

**Transports  
et Mobilité durable**

**Québec**



**UNIVERSITÉ DE  
SHERBROOKE**



**Approche expérimentale et numérique pour l'étude des  
paramètres de conception des champs d'épis courts pour  
la protection côtière pour l'adaptation aux impacts des  
changements climatiques  
CC24.1**

Vahid Tamimi, Stagiaire postdoctoral; Ph.D.  
Sébastien Poncet, Professeur titulaire, ing., Ph.D., H.D.R.  
Jay Lacey, Professeur titulaire, ing., Ph.D.  
Faculté de génie, Université de Sherbrooke

Réalisé pour le compte du ministère des Transports et de la Mobilité durable  
du Québec

Mars 2025

La présente étude a été réalisée à la demande du ministère des Transports et de la Mobilité durable du Québec et elle a été financée par le Ministère.

Les opinions exprimées dans le présent rapport n'engagent que la responsabilité de leurs auteurs et ne reflètent pas nécessairement les positions du ministère des Transports et de la Mobilité durable du Québec.

### **Collaborateurs**

Vahid Tamimi, Stagiaire postdoctoral, Ph.D.

Sergio Croquer Perez, Agent à la recherche, Ph.D.

Sébastien Poncet, Professeur titulaire, ing., Ph.D., H.D.R.

Jay Lacey, Professeur titulaire, ing., Ph.D.

Faculté de génie, Université de Sherbrooke

## SOMMAIRE

Ce rapport explore de manière approfondie l'étude des effets des épis courts, dans le contexte de l'adaptation aux changements climatiques. Les objectifs principaux consistent à comprendre les processus hydrodynamiques et morphologiques liés au transport sédimentaire autour de ces structures et à proposer des solutions adaptatives et durables pour la gestion côtière.

La première partie du rapport met en lumière l'importance croissante des épis dans la lutte contre l'érosion côtière et dans la stabilisation des littoraux soumis à des conditions climatiques extrêmes. Les défis liés à la conception et à la mise en place de ces structures sont exposés, notamment les problèmes d'érosion accrue en aval des épis et les exigences d'adaptation aux dynamiques environnementales locales. Cette section pose le cadre général de l'étude et identifie les lacunes dans la littérature existante. Ensuite, une revue détaillée des concepts fondamentaux est présentée, couvrant les types d'épis (imperméables, perméables, à tête en T, etc.), les paramètres de transport sédimentaire (charge de fond, charge en suspension) et les processus hydrodynamiques régissant les interactions vagues-courants-épis. Les méthodes traditionnelles et émergentes pour étudier ces phénomènes sont abordées : les mesures sur le terrain, les essais sur modèles physiques et les modèles numériques, chaque approche étant évaluée selon ses avantages et limites.

La conclusion principale de la revue littéraire étant la nécessité des études numériques précises et abordables, un modèle CFD est présenté, afin de mieux connaître les phénomènes autour des épis courts. Le modèle CFD (équations de Navier-Stokes moyennées, modèles de turbulence et surface libre) est combiné à un modèle morphologique intégrant le transport de charge de fond et de charge suspendue. Cette approche permet de capturer les phénomènes à différentes échelles spatiales et temporelles, depuis les processus à macro-échelle, tels que la diffraction et la réfraction des vagues, jusqu'aux interactions à micro-échelle entre particules sédimentaires et turbulence. Le modèle est validé par des données expérimentales obtenues en laboratoire (Ahmad et al., 2019).

Par la suite, le modèle est appliqué sur plusieurs configurations d'épis représentatives des ouvrages le long du golfe du Saint-Laurent. Les analyses portent sur différentes configurations d'épis (2, 3, et 4 épis) et explorent leur impact sur la stabilité des plages et la réduction de l'érosion. Les champs d'épis sont évalués sous des vagues extrêmes, mettant en évidence l'importance de la configuration.

Le rapport conclut en réaffirmant l'importance d'une conception adaptée des épis, tenant compte des dynamiques locales et des incertitudes climatiques.

## **SYNTHÈSE DES CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS**

### **Principales conclusions :**

1. Les configurations des épis influencent significativement le transport sédimentaire et la stabilité des rivages. Des conceptions optimales intègrent des caractéristiques telles que la perméabilité et l'espacement, adaptées aux dynamiques locales des vagues et des sédiments.
2. Les simulations numériques complètent les expériences physiques en offrant des solutions économiques et en permettant l'exploration de multiples scénarios.
3. Le comportement morphologique autour du champ d'épis varie selon trois zones: i) en amont du premier épi on observe de l'accumulation continue de sédiments, ii) en aval du dernier épi on observe une érosion constante qui est intensifiée avec le nombre d'épis dans le champ et iii) entre les épis on observe une accumulation de sédiment avec inclinaison du rivage similaire à l'angle d'attaque des vagues.

### **Recommandations :**

1. Développer des conceptions d'épis adaptées aux conditions environnementales locales, incluant le climat des vagues, les propriétés des sédiments et les influences des marées.
2. Favoriser l'intégration des modélisations expérimentales et numériques pour affiner les pratiques de conception et améliorer la précision des prévisions.
3. Adopter des stratégies de gestion adaptative intégrant le suivi et des améliorations itératives pour répondre aux changements environnementaux et aux incertitudes liées aux changements climatiques.
4. Encourager la collaboration entre chercheurs, ingénieurs et décideurs pour garantir que les mesures de protection côtière s'appuient sur les avancées scientifiques les plus récentes et prennent en compte les considérations pratiques.

## TABLE DES MATIÈRES

1. INTRODUCTION.....	15
2. ÉTAT DE L'ART .....	16
2.1. Concepts de base et définitions .....	16
2.2. Types d'épis.....	21
2.3. Caractéristiques du transport des sédiments .....	23
2.4. Transport des sédiments et paramètres .....	24
2.4.1. Les propriétés des sédiments.....	26
2.4.2. Processus macro-échelle régissant l'hydrodynamique littorale	27
2.4.3. Processus à microéchelle .....	28
2.5. Études de transport de sédiment .....	31
2.6. Test sur modèles physiques.....	31
2.7. Modèles numériques.....	40
2.7.1. Modèle d'évolution du littoral .....	41
2.7.2. Modèle monophasique .....	44
2.8. Modèles multiphasiques.....	49
2.8.1. Méthode eulérienne - lagrangienne .....	49
2.8.2. Méthode eulérienne – eulérienne (modèle biphasique) .....	51
3. MODÈLE CFD.....	57
3.1. Équations hydrodynamiques.....	57
3.2. Discrétisation numérique.....	57
3.3. Solution de l'équation de Navier-Stokes.....	59
3.4. Modèle de turbulence .....	61
3.5. Modèle de surface libre.....	62
3.5.1. Réinitialisation .....	64
3.6. Génération et absorption des vagues.....	64
3.7. Frontière immergée.....	65
4. MODÈLE MORPHOLOGIQUE .....	67
4.1. Contrainte de cisaillement du lit .....	67
4.2. Transport de la charge de fond .....	69
4.3. Transport de charges suspendues .....	70
4.4. Contrainte de cisaillement modifiée .....	71
4.5. Modèle de morphologie du lit .....	72
4.6. Correction pour la pente .....	73
4.7. Découplage des pas de temps.....	73
5. CONFIGURATION NUMÉRIQUE ET VALIDATION DU MODÈLE .....	75

5.1.	Validation expérimentale .....	75
5.2.	Nouvelle théorie des vagues et étude de sensibilité du maillage.....	79
6.	RÉSULTATS.....	84
6.1.	Épi simple sous des vagues extrêmes .....	84
6.2.	Sédimentation autour d'un champ d'épis .....	88
6.2.1.	Champ de deux épis .....	89
6.2.2.	Champs de trois épis.....	91
6.2.3.	Champs de quatre épis .....	93
7.	EFFORTS EXPÉRIMENTAUX .....	95
8.	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES .....	103
9.	BIBLIOGRAPHIE .....	105

## LISTE DE TABLEAUX

<b>Tableau 1</b> Résumé des modèles numériques utilisés pour les processus sédimentaires. .....	56
<b>Tableau 2</b> Résumé des négociations avec différents fabricants de générateurs de vagues. ....	95
<b>Tableau 3</b> Estimation interne pour la construction du bassin à vagues (\$ CAN).....	97
<b>Tableau 4</b> Résumé des cas de test prévus à l'installation du CNRC. ....	99
<b>Tableau 5</b> Caractéristiques du modèle à l'échelle (1:30). ....	99
<b>Tableau 6</b> Répartition des coûts de modélisation expérimentale du CNRC.....	101
<b>Tableau 7</b> Calendrier estimé de la modélisation expérimentale dans les installations du CNRC.....	101

## LISTE DES FIGURES

<b>Figure 1</b>	Configuration typique du littoral avec système d'épis (Coastal Engineering Manual, 2008- Part VI). .....	18
<b>Figure 2</b>	Profil typique de plage (Coastal Engineering Manual, 2008- Part IV). .....	18
<b>Figure 3</b>	Formation des courants d'arrachement et des cellules de circulation au niveau du champ de l'épi (Shore Protection Manual, 1984). .....	20
<b>Figure 4</b>	Sections transversales des structures d'épis communes : a) épis d'amas de roches, b) épis de palplanches en bois, c) épis de planches en bois, et d) épis de palplanches en bois et en acier (reproduced from Coastal Engineering Manual, 2008- Part V). .....	21
<b>Figure 5</b>	Formes d'épis non traditionnelles (Coastal Engineering Manual, 2008- Part V). .....	22
<b>Figure 6</b>	Profil standard d'épi (US Army Corps of Engineers, 1994). .....	23
<b>Figure 7</b>	Différentes méthodes de transport de sédiments autour des épis. Certains des paramètres qui régissent le modèle GENESIS d'évolution du littoral sont présentés. (extracted from Coastal Engineering Manual, 2008- Part V). ..	24
<b>Figure 8</b>	Les différents modes de transport des sédiments et les schémas de déplacement (Ouda, 2019). .....	25
<b>Figure 9</b>	Paramètres dominant pour le transport de sédiments autour des épis. ....	30
<b>Figure 10</b>	Exemples de résultats d'études de Badiei et al. (1994). a) Changements morphologiques nets causés par deux épis imperméables, et b) profil de plage en amont d'un seul épi à différents intervalles de temps. ....	33
<b>Figure 11</b>	Ozolcer et al. (2006) disposition expérimentale. Le littoral a été tourné pour obtenir différents angles de vagues. ....	34
<b>Figure 12</b>	Construction du modèle d'épi dans le bassin du Large-Scale Sediment Transport Facility (LSTF) au Coastal and Hydraulics Laboratory of the US Army Engineer Research and Development Center (Gravens and Wang, 2007). ..	35
<b>Figure 13</b>	T-head groin experimental layout of Gravens et al., (2006) (image from Nam et al., 2011). .....	36
<b>Figure 14</b>	Exemples de résultats d'une étude expérimentale sur l'épi à la tête T : a) répartition du flux de sédiments du littoral (Gravens et Wang, 2007) ; prévisions et mesures du modèle b) hauteur significative des vagues, c) courant du littoral, et d) niveau du lit (Nam et al., 2011). .....	37

<b>Figure 15</b>	Karasu et al. (2016) étude expérimentale des champs d'épis. a) tracé de l'élévation du lit, b) courbe initiale et finale de la ligne de rivage. ....	38
<b>Figure 16</b>	Le profil de plage mesuré à 5 endroits le long de la plage dans l'étude de Guimarães et al. (2016).....	40
<b>Figure 17</b>	a) Étude de Leontyev (1997) : Comparaison des modifications du littoral à partir des données expérimentales de Badeie et al. (1994) avec le modèle numérique d'évolution du littoral, b) étude de Biria et al. (2015) : Comparaison des changements du littoral à partir de mesures sur le terrain avec des modèles analytiques et numériques à une ligne. ....	44
<b>Figure 18</b>	a) Étude d'Eslami Arab et al. (2010) comparant les résultats de la simulation Delft3D (à gauche) aux données expérimentales de Badeie et al. (1994) (à droite), et b) simulation par Mike21 de la bathymétrie et des vecteurs de transport de sédiments autour d'un champ d'épis dans les études de Kristensen et al. (2016). ....	48
<b>Figure 19</b>	Profondeurs d'affouillement non dimensionnelles (S/D) autour d'une pile circulaire dans les études de Baykal et al. (2017).....	49
<b>Figure 20</b>	Li et al. (2014) simulation de l'affouillement autour d'un cylindre par le solveur scourFoam. Le contour de la fraction volumique solide est affiché.	51
<b>Figure 21</b>	Chauchat et al. (2017) simulation de l'affouillement en aval d'une dalle à l'aide du solveur sedFoam 2.0 avec les modèles de turbulence k-ε (colonne de gauche) et k-ω (colonne de droite). ....	53
<b>Figure 22</b>	Organigramme du modèle de transport des sédiments du mélange à trois phases (Ouda and Toorman, 2019). ....	54
<b>Figure 23</b>	Configuration du modèle de validation. ....	75
<b>Figure 24</b>	Analyse des vagues générées : a) régularité des vagues à travers l'ensemble du TNO, b) comparaison de l'élévation de la surface libre avec les valeurs théoriques et la simulation d'Ahmad et al. (2019).....	77
<b>Figure 25</b>	Interaction des vagues avec le lit incliné et la digue pendant une période de vagues. ....	78
<b>Figure 26</b>	Comparaison du profil d'affouillement à t/T=1600m avec les simulations d'Ahmad et al. (2019) et les données expérimentales de Hughes et Fowler (1990). ....	79
<b>Figure 27</b>	Modèle mis à l'échelle dans la simulation REEF3D (dimensions en mètres - non à l'échelle). ....	81
<b>Figure 28</b>	(a) Élévation instantanée de la surface de l'eau ; Vitesse horizontale du fluide sous la crête des vagues à (b) x/H=21.3 et (c) x/H=42.8.....	82

- Figure 29** Épis courts perméables typiques à la plage de Hope Town, Canada. 84
- Figure 30** a) Modèle d'épi à l'échelle dans la simulation REEF3D (les dimensions sont en mètres); b) Vague plongeante capturée par le modèle hydrodynamique. 85
- Figure 31** Epi court (en couleur verte) sous des vagues extrêmes à une largeur de domaine de 4m : a) vitesse instantanée des particules d'eau dans la direction x à la surface libre; b) changements morphologiques du lit après 1855s. ....86
- Figure 32** Epi court (en couleur verte) sous des vagues extrêmes à une largeur de domaine de 8m: a) vitesse instantanée des particules d'eau dans la direction x à la surface libre; b) changements morphologiques du lit après 1881s. ....87
- Figure 33** Changements morphologiques autour du champ de deux épis sous l'impact de vagues inclinées à 30°. ....90
- Figure 34** Changements morphologiques autour du champ de trois épis sous l'impact de vagues inclinées à 30°. ....92
- Figure 35** Changements morphologiques autour du champ de quatre épis sous l'impact de vagues inclinées à 30°. ....94
- Figure 36** Dessins d'exemple du bassin à vagues conçu à l'Université de Sherbrooke. ....96
- Figure 37** Vues des installations du bassin à vagues multidirectionnel du CNRC. ....98
- Figure 38** a) Schéma proposé par le CNRC pour l'installation expérimentale à l'échelle dans le bassin à vagues multidirectionnel pour un champ de quatre épis. b) Le lit mobile est construit à partir d'une partie en béton et d'une couche de sable. .... 102

## GLOSSAIRE

### Symboles romains

$B$	Diamètre de la tête de la structure [m]
$B_e$	Viscosité intrinsèque [-]
$B_{sph}$	Paramètre de compressibilité [Pa]
$B_\phi$	Paramètre de dilatation [-]
$c_v$	Concentration volumique des sédiments en suspension [-]
$C_D$	Coefficient de traînée [-]
$C_g$	Constante empirique du modèle de turbulence [-]
$C_{HSU,(0-2)}$	Constantes du modèle de Hsu & Evans (1989) [-]
$C_{(1-3)\epsilon}$	Constantes empiriques du modèle de turbulence [-]
$C_\mu$	Constante empirique du modèle de turbulence [-]
$d$	Diamètre des particules [m]
$d_{50}$	Diamètre moyen des particules [m]
$D$	Profondeur (Modèle de Larson et al. (1997) [m]
$D_{coeff}$	Modulation turbulente [ $\text{Kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$ ]
$D_{fs}$	Modulation turbulente autour de l'interface air-eau [ $\text{Kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$ ]
$f_s$	Coefficient de friction statique [-]
$\mathbf{g}$	Vecteur d'accélération gravitationnelle [ $\text{m s}^{-2}$ ]
$G_{coeff}$	Terme source d'énergie cinétique de la turbulence par flottabilité [ $\text{Kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$ ]
$I$	Matrix identité
$I_0$	Coefficient rhéologique empirique (Modèle à trois phases) [-]
$J_1$	Trace du tenseur de contraintes [Pa]
$KC$	Nombre de Keulegan-Carpenter [-]
$L_{a-d}$	Dimensions du cadre expérimental [m]
$h$	Profondeur [m]
$H$	Hauteur des vagues [m]
$H_S$	Hauteur significative des vagues [m]
$k$	Énergie cinétique de la turbulence [ $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ]
$L_S$	Longueur du mur [m]
$m^*, n^*$	Paramètres d'ajustement de la loi de Hershecl-Bulkley-Papanastasiou
$M_k$	Terme d'échange de quantité de mouvement entre phases [ $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-2}$ ]
$n_p$	Porosité du lit [-]
$p$	Pression [Pa]
$p^*$	Pression dynamique [Pa]
$\bar{p}$	Pression dans la phase continue (air-eau) [Pa]
$p_{rgh}$	Pression $\bar{p}$ moins la composante hydrostatique [Pa]
$p_s^f$	Pression de contact entre les sédiments [Pa]
$p_s^k$	Pression dynamique dans la phase sédiments [Pa]
$q_0$	Taux de transport de sédiments [ $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ]
$Q_0$	Taux de transport des sédiments (Modèle de Larson et al. 1997) [ $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ]
$r$	Érosion supplémentaire de la plage [m]
$R$	Distance entre le promontoire du mur et la plage [m]
$R_0$	Distance de contrôle entre le promontoire et la plage [m]
$R_g$	Densité relative submergée [-]
$Re_p$	Nombre de Reynolds pour la particule [-]
$S$	Gravité spécifique des sédiments [-]
$Sc_t$	Nombre de Schmidt turbulent [-]
$St_g$	Nombre de Stokes pour la particule [-]

$t$	Temps [s]
$t_{mf}$	Rapport temporel entre les fluctuations du fluide et des particules [-]
$T$	Période des vagues [s]
$\mathbf{u}$	Vecteur de vitesse [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$\mathbf{u}_g$	Vecteur de vitesse parallèle à $\mathbf{g}$ [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$U_C$	Compression numérique de l'interface air-eau [-]
$U_m$	Vitesse orbitale maximale proche du fond pour l'écoulement non perturbé [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$V_j$	Volume de la particule $j$ (approche SPH)
$\mathbf{w}$	Vitesse relative [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$\mathbf{w}_i$	Composante inertielle de la vitesse relative [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$\mathbf{w}_{sd}$	Composante de diffusion par cisaillement de la vitesse relative [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$\mathbf{w}_{td}$	Composante de diffusion turbulente de la vitesse relative [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$W$	Fonction d'approximation (approche SPH)
$\mathbf{x}$	Vecteur de position
$x, y, z$	Coordonnées
$z_b$	Élévation locale du lit [m]

### Abréviations

AWA	Active Wave Absorption
CNRC	Conseil national de recherche du Canada
FDM	Finite Difference Method
IB	Immersed Boundary
LSM	Level Set Method
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
RMSE	Erreur Quadratique Moyenne
SPH	Smooth Particle Hydrodynamics
SWL	Still water level
TVD	Total Variation Diminishing
VoF	Volume of Fluid

### Symboles grecs

$\alpha$	Fraction volumique [-]
$\alpha_{DP}$	Paramètre d'ajustement de la loi de Drucker-Prager [-]
$\alpha_{max}$	Valeur maximale de $\alpha_s$ [-]
$\alpha_{min}^{fric}$	Fraction de compactage minimale [-]
$\beta$	Angle de la pente du lit [rad]
$\beta_i$	Angle d'incidence des vagues dans le cadre expérimental [rad]
$\beta_{HSU}$	Angle entre la ligne de contrôle et le promontoire (Modèle de Hsu & Evans, 1989) [rad]
$\gamma$	Somme des fractions volumiques de l'eau et des sédiments [-]
$\gamma^*$	Index polytropique [-]
$\delta^{\alpha\beta}$	Delta de Kronecker
$\epsilon$	Taux de dissipation de l'énergie cinétique [ $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$ ]
$\epsilon_{Larson}$	Paramètre dans le modèle de Larson et al. (1997) [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$\dot{\epsilon}^{\alpha\beta}$	Taux de déformation en fonction des vitesses [ $\text{m s}^{-1}$ ]
$\theta$	Angle entre la vitesse et la pente du lit [rad]
$\theta_s$	Nombre de Shields [-]
$\theta_{sc}$	Nombre de Shields critique [-]
$\theta_{cr}$	Contrainte de cisaillement adimensionnée [-]
$\theta_{HSU}$	Position de la plage par rapport au promontoire (Modèle de Hsu & Evans, 1989) [rad]
$\kappa_C$	Paramètre d'ajustement de la loi de Drucker-Prager [-]
$\kappa_s$	Courbure de l'interface air-eau [-]

$\kappa_\beta$	Paramètre de correction de la loi de Shields [-]
$\kappa_\gamma$	Paramètre de correction de la loi de Shields [-]
$\lambda_h$	Taille de la région de support (Approche SPH) [m]
$\lambda_r^2$	Paramètre de régularisation [-]
$\rho$	Masse volumique [kg m <sup>-3</sup> ]
$\sigma$	Tenseur de contraintes [Pa]
$\sigma$	Tension superficielle air-eau [N m <sup>-1</sup> ]
$\sigma_k$	Constante empirique du modèle de turbulence [-]
$\sigma_\epsilon$	Constante empirique du modèle de turbulence [-]
$\tau^{\alpha\beta}$	Tenseur de contraintes visqueuses (Approche SPH) [Pa]
$\tau_b$	Contrainte de cisaillement sur la surface du fond [Pa]
$\tau_c$	Contrainte seuil pour la fluidisation des sédiments [Pa]
$\tau_{bcr}$	Contrainte seuil pour le transport des sédiments [Pa]
$\overline{\tau}_k$	Contrainte de cisaillement visqueux (Approche à trois phases) [Pa]
$\tau_k^T$	Contrainte de cisaillement turbulent (Approche à trois phases) [Pa]
$\tau_{s-w}^D$	Diffusion par glissement entre les sédiments et l'eau [Pa]
$\tau_{m-a}^D$	Diffusion par glissement entre les sédiments et l'air [Pa]
$\mu$	Viscosité dynamique [Pa s]
$\mu_2$	Coefficient de friction dynamique (Modèle à trois phases) [-]
$\mu_{d,s}$	Viscosité dynamique apparente de la phase s [Pa s]
$\mu_{d,w}$	Viscosité dynamique de l'eau [Pa s]
$\mu_{fs}$	Coefficient de friction statique (Modèle à trois phases) [-]
$\mu_m$	Viscosité du mélange eau – sédiments suspendus [Pa s]
$\mu_{t,w}$	Viscosité turbulente de l'eau [Pa s]
$\nu_t$	Viscosité cinétique turbulente [m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ]

## Indices

$\alpha, \beta$	Coordonnées spatiales selon les règles d'addition d'Einstein
-----------------	--------------------------------------------------------------

## Subindices

0	Valeur de référence
$i, j, k$	Indicateur des particules dans le modèle SPH
a	Phase air
d	Dynamique
e	Phase eau
$eff$	Effective (viscosité)
k	Indicateur de la phase dans le modèle à trois phases
p	Particules
s	Phase sédiments
t	Turbulent
w	Eau

## 1. INTRODUCTION

Les structures de protection côtière jouent un rôle essentiel dans la sauvegarde des littoraux contre l'érosion et dans l'atténuation des impacts de la montée du niveau de la mer et des événements météorologiques extrêmes. Avec l'intensification des changements climatiques, le besoin de stratégies de gestion côtière adaptatives et efficaces devient de plus en plus pressant. Cette étude examine l'interaction entre les approches expérimentales et numériques dans la compréhension des effets des épis — des structures clés en ingénierie côtière — sur le transport sédimentaire et la stabilité des rivages.

Les épis courts sont largement utilisés pour contrer l'érosion côtière, stabiliser les plages et gérer la distribution des sédiments. Cependant, leur mise en œuvre engendre souvent des défis hydrodynamiques et morphologiques complexes, notamment à leurs extrémités, où les effets de bout peuvent aggraver l'érosion locale. Pour relever ces défis, un cadre intégré combinant des mesures sur le terrain, des expériences en laboratoire et des modélisations numériques avancées est nécessaire afin d'atteindre des conceptions optimales et des performances accrues.

L'objectif principal de ce projet de recherche est de contribuer au développement de mesures de protection côtière durables et résilientes. L'étude vise spécifiquement à analyser les effets des épis à travers une synthèse des données expérimentales et des simulations numériques. En explorant les processus hydrodynamiques et de transport des sédiments autour des épis, cette recherche entend fournir des perspectives exploitables pour les ingénieurs côtiers et les décideurs politiques.

Le Chapitre 2 décrit l'état de l'art sur les épis courts, y compris les concepts de base, les paramètres gouvernant le transport des sédiments autour des épis, et des différentes approches pour l'étude des épis (expérimentales et numériques). Par la suite, un modèle numérique approprié pour la modélisation des épis est présenté. Ce modèle est conformé de deux modules : le module d'hydrodynamique (Chapitre 3, CFD), et le module de l'évolution morphologique (Chapitre 4). Le modèle est validé dans le Chapitre 5 par rapport à des données expérimentales de l'évolution d'une plage sous l'action des vagues. Ensuite, le Chapitre 6 montre son application dans l'étude du transport le long d'une plage avec différentes configurations d'épis (2, 3 et 4 épis). Le Chapitre 7 décrit en détail les actions prises pour réaliser le volet expérimental du projet, et les raisons de son annulation. Les conclusions et perspectives du projet sont données dans le Chapitre 8.

## 2. ÉTAT DE L'ART

### 2.1. Concepts de base et définitions

Un épi est une barrière verticale transversale et relativement étroite qui s'étend de la terre à l'eau et qui a des applications dans le génie fluvial et côtier. Dans le domaine du génie fluvial, les épis sont généralement utilisés pour améliorer la navigation, maintenir la profondeur de l'eau ou soutenir les berges. Dans le génie côtier, les épis sont généralement construits perpendiculairement au rivage pour capter le sable et le gravier transportés par les courants littoraux (dérive littorale) afin de favoriser le maintien d'une plage étendue capable de protéger la côte en absorbant l'énergie des vagues. La construction d'épis sert à plusieurs fins différentes. Les trois principaux objectifs sont (US Army Corps of Engineers, 1994) : 1) construire ou élargir une plage en piégeant la dérive littorale, 2) stabiliser une plage contre l'érosion en réduisant le taux de perte de sable du littoral, et 3) empêcher les sédiments du littoral d'atteindre des points spécifiques en aval tels que le port ou l'entrée.

