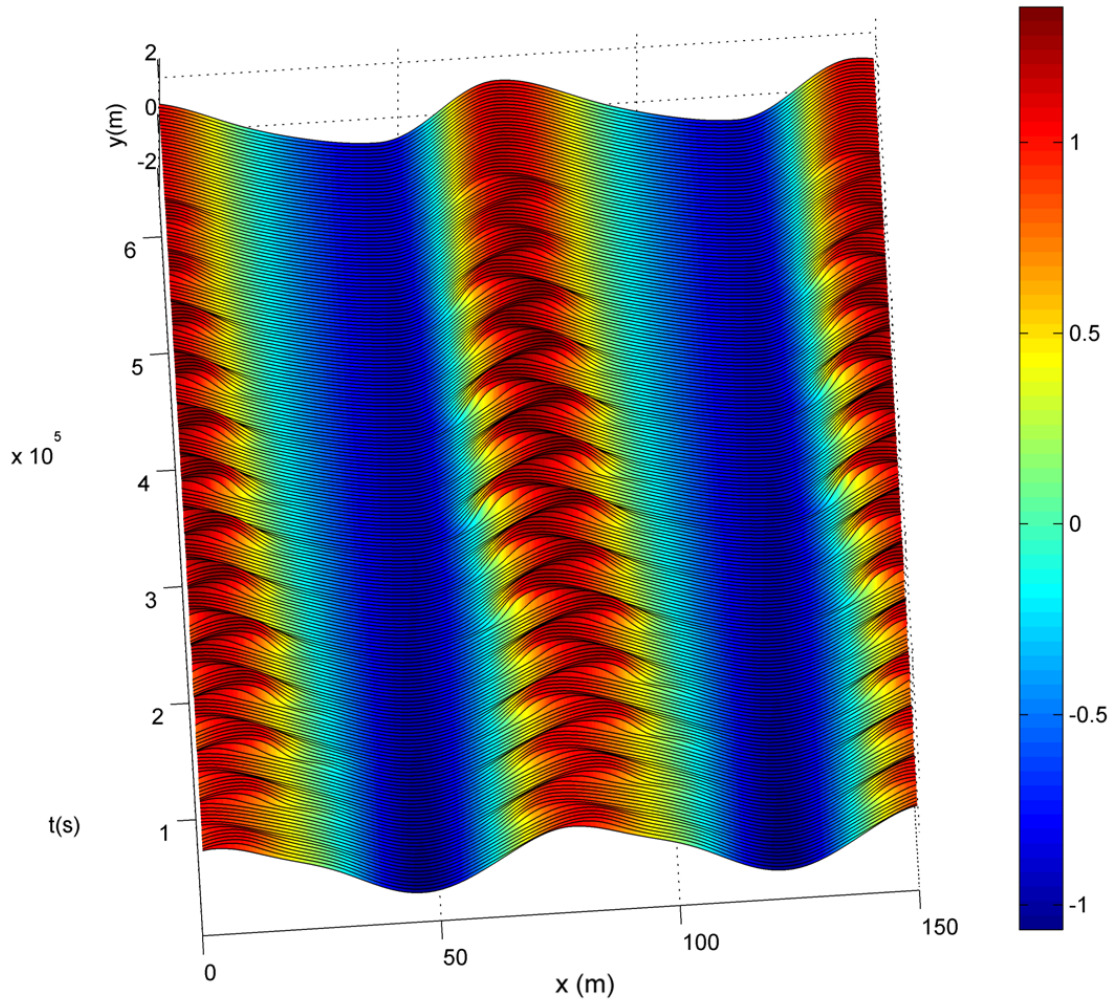


FIGURE E.3 – Évolution temporelle du champ de dunes entre $t = 0$ s et $t = 640000$ s, $k_N = 7d_{50}$.

E - Résultats complémentaires de la modélisation des dunes soumises à un courant tidal

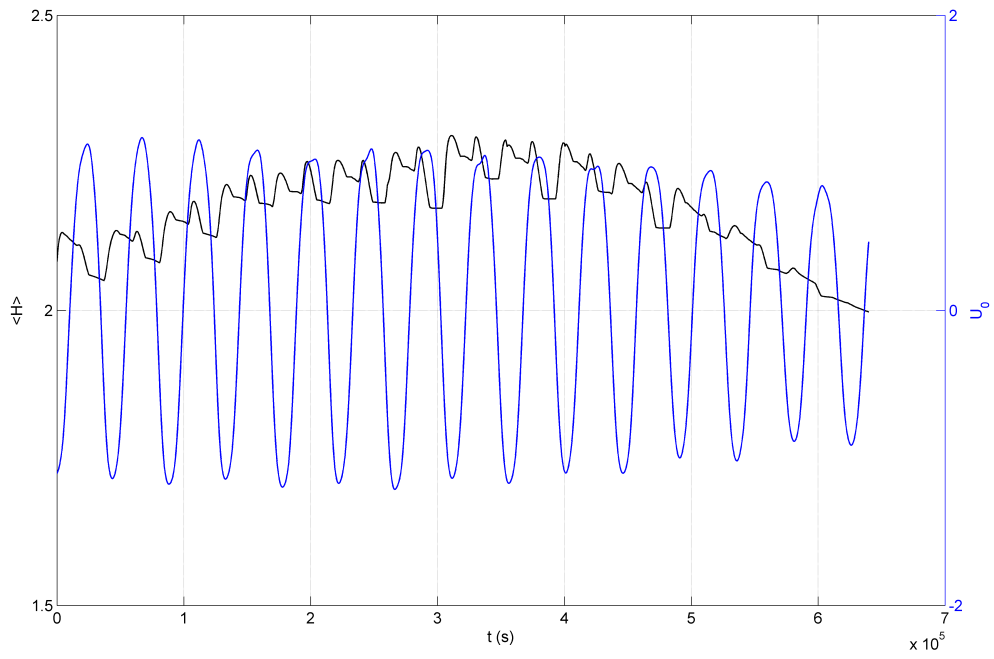


FIGURE E.4 – Évolution temporelle de la hauteur moyenne des dunes et de la vitesse moyenne du courant entre $t = 0$ s et $t = 640000$ s, $k_N = 7d_{50}$.