Les épis peuvent être définis comme longs ou courts. Les épis longs s'étendent sur toute la longueur de la zone de surf, tandis que les épis courts s'étendent sur une partie de la zone seulement. Les termes court et long sont relatifs, mais la plupart (sinon la totalité) des études présentées dans ce rapport ont été effectuées sur les épis courts. Selon le Coastal Engineering Manuel (2008), les épis longs qui bloquent tout transport côtier ne doivent jamais être utilisés, sauf dans de rares situations, comme à proximité d'un canyon sous-marin, où le sable perdu ne revient pas dans le délai prévu par l'ingénierie.

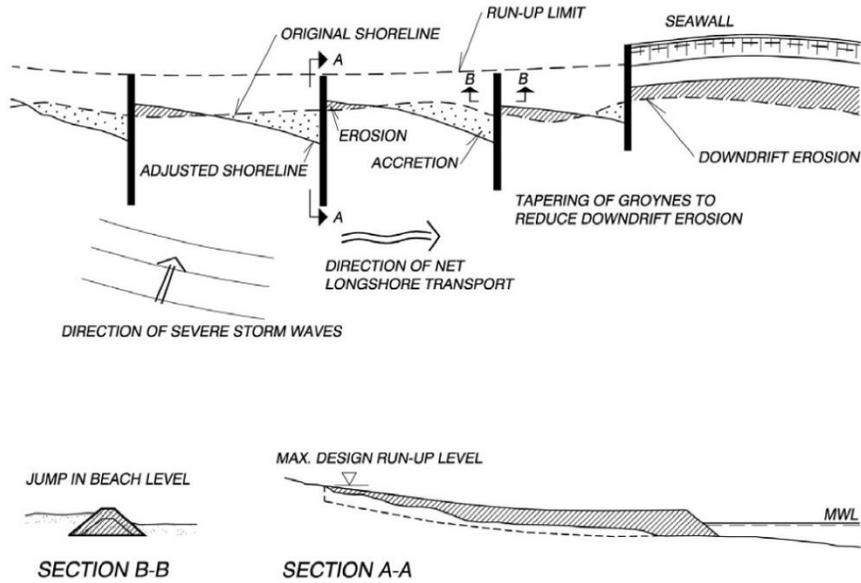
Les épis sont généralement utilisés lorsque la quantité de sable quittant la zone d'intérêt par la dérive littorale est supérieure à celle qui y entre. D'après Kraus et al. (1994), les épis ne fonctionnent pas bien quand : 1) il y a une grande amplitude de marée, ou 2) le transport de sable au large est dominant. Ce dernier se produit lorsque les crêtes des vagues sont principalement parallèles au rivage. Les épis peuvent être utilisés pour la préservation des plages et la conservation du sable lorsque :

- Il y a un point divergent ou nodal dans la dérive littorale (comme la zone centrale de la plage crénelée) ou la courbure de la côte change beaucoup.
- Il n'y a pas de source de sable (comme en aval d'un grand brise-lames ou d'une jetée de port).

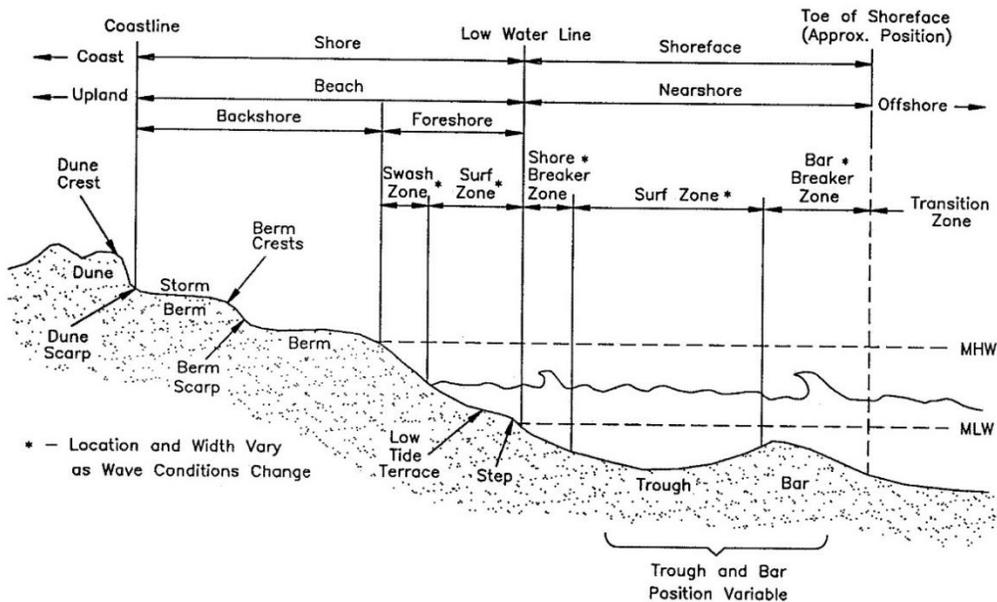
- Le sable intrusif doit être géré (comme le côté ascendant de l'entrée du port).
- Le mouvement du sable le long de la côte doit être contrôlé.
- Il est nécessaire de stabiliser le rivage face à des conditions extrêmes de transport du sable (comme les berges des embouchures).

Les épis sont construits seuls ou en groupe. L'épi isolé provoque la sédimentation et l'érosion de la plage, respectivement du côté amont et du côté aval de l'épi. Une série d'épis est généralement appelée champ d'épis ou système d'épis, et l'espace entre deux épis est appelé compartiment. La forme du rivage avec un système d'épis est généralement en dents de scie (Figure 1). Cependant, dans les zones où le transport côtier s'inverse périodiquement, la sédimentation se produit des deux côtés du compartiment et un rivage en forme de U peut se former. L'espacement des épis est généralement de l'ordre d'une à trois longueurs d'épis (US Army Corps of Engineers, 1994 ; Trampenau et al., 2004 ; et Özölçer et al., 2006), en supposant que la distance entre la crête du talus de la plage (voir Figure 2) et l'extrémité de l'épi vers la mer correspond à la longueur de l'épi. Kraus et al. (1994) ont suggéré que les épis fonctionnent mieux si l'espacement est de deux à quatre fois leur longueur. L'espacement optimal des épis est déterminé de manière à ce que le littoral résultant soit aligné parallèlement aux vagues incidentes dominantes.

Il existe un grand potentiel pour un changement abrupt de l'alignement du rivage dû à l'érosion en aval du dernier épi dans le champ. Les méthodes permettant de prévenir de tels problèmes comprennent 1) la diminution de la longueur des derniers épis du champ, 2) la protection structurelle de la plage en aval et 3) l'alimentation de la côte en aval. Dans la première méthode, on utilise un système de transition d'épis avec des épis progressivement plus courts (voir Figure 1). La longueur des épis est réduite le long d'une ligne virtuelle qui forme un angle de près de 6 degrés avec l'orientation du rivage. L'espacement des épis avec la zone de transition est également réduit pour maintenir le rapport espace/longueur de conception. Dans la seconde méthode, une partie de la plage en aval est protégée par des structures comme une digue ou l'enrochement. Avec la dernière méthode, la zone érodée est alimentée par des matériaux de plage provenant d'une autre source. Comme dans la Figure 1 qui combine les méthodes 1 et 2, une combinaison de ces méthodes peut également être appliquée dans un champ d'épis. Selon la recommandation du Manuel de protection des côtes (1984), seuls trois ou quatre épis doivent être raccourcis à l'extrémité aval du système. En outre, sur les côtes où le sens du transport côtier est inversé, des transitions sont nécessaires aux deux extrémités du système d'épis.



**Figure 1 Configuration typique du littoral avec système d'épis (Coastal Engineering Manual, 2008- Part VI)**



**Figure 2 Profil typique de plage (Coastal Engineering Manual, 2008- Part IV)**

L'eau poussée par les vagues dans le compartiment des épis retourne parfois au large sous forme de courants de retour (courants d'arrachement) ou de

cellules de circulation. Les courants d'arrachement sont indésirables, car : 1) ils augmentent la quantité de sédiments qui se déplacent vers le large, et 2) ils présentent un danger extrême pour les utilisateurs de l'eau. Dean (1978) explique trois mécanismes qui créent des courants d'arrachement. Ces trois mécanismes sont brièvement illustrés à la Figure 3. Avec le premier mécanisme (Figure 3a), le courant d'arrachement s'écoule vers le large en raison de la canalisation du courant côtier contre l'épi. Dans le deuxième et troisième mécanismes (Figure 3b et 3c), en fonction de l'angle d'attaque de la vague, une et deux cellules de circulation sont respectivement formées dans le compartiment. Dean (1978) a attribué les cellules de circulation aux différentes configurations de vagues sur le rivage et autour de l'épi. Les cellules de circulation sont également nuisibles, car elles ramassent le sable sur la plage et le déposent dans les eaux plus profondes.

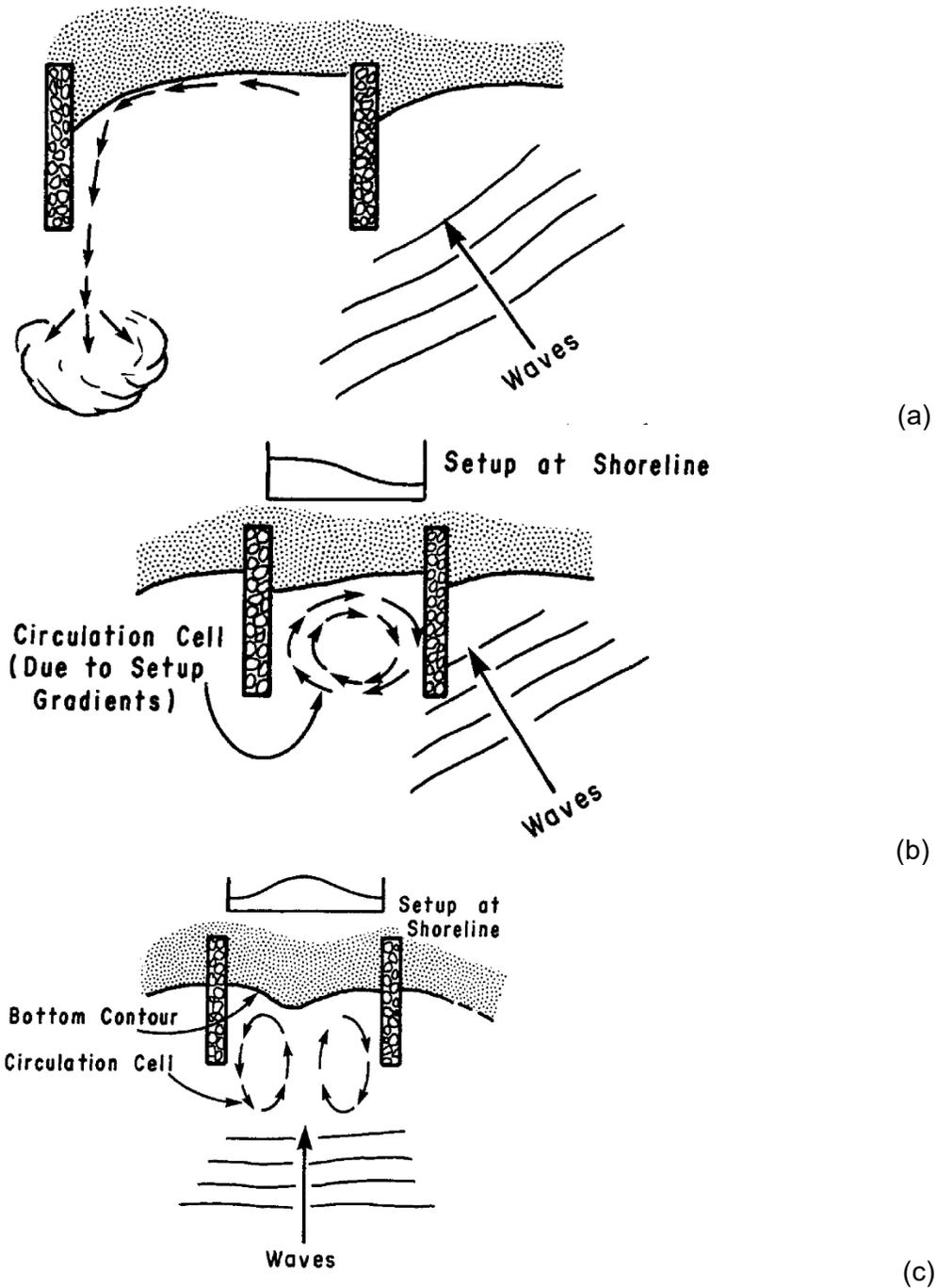
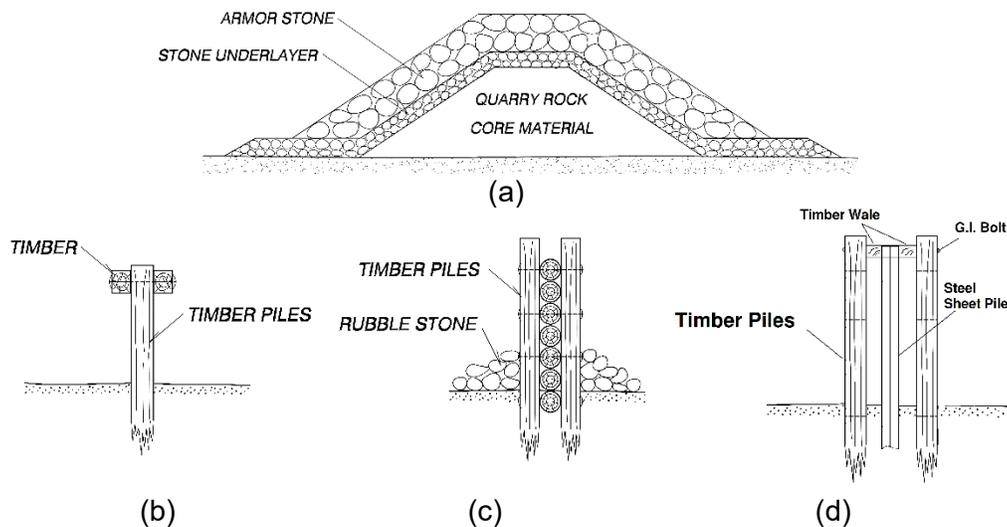


Figure 3 Formation des courants d'arrachement et des cellules de circulation au niveau du champ de l'épi (Shore Protection Manual, 1984)

## 2.2. Types d'épis

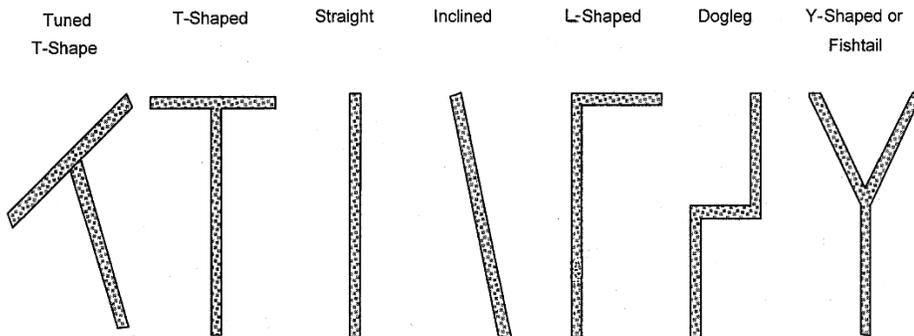
Les épis sont souvent constitués d'un amas de roche ou de palplanches et ont des longueurs et des hauteurs différentes. Les palplanches sont soit une simple rangée de pieux en bois ou en acier, soit des cellules de pieux en acier remplies de pierres. La Figure 4 montre la section transversale des épis courants, à savoir les amas, les pieux en bois, les planches en bois et les palplanches en bois et en acier. Même avec les épis de palplanches, la partie de l'épi la plus éloignée de la côte est construite avec d'enrochement pour réduire les réflexions des vagues, minimiser la formation de courants d'arrachement et la protéger contre l'affouillement. La plupart des épis de palplanches sont imperméables ou étanches au sable. En revanche, les épis d'amas de roches et les épis constitués de palplanches avec un certain espacement sont perméables. En fait, un certain degré de transport transversal des épis est souhaitable pour obtenir une forme de côte lisse. Par conséquent, les épis perméables qui permettent le transport de sédiments à travers la structure sont plus avantageux que les épis imperméables. En outre, les épis perméables réduisent la réflexion des vagues, la formation de courants d'arrachement et la circulation des cellules. Avec les épis des amas de roches, le degré de perméabilité peut être conçu en ajustant la taille des pierres et les matériaux fins au cœur de la section transversale (Coastal Engineering Manual, 2008).



**Figure 4** Sections transversales des structures d'épis communes : a) épis d'amas de roches, b) épis de palplanches en bois, c) épis de planches en bois, et d) épis de palplanches en bois et en acier (tiré de Coastal Engineering Manual, 2008- Part V)

Si les épis sont généralement droits et perpendiculaires à la côte, dans certains cas spécifiques, les épis peuvent être courbés, non perpendiculaires au littoral, avoir des queues de poisson ou des têtes en T parallèles au littoral à leur extrémité côté mer. La Figure 5 présente certaines des formes non traditionnelles les plus courantes. Selon le US Army Corps of Engineers (1994), ces améliorations n'ont généralement qu'un effet marginal sur les performances des épis. Par exemple, les épis inclinés (lorsqu'ils sont inclinés dans le sens du transport net des sédiments) peuvent réduire les courants d'arrachement du côté ascendant de l'épi.

Les épis ne fonctionnent que lorsque la dérive littorale se produit et ne sont pas efficaces pour empêcher le transport de sable au large. Cependant, comme nous l'avons déjà mentionné, les courants d'arrachement induits par les épis peuvent parfois transporter une grande quantité de sable vers la mer. La majeure partie du transport côtier se produit dans la zone de déferlement entre le rivage et une profondeur d'eau environ 1,6 fois supérieure à la profondeur de déferlement de la vague significative transformée (Hallermeier, 1983). Les épis qui traversent toute cette zone sont appelés longs épis. Toutefois, d'autres épis sont conçus pour être courts et ne s'étendent que sur une partie de la zone de surf. En général, le terme court et long est relatif et la plupart des épis sont aussi courts dans les états de mer violents.



**Figure 5 Formes d'épis non traditionnelles (Coastal Engineering Manual, 2008-Part V)**

Comme le montre la Figure 6, le profil de l'épi doit comporter trois sections sur sa longueur. La partie située vers la terre et la mer se termine par une crête horizontale à l'altitude du talus de la plage existante et légèrement au-dessus (ou au-dessous) du niveau moyen des basses eaux (MLW), respectivement. Ces deux extrémités sont reliées par une section transversale intermédiaire qui suit la pente de la plage. En fait, le profil de l'épi est conçu pour correspondre au profil de la plage future, une fois le remblayage terminé. Cependant, plusieurs des épis ont une élévation constante de la crête sur leur longueur, ce

qui augmente considérablement les coûts. Le profil de la plage le long du côté amont de l'épi sera plus profond que celui le long du côté aval. Ce changement de niveau de la plage sur les deux côtés de l'épi est illustré dans la section B de la Figure 1. L'extrémité côté mer et l'élévation de l'épi sont réglées de manière à correspondre respectivement au contournement et au dépassement prévus dans la zone de surf. En ce qui concerne l'extrémité côtière (ou terrestre), la principale préoccupation est d'éviter que l'épi ne soit flanqué pendant la saison des tempêtes. C'est pourquoi l'extrémité de l'épi située vers la terre ferme s'étend généralement jusqu'à la ligne de dune (voir Figure 2). Selon le niveau d'élévation de la crête de l'épi par rapport à la marée haute, on peut les classer comme hautes ou basses. Pour plus d'informations détaillées sur les épis et leurs différents aspects de conception, le lecteur est invité à consulter Fleming (1990), van Rijn (1998, 2005, 2011), Basco et Pope (2004), Sorensen (2006) et Williams et al. (2016).

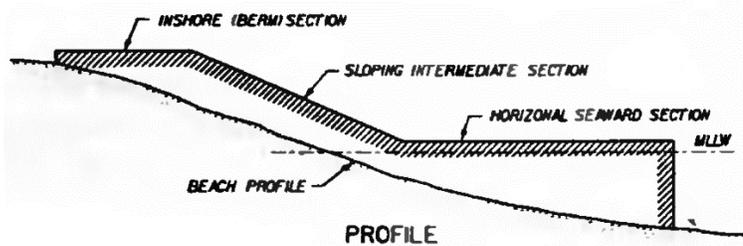
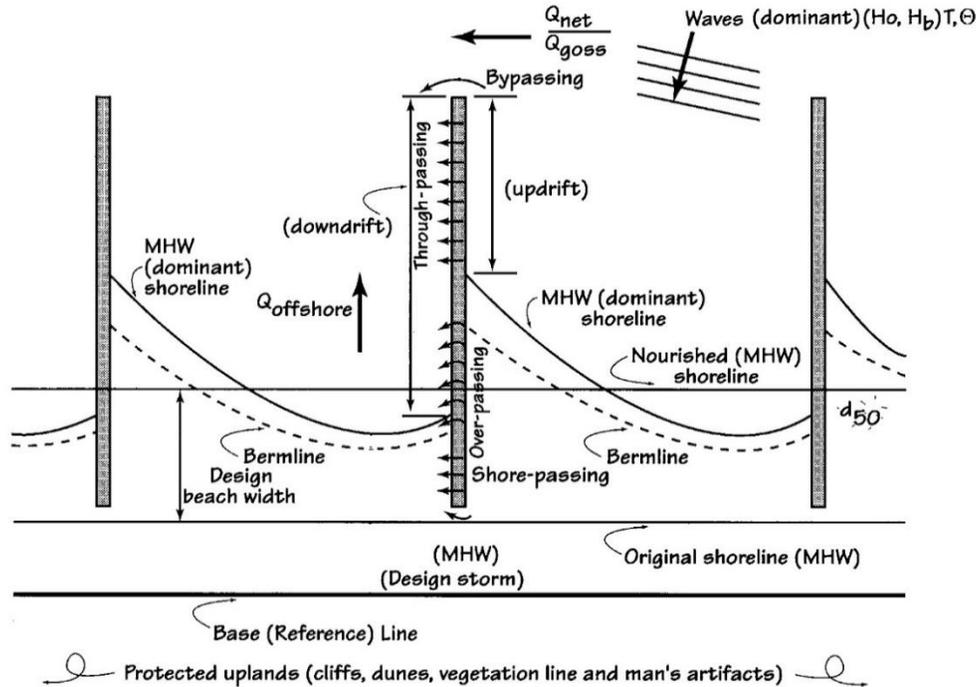


Figure 6 Profil standard d'épi (US Army Corps of Engineers, 1994)

### 2.3. Caractéristiques du transport des sédiments

Le déferlement de vagues à angle oblique le long du rivage induit des courants littoraux et un transport de sédiments sur le rivage (dérive littorale). L'épi bloque cette dérive et une partie des sédiments est donc accumulée du côté amont de l'épi (côté plage). Cependant, une partie du transport côtier peut toujours passer l'épi. La réduction des sédiments au-delà de l'épi entraîne une érosion du côté aval de l'épi. Les sédiments peuvent traverser un épi de quatre façons différentes : 1) en passant par-dessus les épis de petite hauteur (passage par-dessus), 2) en contournant l'extrémité côté mer d'épis relativement courts (contournement ou passage par l'extrémité), 3) en passant derrière l'extrémité côté terre de l'épi (passage par la côte), et 4) en passant à travers des épis perméables (passage à travers). Ces quatre méthodes de passage sont illustrées à la Figure 7. Le passage du sable est la plupart du temps souhaitable pour réduire l'érosion le long des plages en aval. Par conséquent, l'épi ne doit pas être trop haut ou trop long pour créer une barrière complète aux processus littoraux. Pour les épis longs, au lieu d'un passage en aval, les sédiments

bloqués seraient finalement déviés vers le large et perdraient localement leur place sur le littoral.



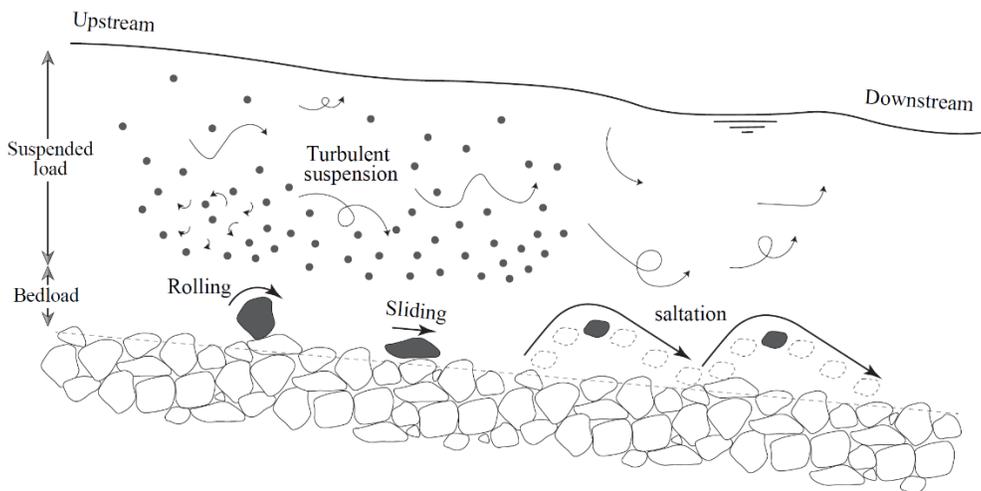
**Figure 7** Différentes méthodes de transport de sédiments autour des épis. Certains des paramètres qui régissent le modèle GENESIS d'évolution du littoral sont présentés (tiré de Coastal Engineering Manual, 2008- Part V)

La quantité de sable qui passe par un épî dépend de la dimension et de l'espacement des épis, des dimensions des accumulations de sable, du niveau de l'eau et du climat des vagues (Manuel de protection du littoral, 1984). Avec un épî court et bas, le sable est toujours emprisonné jusqu'à ce que le rivage s'étende vers la mer, au point qu'il peut se déplacer autour de l'extrémité de l'épî (passage en bout) et dépasser la tête de l'épî par le remplissage. Selon Kraus et al. (1994), la ligne de rivage ascendante atteint rarement l'extrémité de l'épî vers la mer. Les processus de transport des sédiments sur le rivage sont nécessaires pour que le rivage atteigne l'extrémité.

## 2.4. Transport des sédiments et paramètres

Le processus de transport des sédiments est généralement divisé en trois modes différents (Fredsoe et Deigaard, 1992) : 1) charge de fond, 2) charge en suspension et 3) charge de ruissellement. La charge de ruissellement est généralement négligée, car elle est constituée de très fines particules (diamètre

< 62  $\mu\text{m}$ ) qui sont transportées par l'eau et ont un effet négligeable sur la morphologie du lit. La charge du lit fait partie des sédiments de taille relativement plus importante qui sont en contact continu avec le lit pendant le transport. Le mouvement des particules de la charge du lit se fait par roulement, glissement et saltation (ou saut) sous l'effet de la contrainte de cisaillement du lit agissant sur leur surface. La contrainte de cisaillement du lit est le produit des forces de soulèvement et de traînée sur les particules du lit. La charge en suspension se déplace sans contact continu avec le lit en raison de la turbulence du fluide. Les différents modes de transport des sédiments et les modèles de mouvement sont illustrés à la Figure 8.