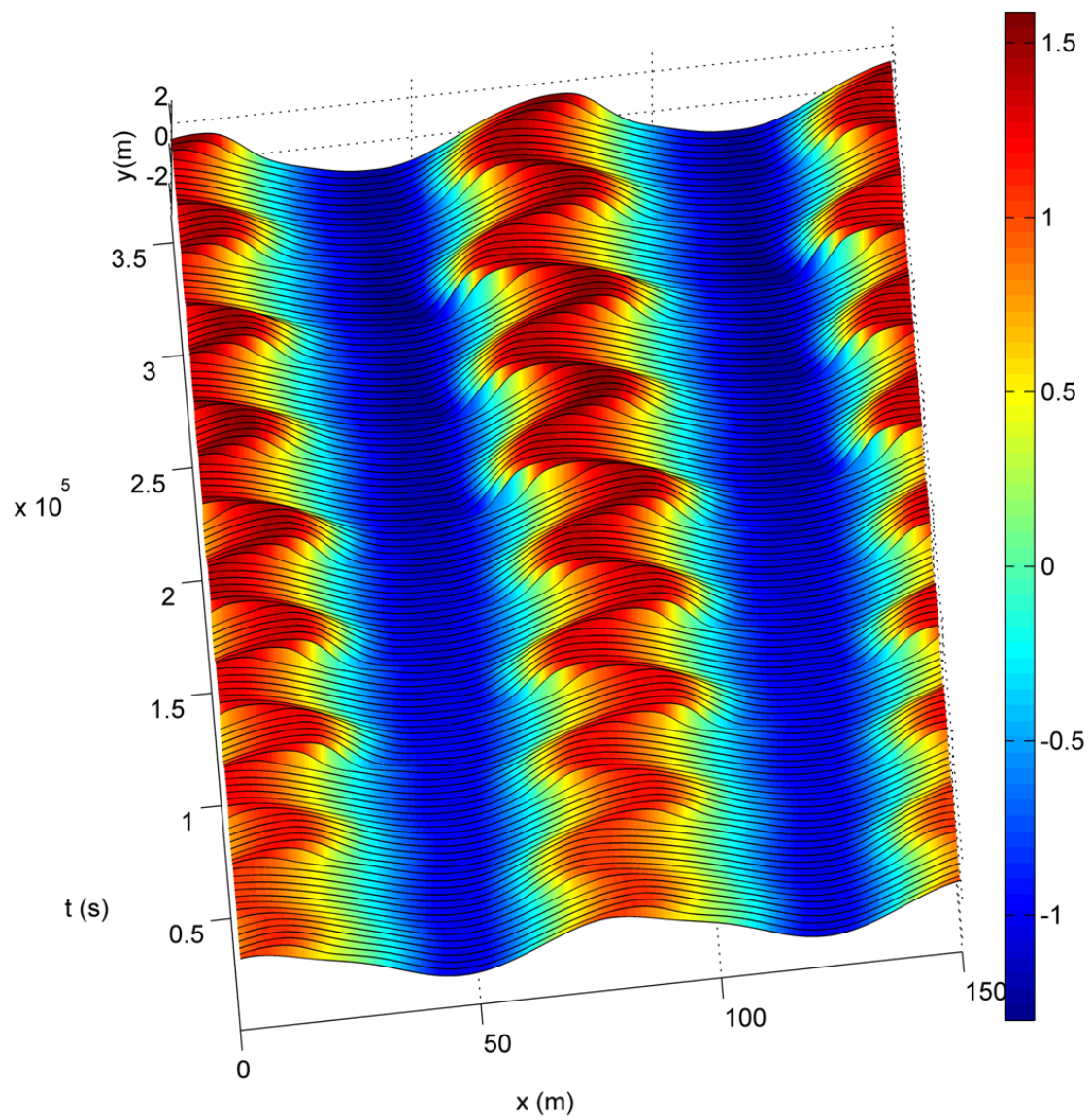


FIGURE E.5 – Évolution temporelle du champ de dunes entre $t = 0$ s et $t = 360300$ s, $k_N = 2d_{50}$.

E - Résultats complémentaires de la modélisation des dunes soumises à un courant tidal