**Figure 8 Les différents modes de transport des sédiments et les schémas de déplacement (Ouda, 2019)**

Comme décrit ci-dessus, la contrainte de cisaillement du fond et la turbulence dans le champ d'écoulement sont des paramètres clés pour déplacer les sédiments et les maintenir en suspension. Cependant, la spécification de ces deux paramètres est une tâche complexe qui découle des nombreux facteurs qui influencent les phénomènes. Pour le transport des sédiments autour des épis, les paramètres influents peuvent être classés en trois catégories principales : i) les caractéristiques géométriques et structurelles des épis, ii) la morphologie des plages et les caractéristiques des sédiments, et iii) les conditions environnementales (vagues, vent et marée). Ces paramètres sont énumérés à la Figure 9. Comme on peut le voir, à l'exception des caractéristiques des sédiments, tous les autres paramètres affectent le champ d'écoulement hydrodynamique autour de l'épi. Pour les études de modélisation numérique, il est important d'inclure à la fois les phénomènes à grande et à

petite échelle. Certains processus physiques comme la génération de vagues par le vent, l'interaction entre les vagues et le courant, l'érosion et les changements de profondeur sont à l'échelle macro, tandis que d'autres processus comme l'interaction particules-fluides-turbulences et le transfert de moment interphasique sont à l'échelle micro. Ces processus seront examinés plus en détail dans les sections suivantes.

#### **2.4.1. Les propriétés des sédiments**

Les sédiments transportés dans la zone côtière se composent de grandes particules de gravier et de sable jusqu'à des particules fines comme le limon et l'argile. En fait, la taille des sédiments est le paramètre le plus important dans le transport des sédiments puisque les forces de traînée et de soulèvement dépendent du diamètre des particules (Dey, 2014). Les sédiments sont également classés en fonction de leur taille en deux catégories : les sédiments cohésifs (argile) dont le diamètre des grains est inférieur à 4  $\mu\text{m}$ , et les sédiments non cohésifs (par exemple, limon, sable et gravier) dont le diamètre des grains est supérieur à 4  $\mu\text{m}$  (Wentworth, 1922 ; Winterwerp et Van Kesteren, 2004). Les propriétés des sédiments cohésifs diffèrent fortement de celles des sédiments non cohésifs en raison des forces de surface induites qui proviennent de leurs propriétés physiques et chimiques. Pendant le transport des sédiments cohésifs, ils s'agrègent et créent des flocs qui subissent ensuite une déformation et une rupture. Cela augmente la complexité de la modélisation des sédiments cohésifs par rapport aux sédiments non cohésifs (Torfs, 1995).

La plupart des modèles de transport de sédiments traitent des sédiments non cohésifs comme le sable. Pour ces sédiments, le descripteur de taille commun est le diamètre médian des particules ( $d_{50}$ ) et la distribution de taille est généralement identifiée par l'analyse au tamis. La taille médiane des particules de sable est généralement de l'ordre de  $0,062 \text{ mm} < d_{50} < 2 \text{ mm}$ . Outre le diamètre médian des particules, le diamètre sphérique et le diamètre de chute sont également utilisés pour représenter à la fois la taille et la forme des particules. Le diamètre sphérique est le diamètre d'une sphère ayant le même volume de la particule donnée et le diamètre de chute est le diamètre d'une sphère ayant la même vitesse de sédimentation dans l'eau à 24°C. Pour un volume de particule fixe, le diamètre de chute sera plus grand pour les grains anguleux que pour les grains arrondis, ce qui est une mesure de la forme de la particule.

#### **2.4.2. Processus macro-échelle régissant l'hydrodynamique littorale**

Le champ d'écoulement dans l'environnement océanique proche du rivage est assez compliqué. La complexité peut être bien comprise en considérant le champ d'écoulement 3D autour de l'épi sous la combinaison de : a) le déferlement des vagues et la turbulence induite et le courant côtier, b) la diffraction des vagues sous le vent de l'épi, c) les gradients induits par les changements de niveau de l'eau, et leurs courants d'arrachement induits et leurs schémas de circulation. Les caractéristiques des vagues sont les paramètres déterminants de l'hydrodynamique du littoral et du transport des sédiments. Le mouvement orbital de l'eau à proximité du lit, induit par les vagues, agite les sédiments du lit. Le mouvement orbital est circulaire en eau profonde et, à mesure que la profondeur de l'eau diminue, le mouvement orbital devient elliptique jusqu'à ce qu'il atteigne finalement une trajectoire linéaire. En incluant des effets d'ordre supérieur dans la description des vagues, le mouvement elliptique est déformé avec une légère dérive vers l'avant (la dérive dite de Stokes) (Mei, 1999). La dérive de Stokes transporte la masse de l'eau dans la direction de la terre, ce qui est compensé par le courant d'arrachement dirigé vers le large qui se produit près du lit. En plus des mouvements des particules de la vague, la disposition des vagues affecte également la contrainte de cisaillement du lit (Fredsoe et Deigaard, 1992). La disposition des vagues est en légère pente par rapport à la surface moyenne de l'eau dans la zone de surf, en raison du gradient de contrainte de radiation "radiation stress". La contrainte de radiation est la contrainte équivalente au transport de la quantité de mouvement induit par la vague (Holthuijsen, 2010). En fait, les deux facteurs les plus importants sur les courants induits par les vagues dans la zone de surf sont le gradient de contrainte de rayonnement et le gradient de pression dû à la disposition de la vague.

Les vagues qui se propagent des eaux profondes vers le littoral subissent un effet de haut-fond, de réfraction et de déferlement. Le "shoaling" est le processus qui augmente la hauteur des vagues avec la réduction de la profondeur de l'eau. La réfraction est le changement du front de la vague à cause de son incidence oblique avec les contours du fond (qui affecte également la hauteur de la vague). La combinaison de la formation de hauts-fonds et de la réfraction des vagues se poursuit jusqu'à ce que la hauteur des vagues soit proche de la limite de près de 0,8 fois la profondeur de l'eau. Lorsque les vagues se brisent, une énergie considérable est convertie en turbulence et en chaleur. De plus, le flux d'énergie cinétique des vagues (c'est-à-dire le stress de radiation; Longuet-Higgins et Stewart, 1964) est transféré au courant littoral et au courant transversal, qui est responsable du processus de dérive littorale. Les trois types de déferlement de vagues les plus courantes sont les suivants : 1) les déferlantes gonflantes, 2) le déferlement plongeant, et 3) les déferlantes

surgissant. Parmi eux, le déferlement plongeant est celui qui a le plus d'effet sur l'augmentation de la turbulence de l'eau en créant de grands tourbillons cohérents qui atteignent le lit et remuent les sédiments. Les plumes de sédiments en suspension sont souvent visibles à l'emplacement des déferlantes plongeant.

En ce qui concerne les processus de morphologie côtière, il convient de noter que l'interaction entre l'hydrodynamique de la zone de déferlement et le fond marin est principalement une interaction à double sens. Cela signifie que la modification de la profondeur du fond due aux courants littoraux affecte également les conditions de déferlement des vagues et la vitesse des courants. De plus, dans l'environnement océanique, les vagues sont irrégulières et le transport de sédiments et la morphologie qui en résulte sont mal modélisés par la régularisation ou l'emploi de vagues monochromatiques régulières (Rakha et al., 1997). Par exemple, les vagues monochromatiques entraînent souvent la formation de barres de sable plus distinctes en raison de la concentration des profondeurs de déferlement des vagues (Karasu et al., 2016). Pour les modèles de transport de sédiments, les vagues sont généralement incluses par les modèles spectraux. Dans cette approche, l'élévation aléatoire de la surface de la mer est décrite comme la somme des vagues linéaires ayant chacune une amplitude, une fréquence et une phase aléatoire différentes. L'équation directrice des modèles spectraux de vagues est la conservation de la densité (ou d'énergie) des vagues, qui est une équation d'advection-diffusion avec des termes sources supplémentaires pour tenir compte des mécanismes de production/dissipation d'énergie comme l'apport d'énergie par le vent, la formation de moutons, la friction du fond et les interactions entre les vagues et les vagues (triade et quadruplet) (Holthuijsen, 2010).

#### **2.4.3. Processus à microéchelle**

Lors du développement de modèles numériques avec transport de sédiments, certains processus se déroulent à une échelle inférieure à celle de la maille numérique. Ces processus d'échelle non résolus sont appelés processus d'échelle inférieure à la maille (SGS) qui sont soit paramétrés et inclus dans les équations du modèle, soit totalement négligés. L'un des processus SGS les plus difficiles est l'interaction particules-fluides-turbulence. Elghobashi (1994) a divisé les flux turbulents basés sur la fraction de volume des sédiments en trois régimes : 1) couplage fluide-particules à sens unique, 2) couplage fluide-particules à deux sens, et couplage fluide-particules à quatre sens. Le régime de couplage à quatre voies domine généralement dans la couche dense proche du lit. Le couplage unidirectionnel se produit dans la couche supérieure de suspension diluée et le couplage bidirectionnel dans la couche de transition. Plusieurs modèles de modulation de la turbulence sont également introduits pour traiter la production et l'atténuation de la turbulence. La plupart des

modèles numériques actuels pour les applications de génie côtier utilisent le modèle à deux équations  $k$ - $\epsilon$  de Launder et Spalding (1972) qui a d'abord été développé pour les écoulements monophasiques. Le modèle consiste en 2 équations différentielles partielles (EDP) pour modéliser la conservation de l'énergie cinétique turbulente ( $k$ ) et son taux de dissipation d'énergie ( $\epsilon$ ) due à l'advection, la diffusion, la production et la destruction. En résumé, le processus de transport des sédiments est un processus multiéchelle, dynamique, stochastique et non linéaire, ce qui rend sa modélisation assez difficile.

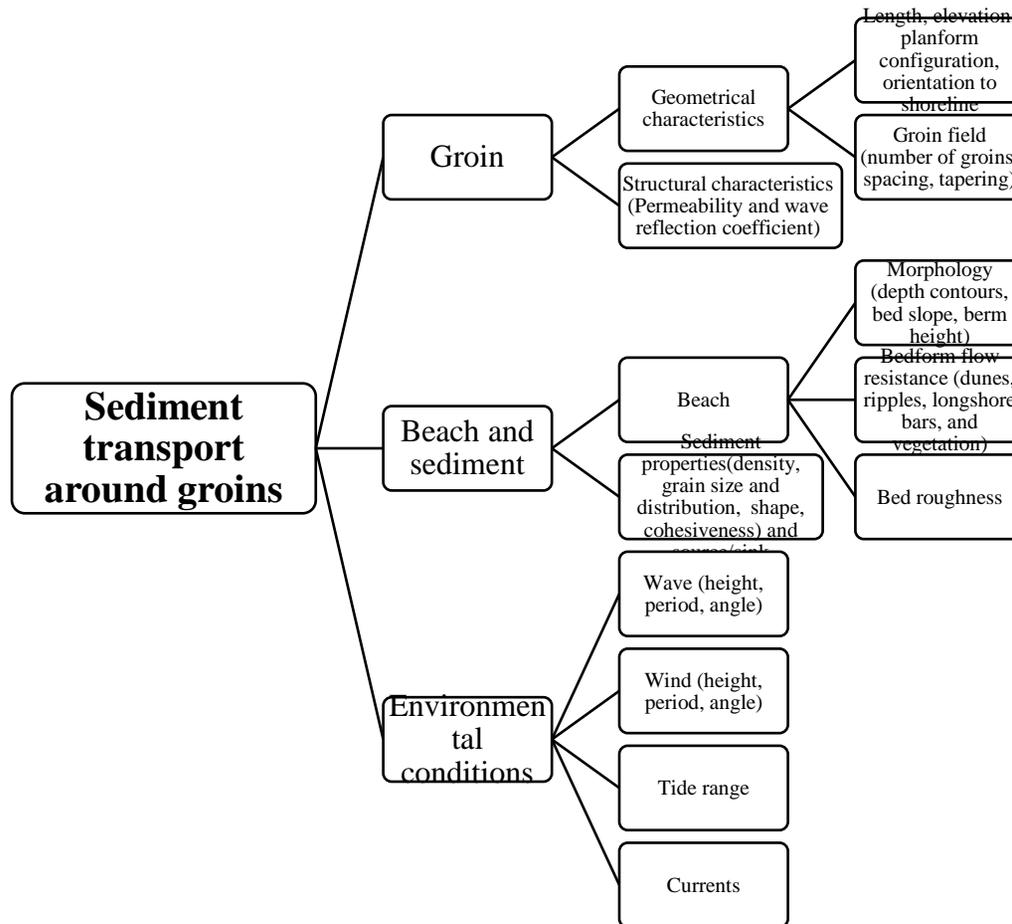


Figure 9 Paramètres dominant pour le transport de sédiments autour des épis

## 2.5. Études de transport de sédiment

En général, il existe trois approches principales pour étudier le transport de sédiments autour des épis :

- Mesures sur le terrain
- Tests sur modèles physiques
- Modèles numériques

Bien que les études sur le terrain puissent fournir les meilleures prévisions concernant les performances d'un épi dans des conditions environnementales similaires, cette méthode est assez coûteuse. En outre, il est difficile de trouver un prototype présentant des caractéristiques environnementales, littorales et physiques similaires à celles de l'épi prévu dans un design. C'est pourquoi la plupart des études se sont orientées vers des tests de modèles physiques et des simulations numériques. Dans les sections suivantes, les études sur l'épi dans la littérature pour ces deux dernières approches sont étudiées en détail. Pour plus d'informations sur les mesures de l'épi sur le terrain, le lecteur est invité à consulter les études d'Aminti et autres (2004), Schoonees et autres (2006), Wheeler et autres (2010), Mohanty et autres (2012) et Scott et autres (2016).

## 2.6. Test sur modèles physiques

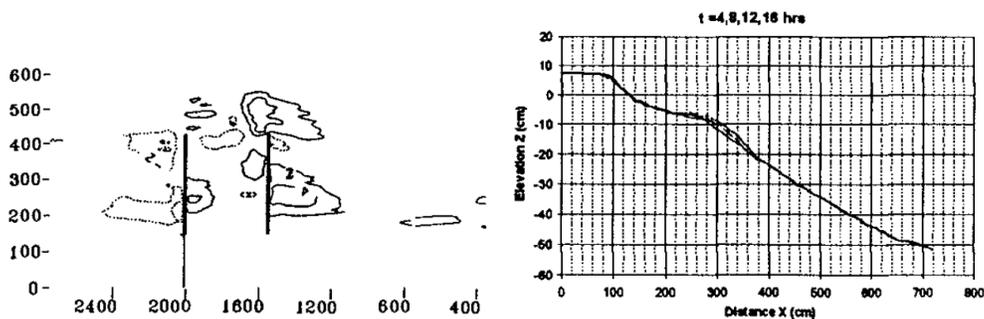
Les épis étant les plus anciennes structures de stabilisation des plages (Coastal Engineering Manual, 2008), la plupart des études sur les épis remontent au XX<sup>e</sup> siècle et ont donné lieu à de bonnes directives du Shore Protection Manual (1984) et du US Army Corps of Engineers (1994). Barcelo (1968) a étudié expérimentalement l'évolution de la plage entre des épis imperméables sous des vagues régulières simples avec différents angles d'attaque (5°, 10°, 20°), hauteurs (1cm à 7cm), et périodes (1s à 1,8s). Les tests ont été effectués dans un bassin à vagues de 20m×10m équipé d'un générateur de vagues de type serpent. Le matériau du lit modélisé était composé de pierre ponce, de bakélite, de sable et de sciure de bois. Les courbes de niveau de l'évolution du fond marin et du profil de la plage pour les épis en configuration individuelle et en groupe ont été fournies. Barcelo (1970) a étudié plus en détail la réponse de la plage aux systèmes d'épis imperméables inclinés et à tête en T. Il a conclu que pour les vagues incidentes à forte obliquité (20° angle entre la crête de la vague et le rivage), l'efficacité de capture de dérive maximale est obtenue avec des épis

non perpendiculaires de presque 70° angle d'inclinaison (par rapport au rivage). Cependant, pour des conditions de vagues variables, Barcelo (1970) a recommandé des épis perpendiculaires. Leur étude a également montré des préférences négligeables pour les épis en T par rapport aux épis normaux. En outre, les épis en T ont des coûts de construction et une perturbation de la plage plus élevés (Barcelo 1970).

Price et Tomlinson (1968) ont étudié les effets d'un système d'épis perméables et imperméables à différents intervalles sur la plage. Les tests ont été effectués sous "dérive de plage ouverte" en alimentant la partie amont de la plage avec une quantité de sédiments égale à la quantité moyenne de transport littoral mesurée sur la plage stable. Cette quantité a été mesurée en pesant les sédiments déposés dans des pièges à l'extrémité aval du bassin à des intervalles de temps spécifiés. Les changements de la dérive littorale totale ont été mesurés à différentes configurations de champs d'épi pendant 50 cycles de marée et comparés à ceux des conditions de plage ouverte. Ils ont conclu que lorsqu'une plage est en équilibre avec un climat de vagues et une dérive littorale spécifiés, les épis ne sont pas susceptibles de faire monter le niveau de la plage. Hulsbergen et autres (1976) ont réalisé quelques expériences sur 1, 2, et 3 épis imperméables de haut niveau sous des vagues régulières. Les vagues avaient des périodes de 1,15s à 1,55s et des hauteurs de 0,07cm à 0,14cm. Comme pour d'autres essais sur lit mobile, les sédiments ont été amenés en amont et capturés en aval par des pièges à sédiments. Les profils des plages et les contours bathymétriques ont été extraits et comparés aux prévisions d'autres théories. Les résultats ont montré les lacunes des théories dans la prédiction de l'évolution du littoral et du profil transversal du rivage autour des systèmes complexes d'épi.

Badiei et al. (1994) ont effectué des tests sur lit mobile pour évaluer les changements de morphologie du rivage sous l'effet des épis imperméables. Outre l'étendue et la géométrie des zones de dépôt et d'érosion, ils ont porté une attention particulière à deux autres caractéristiques morphologiques : 1) les interactions entre les bancs et les épis du rivage et 2) les fausses d'affouillement local ou les canaux autour des épis. Afin d'inclure les effets de bancs, la plage originale a d'abord été exposée à plusieurs heures de vagues. Les épis ont ensuite été ajoutés au modèle avec le banc littoral développé. En fonction de la hauteur des vagues incidentes, différents taux de sédiments ont été introduits dans la partie amont du modèle à deux endroits distincts : 1) dans la zone de déferlement, et 2) du banc côtier. Les sables avaient un diamètre médian  $d_{50}=0,12$  mm et les taux de sédimentation ont été calculés à partir de l'expression empirique de Kamphuis (1991). Les vagues incidentes étaient des trains de vagues irréguliers calculés à partir du spectre JONSWAP avec une période de pointe de 1,15s. 15 jauges de vagues capacitives espacées de 0,2 m ont été utilisées pour mesurer le profil de hauteur des vagues dans la zone

littorale. Les contours de la bathymétrie de la plage et les courbes de profil moyen de la plage ont été rapportés pour différents systèmes d'épis avec un rapport espacement/longueur constant. Les changements morphologiques nets causés par deux épis sont observés sur la Figure 10a, où les courbes de niveau en pointillés et en plein montrent respectivement les zones érodées et de dépôt autour des épis. La Figure 10b montre l'évolution du profil du lit transversal (perpendiculaire à la plage) à un endroit précis du côté amont d'un seul épi. Comme nous le mentionnerons plus loin, leurs résultats ont été utilisés pour le calage et la vérification de plusieurs modèles numériques.

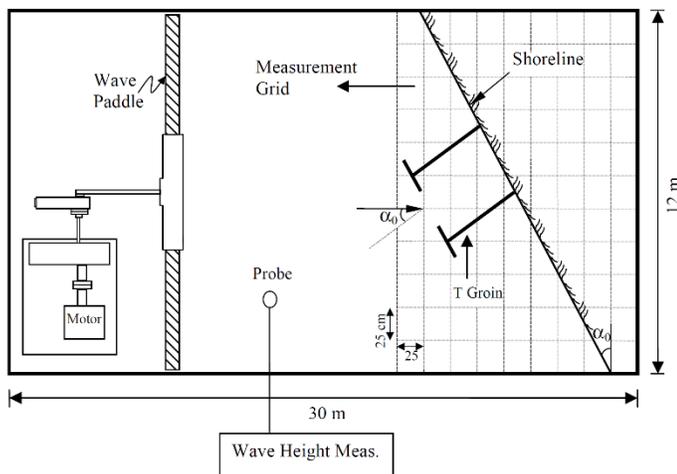


**Figure 10 Exemples de résultats d'études de Badiei et al. (1994). a) Changements morphologiques nets causés par deux épis imperméables, et b) profil de plage en amont d'un seul épi à différents intervalles de temps**

Ozolcer et al. (2006) ont étudié la sédimentation sur les plages par des épis imperméables en forme de T de différentes longueurs et avec différents espacements au facteur d'échelle 1:75. Le bassin de vague avait une dimension de  $30 \times 12 \times 1,5$  m et le matériau du lit était du sable fin avec  $d_{50} = 0,16$  mm. Les épis ont été construits avec des planches de fer remplies de blocs de pierre. Les vagues incidentes étaient régulières à l'angle d'incidence maximum de  $30^\circ$ . Au lieu des vagues, le modèle a été tourné pour obtenir différents angles de vague (voir la Figure 11). Ils ont défini un paramètre de sédimentation sans dimension basé sur la hauteur de sédimentation, la zone protégée des épis et la hauteur des vagues. Les résultats ont montré que le paramètre de sédimentation maximum est obtenu lorsque le rapport entre l'espacement des épis et la longueur des épis est proche de 2. Les paramètres de sédimentation mesurés ont été comparés aux résultats des modèles d'évolution du rivage et un bon accord a été constaté. Plus tard, Ozolcer et Komurcu (2007) ont étendu leurs études aux champs d'épis réguliers.

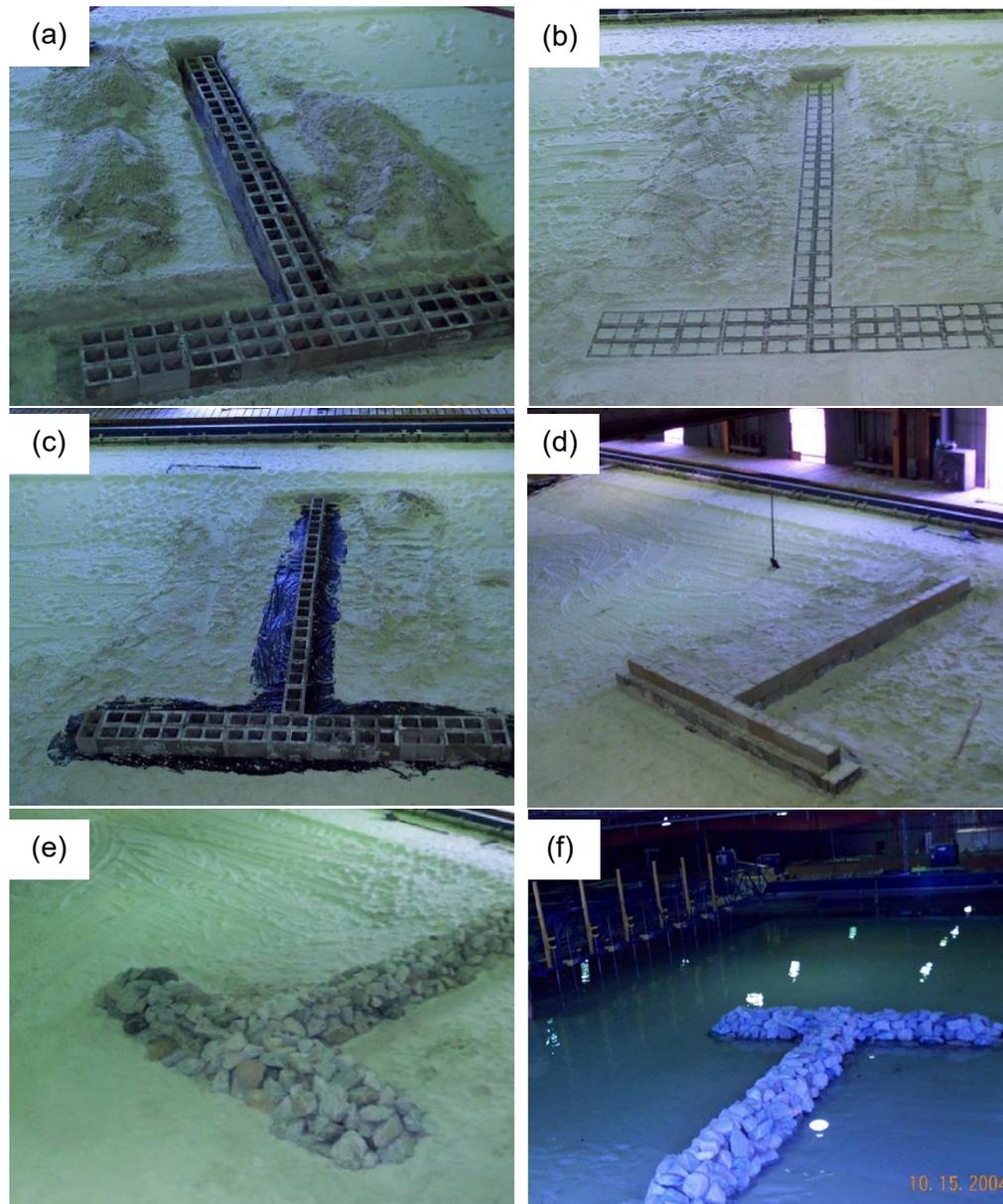
Diwedat et al. (2008) ont effectué des essais limités sur un modèle physique à lit fixe non déformé sur un champ d'épis pour comprendre les processus d'érosion et de sédimentation. Les épis étaient constitués de gabarits en bois remplis de pierres. Seuls les vecteurs de vitesse du courant à trois angles d'attaque différents de  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ , et  $45^\circ$  ont été mesurés. Gravens et al. (2006) ont

réalisé une série d'expériences de lit mobile 3D sur le transport des sédiments et l'évolution de la plage autour d'un seul épi imperméable à tête en T. L'épi a été modélisé à une échelle proche du prototype dans un bassin de 31 m de long et 18 m de large. Le matériau du lit était du sable avec un diamètre moyen de  $d_{50}=0,15$  mm. Le processus de construction de l'épi est illustré à la Figure 12. Tout d'abord, les fondations sont construites à partir de blocs de béton, puis ils sont remplis de sable (Figure 12a,b). Dans l'étape suivante, une toile filtrante a été posée sur la fondation et le cœur de l'épi a été construit avec deux rangées de blocs de béton (Figure 12c,d). Les blocs ont été remplis de sable et enfin, ils ont été recouverts de deux couches de pierres d'enrochement (Figure 12e,f).



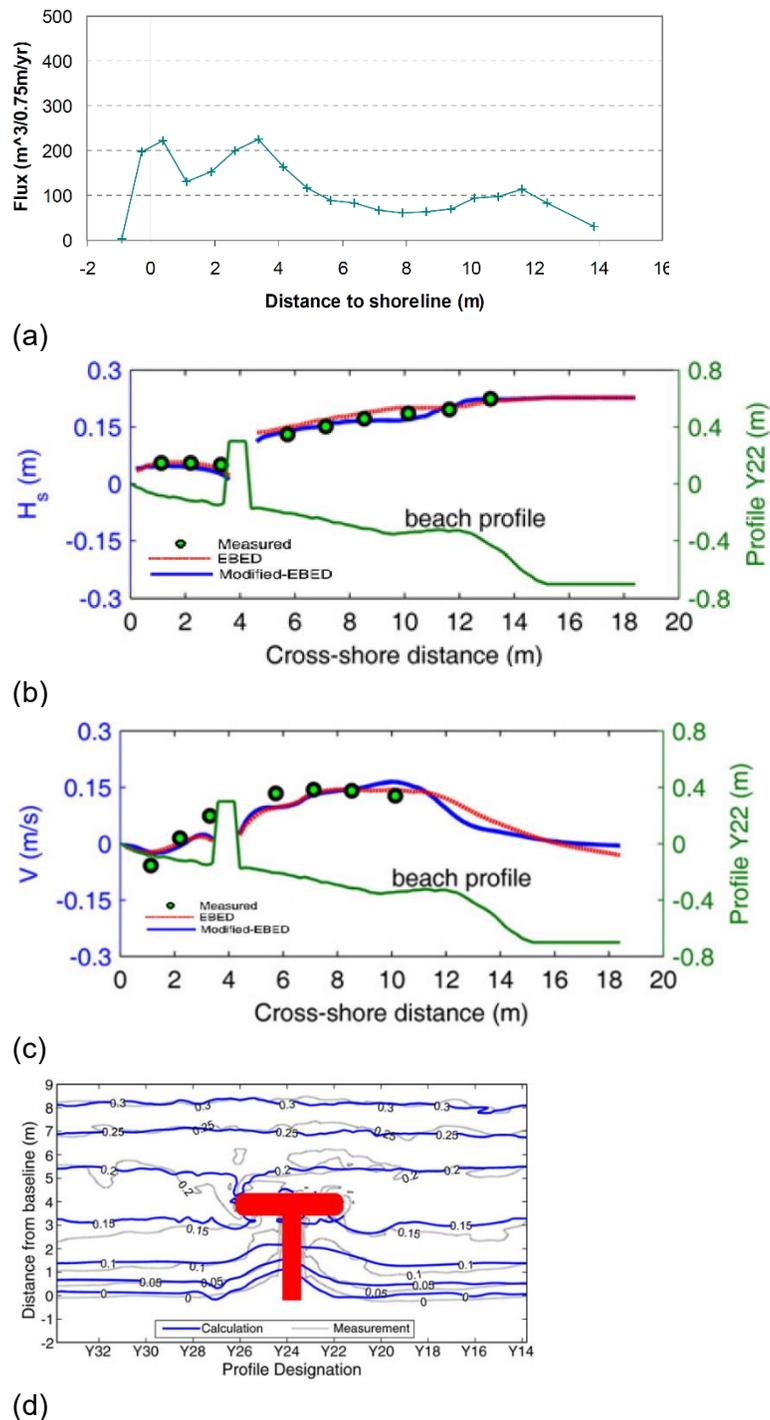
**Figure 11 Ozolcer et al. (2006) disposition expérimentale. Le littoral a été tourné pour obtenir différents angles de vagues**

L'épi a été testé sous l'impact de vagues irrégulières à un angle d'attaque de 6,5 degrés. Quatre générateurs de vagues ont été utilisés pour produire des vagues irrégulières avec une hauteur significative de 0,26 m et une période de 1,5 s. La plage a d'abord été formée selon un profil d'équilibre spécifique aux conditions de la vague incidente avec des contours parallèles au rivage. La dérive littorale d'eau générée par les vagues a été recirculée de l'extrémité aval à l'extrémité amont de la plage modèle en utilisant un système de pompes externe (voir Figure 13). L'ampleur et la distribution transversale du sable transporté le long de la plage ont été obtenues par la collecte et la mesure du sable en utilisant 20 pièges à sédiments alimentés situés à l'extrémité aval du modèle. Les profils de la plage ont également été mesurés par des techniques acoustiques et par des règles avant et après l'exécution du modèle en environ 50 points de la rive transversale. Pendant les passes, la hauteur des vagues et les vitesses 3D ont été mesurées à dix endroits du littoral. La disposition globale de Gravens et al. (2006), y compris les pompes, les générateurs de vagues, les jauges et l'absorbeur de vagues, est illustrée à la Figure 13.



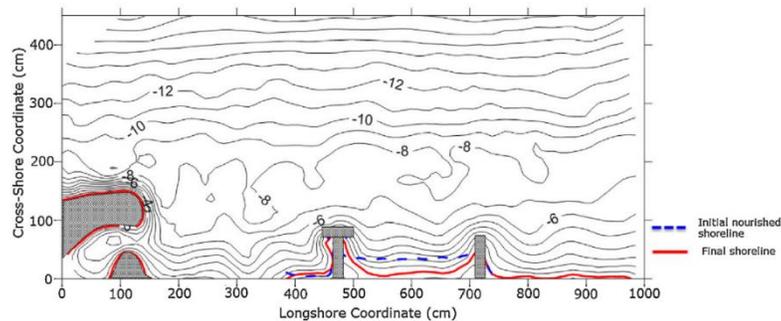
**Figure 12** Construction du modèle d'épi dans le bassin du Large-Scale Sediment Transport Facility (LSTF) au Coastal and Hydraulics Laboratory of the US Army Engineer Research and Development Center (Gravens and Wang, 2007)



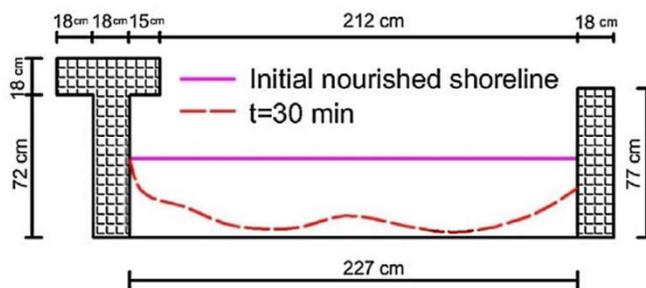


**Figure 14** Exemples de résultats d'une étude expérimentale sur l'épi à la tête T : a) répartition du flux de sédiments du littoral (Gravens et Wang, 2007) ; prévisions et mesures du modèle b) hauteur significative des vagues, c) courant du littoral, et d) niveau du lit (Nam et al., 2011)

Karasu et al. (2016) ont étudié expérimentalement les effets d'ajouter un T au bout de l'épi sur les changements morphologiques. Les T ont été ajoutés à l'extrémité des épis et ont été modélisés comme des brise-lames et des bermes parallèles au rivage. Les essais ont été réalisés dans un bassin à vagues avec un seul générateur de vagues monochromatique articulé, soutenu par un absorbeur de vagues passif, similaire à celui déjà utilisé par Ozolcer et al. (2006) (voir Figure 11). Les épis ont été modélisés à l'échelle 1:65 et le sable avait un diamètre médian de  $d_{50}=0,12$  mm. Les vagues incidentes utilisées dans les expériences ont été extraites d'une simulation rétrospective disponible sur 15 ans et avaient une hauteur de 1cm à 10cm et des périodes de 0,5s à 2s. Elles ont été sélectionnées pour représenter l'état des vagues à la profondeur de fermeture "closure depth", ce qui correspond à 12 heures par an de vagues récurrentes ou à une probabilité de dépassement de 0,137 % ( $12/(24 \times 365)$ ). La profondeur de fermeture est la profondeur à laquelle il n'y a plus de transport côtier. La direction dominante de la vague sur le site d'intérêt a été choisie pour l'angle d'attaque de la vague. Avant l'installation du modèle d'épis, la plage a été soumise à quatre heures de vagues de conception jusqu'à ce que le profil de la plage atteigne la condition d'équilibre. La Figure 15 présente la courbe de niveau de l'élévation du lit (Figure 15a) et la courbe finale du rivage (Figure 15b) pour le champ d'épis composé d'un épi régulier et d'un épi en T.



(a)



(b)

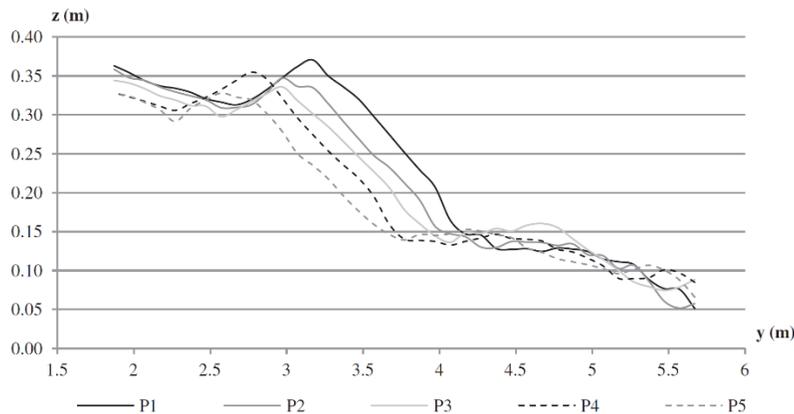
**Figure 15** Karasu et al. (2016) étude expérimentale des champs d'épis. a) tracé de l'élévation du lit, b) courbe initiale et finale de la ligne de rivage

Guimarães et autres (2016) ont réalisé des expériences de laboratoire de lit mobile en 3D sur un seul épi de type amas de roches sous des vagues régulières. Le bassin à vagues avait des dimensions de  $28 \times 12 \times 1.2$  m et était équipé d'un générateur de vagues multiéléments avec une capacité d'absorption de réflexion dynamique. Leur modèle a reproduit un prototype d'épi avec 145 m d'extension sur la côte nord-ouest du Portugal, caractérisé par une hauteur de vague significative de 2 m, une période de pointe de 12 s et une direction de vague incidente d'environ  $10^\circ$ . La pente de la plage du prototype était égale à 0,05 et la taille médiane des grains de sédiments était  $d_{50} = 0,5$  mm. Le profil de plage actif était égal à une profondeur de fermeture maximale de 8,7 m et a une limite de remontée (run-up) de 2,9 m. Le profil de transport actif du littoral spécifie la largeur de la plage sur laquelle le transport du littoral a lieu dans un ensemble donné de conditions de vagues. Étant donné que la majeure partie du mouvement du sable du littoral a lieu dans la zone de déferlement (surf), cette distance est approximativement égale à la largeur de la zone de surf. Cependant, comme la largeur du profil actif dépend de la pente de la plage, la profondeur du transport côtier actif est généralement utilisée pour définir le profil actif. Il convient de noter que la profondeur active ( $D_a$ ) est généralement supposée être inférieure à la profondeur de transport littorale de fermeture ( $D_c$ ). Dans la plupart des modélisations expérimentales, la profondeur de fermeture doit être incluse dans le modèle physique à petite échelle. Plus loin dans la section suivante, la profondeur de fermeture du transport côtier sera définie en détail.

Dans les études de Guimarães et al. (2016), le modèle expérimental a été déformé géométriquement avec un facteur d'échelle horizontal de 74 et une échelle verticale de 37. Le lit mobile a été modélisé avec une granulométrie de sable comprise entre 0,1 et 0,3 mm et un diamètre médian de  $d_{50} = 0,27$  mm. Afin de reproduire l'ensemble du transport sédimentaire sur le littoral, le sable a été nourri à l'amont de l'épi avec un volume de 40 kg/h, tel qu'estimé à partir de la formule du CERC (CERC, 1984). Le profil de la plage et l'évolution du rivage en amont ont été enregistrés et comparés aux modèles analytiques et numériques de l'évolution du rivage. La Figure 16 montre le profil de plage mesuré à 5 endroits le long de la plage (profils P1 à P5). Guimarães et al. (2016) ont attribué l'irrégularité de la berme émergée à P4 et du banc immergé à P1, P2, P4 et P5 à l'apparition de courants d'arrachement qui entraînent des mouvements inattendus de sédiments.

Contrairement aux expériences sur les champs d'écoulement dominants des vagues mentionnées ci-dessus, les expériences de canal à surface libre sur les épis sont relativement étendues (Uijttewaal et al., 2011 ; Sukhodolov et al., 2002 ; Kuhnle et al., 2002 ; Haltigin et al., 2007 ; Friedrich et al., 2008 ; Yossef et Vriend, 2010 ; Ahmed et al., 2010). Le but de ces études est de trouver les caractéristiques hydrauliques et morphologiques des rivières sous l'influence

des épis, de déversoirs ou de structures de restauration des cours d'eau. Dehghani et al. (2013) ont mesuré la profondeur d'affouillement autour des épis réguliers et des épis à tête en L. Jamieson et al. (2013) ont étudié la dynamique des sédiments autour des épis submergés à angle droit en amont dans un méandre de canal. Qin et al. (2017) ont étudié l'échange de sédiments entre le champ d'épis et le champ d'écoulement ainsi que l'évolution morphologique de la plage. Les expériences ont été réalisées dans un canal de laboratoire à lit mobile avec différentes vitesses d'écoulement. Le rapport espacement/longueur des épis était égal à 2 et les épis étaient imperméables. Les instruments comprennent la PIV (vélocimétrie par images de particules) pour mesurer le champ d'écoulement de surface, la photogrammétrie pour mesurer l'élévation du lit, et des sondes ultrasoniques pour mesurer l'élévation de l'eau. Ils n'ont pas pu constater les processus d'échange de sédiments responsable pour les changements morphologiques dans les champs d'épis. Pagliara et Kurdistani (2017) ont réalisé des expériences de canalisations sur des déflecteurs de cours d'eau à billot de bois pour identifier les caractéristiques d'affouillement en aval de la structure. Plusieurs relations empiriques ont été proposées pour évaluer la géométrie de l'affouillement. Étant donné que le projet actuel porte principalement sur les épis dans les champs d'écoulement de vagues, le présent rapport ne contient pas d'autres explications sur les épis sous les courants des rivières. On trouvera plus de détails sur les épis sous des champs d'écoulement permanent dans des revues comme Alauddin et al. (2017), entre autres.



**Figure 16** Le profil de plage mesuré à 5 endroits le long de la plage dans l'étude de Guimarães et al. (2016)

## 2.7. Modèles numériques

L'étude numérique des processus côtiers, y compris les phénomènes de sédimentation, présente deux avantages principaux par rapport aux essais sur modèle physique. Premièrement, les modèles numériques, une fois validés,

peuvent être facilement adaptés à différents domaines et conditions environnementales sans la distorsion des échelles de longueur couramment nécessaire dans les modèles physiques. Deuxièmement, les expériences numériques sont beaucoup plus économiques et fournissent des données hydrodynamiques et morphologiques sur tout le domaine sans coûts de mesure supplémentaires. Les premiers modèles numériques qui ont été utilisés pour simuler les processus morphologiques des plages sont (Nam et al., 2011) : 1) les modèles conceptuels, 2) les modèles d'évolution du littoral, et 3) les modèles d'évolution du profil. Parmi ces modèles, les modèles d'évolution du littoral/rivage sont largement utilisés pour étudier l'évolution des plages autour des épis. Les modèles conceptuels sont efficaces pour l'évaluation qualitative des profils de plage (Dean, 1991 ; De Vriend et al., 1994 ; Gravens, 1996 ; Kana et al., 1999 ; Kraus, 2000 ; Ruessink et Terwindt, 2000) et les modèles d'évolution des profils sont surtout utilisés pour estimer l'impact des tempêtes (Larson et Kraus, 1989 ; Larson et al., 1989). Ces modèles simples qui reposent sur des relations empiriques ne fournissent que quelques estimations du littoral final ajusté, du profil de la plage, des volumes d'accumulation autour des épis. Cependant, le champ d'écoulement complexe autour des épis et plusieurs facteurs influents sur le transport des sédiments ont attiré l'attention sur les approches numériques basées sur la CFD (computational fluid dynamics). Cette nouvelle génération de modèles de transport sédimentaire peut être regroupée en deux grandes catégories : les modèles monophasiques et les modèles multiphasiques. Dans les sections suivantes, les approches numériques pour la modélisation des processus morphologiques autour des épis sont passées en revue.

### **2.7.1. Modèle d'évolution du littoral**

Un modèle d'évolution du littoral est un terme général et comprend plusieurs modèles comme les modèles analytiques de changement du littoral, les modèles à une ligne ou à un contour, les modèles schématiques 3D à n lignes ou à plusieurs lignes (Hanson et Kraus, 1989) ou des modèles généraux plus récents (Tomasicchio et al., 2020). Ces modèles couplent l'équation de continuité de la masse de sable (Eq. 1) et une équation empirique de transport des sédiments sur les côtes (Larson et al., 1987). Le taux de transport des sédiments littoraux ( $Q_s$ ) peut être estimé soit à partir de l'équation du CERC (CERC, 1984), de la formule de Kamphuis (Kamphuis, 1991), ou de l'équation de Bayram (Bayram et al., 2007). Si l'on considère la formule de Kamphuis pour le taux de transport (équation 2), les deux équations directrices sont (Dean and Dalrymple, 2002; Reeve et al., 2004):

$$\frac{\partial y}{\partial t} + \frac{1}{(D_c + D_B)} + \frac{\partial Q_s}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$Q_s = 7.3H_{sb}^2 T_p^{1.5} m_b^{0.75} d_{50}^{-0.25} \sin^{0.6}(2a_b) \quad (2)$$

Où  $t$  est le temps et  $x$  et  $y$  sont respectivement la distance le long du rivage et la position perpendiculaire au rivage, respectivement.  $D_B$  est la hauteur de la berme et  $D_c$  la limite de profondeur pour le transport des sédiments du littoral.  $m_b$  est la pente de la plage,  $T_p$  la période de pointe des vagues et  $d_{50}$  la taille médiane des grains.  $H_{sb}$  est la hauteur significative de la vague au moment du déferlement et  $a_b$  est l'angle de la vague qui déferle. Avec ces modèles, les deux principales hypothèses simplificatrices sont (Tomasicchio et al., 2020) : 1) le profil transversal (perpendiculaire) de la plage est en équilibre, ce qui implique que les contours bathymétriques sont parallèles, de sorte qu'un seul contour suffit à prédire la réponse de la plage dans son ensemble, et 2) le transport de sédiments sur le littoral se produit jusqu'à une profondeur de fermeture de  $D_c$ . Il existe plusieurs relations empiriques qui définissent la profondeur de fermeture du transport littoral. William et Birkemeier (1985) et Hanson et Kraus (1989) ont respectivement proposé les équations 3 et 4 pour la profondeur de fermeture des sédiments:

William and Birkemeier (1985):

$$D_c = 2.28H_e - 68.5\left(\frac{H_e^2}{gT_e^2}\right) \quad (3)$$

Hanson and Kraus (1989):

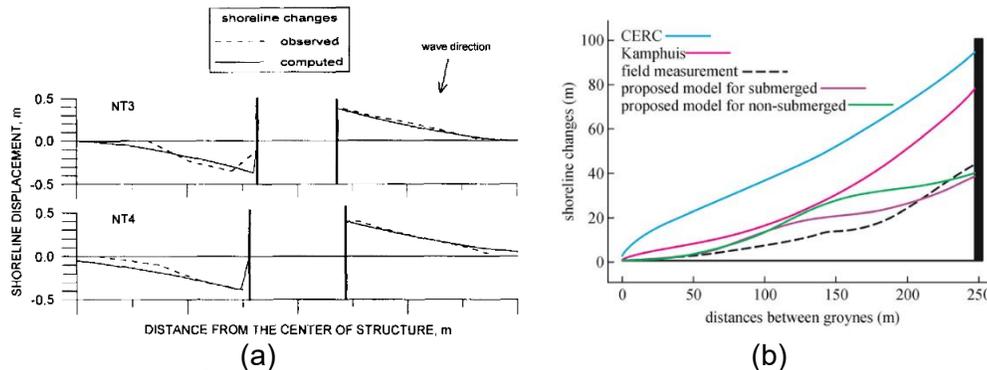
$$D_c = (2.3 - 10.9H_0) \frac{H_0}{L_0} \quad (4)$$

Dans l'équation 3,  $H_e$  et  $T_e$  représentent la hauteur et la période des vagues de tempête près du rivage qui ne sont dépassées que 12 heures par an. Dans l'équation 4,  $H_0$  et  $L_0$  sont la hauteur et la longueur significatives des vagues en eau profonde, la hauteur et la période des vagues étant données par les moyennes des vagues significatives les plus fortes survenues pendant 12 heures au cours de l'année. En appliquant quelques hypothèses simplificatrices supplémentaires comme : le forçage constant des vagues, le gradient doux du rivage et un petit angle d'attaque des vagues, on obtient quelques solutions analytiques (Pelnaud-Consideré, 1956 ; Hanson, 1987 ; Wind, 1990 ; Kamphuis, 1993 ; Walton, 1994 ; Reeve, 2006). Plusieurs de ces modèles analytiques sont appliqués pour prédire l'évolution morphologique du champ de l'épi. Larson et autres (1997) ont développé une solution analytique pour un seul épi en supposant un angle d'onde sinusoïdale variable dans le temps. Valsamidis et Reeve (2017) ont produit une solution pour une plage avec un épi et une

embouchure de rivière. Plus récemment, Valsamidis et Reeve (2020) ont étendu leur solution analytique pour décrire un champ d'épis.

L'intégration informatique des équations gouvernantes est une autre approche pour spécifier l'évolution du littoral. Les modèles numériques sont capables d'inclure des conditions de vagues variables dans le temps, des angles de vagues plus importants et des transformations des vagues proches du rivage comme la diffraction (Gravens et al., 1991 ; Hanson, 1989 ; Hanson et Kraus, 1989). Plusieurs logiciels gratuits sont également développés sur la base de cette méthode, à savoir Generalized Shoreline Change Numerical Model (GENESIS ; Hanson, 1989), ONELINE (Dabees et Kamphuis, 1998), UNiform BEach Sediment Transport (UNIBEST ; Deltares, 2011), LITtoral Processes And Coastline Kinetics (LITPACK ; DHI, 2005), BEACHPLAN (Blanco, 2003), Sistema de Modelado Costero (SMC ; Gonzalez et al, 2007), GENesis et CAscaDE (GENCADE ; Frey et al., 2012).

La Figure 17 montre certains des paramètres déterminants du modèle GENESIS, notamment le rapport entre le taux de transport net et le taux de transport brut et la hauteur dominante des vagues incidentes ( $H_0$ ), la période ( $T$ ), la direction ( $\Theta$ ) et la hauteur de rupture ( $H_b$ ). Kraus et al. (1994) et Abdullatef et al. (2018) ont utilisé GENESIS pour modéliser les changements morphologiques autour d'un champ d'épis. Avec GENESIS, l'équation différentielle partielle résultante est résolue par un schéma de différence finie implicite (Hanson et Kraus, 1989). Brampton et Goldberg (1991) ont développé un modèle pour étudier les changements de plage sous différents profils et espacements d'épis. Leontyev (1997) a comparé les résultats du modèle numérique à une ligne avec les données expérimentales de Badeie et al. (1994). Comme le montre la Figure 17a, les graphiques montrent un accord raisonnable avec les mesures de Badeie et al. (1994) pour une évolution à court terme du littoral d'un champ d'épis. Hanson et Larson (2004) ont utilisé le modèle numérique à une ligne pour étudier les courants d'arrachement autour d'un épi régulier. Biria et al. (2015) ont comparé les résultats des modèles analytiques et numériques à une ligne avec les mesures de terrain au voisinage d'un épi à Dahane Sar Sefidrood, en Iran. Le modèle analytique était celui de Pelnard-Considère (1956) avec les relations du CERC et de Kamphuis. Le modèle numérique a été utilisé pour étudier les effets des épis submergés et émergents sur la morphologie de la plage. Selon la Figure 17b, les modèles numériques à une ligne ont montré un meilleur accord avec les mesures de terrain par rapport aux modèles analytiques.



**Figure 17 a) Étude de Leontyev (1997) : Comparaison des modifications du littoral à partir des données expérimentales de Badeie et al. (1994) avec le modèle numérique d'évolution du littoral, b) étude de Biria et al. (2015) : Comparaison des changements du littoral à partir de mesures sur le terrain avec des modèles analytiques et numériques à une ligne**

### 2.7.2. Modèle monophasique

Dans cette méthode, le mélange de sédiments et d'eau est traité comme une phase unique et la complexité du processus de sédimentation est réduite par sa représentation avec des approches semi-empiriques. Les modèles monophasiques sont capables de traiter une grande variété de problèmes, notamment l'effondrement des berges, l'affouillement autour des structures (Liu et García, 2008 ; Stahlmann, 2013), la formation de méandre fluviale, le transport de polluants fixés aux sédiments, l'échange de sédiments (sédimentation, dépôt et consolidation), la sédimentation côtière (Lesser et al., 2004 ; Nam et al., 2011 ; Warner et al., 2008), et les processus de plage sous l'action des courants de marée et des vagues. Dans la revue de Papanicolaou et al. (2008), différents modèles monophasiques ont été classés en fonction de leur continuité spatiale (1D, 2D et 3D) et temporelle (permanent et non permanent).

Avec la formulation monophasique, la phase sédimentaire est supposée être un scalaire passif avec une vitesse horizontale similaire au champ de fluide porteur et une vitesse verticale égale à la somme du débit et de la vitesse de sédimentation. Grâce à ces hypothèses simplificatrices, les coûts de calcul sont considérablement réduits et les modèles monophasiques deviennent une option efficace pour les simulations à grande échelle (spatiales et temporelles). C'est pourquoi de nombreux modèles numériques commerciaux et open source actuels comme Mike21 (Danish Hydraulic Institute, 1993), Mike3 (Jacobsen et Rasmussen, 1997), Delft2D (Walstra et al., 1998), Delft3D (Delft Hydraulics, 1999 ; Lesser et al, 2004 ; Hu et al., 2009), XBeach (Roelvink et al., 2009), ROMS (Warner et al., 2008 ; Song et Haidvogel, 1994), ECOMSED (Blumberg et Mellor, 1987), SSIIM (Olsen, 1994), et TELEMAC (Hervouet et Bates, 2000) sont rédigés selon cette méthode.

En raison de la longue histoire de cette approche dans le traitement des simulations de processus sédimentaires, la méthode à une seule phase est parfois appelée approche classique ou méthode standard. Avec ces modèles standard, le transport de sédiments est calculé sur deux couches : 1) la couche de charge en suspension, et 2) la couche de charge de fond. Avec la couche de suspension, le champ d'écoulement (vitesse et pression) est obtenu en résolvant les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. La distribution des sédiments est calculée en résolvant l'équation advection-diffusion pour la conservation de la masse des sédiments. Avec la couche de charge, les particules sédimentaires interagissent entre elles en roulant, glissant ou sautant. Les chercheurs ont défini des seuils de vitesse d'écoulement et/ou de contrainte de cisaillement du lit pour l'initiation du mouvement des sédiments (Bagnold, 1966 ; van Rijn, 1984b). Les particules commencent à se déplacer lorsque le paramètre de Shields ( $\Theta$ ) devient plus grand que la valeur critique du Shields ( $\Theta_c$ ) (Shields, 1936).