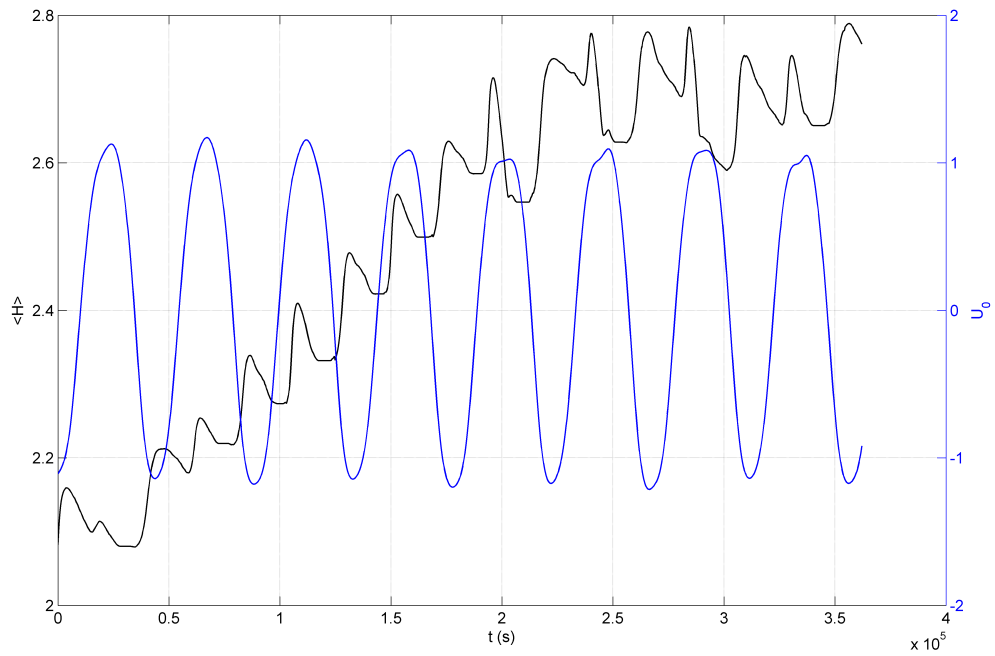


FIGURE E.6 – Évolution temporelle de la hauteur moyenne des dunes et de la vitesse moyenne du courant entre $t = 0$ s et $t = 360300$ s, $k_N = 2d_{50}$.

Modélisation de l'évolution morphodynamique des dunes sous-marines

Les dunes de sable sont des formes très présentes en milieu marin. Comprendre l'évolution des dunes est un enjeu important pour prévoir les caractéristiques de l'écoulement, les flux sédimentaires, et les variations de la bathymétrie. Les dunes sous-marines représentent un risque pour les activités humaines, *a fortiori* avec l'intérêt croissant pour les énergies marines renouvelables, pour la navigation, ou l'industrie offshore. Bien que la connaissance des dunes représente un intérêt scientifique et opérationnel de premier ordre, les processus physiques conduisant leur évolution sont toujours mal compris. En outre, la prévision de leurs caractéristiques géométriques et de leur dynamique basée essentiellement sur des formules empiriques reste peu précise. Dans ce travail de thèse, un modèle numérique est d'abord utilisé pour modéliser les dunes soumises à un écoulement stationnaire. Les simulations reproduisent l'évolution d'un fond faiblement perturbé jusqu'à un champ de dunes en équilibre avec l'écoulement et apportent des connaissances approfondies sur les processus physiques mis en jeu. Ensuite, les résultats d'un ensemble de campagnes de mesures réalisées dans la passe sud du bassin d'Arcachon permettent d'étudier la dynamique des dunes tidales *in situ* et relier leur asymétrie et leur migration aux résiduels de transport sédimentaire. Enfin, l'application du modèle numérique avec les conditions de forçages extraites des campagnes de mesures permet de reproduire la dynamique des dunes tidales ainsi que la génération de rides d'un ordre de grandeur comparable aux rides surimposées observées *in situ*. Ces résultats ouvrent des perspectives intéressantes en vue du développement d'un modèle opérationnel de prévision de la dynamique des dunes tidales.

Mots clés : dunes, rides, évolution morphodynamique, processus physiques, formes surimposées.

Modelling of the morphodynamic evolution of submarine sand dunes

Sand dunes are ubiquitous bedforms in nature within subaqueous environments. Understanding dune evolution is an important issue to accurately predict the flow circulation, sediment fluxes and bathymetric variations in sandy subaqueous environments. Sand dunes may pose a significant risk for offshore activities in coastal environments, especially with the growing development of renewable marine energy, for navigation or the offshore industry. Although sand dunes represent a great scientific and operational interest, their evolution is still poorly understood due to their complex behavior. The aim of the thesis work was to study the physical processes driving the evolution of subaqueous sand dunes and to understand their *in situ* dynamics within tidal environments. First, a numerical model was employed to simulate sand dunes under stationary current conditions. The simulations reproduced the morphodynamic evolution of a slightly perturbed bed until a steady sand dune field in equilibrium with the flow. The results offered a deeper understanding of the physical processes driving the bed evolution to equilibrium. Second, an array of *in situ* measurements was carried out into the Arcachon inlet, in southwest France, to study the dynamics of tidal sand dunes. For the first time their asymmetry and migration rates were linked to the sediment fluxes residuals on a spring-neap tidal cycle. Finally, the numerical model was adapted both to simulate the dynamics of tidal sand dunes, and generate bedforms of the same order of magnitude as the *in situ* dune-superimposed ripples starting from a flat bed. These results open promising perspectives for the development of a numerical tool capable of predicting the behavior of sand dunes within tidal environments.

Keywords : dunes, ripples, morphodynamic evolution, physical processes, superimposed bedforms.