Les formulations des équations de masse et de quantité de mouvement du champ d'écoulement varient pour les modèles 1D, 2D et 3D. Avec les modèles 1D, les équations de Saint-Venant sont généralement utilisées (Holly Jr et Rahuel, 1990 ; Papanicolaou et al., 2004). Les équations de Navier-Stokes moyennées en profondeur (NSE) ou plus spécifiquement les équations 2D des eaux peu profondes (SWE) sont utilisées dans les modèles 2D (van Rijn et Tan, 1985 ; Luettich Jr et al., 1992). Avec les modèles 3D, les équations de Navier-Stokes moyennées de Reynolds (RANS) sont résolues (Blumberg et Mellor, 1987 ; Shchepetkin, 2005 ; McWilliams, 2005 ; Zeng et al., 2005). Avec presque tous ces modèles, l'équation advection-diffusion de la conservation de la masse de sédiments est presque la même, à l'exception de la dérivée supplémentaire dans les modèles 2D et 3D et des termes source/puits dans le modèle 2D pour tenir compte de l'érosion et du dépôt

Dans l'approche monophasique, le transport de sédiments de la charge de fond n'est pas résolu directement parce que son épaisseur est beaucoup plus faible que la résolution de maille verticale généralement utilisée. En fait, le maillage horizontal est d'un à trois ordres de grandeur plus grands que le maillage dans la direction verticale (Toorman et al., 2007). Par conséquent, la sédimentation de cette couche est modélisée en utilisant une formule semi-empirique de charge du lit forcée par la contrainte de cisaillement du lit qui est calculée à partir du champ d'écoulement. Deux formules de transport de sédiment de fond souvent utilisées sont celles introduites par Meyer-Peter et Muller (1948) et van Rijn (1984a). Pour un modèle 3D avec approximation hydrostatique et de Boussinesq, les équations gouvernantes peuvent être écrites comme ci-dessous :

Équation de continuité ou de conservation de la masse:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

Quantité de mouvement dans la direction  $x$ :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} + (v + v_t) \nabla^2(u) + F_x \quad (6)$$

Quantité de mouvement dans la direction  $y$ :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} + (v + v_t) \nabla^2(v) + F_y \quad (7)$$

Quantité de mouvement dans la direction  $z$  est remplacé par l'approximation hydrostatique suivante:

$$P = P_{atm} + \rho_0 g (\eta - z) + \rho_0 g \int_z^\eta \frac{\Delta \rho}{\rho_0} d\eta \quad (8)$$

L'équation advection-diffusion de la couche de charge en suspension pour la conservation de la masse de sédiments:

$$\frac{\partial \rho \alpha_s}{\partial t} + \frac{\partial \rho u \alpha_s}{\partial x} + \frac{\partial \rho v \alpha_s}{\partial y} + \frac{\partial \rho (w - w_s) \alpha_s}{\partial z} = \nabla \cdot \left( \frac{v_t}{Sc_t} \nabla \alpha_s \right) \quad (9)$$

Le flux volumétrique de sédiments par unité de largeur dans la couche de fond ( $q_b$ ) selon Meyer-Peter et Muller (1948):

$$q_b = 8(\theta - \theta_c)^{3/2} \sqrt{(s - 1)gd^3}, \quad \theta_c = 0.047 \quad (10)$$

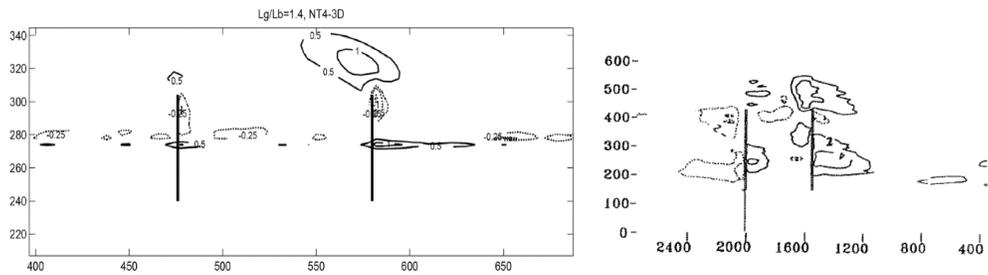
Où,  $\alpha_s$  est la fraction de phase volumique des sédiments et  $u$ ,  $v$  et  $w$  sont les composantes de la vitesse de l'eau dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ , respectivement.  $\eta$  est l'élévation de la surface libre et  $F_x$  et  $F_y$  sont les forces externes (par exemple, les forces de Coriolis).  $w_s$  est la vitesse des sédiments dans la direction  $z$  et  $p$  et  $p_{atm}$  sont la pression de l'eau et la pression atmosphérique, respectivement.  $\rho$ ,  $\rho_0$  et  $\Delta \rho$  sont la densité de référence, la densité in-situ et sa déviation.  $u_t$  et  $Sc_t$  sont la viscosité de tourbillon et le nombre de Schmidt turbulent,  $h$  est la profondeur de l'eau, et  $s = \rho_s/\rho_w$  est la densité du sable. Pour plus d'informations sur la formulation, le lecteur est invité à consulter Blumberg et Mellor (1987). Pour des informations plus détaillées sur les modèles standard, le lecteur est invité à consulter les analyses complètes d'Amoudry (2008b),

Cooper et Dearnaley (1996), Papanicolaou et al. (2008), Wong (2010) et Roelvink et Reniers (2011).

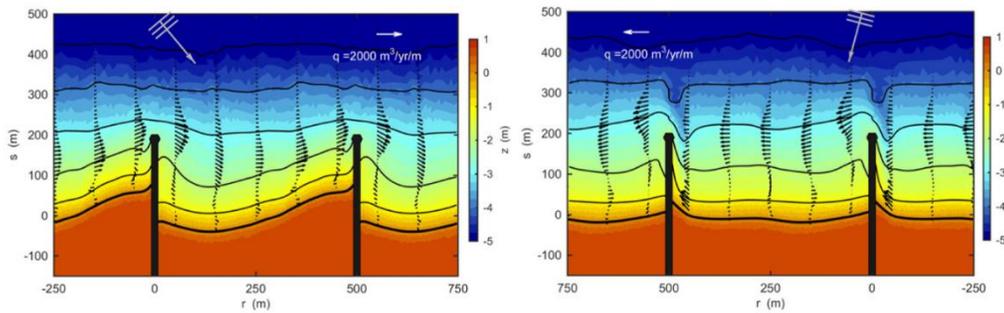
L'utilisation spécifique de modèles à phase unique pour la simulation des processus sédimentaires autour des épis est limitée. Walker et al. (1991) ont développé un modèle morphologique à phase unique pour étudier le transport de sédiments près d'un seul épi régulier. Eslami Arab (2009) et Eslami Arab et al. (2010) ont utilisé Delft3D pour simuler l'impact morphologique des champs d'épis réguliers et à tête en T sur la plage. Ils ont utilisé les données expérimentales de Badeie et al. (1994) et Ozolcer et al. (2006) pour valider le modèle numérique. La Figure 18a montre les résultats d'Eslami Arab et al. (2010) comparant les changements nets de bathymétrie autour d'un champ d'épis à partir de la simulation numérique Delft3D (colonne de droite) avec les mesures de Badeie et al. (1994) (colonne de gauche). Il est à noter que les échelles des mesures de laboratoire et des simulations de prototype de la Figure 18a ne sont pas similaires. Pattiaratchi et autres (2009) ont utilisé Mike21 pour étudier le courant d'arrachement dû aux vagues adjacentes d'un épi. Kristensen et al. (2016) ont utilisé Mike21 pour étudier les effets du champ d'épis régulier sur la dérive littorale et l'évolution du littoral. La Figure 18b présente deux exemples de résultats de leur simulation. La Figure 19 décrit les bathymétries et les vecteurs de transport de sédiments autour des champs d'épis sous 40° vagues incidentes. Noujas et al. (2016) ont utilisé MIKE 21 pour modéliser un champ d'épis comme mesure corrective pour prévenir l'érosion sur le littoral du sud-ouest de l'Inde.

L'un des solveurs à accès libre (open-source) le plus fiable pour les interactions entre les vagues et les sédiments, basés sur la méthode standard, est le waves2Foam développé par Jacobsen et al. (2011). Le solveur est écrit dans le cadre OpenFOAM en ajoutant la modélisation des vagues, le transport sédimentaire et la mise à jour morphologique à la boîte à outils de base de la dynamique des fluides. Ce modèle 2DV (V : vertical) est capable de prendre en compte les courants de contre-courant et le processus de sédimentation sous les vagues déferlantes. Le solveur prend également en compte plusieurs théories de vagues régulières et irrégulières et les effets des structures perméables (Jacobsen, 2017). La surface libre est simulée par la méthode du volume de fluide (VoF) (Jacobsen et al., 2014). L'avantage le plus important de Waves2Foam par rapport aux autres modèles de la littérature est sa caractéristique comportementale qui couple entre les développements morphologiques et les changements de niveau du lit, le forçage environnemental instantané (champ d'écoulement), et le processus de transport des sédiments. Baykal et al. (2017) ont utilisé ce solveur pour modéliser l'affouillement autour d'une pile circulaire. Pour les vagues dont le nombre de Keulegan Carpenter (KC) est de 10, les changements bathymétriques autour d'une pile à différents intervalles de temps sont présentés sur la Figure 19. Très récemment, Murali et

al. (2020) ont développé sewerSedFoam dans le cadre d'OpenFOAM pour modéliser le processus de sédimentation dans les égouts. Ce modèle est basé sur le solveur interFoam et la méthode VoF (Hirt et Nichols, 1981) et modélise le transport des sédiments dans les écoulements à surface libre.

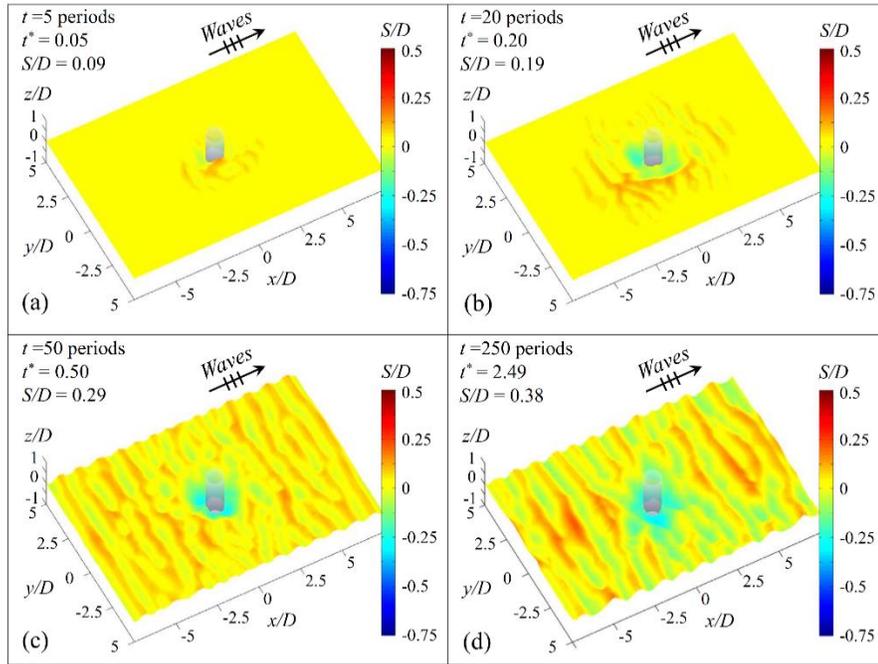


(a)



(b)

**Figure 18** a) Étude d'Eslami Arab et al. (2010) comparant les résultats de la simulation Delft3D (à gauche) aux données expérimentales de Badeie et al. (1994) (à droite), et b) simulation par Mike21 de la bathymétrie et des vecteurs de transport de sédiments autour d'un champ d'épis dans les études de Kristensen et al. (2016)



**Figure 19 Profondeurs d'affouillement non dimensionnelles ( $S/D$ ) autour d'une pile circulaire dans les études de Baykal et al. (2017)**

## 2.8. Modèles multiphasiques

Il existe deux approches différentes pour la modélisation multiphasique du transport des sédiments : l'approche eulérienne - eulérienne et l'approche eulérienne-lagrangienne. Ces deux approches sont expliquées séparément :

### 2.8.1. Méthode eulérienne - lagrangienne

Avec la méthode eulérienne-lagrangienne, la phase fluide (eau et air) est modélisée comme un continuum en résolvant les équations RANS avec une fermeture de turbulence appropriée. La phase dispersée (particules de sédiments) est modélisée en tant que particules discrètes en résolvant l'équation de mouvement (forme lagrangienne de l'équation de la quantité de mouvement) pour chaque particule. L'équation de mouvement est en fait l'équilibre des forces agissant sur les particules (Maxey et Riley, 1983) :

$$\frac{d}{dt}(x_p) = u_p \quad (11)$$

$$\frac{d}{dt}(u_p) = \frac{1}{m_p} F_{total} \quad (12)$$

$$\frac{d}{dt}(\omega_p) = \frac{1}{i_p} T_{total} \quad (13)$$

Où,  $x_p$  est le vecteur de position des particules.  $u_p$  et  $\omega_p$  sont respectivement la vitesse des particules et la vitesse angulaire dans le cadre de référence lagrangien.  $m_p$  et  $i_{pare}$  la masse des particules et le moment d'inertie, respectivement.  $F_{total}$  et  $T_{total}$  désignent la somme des forces et couples nets agissant sur la particule (Fin et al., 2016) :

$$F_{total} = F_{gravity} + F_{drag} + F_{lift} + F_{added\ mass} + F_{collision} \quad (14)$$

$$T_{total} = T_{hydrodynamic} + T_{collision} + T_{rolling} \quad (15)$$

L'interaction particules-particules est résolue par la méthode des éléments discrets (DEM ; Cundall et Strack, 1979). Schmeeckle (2014) a modélisé le transport de sédiments sur une plate-forme en résolvant le MNE et le modèle de simulation des grands tourbillons (LES). Shim et al. (2016) ont utilisé le CFDEM dans le cadre d'OpenFOAM pour étudier l'affouillement autour d'une jetée. Le CFDEM est une synthèse du CFD pour calculer l'écoulement des fluides et du DEM pour résoudre le mouvement des particules. Finn et al. (2016) ont étudié le transport des sédiments dans un lit ondulé en utilisant le MNA à sphère molle pour calculer les forces entre les particules. Hajivalie et al. (2012) ont utilisé la méthode eulérienne-lagrangienne pour simuler l'affouillement devant un brise-lames vertical.

Li et al. (2014) et Sun et Xiao (2016) ont respectivement introduit les solveurs scourFoam et sediFoam dans le cadre d'OpenFOAM. scourFoam est un modèle triphasé d'écoulement en surface libre avec un lit mobile qui utilise la méthode de la particule dans la cellule "particle-in-cell" (MP-PIC) pour tracer les particules du sédiment. Li et al. (2014) ont utilisé le solveur scourFoam pour étudier un affouillement en 3D autour d'un cylindre vertical. La Figure 20 montre leur résultat pour l'affouillement autour d'un pipeline en visualisant la fraction volumique solide du domaine. Le modèle sediFoam est capable de simuler la sédimentation de sédiments cohésifs et de particules de sable non sphériques en couplant la CFD et le MNA. Sun et al. (2017) ont par la suite mis à jour sediFoam pour inclure des formes arbitraires de particules en utilisant des sphères liées. D'une manière générale, le principal avantage de la méthode eulérienne-lagrangienne par rapport aux autres méthodes multiphasiques est sa solution explicite des interactions particules-particules par MNE sans qu'il soit nécessaire de procéder à des fermetures. Malheureusement, cette solution est en fait obtenue à des coûts de calcul élevés, proportionnels au nombre de particules dans le domaine, ce qui a limité l'application de cette méthode à de

petits domaines avec des particules de sédiments relativement grandes (Cheng et al., 2018).

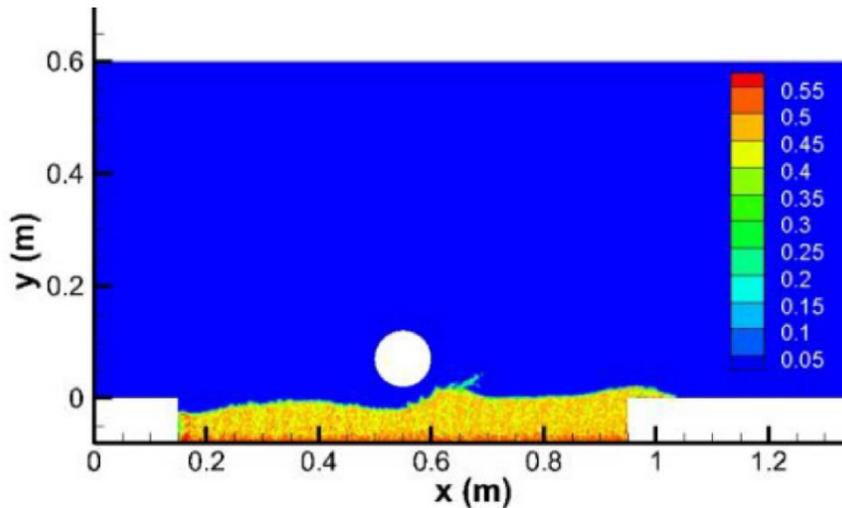


Figure 20 Li et al. (2014) simulation de l'affouillement autour d'un cylindre par le solveur scourFoam. Le contour de la fraction volumique solide est affiché

### 2.8.2. Méthode eulérienne – eulérienne (modèle biphasique)

Dans cette méthode, toutes les phases, y compris les particules solides dispersées, sont traitées comme des continus interpénétrés dans tout le domaine. Le rapport de chaque phase est défini par une fraction volumétrique de phase ou une probabilité de fraction temporelle (Ishii et Hibiki, 2010) allant de 0 à 1. Il existe différentes procédures de calcul de la moyenne pour dériver les équations gouvernantes : moyenne temporelle (Ishii et Hibiki, 2010), moyenne volumétrique (Jackson, 2000 ; Soo, 1990) ou moyenne d'ensemble (Drew, 1983 ; Joseph et al., 1990).

Les modèles de transport des sédiments basés sur l'approche eulérienne-eulérienne ont presque les mêmes équations de continuité et quantité de mouvement. La distinction provient des différentes fermetures pour les interactions particules-particules (fermeture de contrainte de particule) et les interactions particules-turbulence (fermeture de contrainte de Reynolds). Il y a généralement trois fermetures différentes pour les contraintes des particules : la rhéologie de Bagnold (Bagnold, 1954), la théorie cinétique de l'écoulement granulaire (KTGF) (Jenkins et Savage, 1983 ; Lun et al., 1984 ; Savage et Jeffrey, 1981) et la rhéologie de l'écoulement granulaire dense (Forterre et Pouliquen, 2008 ; MiDi-GDR, 2004).

Brennan (2001) a développé le settlingFoam dans OpenFOAM pour modéliser le processus de sédimentation dans les bassins de décantation. Le solveur est

un modèle à deux phases qui prend en compte le mélange d'eau et de sédiments. Serrano et Tobar (2018) ont ensuite utilisé le settlingFoam pour simuler la sédimentation dans un canal rectangulaire. Dong et Zhang (2002) ont introduit un modèle d'écoulement à deux phases pour étudier la concentration en fonction du temps dans la couche de fond dans des conditions d'écoulement de nappe induit par les vagues. Chauchat et Guillou (2008) ont développé un modèle à deux phases pour l'écoulement chargé de sédiments.

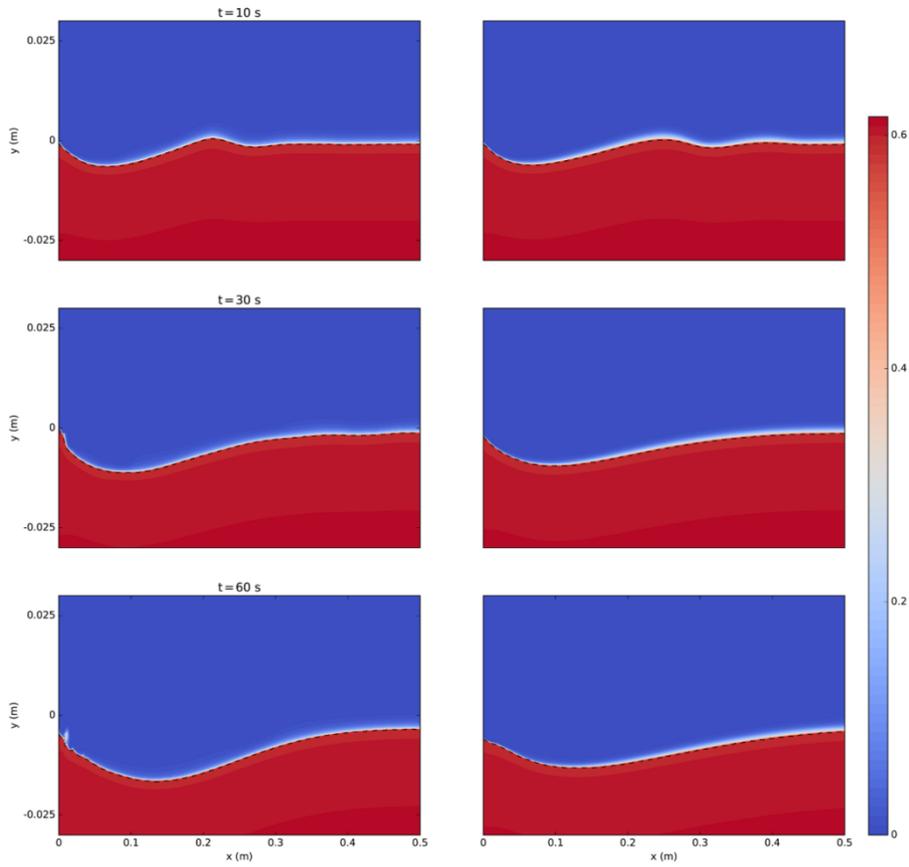
Hsu et al. (2004) ont présenté un modèle de flux biphasique basé sur la moyenne pondérée de concentration. Amoudry (2014) a simulé un écoulement en nappe dans des conditions d'écoulement oscillatoire avec un modèle à deux phases similaires à celui de Hsu et al. (2004) mais avec un modèle  $k-\omega$  modifié qui comprend également des termes de traînée et d'amortissement de la poussée d'Archimède. Amoudry (2008b) a introduit un modèle à deux phases pour simuler la sédimentation pour les écoulements en nappe et l'affouillement. Bakhtyar et al. (2010) ont utilisé un modèle à deux phases pour simuler le transport de sédiments dans la zone de déferlement.

Yeganeh-Bakhtiary et al. (2011) et Zhao et Fernando (2007) ont simulé une sédimentation à deux phases autour des pipelines. Revil-Baudard et Chauchat (2013) ont développé un modèle à deux phases basées sur la rhéologie des granulés denses et ont utilisé ce modèle pour simuler un écoulement en nappe unidirectionnel. Chauchat et al. (2017) ont ensuite introduit sedFoam 2.0, un modèle avancé à deux phases dans OpenFOAM. Ils ont utilisé ce solveur pour simuler l'affouillement en aval d'une dalle. La Figure 21 montre leurs résultats à différents pas de temps en utilisant deux modèles de turbulence différents de  $k-\varepsilon$  et  $k-\omega$ . Cheng et al. (2018) ont étudié un modèle d'écoulement à deux phases en 3D pour le transport de sédiments dans des conditions d'écoulement en nappe. Il existe également quelques modèles multiphasiques développés sur la base de la formulation triphasique (sédiments, eau et air) qui incluent les effets de surface libre (Bohorquez, 2008 ; Lee et al., 2017 et 2019 ; Kim et al., 2018).

Ouda et Toorman (2019) ont présenté l'organigramme du modèle de transport de sédiments par mélange triphasique (Figure 22). A l'exception de l'ensemble des équations de fermeture qui sont résolues, le système principal d'équations est :

Équation de conservation de la masse de sédiments :

$$\frac{\partial \alpha_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_s v) + \nabla \cdot \left[ \alpha_s \left( \frac{\alpha_w}{\gamma} - \frac{\alpha_w \alpha_s (\rho_s - \rho_w)}{\rho} + \frac{\alpha_s \alpha_w \alpha_a (1 - s)}{\gamma (\alpha_w + \alpha_s s)} \right) w \right] = 0 \quad (16)$$



**Figure 21** Chauchat et al. (2017) simulation de l'affouillement en aval d'une dalle à l'aide du solveur sedFoam 2.0 avec les modèles de turbulence k-ε (colonne de gauche) et k-ω (colonne de droite)

Équation de conservation de la masse d'eau :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_w}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_w v) + \nabla \cdot (\alpha_w \alpha_a U_c) \\ + \nabla \cdot \left[ \alpha_w \left( -\frac{\alpha_s}{\gamma} - \frac{\alpha_w \alpha_s (\rho_s - \rho_w)}{\rho} + \frac{\alpha_a \alpha_w \alpha_a (1-s)}{\gamma (\alpha_w + \alpha_s)} \right) w \right] \\ = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

Équation de quantité de mouvement du mélange à trois phases:

$$\frac{\partial \rho V}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v v) = -\nabla \cdot (P_{rgh} + P_s) + \nabla \cdot [\tau_T] - gh \nabla(\rho) + 2\sigma H \nabla \gamma \quad (18)$$

Équation de Poisson de pression (Jasak, 1996):

$$\nabla \cdot \left( \frac{\nabla P_{rgh}}{a_p} \right) = \nabla \cdot \left( \frac{H(V)}{a_p} - \frac{gh\nabla(\rho)_p}{a_p} - \frac{\nabla P_s}{a_p} + \frac{2\sigma H\nabla\gamma}{a_p} - \frac{\alpha_w \alpha_s (\rho_s - \rho_w) w}{\rho} \right) \quad (19)$$

Où  $\alpha_w$ ,  $\alpha_a$  et  $\alpha_s$  sont respectivement la fraction de phase volumique de l'eau, de l'air et des sédiments.  $v$  est la vitesse de masse du mélange et  $w$  est la vitesse relative entre les sédiments et l'eau.  $\rho_s$  et  $\rho_w$  sont respectivement la densité des sédiments et de l'eau et  $\rho$  est la densité du mélange.  $s$ ,  $\gamma$  et  $U_c$  sont respectivement la densité du sable, la fraction volumique de la suspension et la vitesse de compression artificielle.  $P_{rgh}$  et  $P_s$  sont respectivement la pression du mélange (hors terme hydrostatique) et la pression des solides.  $\sigma$  est le coefficient de tension superficielle et  $H$  la courbure moyenne de l'interface.  $a_p$  et  $H(V)$  sont les variables intermédiaires représentant respectivement la matrice diagonale des coefficients et la partie hors diagonale de la matrice des coefficients multipliée par la vitesse. Le lecteur est invité à se reporter à Ouda et Toorman (2019) pour plus d'informations sur les équations qui les gouvernent.

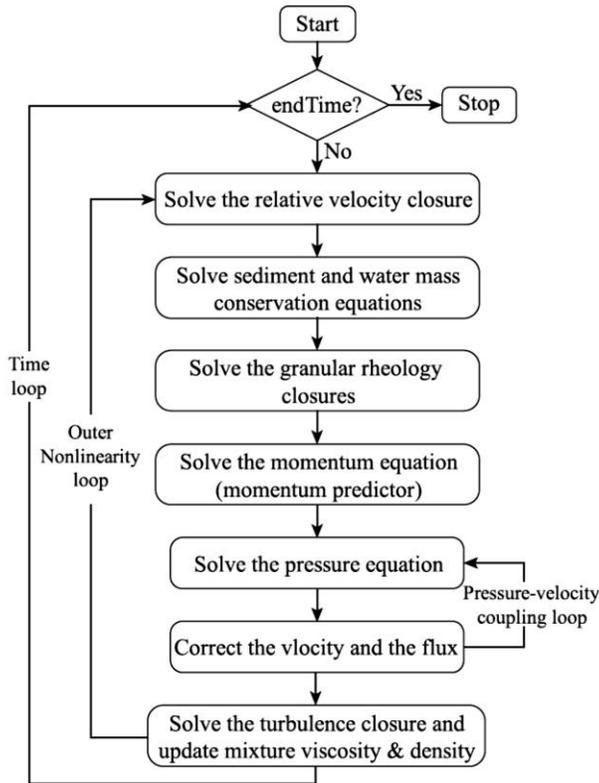


Figure 22 Organigramme du modèle de transport des sédiments du mélange à trois phases (Ouda and Toorman, 2019)

Malgré les études considérables sur la modélisation hydrodynamique du champ d'écoulement autour des épis courts (par exemple, Ge et al., 2012 ; Rocha et al., 2013 et Zhang et Stive, 2019), l'étude numérique de l'évolution morphologique autour des champs d'épis se limite principalement à des modèles empiriques simplifiés d'évolution du littoral. D'autres simulations numériques monophasiques sont réalisées avec des logiciels commerciaux tels que Mike 21. En fait, les auteurs ne connaissent aucune simulation numérique de la sédimentation autour des épis en source libre dans la littérature. Les études expérimentales disponibles sur les épis sont également assez limitées et pour la plupart dépassées. La preuve en est la description de Kraus et al. (1994) : "De nombreux tests de laboratoire semblent souffrir si gravement des distorsions d'échelle que les résultats sont douteux ou trompeurs". En outre, la partie la plus importante des études porte sur les épis inclinés et les épis avec extension du littoral ou tête en T. En effet, à notre connaissance, il n'existe pas de données expérimentales disponibles sur les changements morphologiques des champs d'épis perméables sous les vagues. C'est pourquoi le manuel de génie côtier (2008) a décrit les épis comme "la structure côtière la plus mal utilisée et la moins bien conçue", qui nécessitent une modélisation numérique et empirique élaborée. À cette fin, dans l'étude actuelle, le processus de sédimentation et l'évolution morphologique autour des épis seront étudiés à travers de simulations numériques et de tests de modèles physiques.

Le Tableau 1 résume les différents modèles numériques basés sur la CFD pour la simulation des processus sédimentaires. Comme indiqué précédemment, les modèles multiphasiques présentent des avantages évidents par rapport aux solveurs monophasiques en termes de précision. Cependant, les simulations réalisées avec des modèles multiphasiques sont généralement limitées à de petits domaines de calcul qui étudient la sédimentation locale autour de structures comme les piliers et les pipelines. L'étude des processus de sédimentation à grande échelle et de l'évolution morphologique des champs d'épis avec des modèles multiphasiques augmente considérablement les coûts de calcul. Par conséquent, la plupart des simulations de processus côtiers sont actuellement réalisées par des modèles monophasiques. De même, dans l'étude actuelle, un modèle monophasique à source ouverte sera sélectionné pour simuler la sédimentation autour des champs d'épis courts. Le modèle est d'abord calibré avec les données expérimentales disponibles. Le modèle calibré serait ensuite utilisé pour simuler le processus de sédimentation dans les zones côtières du Canada. Enfin, la modélisation expérimentale sera effectuée pour valider les résultats de la simulation numérique.

**Tableau 1 Résumé des modèles numériques utilisés pour les processus sédimentaires**

Modèle	Solveur	Modèle de turbulence	Status	Langage
Monophasique	MIKE21/ MIKE3	$k-\varepsilon^1$	Code fermé – commercial	F90
	Delft2D/ Delft3D	$k-T^2, k-\varepsilon$	Code ouvert – gratuit ou commercial	F90/ F77
	ECOMSED	$k-kl^3$	Code ouvert - gratuit	F77
	XBeach	-	Code ouvert - gratuit	F90
	ROMS	$k-kl, k-\varepsilon, \text{ and } k-\omega^4$	Code ouvert - gratuit	F77
	SSIIM	$k-\varepsilon$	Code fermé - gratuit	C
	TELEMAC	Smagorinski <sup>5</sup> , $k-\varepsilon$	Code fermé - gratuit	F90
	Waves2Foam SewersedFoam	$k-\omega$ $k-\omega$	Code ouvert - gratuit (OpenFOAM)	C++
Multiphasique	CFDEM	LES	Code ouvert - gratuit (OpenFOAM)	C++
	scourFoam	$k-\varepsilon$		
	sediFoam	$k-\varepsilon$		
	selttlingFoam	$k-\varepsilon$		
	sedFoam	$k-\varepsilon, k-\omega$		

<sup>1</sup> Rodi (1984)

<sup>2</sup> Mellor and Yamada (1982)

<sup>3</sup> Dijkstra (2014)

<sup>4</sup> Kolmogorov (1942)

<sup>5</sup> Smagorinski (1963)

### 3. MODÈLE CFD

Dans cette étude, un solveur CFD Navier Stokes de source ouverte est utilisé pour étudier les effets des épis courts sur le transport des sédiments dans les zones côtières du Canada. Après un examen approfondi des modèles open-source disponibles, le modèle open-source REEF3D a été sélectionné en raison de son applicabilité au projet. Le modèle a été présenté pour la première fois par Bihs (2011) à l'Université Norvégienne des Sciences et de la Technologie (NTNU). Dans cette section, différentes parties du modèle, y compris les modules hydrodynamiques et de transport des sédiments, sont présentées et les schémas appropriés pour leur discrétisation et leur solution sont discutés.

#### 3.1. Équations hydrodynamiques

Les équations directrices du modèle hydrodynamique comprennent les équations incompressibles de Navier-Stokes moyennées par Reynolds (RANS) plus l'équation de conservation de la masse. Elles peuvent être écrites comme suit :

Continuité ou équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (20)$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + v_t) \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + g_i \quad (21)$$

Où,  $u_i$  est la vitesse,  $P$  est la pression,  $\rho$  est la densité du fluide,  $\nu$  est la viscosité cinématique du fluide,  $\nu_t$  est la viscosité tourbillonnaire, et  $g$  est l'accélération de la gravité.

#### 3.2. Discrétisation numérique

Il n'existe pas de solution analytique ou exacte de l'ensemble des équations différentielles gouvernantes décrites ci-dessus. Au lieu de cela, les méthodes numériques sont généralement utilisées pour trouver la solution approximative

des équations du champ d'écoulement. À cette fin, les équations gouvernantes sont d'abord discrétisées par l'une des méthodes suivantes :

- Méthode des différences finies (FDM ; Richardson, 1911)
- Méthode des éléments finis (FEM ; Clogh, 1960)
- Méthode des volumes finis (MVF ; Harlow et Evans, 1957)

Avec la FEM, le domaine est discrétisé en points de grille structurés et les dérivées sont approximées par des séries de Taylor tronquées. La FEM et la MVF, cependant, peuvent traiter des géométries et des frontières complexes en employant différents types de grilles. REEF3D utilise la méthode conservative des différences finies pour la discrétisation des équations différentielles. En raison de sa grille structurée, FDM est plus stable et peut effectivement utiliser des schémas d'ordre supérieur dans les calculs. Les schémas de discrétisation de FDM incluent :

- Premier ordre au vent (FOU) : on suppose que l'advection de la variable à la face de la cellule est similaire à la valeur du centre de la cellule au vent (Courant, 1952). Ce schéma est précis au premier ordre en termes d'erreur de troncature et est stable si la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) est satisfaite. Le FOU est hautement diffusif, surtout lorsque la direction de l'écoulement est déformée par rapport aux lignes de la grille.
- Schéma de différence centrale (CDS) : ce schéma est du second ordre et inclut les données variables des deux côtés du point de grille. Il est indépendant de la direction de l'écoulement et ne convient pas aux conditions d'écoulement avec de grands gradients.
- Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinetics (QUICK) : il a une précision du troisième ordre et comprend trois points en amont pour les valeurs des cellules (Leonard, 1979). Quick convient aux écoulements stationnaires hautement convectifs et présente des erreurs de diffusion plus faibles que les autres schémas.
- Sharp and Monotonic Algorithm for Realistic Transport (SMART) : il s'agit d'un schéma de diminution de la variation totale (TVD) à haute résolution avec une précision allant jusqu'au second ordre (Gaskell et Lau, 1988). Il est utile pour éviter les fausses oscillations dues aux changements brusques de domaine, aux chocs et aux discontinuités. Il s'applique à la résolution de problèmes d'écoulement de fluides en 3D.

- **Weighted Essentially Non-Oscillatory (WENO)** : ce schéma a une précision du troisième ordre et peut traiter avec précision les grands gradients au niveau des chocs (Liu et al., 1994; Jiang et Shu, 1996). Le schéma WENO permet d'atteindre une précision d'ordre 5 dans les zones de solution lisse.

Les schémas de discrétisation temporelle peuvent être implicites ou explicites et les deux sont disponibles dans REEF3D. Les schémas implicites, comparés aux schémas explicites, sont stables sur une plus large gamme de pas de temps et causent moins de fluctuations numériques. Cependant, la convergence se détériore lorsque le pas de temps augmente. Les schémas explicites nécessitent moins de puissance de calcul, mais d'un autre côté, ils doivent avoir des pas de temps plus petits pour être stables, en particulier lorsque la vitesse ou le maillage varient considérablement. REEF3D comprend deux schémas explicites différents : i) Adam-Bashforth du second ordre (Hairer, 1993) et ii) les schémas Runge-Kutta TVD du troisième et quatrième ordre (Shu et Gottlieb, 1998). Le modèle utilise un pas de temps adaptatif (Courant et al., 1967) avec la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) pour éviter les instabilités numériques avec les schémas temporels implicites et explicites. Le nombre de Courant ( $C$ ) garantit que dans chaque pas de temps ( $\Delta t$ ), le fluide simulé (avec la vitesse  $u$ ) ne se déplace pas sur une distance supérieure à la taille de la maille de calcul ( $\Delta x$ ) :

$$\frac{u \Delta t}{\Delta x} \leq C \quad (22)$$

Avec le critère CFL de schéma temporel explicite, la taille du prochain pas de temps est identifiée par la vitesse maximale ( $u_{max}$ ), la viscosité ( $V$ ), et les forces de volume et de surface ( $S_{max}$ ) dans le pas de temps actuel (Courant et al., 1967) :

$$\Delta t \leq 2 \left( \left( \frac{|u_{max}|}{\Delta x} + V \right) + \sqrt{\left( \frac{|u_{max}|}{\Delta x} + V \right)^2 + \frac{4|S_{max}|}{\Delta x}} \right)^{-1} \quad (23)$$

### 3.3. Solution de l'équation de Navier-Stokes

Le terme de pression dans l'équation de la quantité de mouvement (dans l'équation (21)) est inclus comme terme source et, comme il n'y a pas de définition pour l'advection de la pression, sa détermination directe au point de grille suivant n'est pas possible. Il existe plusieurs algorithmes pour la solution du terme de pression qui utilisent l'équation de continuité pour déterminer le champ de pression. Les deux approches les plus courantes sont : i) la méthode

de projection (Chorin, 1968) et ii) l'algorithme SIMPLE (Patankar et Spalding, 1972). Avec la méthode de projection, l'équation de Poisson (Eq. (24)) est obtenue à partir du traitement temporel explicite de l'équation de quantité de mouvement pour spécifier le champ de pression :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{1}{\rho(\phi^n)} \frac{\partial p}{\partial x_i} \right) = - \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial U_i^*}{\partial x_i} \quad (24)$$

Où  $U_i^*$  est le champ de vitesse intermédiaire et  $\phi^n$  est la fonction d'établissement de niveau au pas de temps  $n$ . Dans la méthode SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations), la pression dans l'équation de quantité de mouvement est remplacée par le gradient de pression et une équation de correction de pression est résolue avec les équations de quantité de mouvement à chaque pas de temps (Patankar et Spalding, 1972). Il existe deux approches principales pour la résolution numérique de l'équation de Poisson (Eq. (24)) : i) la méthode directe et ii) la méthode itérative. Cependant, en raison de la forte demande de calcul des méthodes directes, les solveurs itératifs sont généralement employés pour la résolution de l'équation de Poisson. Ces méthodes itératives comprennent : les solveurs de type Newton et les solveurs globaux.

Les solveurs de type Newton linéarisent la solution autour d'une valeur initiale en utilisant l'expansion de Taylor. Le résultat dépend toutefois d'une bonne estimation initiale. Les solveurs globaux ne dépendent pas d'une estimation initiale et convergent vers la solution par minimisation itérative du problème. En général, les solveurs itératifs recherchent les minima dans une seule direction. Par conséquent, lorsque la fonction a deux minimums, le solveur oscille entre deux minimums successifs. Hestenes et Stiefel (1952) ont développé la méthode du gradient conjugué (CG) qui était capable de minimiser la fonction dans plusieurs directions tout en cherchant dans une seule direction. Fletcher (1976) a ensuite développé la méthode du gradient bi-conjugué (BiCG). Dans cette méthode, le système non symétrique est d'abord converti en système symétrique à l'aide d'une matrice de transposition. En raison de la forte demande de calcul de la méthode BiCG, Van der Vorst (1992) a proposé la méthode Bi-Conjugate Gradient Stabilisée (BiCGSTAB) qui converge plus rapidement et produit des solutions aussi précises que la méthode BiCG.

### 3.4. Modèle de turbulence

La vitesse et la pression d'un écoulement turbulent peuvent être divisées en parties moyennes et fluctuantes. Alors que les équations Navier Stokes moyennées par Reynolds régissent les vitesses moyennes de l'écoulement, la non-linéarité des équations entraîne des fluctuations de vitesse connues sous le nom de contraintes de Reynolds. La fermeture des équations RANS nécessite la modélisation des termes de la contrainte de Reynolds en fonction de l'écoulement moyen. Ceci est réalisé en introduisant des modèles de turbulence supplémentaires dans les simulations. Les deux modèles de turbulence les plus populaires sont les modèles  $k-\omega$  (Wilcox, 1994) et  $k-\varepsilon$  (Launder et Sharma, 1974). Ces deux modèles de fermeture constituent deux équations de transport supplémentaires pour inclure l'advection et la diffusion des propriétés turbulentes de l'écoulement. Dans le modèle  $k-\omega$ , la première variable turbulente est l'énergie cinétique turbulente ( $k$ ) qui est définie par :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta_k k \omega \quad (25)$$

La deuxième variable transportée est la dissipation turbulente spécifique :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\omega}{k} \alpha P_k - \beta_k \omega^2 \quad (26)$$

Où  $P_k$  est le taux de production turbulent :

$$P_k = \nu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left[ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (27)$$

Les coefficients de fermeture dans les équations (25), (26) sont égaux à :  $\alpha = \frac{5}{9}$ ,  $\beta_k = \frac{9}{100}$ ,  $\beta = \frac{3}{40}$ ,  $\sigma_\omega = 2$ , et  $\sigma_k = 2$ . La viscosité tourbillonnaire est calculée par l'équation suivante afin de limiter la surproduction de turbulence dans les écoulements oscillatoires fortement déformés en dehors de la couche limite :

$$\nu_t = \min \left( \frac{k}{\omega}, \sqrt{\frac{2}{3} \frac{k}{|S|}} \right) \quad (28)$$

Où  $S$  est le taux moyen de la déformation. À l'interface air-eau, la déformation moyenne peut devenir importante et provoquer une surproduction de turbulence. Dans ce cas, l'amortissement de la turbulence à surface libre est utilisé (Egorov, 2004) :

$$S_n = \left( \frac{6Bv}{\beta \Delta x^2} \right)^2 \beta \Delta x \delta(\phi) \quad (29)$$

Où  $B=100$  et  $\delta(\phi)$  est la fonction delta de Dirac :

$$\delta(\phi) = \begin{cases} \frac{1}{2\epsilon} \left( 1 + \cos\left(\frac{\pi\phi}{\epsilon}\right) \right) & \text{if } |\phi| < \epsilon \\ 0 & \text{else} \end{cases} \quad (30)$$

Où  $\epsilon$  est un petit paramètre proportionnel à la taille de la maille  $\Delta x$ . Avec le modèle  $k$ - $\epsilon$ , la dissipation turbulente est supposée comme :

$$\epsilon = k\omega \quad (31)$$

Les équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente ( $k$ ) et la dissipation turbulente ( $\epsilon$ ) peuvent être écrites comme suit :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \epsilon \quad (32)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + u_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} P_k - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (33)$$

Où  $C_{\epsilon 1}$  et  $C_{\epsilon 2}$  sont des coefficients de fermeture constants.

### 3.5. Modèle de surface libre

La surface libre de l'eau des modèles de fluides diphasiques est généralement capturée par l'une des approches suivantes : Approche lagrangienne, méthode de « Marker and Cell » (MAC), méthode des volumes de fluide (VOF) et méthode « Level Set» (LSM). Parmi elles, les deux dernières approches sont plus couramment utilisées dans les modèles d'écoulement multiphasique. La méthode du volume de fluide utilise la fraction volumique d'un fluide dans chaque cellule pour calculer la surface libre. Une équation de transport est résolue pour déplacer le champ scalaire ( $F$ ) le long du champ de vitesse externe :

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u_j \frac{\partial F}{\partial x_j} = 0 \quad (34)$$

Cette méthode qui est implémentée dans ANSYS Fluent et OpenFOAM utilise un algorithme de reconstruction pour extraire une surface libre géométrique de

la fonction de fractionnement. La reconstruction précise de l'interface est difficile car elle affecte la conservation de la masse. L'un des principaux inconvénients de cette méthode est le maculage local de la surface libre dû à la diffusion numérique. Cet effet résulte de la discrétisation de la fonction de fractionnement. Un raffinement local de la grille est généralement nécessaire pour modéliser avec précision la surface libre.

REEF3D utilise la méthode LSM pour modéliser l'interface entre l'eau et l'air (c'est-à-dire la surface libre de l'eau) et l'interface eau-sédiments. La méthode a été proposée à l'origine par Osher et Sethian (1988) et est capable de capturer l'interface entre chaque phase en deux ou trois dimensions. L'interface est définie par la fonction  $\phi(\vec{x}, t)$  qui devient nulle à l'interface et deux phases sont distinguées par le changement de signe de la fonction.

$$\delta(\phi) = \begin{cases} > 0 & \text{if } \vec{x} \text{ is in phase 1} \\ = 0 & \text{if } \vec{x} \text{ is at the interface} \\ < 0 & \text{if } \vec{x} \text{ is in phase 2} \end{cases} \quad (35)$$

L'évolution de la fonction par le champ de vitesse ( $u_j$ ) est calculée par l'équation de convection suivante :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u_j \frac{\partial \phi}{\partial x_j} = 0 \quad (36)$$

Avec la méthode LSM, la densité ( $\rho$ ) et la viscosité ( $\nu$ ) constantes de chaque phase fluide sont spécifiées en fonction du signe de la fonction. Les changements brusques de  $\rho$  et  $\nu$  à l'interface du fluide peuvent provoquer des instabilités numériques. Pour surmonter ce problème, l'interface est supposée avoir une épaisseur fixe ( $\epsilon$ ) proportionnelle à la taille de la grille.  $\rho$  et  $\nu$  sont lissés dans cette région avec une fonction de Heaviside régularisée  $H(\phi)$  :

$$\rho(\phi) = \rho_1 H(\phi) + \rho_2 (1 - H(\phi)) \quad (37)$$

$$\nu(\phi) = \nu_1 H(\phi) + \nu_2 (1 - H(\phi)) \quad (38)$$

Où

$$H(\phi) = \begin{cases} 0 & \text{if } \phi < -\epsilon \\ \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\phi}{\epsilon} + \frac{1}{\pi} \cos\left(\frac{\pi\phi}{\epsilon}\right) \right) & \text{if } |\phi| < \epsilon \\ 1 & \text{if } \phi > \epsilon \end{cases} \quad (39)$$

De cette façon, l'interface reste lisse et différentiable sur toute sa surface.

### 3.5.1. Réinitialisation

Avec l'évolution de la surface libre, la propriété de distance signée de la fonction level set est perdue (Ahmad et al., 2019). Par conséquent, la fonction « Level Set » doit être réinitialisée à chaque pas de temps pour restaurer la fonction de distance avec signe selon la nouvelle condition de surface libre (Peng et al., 1999). De cette façon, la conservation de la masse de la méthode est garantie (Peng et al., 1999). Il existe deux approches pour la réinitialisation de la fonction: la méthode de marche rapide (FMM) et l'approche par équation différentielle partielle (PDE) (Sussman et al., 1994). REEF3D utilise la méthode PDE pour la réinitialisation de la fonction (Sussman et al., 1994) :

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} + S(\phi) \left( \left| \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right| - 1 \right) = 0 \quad (40)$$

$S(\phi)$  dans Eq. (40) est la fonction de distance avec signe lissée :

$$S(\phi) = \frac{\phi}{\sqrt{\phi^2 + \left| \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right|^2 \Delta x^2}} \quad (41)$$

### 3.6. Génération et absorption des vagues

La simulation CFD de la propagation des vagues nécessite l'ajout d'un générateur de vagues et d'une plage au domaine numérique. Le résultat est appelé Numerical Wave Tank (NWT) et comprend des zones de protection de génération de vagues, d'absorption et de réflexion. REEF3D fournit deux méthodes différentes pour la génération et l'absorption des vagues : La méthode de relaxation (Jacobsen et al., 2012) et l'absorption active des vagues (AWA ; Schaffer et Klopman, 2000). Avec la méthode de relaxation, la génération et l'absorption des vagues se font dans deux espaces supplémentaires du domaine, appelés zones de relaxation. La vitesse et l'élévation de la surface dans chaque zone de relaxation sont traitées au moyen d'une fonction de relaxation ( $\Gamma(x)$ ; Ahmad et al., 2018) :

$$(u, \phi) = \Gamma(x)(u, \phi)_{computational} + (1 - \Gamma(x))(u, \phi)_{analytical} \quad (42)$$

Chaque zone a une fonction de relaxation spécifique. Dans la zone de relaxation de la génération de vagues, la vitesse et l'élévation des vagues sont augmentées des valeurs de calcul aux valeurs analytiques de la théorie des vagues. En revanche, dans la zone de relaxation de la plage, la vitesse, la pression et l'élévation calculées sont ramenées à zéro pour absorber l'énergie

de la vague et empêcher les réflexions. Engsig-Karup (2006) a proposé l'ensemble suivant de fonctions de relaxation pour l'absorption et la relaxation des vagues, respectivement :

$$\Gamma(x) = (1 - x)^r \quad (43)$$

$$\Gamma(x) = -2x^3 + 3x^2 \quad (44)$$

Où  $x$  est l'échelle de longueur variant de 0 à 1. La pente de la fonction de relaxation de l'absorption des ondes (Eq. (43)) est justifiée par  $r$ . En substituant  $x$  par  $(1-x)$  dans l'Eq. (44), on obtient une fonction de relaxation pour l'absorption des ondes réfléchies :

$$\Gamma(x) = -2(1 - x)^3 + 3(1 - x)^2 \quad (45)$$

Jacobsen et al. (2011) ont proposé la fonction de relaxation suivante pour la génération et l'absorption des ondes :

$$\Gamma(x) = 1 - \frac{\exp(x^{3.5}) - 1}{\exp(1) - 1} \quad (46)$$

Selon Afzal (2013), la longueur de la zone de relaxation est comprise entre 1 et 2 longueurs d'onde. Contrairement à la méthode de relaxation, la méthode AWA ne nécessite pas d'espace supplémentaire pour le traitement des ondes. Avec la méthode AWA, les ondes sont annulées en générant une onde opposée à l'onde réfléchi. La vitesse d'annulation ( $u_c$ ) est calculée comme suit :

$$u_c = -\sqrt{\frac{g}{h}} \eta_r \quad (47)$$

Où  $\eta_r$  est l'amplitude de l'onde réfléchi calculée à partir de l'élévation réelle de la surface libre ( $\eta$ ) et du niveau de l'eau calme ( $h$ ) :

$$\eta_r = \eta - h \quad (48)$$

### 3.7. Frontière immergée

Comme mentionné précédemment, REEF3D utilise FDM pour la discrétisation des équations directrices. L'approche FDM est limitée aux points de grille structurés cartésiens, ce qui ne permet pas de modéliser une géométrie complexe. Pour surmonter ce problème, REEF3D utilise la méthode des limites immergées à cellules fantômes (Berthelsen et Faltinsen, 2008) pour simuler des

structures complexes dans le domaine. Dans cette méthode, les solutions sont extrapolées dans la région solide de la structure. Les cellules à l'intérieur de la région solide sont fictives et sont appelées cellules fantômes. De cette façon, les conditions aux limites des cellules fantômes sont appliquées implicitement dans les simulations numériques. Berthelsen et Faltinsen (2008) ont utilisé avec succès cette approche pour simuler les écoulements uniformes et oscillatoires autour de cylindres circulaires, de carrés et de plaques à bords vifs.

## 4. MODÈLE MORPHOLOGIQUE

Les sédiments transportés dans la zone côtière ont une gamme de taille ayant des grandes particules de gravier, de sable aux particules fines comme le limon et l'argile. En fait, la taille des sédiments est le paramètre le plus important dans le transport des sédiments puisque les forces de traînée et de portance dépendent du diamètre des particules (Dey, 2014). Les sédiments sont également classés en fonction de leur taille en deux catégories : les sédiments cohésifs (argile) dont le diamètre des grains est inférieur à 5  $\mu\text{m}$ , et les sédiments non cohésifs (par exemple, limon, sable et gravier) dont le diamètre des grains est supérieur à 5  $\mu\text{m}$  (Wentworth, 1922 ; Winterwerp et Van Kesteren, 2004). Les propriétés des sédiments cohésifs diffèrent fortement des sédiments non cohésifs en raison des forces de surface induites qui proviennent de leurs propriétés physiques et chimiques. Pendant le transport des sédiments cohésifs, ils s'agrègent et créent des floes qui subissent ensuite des déformations et des ruptures. Ceci augmente la complexité de la modélisation des sédiments cohésifs par rapport aux sédiments non cohésifs (Torfs, 1995).

La plupart des modèles standard de transport de sédiments dans les zones côtières traitent des sédiments non cohésifs comme le sable. Pour ces sédiments, le descripteur de taille commun est le diamètre médian des particules ( $d_{50}$ ) et la distribution de taille est généralement identifiée par l'analyse granulométrique. La taille médiane des particules de sable varie de 0,062 mm <  $d_{50}$  < 2 mm. Le processus de transport des sédiments est généralement divisé en trois modes différents : 1) la charge de fond, 2) la charge en suspension et 3) la charge de ruissellement. Dans les rivières, la charge de ruissellement est généralement négligée car elle est constituée de particules très fines qui sont transportées par l'eau et ont un effet négligeable sur la morphologie du lit. La charge du lit est une partie des sédiments avec une taille relativement plus grande qui est en contact continu avec le lit pendant le transport. Le mouvement des particules du lit se fait par roulement, glissement et saltation (ou saut) sous l'effet de la contrainte de cisaillement du lit agissant sur leur surface. La charge en suspension se déplace sans contact continu avec le lit sous l'effet de la turbulence du fluide.

### 4.1. Contrainte de cisaillement du lit

La contrainte de cisaillement du fond marin est la variable clé qui relie le modèle d'écoulement hydrodynamique au modèle de transport sédimentaire morphologique. REEF3D comprend quatre formulations différentes de la contrainte de cisaillement du fond marin :

### *Méthode de la loi logarithmique*

Dans cette méthode, la contrainte de cisaillement du lit est calculée comme suit (van Rijn, 1984a) :

$$\tau = \rho u_*^2 \quad (49)$$

Où  $u_*$  est la vitesse de cisaillement calculée par l'hypothèse du profil de vitesse logarithmique à proximité du lit.

$$u_* = \frac{u}{\frac{1}{k_v} \ln\left(\frac{30z}{k_s}\right)} \quad (50)$$

$u$  dans l'équation (50) est la vitesse à l'altitude  $z$  au-dessus du fond de la mer,  $k_v$  est la constante de von Karman égale à 0,41.  $k_s$  est la rugosité équivalente du sable supposée ici d'être égale à 3 fois la taille médiane des grains :  $k=3d_{s50}$ .

### *Méthode basée sur le frottement*

Le coefficient de friction du lit ( $f_b$ ) est utilisé dans cette méthode pour calculer la contrainte de cisaillement du lit :

$$\tau = \frac{1}{2} \rho f_b u^2 \quad (51)$$

$$f_b = \frac{2g}{C_h^2} \quad (52)$$

où  $C_h$  est le coefficient de Chezy.

### *Méthode basée sur les turbulences*

La contrainte de cisaillement du lit turbulent s'écrit comme suit :

$$\tau = -\rho(v_t + \nu) \frac{\partial u}{\partial z} \quad (53)$$

### *Méthode basée sur l'énergie cinétique turbulente*

Dans cette méthode, la contrainte de cisaillement du lit est proportionnelle à l'énergie cinétique turbulente totale ( $k_T$ ) :

$$\tau = \sqrt{c_\mu} k_T \quad (54)$$

où  $\sqrt{c_\mu}$  est la constante de proportionnalité entre 0,19 (Soulsby et Dyer, 1981) et 0,2 (Stapleton et Huntley, 1995). L'énergie cinétique turbulente totale est calculée à partir des composantes fluctuantes de la vitesse :

$$k_T = \frac{1}{2} \rho (\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle) \quad (55)$$

où  $\langle \dots \rangle$  dans l'équation (55) représente le fonctionnement moyen et  $u'$ ,  $v'$ , et  $w'$  sont respectivement la vitesse de fluctuation dans les directions x, y et z.

## 4.2. Transport de la charge de fond

Dans les modèles de transport de sédiments, le taux de transport est lié à la contrainte de cisaillement du lit. La plupart des modèles de transport de sédiments utilisent la forme non dimensionnelle de la contrainte de cisaillement ( $\tau$ ) et du taux de transport ( $q_{b,i}$ ) :

$$\begin{aligned} \tau^* &= \frac{\tau}{(\rho_s - \rho)gd_{50}} \\ \tau_{cr}^* &= \frac{\tau_{cr}}{(\rho_s - \rho)gd_{50}} \\ q_{b,i}^* &= \frac{q_{b,i}}{\sqrt{\frac{(\rho_s - \rho)g}{\rho}} d_{50}} \end{aligned} \quad (56)$$

où  $\tau_{cr}$  est la contrainte de cisaillement critique modifiée et le signe étoile indique la forme non dimensionnelle de chaque quantité. REEF3D offre les relations suivantes de transport de la charge de fond :

### Van Rijn

Selon van Rijn, (1984a, 1984b), le taux de transport du lit peut être calculé par :

$$\frac{q_{b,i}}{d_{50}^{1.5} \sqrt{(s-1)g}} = 0.053 \frac{T^{2.1}}{D_*^{0.3}} \quad (57)$$

où  $T$  est le paramètre de l'étape de transport non dimensionné par la contrainte de cisaillement critique modifiée ( $\tau_{cr}$ ) :

$$T = \frac{(\tau - \tau_{cr})}{\tau_{cr}} \quad (58)$$

$D_*$  est le diamètre non dimensionnel de particule :

$$D_* = d_{50} \left[ \frac{(s-1)g}{v^2} \right]^{1/3} \quad (59)$$

où  $s$  est le rapport entre la densité des sédiments et la densité de l'eau ( $\rho_s/\rho$ ).

#### *Meyer-Peter et Muller*

Meyer-Peter et Muller (1948) ont réalisé des expériences en canal sur des sédiments de densités diverses et de taille de grain comprise entre 0,03 et 2,9 cm. Ils ont trouvé que le transport des sédiments du lit s'arrête à la contrainte de cisaillement critique sans dimension de  $\tau_{cr}^* = 0.047$  et ont donc proposé la relation suivante pour le taux de transport des sédiments du lit :

$$q_{b,i}^* = \begin{cases} 0 & \text{if } \tau^* < \tau_{cr}^* \\ \alpha_s (\tau^* - \tau_{cr}^*)^{1.5} & \text{if } \tau^* > \tau_{cr}^* \end{cases} \quad (60)$$

où  $\alpha_s$  est supposé égal à 8 dans la relation originale de Meyer-Peter et Muller. Ce coefficient a ensuite été généralisé en fonction de la contrainte de cisaillement (Wiberg et al., 1989) :

$$\alpha_s = 1.6\tau^* + 9.8 \quad (61)$$

#### *Engelund et Fredsoe*

Engelund et Fredsoe (1976) ont proposé la relation suivante pour le taux de transport de la charge de fond :

$$q_{b,i}^* = \begin{cases} 0 & \text{if } \tau^* < \tau_{cr}^* \\ 18.74(\tau^* - \tau_{cr}^*) (\tau^{*0.5} - 0.7\tau_{cr}^{*0.5}) & \text{if } \tau^* > \tau_{cr}^* \end{cases} \quad (62)$$

### **4.3. Transport de charges suspendues**

La charge en suspension est calculée en résolvant l'équation d'advection-diffusion pour la concentration de sédiments en suspension ( $c$ ) :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} + w_s \frac{\partial c}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \Pi \frac{\partial c}{\partial x_j} \right] \quad (63)$$

où  $w_s$  est la vitesse de chute des particules de sédiment et  $\Pi$  est le coefficient de mélange des sédiments qui est généralement supposé être égal à la viscosité de tourbillon (Hunt, 1954). La solution numérique de l'équation (63) est similaire

à l'équation de la quantité de mouvement expliquée précédemment. Les conditions aux limites suivantes sont supposées pour la solution de l'équation : i) flux vertical de sédiments nul à la surface libre et ii) concentration de la charge en suspension près du lit ( $c_b$ ) égale à (Van Rijn, 1984a, 1984b) :

$$c_b = 0.015 \frac{d_{50}}{a} \left( \frac{T^{1.5}}{D_*^{0.3}} \right) \quad (64)$$

où  $a$  est le niveau de référence de la charge en suspension et est supposé égal à  $k_s$ . La concentration de sédiments au-dessus du fond est estimée par la relation suivante (Rouse, 1937) :

$$c(z) = c_b \left( \frac{h-z}{z} \frac{a}{h-a} \right)^z \quad (65)$$

où  $z$  est la distance du centre de la grille la plus proche du fond (Olsen, 2003). Les taux de dépôt de sédiments ( $D_r$ ) et d'entraînement ( $E_r$ ) entre la charge en suspension et la charge de fond sont estimés comme (Wu et al., 2000) :

$$D_r = w_s c_b \quad (66)$$

$$E_r = w_s c_{b*} \quad (67)$$

où  $c_{b*}$  est la concentration de sédiments à  $z=\delta_b$  qui est d'environ  $2d_{50}$  pour les lits plats.

#### 4.4. Contrainte de cisaillement modifiée

La contrainte de cisaillement critique ( $\tau_0$ ) est généralement calculée à l'aide des graphiques de Shields (Shields, 1936). Cependant, cette méthode est valable pour les lits horizontaux et doit être modifiée pour être applicable aux lits en pente, y compris les trous d'affouillement et les bermes. En supposant que la contrainte de cisaillement critique du lit horizontal est égale à  $\tau_0$ , la contrainte de cisaillement critique modifiée du lit en pente est calculée comme suit (Dey, 2003)

$$\tau_{cr} = \tilde{\tau} \tau_0 \quad (68)$$

où  $\tilde{\tau}$  est le rapport de contrainte de cisaillement critique qui inclut l'effet des pentes longitudinale ( $\theta$ ) et transversale ( $\alpha$ ) du lit, l'angle de réponse du sédiment ( $\varphi$ ) et le rapport de la force de traînée à la force d'inertie ( $\psi$ ). Il existe deux approches pour calculer le rapport de contrainte de cisaillement critique :

### *Kovacs et Parker*

Kovacs et Parker (1994) ont développé l'équation suivante pour calculer le rapport de contrainte de cisaillement critique.

$$(1 - \psi \tan \varphi) \bar{\tau}^2 + 2 \left( \frac{\psi \tan \varphi}{\sqrt{1 + \tan^2 \theta + \tan^2 \alpha}} + \frac{\sin \theta}{\tan \varphi} \right) \bar{\tau} + \frac{1 + \psi \tan \varphi}{1 + \tan^2 \theta + \tan^2 \alpha} \left( \frac{\tan^2 \theta + \tan^2 \alpha}{\tan^2 \varphi} - 1 \right) = 0 \quad (69)$$

L'équation est résolue analytiquement par Seminara et al. (2002) comme une équation quadratique.

### *Dey*

Dey (2001) a rapporté la relation suivante pour le rapport de contrainte de cisaillement critique :

$$\bar{\tau} = \frac{1}{(1 - \psi \tan \varphi)} \left\{ - \left( \sin \theta + \psi \tan^2 \varphi \sqrt{\cos^2 \theta - \sin^2 \alpha} \right) + \left[ \left( \sin \theta + \psi \tan^2 \varphi \sqrt{\cos^2 \theta - \sin^2 \alpha} \right)^2 + (1 - \psi^2 \tan^2 \varphi) (\cos^2 \theta \tan^2 \varphi - \sin^2 \alpha \tan^2 \varphi - \sin^2 \theta - \sin^2 \alpha) \right]^{0.5} \right\} \quad (70)$$

Selon l'équation ci-dessus, le rapport de contrainte de cisaillement critique pour toutes les valeurs  $\alpha$  d'un lit en pente transversale est décroissant ( $\bar{\tau} \leq 1$ ). Pour un lit en pente longitudinale, le rapport de contrainte de cisaillement dépend du type de pente. Les lits en pente vers le bas et vers le haut donnent respectivement les résultats suivants  $\bar{\tau} \leq 1$  et  $\bar{\tau} \geq 1$ . Par conséquent, la contrainte de cisaillement critique (c'est-à-dire le seuil de mouvement) sera réduite pour le type de pente longitudinale descendante et augmentée pour le type de pente ascendante (Bihs et Olsen, 2011).

## **4.5. Modèle de morphologie du lit**

Après la résolution du modèle hydrodynamique, les champs d'écoulement obtenus sont utilisés pour résoudre les transports de sédiments par le lit et la charge en suspension. La variation de l'élévation du lit est alors calculée par la solution de la formule d'Exner (Eq. (71)). Cette équation de conservation de la masse sédimentaire transitoire conserve la variation spatiale horizontale de la charge du lit avec les changements spatiaux verticaux de l'élévation du lit ( $z_b$ ).

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{1}{(1 - p_r)} \left[ \frac{\partial q_{b,x}}{\partial x} + \frac{\partial q_{b,y}}{\partial y} \right] + E_r - D_r = 0 \quad (71)$$

Dans l'équation (41),  $p_r$  est la porosité de la couche du lit et le terme  $E_r - D_r$  spécifie le flux net de sédiments entre la charge du lit et la charge suspendue. Le lit sédimentaire mobile est modélisé par la méthode des niveaux. L'évolution de la fonction de distance du lit est calculée par l'équation (72) :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial z_b}{\partial t} |\nabla \phi| = 0 \quad (72)$$

L'avantage de cette méthode est le calcul de l'évolution morphologique lisse sans remaillage (Ahmad et al., 2018).

#### 4.6. Correction pour la pente

Lorsque l'érosion se produit dans une cellule du lit, le rapport de contrainte de cisaillement critique dans le lit incliné diminue. La réduction du rapport de contrainte de cisaillement critique (c'est-à-dire le seuil de transport des sédiments) entraîne une plus grande érosion du lit à des pentes plus fortes. Afin de briser ce cycle, REEF3D utilise l'algorithme des glissements de terrain (Burkow et Griebel, 2016). L'algorithme applique une correction aux pentes du lit dépassant l'angle de réponse (Roulund et al., 2005). Lorsque la pente de certaines cellules du lit devient supérieure à  $\phi$ , leur élévation est réajustée en redistribuant leurs sédiments dans les 8 cellules voisines jusqu'à ce que la pente du lit devienne égale à l'angle de réponse des sédiments. La correction est faite en définissant un petit angle correcteur de presque  $-2^\circ$ .

#### 4.7. Découplage des pas de temps

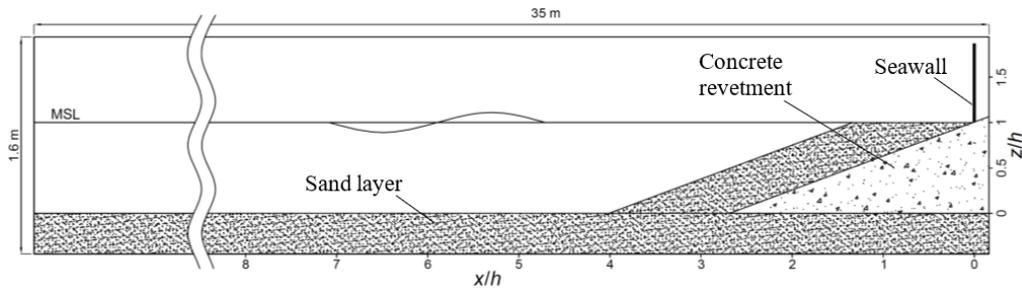
Dans des conditions réelles, les échelles de temps des changements morphologiques sont beaucoup plus longues que celles de l'écoulement du fluide. En d'autres termes, les évolutions morphologiques lentes n'ont pas d'effet considérable sur les conditions d'écoulement instantanées. De plus, en raison de la lenteur des évolutions morphologiques, l'utilisation d'une échelle de temps similaire entre les modèles hydrodynamiques et morphologiques rend la simulation globale assez longue. Par conséquent, dans REEF3D, les modèles hydrodynamiques et de transport des sédiments sont découplés temporellement pour permettre des pas de temps différents dans les deux modules (Ahmad et al., 2018). Le facteur de découplage ( $DF$ ) est le rapport entre les pas de temps du modèle morphologique ( $\Delta t_s$ ) et du modèle hydrodynamique ( $\Delta t$ ) :

$$DF = \Delta t_s / \Delta t \quad (73)$$

## 5. CONFIGURATION NUMÉRIQUE ET VALIDATION DU MODÈLE

### 5.1. Validation expérimentale

Dans cette section, les spécifications des différentes parties de la configuration numérique, y compris le module hydrodynamique et le module de transport des sédiments, sont élaborées. La configuration reproduit l'étude numérique d'Ahmad et al. (2019) sur l'affouillement des digues induit par les vagues. Comme le montre la Figure 23, le domaine 2D a une longueur de 35m et une hauteur de 1,6m. Un revêtement en béton avec une pente de près de 25 % est situé à l'extrémité du domaine. Une digue solide située au-dessus du revêtement empêche les vagues d'atteindre la limite de sortie. Une couche de sédiments constante d'une épaisseur de presque 0,3 m recouvre le lit et le revêtement en béton. Les limites de droite et de gauche sont respectivement assignées comme conditions de génération de vagues et de plage numérique. Le fond du domaine est supposé être un mur avec adhérence et les autres côtés du domaine sont définis comme des conditions limites de symétrie.



**Figure 23 Configuration du modèle de validation**

La profondeur de l'eau est égale à  $h=0.67\text{m}$  et les vagues d'impact sont régulières avec une hauteur de  $H=0.2\text{m}$  et une période de  $T=2.2\text{s}$ . La théorie des vagues de Stokes d'ordre 5<sup>th</sup> est utilisée pour la génération des vagues. Les ondes sont générées et dissipées par la méthode de relaxation. La longueur de relaxation de la génération d'ondes est égale à 10m. Étant donné que les vagues ne touchent pas la plage numérique, la longueur de relaxation pour la dissipation des vagues est sélectionnée comme étant égale à 0. Comme pour l'étude d'Ahmad et al. (2019), la taille uniforme des cellules de 0,01m est sélectionnée pour la simulation. Les termes de convection des équations de quantité de mouvement RANS sont discrétisés par un schéma WENO d'ordre 5 dans un cadre conservateur de différences finies. Le terme de diffusion de l'équation de quantité de mouvement est discrétisé par la méthode implicite. Le terme de pression est résolu par la méthode de projection en utilisant un schéma explicite d'avancement dans le temps.

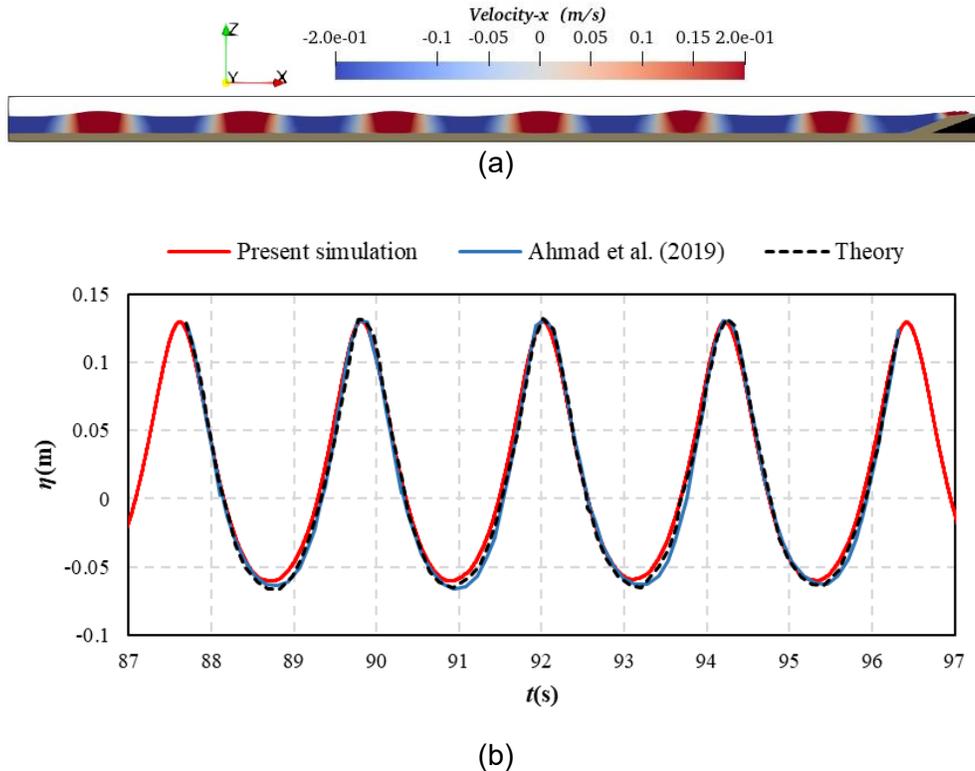
La convection de la fonction « Level Set » est discrétisée par le schéma WENO de Hamilton-Jacobi. La méthode Runge-Kutta 3<sup>e</sup> ordre TVD est utilisée pour le traitement temporel et la réinitialisation de la fonction « Level Set » et des équations de quantité de mouvement. La longueur de réinitialisation initiale est fixée à 0,5m. L'équation de Poisson est résolue avec le solveur itératif BiCGSTAB avec précondition PFMG (van der Vorst, 1992). Le pas de temps adaptatif avec le facteur de relaxation CFL de 0,1 est utilisé pour la solution des équations hydrodynamiques. Le temps maximum de simulation hydrodynamique est égal à 155s. Les équations de Van Rijn sont utilisées pour calculer les taux de transport de la charge de fond et de la charge en suspension. La fonction de paroi basée sur la vitesse logarithmique est utilisée pour estimer la contrainte de cisaillement du lit. La masse volumique des sédiments est égale à 2650 kg/m<sup>3</sup> avec un diamètre médian de  $d_{50} = 3 \times 10^{-4}$ . La valeur de  $k_s$  est supposée être  $3d_{50}$ . Un angle de repos des sédiments de 40 degrés et un paramètre de Shields de 0.047 utilisés.

Le schéma WENO à 5<sup>th</sup> ordres est utilisé pour discrétiser l'équation d'Exner. La méthode analytique est choisie pour calculer la contrainte de cisaillement critique modifiée pour les surfaces inclinées. L'algorithme de glissement de sable avec un angle de correction de -2 degrés est utilisé pour traiter les pentes plus raides que l'angle de repos des sédiments. Le modèle de turbulence  $k-\omega$  est sélectionné pour fermer les équations RANS. L'équation de convection de la turbulence est discrétisée par le schéma WENO de Hamilton-Jacobi. Un facteur de 0,816 m<sup>2</sup>/s est supposé pour le limiteur de viscosité tourbillonnaire dans l'eau et les régions proches de la paroi. La viscosité de tourbillon dans l'air est limitée à 0.212 m<sup>2</sup>/s.

La Figure 24(a) montre les contours de la vitesse des particules d'eau dans la direction  $x$  à  $t/T_m = 45.03$  ( $t_m$  est le temps morphologique). Comme on peut le remarquer, les vagues générées sont régulières sur toute la longueur du réservoir numérique d'ondes (NWT). La Figure 24(b) compare l'historique de l'élévation de la surface libre de l'étude actuelle avec la valeur théorique et celle présentée par Ahmad et al. (2019). L'historique temporel est enregistré par une jauge de vague numérique à  $x/h=32,75$  qui se trouve à 1m de la zone de relaxation de la génération d'ondes. Selon la Figure 24(b), l'élévation de la surface de l'eau enregistrée présente un bon accord avec la simulation d'Ahmad et al. (2019) et celle calculée à partir de la théorie des ondes de Stokes d'ordre 5. En outre, la figure montre que les vagues réfléchies par le revêtement et la digue n'ont pas d'influence significative sur les vagues générées.

La Figure 25 illustre l'interaction de la vague avec le lit incliné et la digue pendant une période de vague. La figure illustre la composante  $x$  des vitesses des particules d'eau et la contrainte de cisaillement appliquée à la surface du lit. Sur la Figure 25(a), la contrainte de cisaillement maximale (ligne verte) se produit

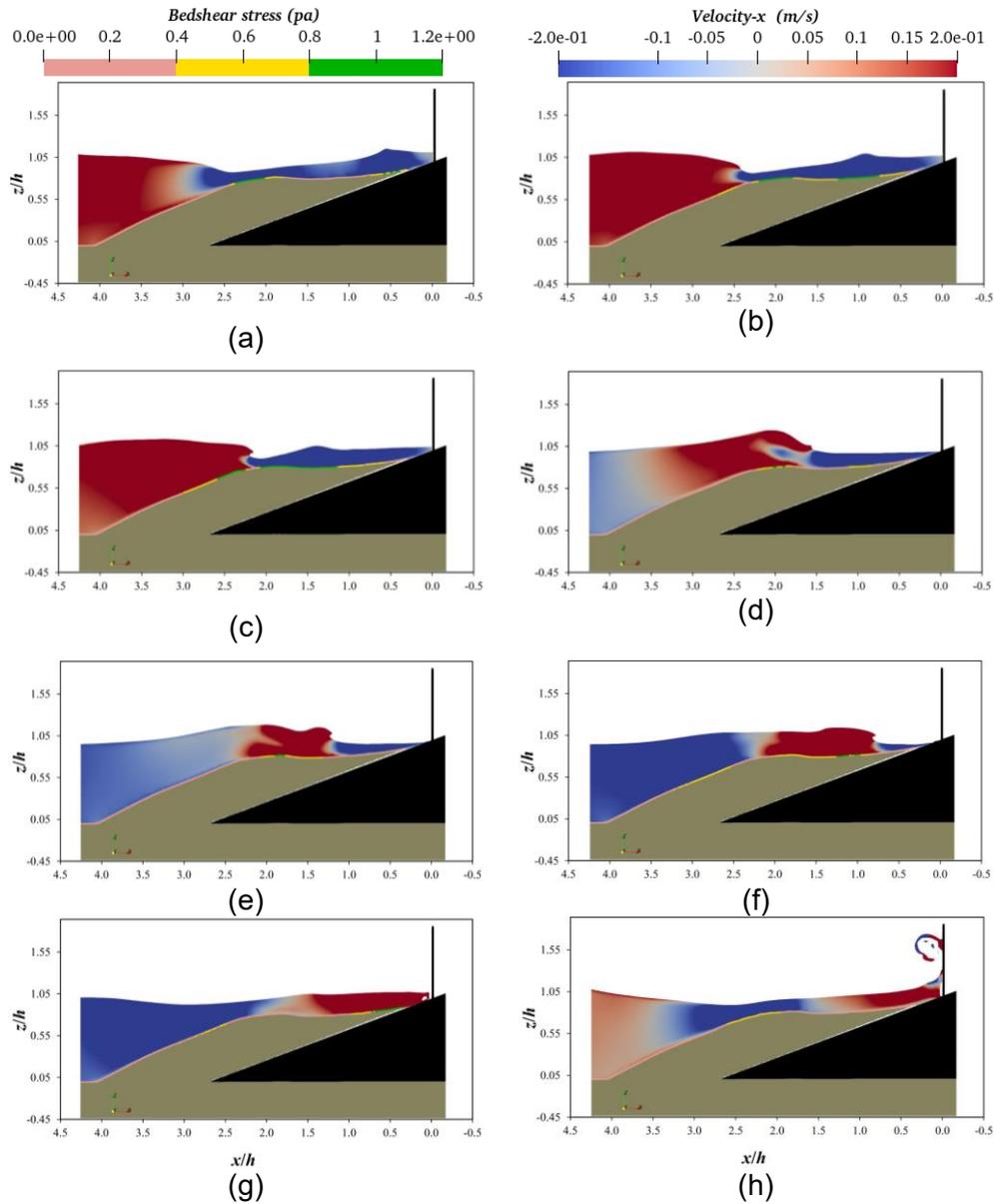
sous la crête de la vague réfléchiée (à  $x/h=0,5$ ) et devant la vague qui s'approche, où des vitesses négatives élevées sont présentes (à  $x/h=2,75$ ). Lorsque la vague entrante et la vague réfléchiée convergent sur la Figure 25(b), les maxima de contrainte de cisaillement se rapprochent les uns des autres et fusionnent finalement en une seule région sur la Figure 25(c) (à  $1,1 < x/h < 2,1$ ). La contrainte de cisaillement de la Figure 25(c) montre également une autre région maximale au bord de la vague approchant à vitesse positive. La Figure 25(c) montre en fait le début de déferlement de la vague.



**Figure 24 Analyse des vagues générées : a) régularité des vagues à travers l'ensemble du TNO, b) comparaison de l'élévation de la surface libre avec les valeurs théoriques et la simulation d'Ahmad et al. (2019)**

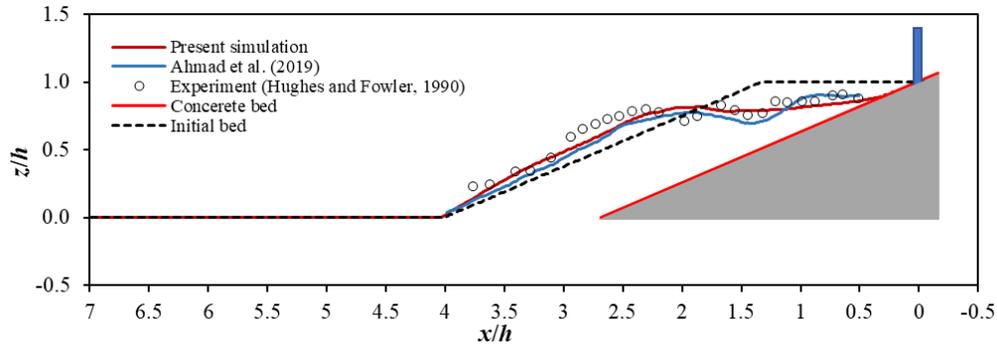
Les Figure 25(c) et Figure 25(d) montrent comment la vague réfléchiée par la digue pousse sous la vague entrante et la vague se brise entre  $1,7 < x/h < 2,2$ . Le type de déferlement de la vague est de type plongeant-collapsant et la hauteur maximale observée de la vague déferlante est autour de  $z/h=1.25$  (voir Figure 25(d)). La fusion de la vague réfléchiée avec la vague entrante dissipe son énergie et par la suite, la contrainte de cisaillement maximale ne se produit que marginalement sous la crête de la vague qui s'approche. La vague brisée s'approche de la digue sur les Figure 25(e) et (f). Le champ de vitesse sous les vagues brisées est non uniforme en raison de l'augmentation de la turbulence

après la rupture de la vague. La vague brisée continue de s'effondrer lorsqu'elle se déplace vers la digue. L'impact de la vague sur la digue est représenté sur les Figure 25 (g) et (h). Comme on peut le voir, l'eau éclabousse en raison de l'impact de la vague sur la digue.



**Figure 25 Interaction des vagues avec le lit incliné et la digue pendant une période de vagues**

La Figure 26 compare le profil d'affouillement de la présente étude à celui de la simulation d'Ahmad et al. (2019) et aux données expérimentales de Hughes et Fowler (1990). Le profil est obtenu à  $t/T_m=1600$  pour nos simulations et celles d'Ahmad et al. (2019). En général, la présente simulation présente un accord raisonnable avec les mesures expérimentales de Hughes et Fowler (1990). L'épaisseur de la couche de sédiments sur le revêtement est en moyenne augmentée de 19% pour  $2 < x/h < 4$ . Les données expérimentales et la simulation d'Ahmad et al. (2019) montrent respectivement des dépôts légèrement supérieurs et inférieurs dans cette région. Le profil d'affouillement montre une légère berme à  $x/h=2$  atteint progressivement un plateau jusqu'à  $x/h=0,5$ . La configuration expérimentale, cependant, montre des fluctuations marginales dans cette région et le pic de berme reste à  $x/h=1,7$ . Par rapport à la présente étude, la simulation d'Ahmad et al. (2019) présente un profil d'affouillement plus incurvé avec un trou d'affouillement local à  $x/h=1,4$ . La différence de profil d'affouillement des deux simulations peut être attribuée aux différentes hypothèses de porosité de la couche sédimentaire. La porosité des sédiments dans l'étude d'Ahmad et al. (2019) est égale à  $p_r=0,4$ , mais avec la présente simulation, la couche de sédiments est supposée imperméable.



**Figure 26** Comparaison du profil d'affouillement à  $t/T=1600m$  avec les simulations d'Ahmad et al. (2019) et les données expérimentales de Hughes et Fowler (1990)

## 5.2. Nouvelle théorie des vagues et étude de sensibilité du maillage

Cette section décrit les caractéristiques du modèle numérique pour capturer les transformations morphologiques se produisant autour des champs d'épis. L'accent est particulièrement mis sur les régions côtières du golfe du Saint-Laurent, au Québec, Canada. Les données environnementales du golfe du Saint-Laurent indiquent une gamme variée d'angles de vagues. Des études antérieures sur des structures d'épis individuelles ont souligné que l'accrétion la plus significative sur la plage en amont se produit lorsqu'elle est soumise à des

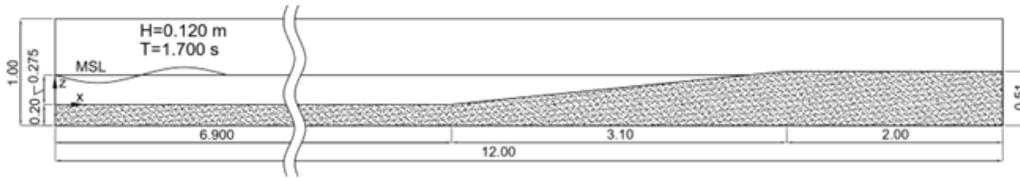
angles de vagues modérés, notamment autour de  $30^\circ$ . Ainsi, la recherche actuelle est centrée sur l'étude du comportement des épis sous des angles de vagues de  $30^\circ$ .

Les épis se caractérisent par une longueur prototype de 57.5 mètres. Les données du ministère des Transports et de la Mobilité durable révèlent que le lit côtier de cette région présente des pentes allant de 5% à 10%. La plage est composée principalement de sable, avec des profondeurs moyennes de l'eau au pied des épis comprises entre 1.5 mètre et 3 mètres. La hauteur maximale des vagues ( $H_{max}$ ) atteint environ 6 mètres, avec une période de vague correspondante ( $T_{max}$ ) d'environ 12 secondes.

L'échelle de la zone de cette étude englobe une étendue de 600 mètres  $\times$  1200 mètres et une profondeur d'eau de 13.75 mètres. Ces dimensions sont cohérentes avec celles choisies par Rocha et al. (2013). En supposant un facteur d'échelle géométrique de 1:50, le domaine numérique réduit à l'échelle présente  $x=12$  mètres  $\times$   $y=24$  mètres, où  $x$  est la distance perpendiculaire à la cote et  $y$  est la distance parallèle à la cote. Des détails supplémentaires sur les dimensions du domaine numérique, ainsi que la hauteur et la période des vagues mises à l'échelle, sont représentés dans la Figure 27. Comme le montre cette figure, le lit présente une pente de 10% et la profondeur d'eau mise à l'échelle est réduite à 0.275 mètre.

Pour la modélisation des vagues extrêmes dans les profondeurs d'eau relativement faibles de cette étude, la théorie des vagues cnoïdales du cinquième ordre est employée. Les sédiments, considérés comme des sables non cohésifs, présentent une densité de  $\rho_s = 2650 \text{ kg/m}^3$  et possèdent un diamètre médian  $d_{50} = 0.13 \text{ mm}$ . Il est à noter que la sélection de la taille des grains de sable suit les recommandations établies par Karasu et al. (2016), s'éloignant ainsi des conventions d'échelle géométrique. La couche de sédiments est postulée comme imperméable. Les paramètres régissant le comportement des sédiments, y compris le paramètre critique de Shields et la hauteur de rugosité des sédiments, respectent les recommandations d'Ahmad et al. (2019):  $\theta_c = 0.047$  et  $k_s = 3d_{50}$ .

La génération des vagues est orchestrée au niveau de la frontière gauche par la méthode de relaxation, en utilisant une longueur de relaxation de 5 mètres. À l'extrémité opposée du domaine, la plage numérique agit comme une frontière d'absorption des vagues, caractérisée par une longueur de relaxation de zéro. De même, les parois latérales hors du plan du domaine sont modélisées comme des plages numériques avec une longueur de relaxation active des vagues de zéro.



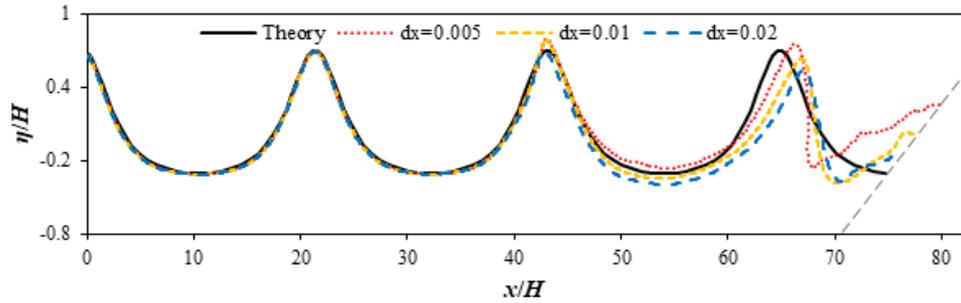
**Figure 27** Modèle mis à l'échelle dans la simulation REEF3D (dimensions en mètres - non à l'échelle)

Dans les simulations 3D actuelles, opter pour une taille de cellule de 0.005 mètres produit un nombre de cellules par hauteur de vague presque équivalent au modèle de validation en 2D présenté dans le rapport précédent. Cependant, cette résolution de maillage fine entraîne un maillage computationnel contenant environ  $230 \times 10^7$  cellules. Une telle charge computationnelle substantielle rend les simulations impossibles, car cela nécessiterait plusieurs mois pour achever une seule exécution. Pour comprendre l'impact de la taille du maillage sur la précision du modèle, la plage inclinée représentée dans la Figure 27 est examinée comme un domaine en 2D, en utilisant trois densités de maillage uniforme distinctes:  $dx=0.005$ ,  $0.01$  et  $0.02$  mètres.

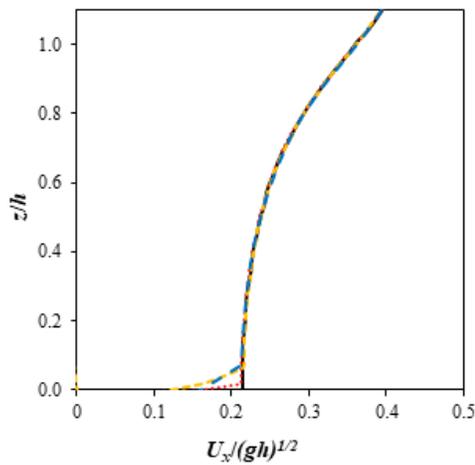
La Fig. 2(a) compare le profil instantané de la surface libre de l'eau sur l'ensemble du domaine. Il est évident qu'à l'intérieur de la zone de génération des vagues ( $0 < x/H < 41.6$ ), la surface de l'eau pour les trois densités de maillage reproduit étroitement le profil théorique des vagues (Fenton, 1990). Au-delà de la zone de génération des vagues, les vagues se déforment progressivement en approchant du rivage. Comme illustré dans la Figure 28(a), l'élévation de la surface libre augmente généralement avec des densités de grille plus élevées pour  $x/H > 46$ . De plus, pour  $dx=0.005m$ , la crête de la vague présente une topologie caractéristique de déferlement plongeant juste avant d'atteindre la plage inclinée. Cette topologie particulière n'est pas aussi bien capturée avec des grilles plus grossières ( $dx=0.01$  et  $0.02m$ ).

Les Figure 28(b) et (c) présentent la vitesse horizontale instantanée du fluide sous les crêtes des vagues aux positions  $x/H=21.3$  et  $42.8$ . Comme illustré dans la Figure 28(b), sur la plupart de la profondeur d'eau ( $h$ ), la distribution de vitesse à l'intérieur de la zone de génération des vagues (à  $x/H=21.3$ ) concorde étroitement avec la vitesse théorique du fluide (Fenton, 1990). La formulation de Fenton (1990) de la théorie des vagues cnoidales est utilisée pour les comparaisons actuelles. Sur la Figure 28(b), des écarts deviennent apparents dans les profils près du fond, spécifiquement à  $z/h < 0.1$ . La vitesse théorique non-dimensionnelle converge de manière régulière vers  $0.21$  au niveau du fond marin ( $z/h=0$ ), tandis que les résultats numériques présentent des écarts par rapport à la courbe théorique à  $z/h=0.02$ ,  $0.06$  et  $0.07$  pour des tailles de grille de  $dx=0.005$ ,  $0.01$  et  $0.02m$ , respectivement. Il est à noter que la vitesse

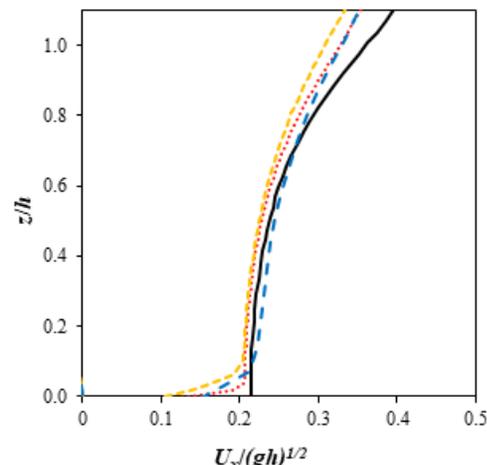
numérique non-dimensionnelle maintient une valeur résiduelle entre 0.12 et 0.16 au fond, approchant progressivement de zéro à la paroi inférieure.



(a)



(b)



(c)

**Figure 28** (a) Élévation instantanée de la surface de l'eau ; Vitesse horizontale du fluide sous la crête des vagues à (b)  $x/H=21.3$  et (c)  $x/H=42.8$

La distribution instantanée de la vitesse sous la crête des vagues à  $x/H=42.8$  (en dehors de la zone de génération des vagues) est représentée dans la Figure 28(c) et révèle que la courbe de vitesse numérique non-dimensionnelle dans la plage de profondeur d'eau de  $0.1 < z/h < 1.1$  suit une tendance similaire aux valeurs théoriques, mais ne coïncide pas entièrement avec elles. Sur cette étendue de profondeurs d'eau, la vitesse numérique calculée présente un écart moyen de 9% par rapport aux valeurs théoriques. Au-delà de  $0.1 < z/h < 1.1$ , les courbes de vitesse numérique approchent progressivement de zéro aux limites supérieures et inférieures. Par conséquent, la vitesse numérique tant au niveau du fond marin que de la surface libre de l'eau semble être quelque peu inférieure aux valeurs théoriques.

En résumé, l'étude de sensibilité du maillage en 2D indique que les trois densités de maillage fournissent des résultats comparables pour capturer le champ de flux hydrodynamique. L'étude de convergence du maillage menée par Ahmad et al. (2019) a également démontré qu'une augmentation de la taille du maillage de 0.01m à 0.02m entraîne une augmentation de l'erreur simulée des vagues de moins de 3%. Néanmoins, des tailles de maillage plus fines améliorent notablement la représentation des caractéristiques de déferlement des vagues, bien que cela se fasse au prix d'une augmentation significative des coûts de calcul. Cette charge computationnelle augmente de manière exponentielle dans les simulations en 3D, rendant l'adoption d'un maillage aussi fin peu pratique. Pour illustrer, simuler une période hydrodynamique standard de 400 secondes en utilisant une taille de maillage de  $dx=0.01$  (avec  $288 \times 10^6$  cellules) demande environ 2 mois pour être achevé.

Par conséquent, une taille de cellule de 0.02 mètres est choisie pour les simulations 3D actuelles, ce qui entraîne un maillage computationnel contenant environ  $36 \times 10^6$  cellules. Les clusters Cedar et Narval de l'Alliance de Recherche Numérique du Canada sont utilisés pour ces simulations, en employant 624 processeurs pour une exécution parallèle via le protocole MPI (Message Passing Interface). Le temps typique sur l'horloge pour une simulation 3D est d'environ 290 heures.

## 6. RÉSULTATS

### 6.1. Épi simple sous des vagues extrêmes

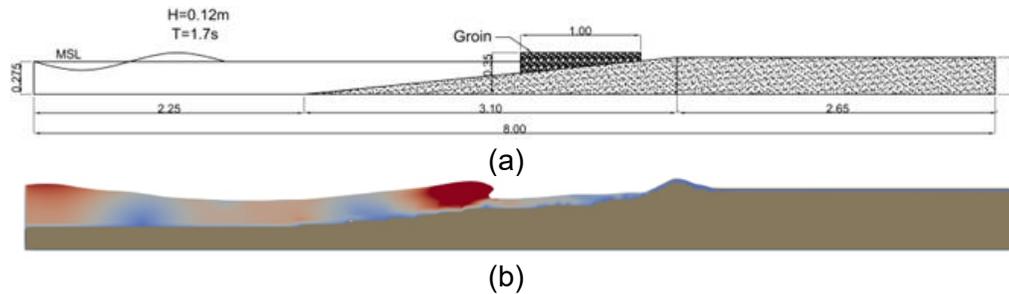
Dans la section précédente, le montage numérique a été validé en reproduisant les études d'Ahmad et al. (2019) pour la modélisation 2D d'un affouillement de digue. Dans la présente section, le modèle est étendu à la 3D pour capturer les changements morphologiques autour d'un seul épi. La zone côtière du golfe du Saint-Laurent, au Canada, présente un intérêt particulier. Un épi typique de cette région est représenté sur la Figure 29. Comme on peut le remarquer, les épis sont généralement perméables et relativement courts, la longueur du prototype étant de près de 50 mètres. De plus, les pentes du lit côtier dans la région sont douces, avec une inclinaison maximale de 5 à 10 %. La hauteur et la période maximales des vagues dans le golfe du Saint-Laurent se situeraient autour de  $H=6m_{max}$  et  $T=12s_{max}$ .



**Figure 29** Épis courts perméables typiques à la plage de Hope Town, Canada

En supposant un facteur d'échelle géométrique de 1:50, la dimension du domaine numérique et la hauteur et la période des vagues mises à l'échelle sont représentées sur la Figure 30(a). Comme le montre la figure, le lit a une pente de 10 % et l'épi court modélisé est considéré comme imperméable. Les vagues d'approche sont supposées être des vagues de Stokes régulières de cinquième ordre et ont une inclinaison de 30 degrés par rapport à la direction de la plage. Les sédiments sont supposés être des sables non cohésifs avec une densité de  $\rho_s = 2650 \text{ kg/m}^3$  et un diamètre médian de  $d_{50} = 0,13 \text{ mm}$ . Le paramètre critique de Shields et la hauteur de rugosité des sédiments suivent les recommandations d'Ahmad et al. (2019) :  $\theta_c = 0,047$  et de  $k_s = 3d_{50}$ . Les vagues sont générées par la méthode de relaxation avec une longueur de relaxation de 2m. Le côté gauche

du domaine est défini comme la plage numérique d'absorption des vagues avec une longueur de relaxation nulle. Deux largeurs du domaine de calcul ont été modélisées : 4m et 8m. Les parois latérales du domaine sont modélisées comme la plage numérique avec un longueur de relaxation nulle de l'absorption active des vagues.

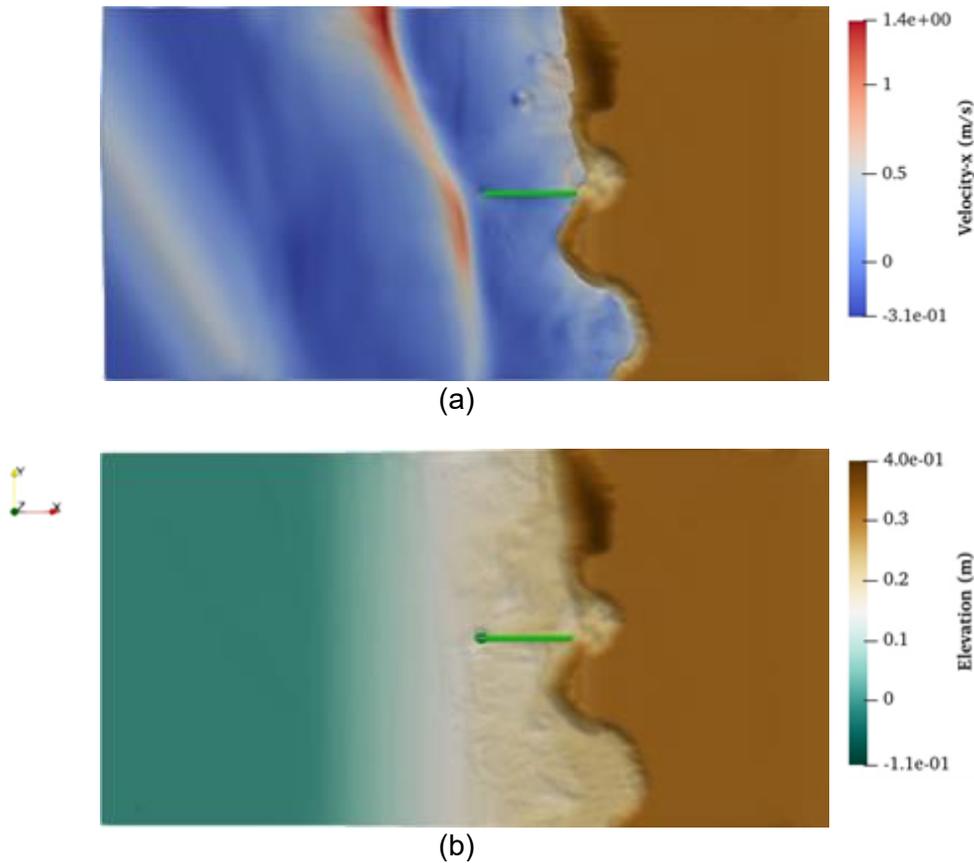


**Figure 30 a) Modèle d'épi à l'échelle dans la simulation REEF3D (les dimensions sont en mètres); b) Vague plongeante capturée par le modèle hydrodynamique**

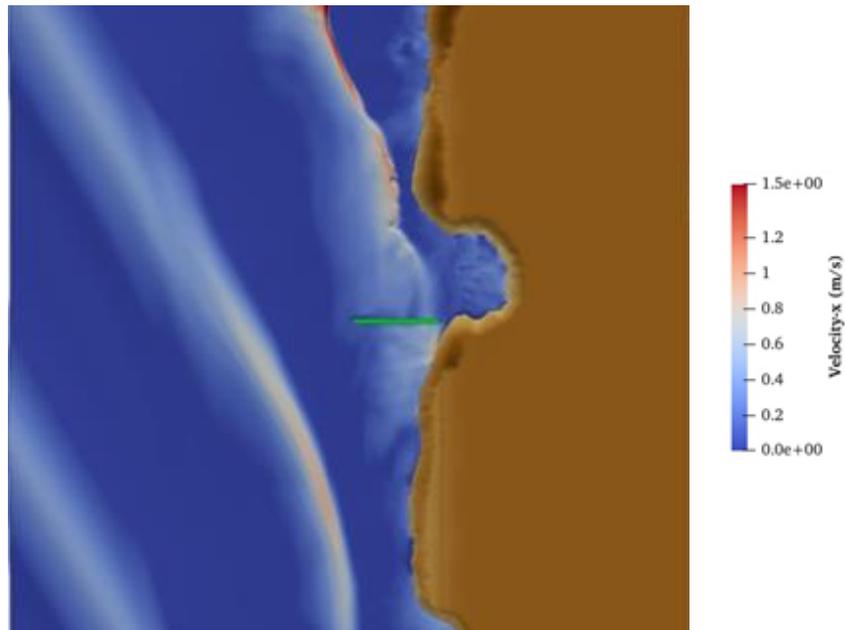
Le modèle REEF3D est capable de capturer avec précision les différences hydrodynamiques des vagues littorales, y compris le shoaling, la réfraction, la diffraction et le déferlement. Un instant de la vague plongeante modélisée dans une section du domaine est montré dans la Figure 30(b). Les Figure 31(a) et 32(a) montrent également comment les vagues inclinées générées dans le coin inférieur gauche du domaine sont réfractées et s'alignent sur le littoral. Les Figures 31(b) et 32(b) montrent respectivement la morphologie du lit après 150s d'impact des vagues pour des largeurs de domaine de 4m et 8m. Comme les pas de temps du module hydrodynamique et des modules de transport de sédiments sont découplés, le temps modélisé pour le transport de sédiments est égal à 1855s et 1881s pour les Figures 31 et 32, respectivement. Les vagues inclinées des Figures 31(a) et 32(a) induisent un courant littoral dans la direction y. Le transport de sédiments induit par ce courant (dérive littoral) a respectivement provoqué une érosion et un dépôt au niveau des parois latérales inférieures et supérieures du domaine.

Sur les deux Figures 31(b) et 32(b), la plage proche de l'épi présente une érosion du côté aval. Cette zone érodée dans la Figure 32(b) est plus grande que celle de la Figure 31(b). La largeur du domaine de 4m (dans la Figure 31(b)) montre également un léger dépôt en amont de l'épi. Cependant, en raison de la faible longueur de l'épi, l'eau a érodé l'extrémité de l'épi du côté de la rive et a provoqué une dérivation des sédiments vers l'aval de l'épi (Figures 31(b) et 32(b)). La dérivation des sédiments n'a pas permis le dépôt de sédiments sur le côté amont de l'épi (Figure 32(b)). Avec le domaine de faible largeur (Figure 31), l'érosion/dépôt sur les parois latérales du domaine a influencé les changements morphologiques autour de l'épi. Cependant, avec le domaine de 8m de large (Figure 2), les changements de plage près des parois latérales sont bien

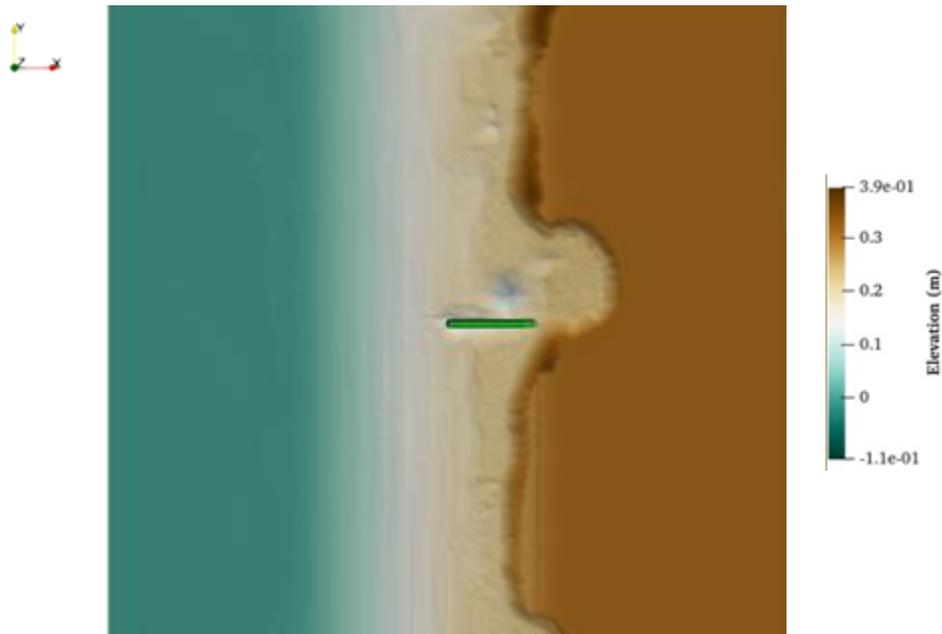
éloignés de la région d'influence de l'épi. La version actuelle de REEF3D ne permet pas d'introduire ou de retirer des sédiments des limites des murs.



**Figure 31** Epi court (en couleur verte) sous des vagues extrêmes à une largeur de domaine de 4m : a) vitesse instantanée des particules d'eau dans la direction x à la surface libre; b) changements morphologiques du lit après 1855s



(a)



(b)

**Figure 32** Epi court (en couleur verte) sous des vagues extrêmes à une largeur de domaine de 8m: a) vitesse instantanée des particules d'eau dans la direction x à la surface libre; b) changements morphologiques du lit après 1881s

## 6.2. Sédimentation autour d'un champ d'épis

Des épis imperméables par groupes de 2, 3 et 4 sont modélisés au centre du réservoir numérique à vagues. Les épis ont un espacement constant de 2.3 mètres, correspondant à l'espacement optimal de  $2L_g$  (2 longueurs d'épi) proposé par Kraus et al., (1994). L'extrémité vers la mer de chaque épi est située à  $x=8$  mètres et s'étend jusqu'à la fin du domaine ( $x=12$  mètres). Chaque épi a une épaisseur de 0.1 mètre et est modélisé comme un solide rectangulaire. Une couche poreuse de 0.15 mètre d'épaisseur est modélisée autour de chaque épi pour annuler la réflexion des vagues depuis la surface solide de l'épi. La couche poreuse est modélisée comme un milieu poreux de Darcy avec la perméabilité du sable (500 Darcy) dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  (Kamath et al., 2015). Avec le milieu poreux de Darcy, une chute de pression linéaire ( $p$ ) est appliquée au débit ( $q$ ) traversant la couche poreuse (Verruijt, 2012):

$$\begin{aligned} q_x &= -\frac{k_p}{\mu} \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right) \\ q_y &= -\frac{k_p}{\mu} \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right) \\ q_z &= -\frac{k_p}{\mu} \left( \frac{\partial p}{\partial z} + \gamma_w \right) \end{aligned} \tag{74}$$

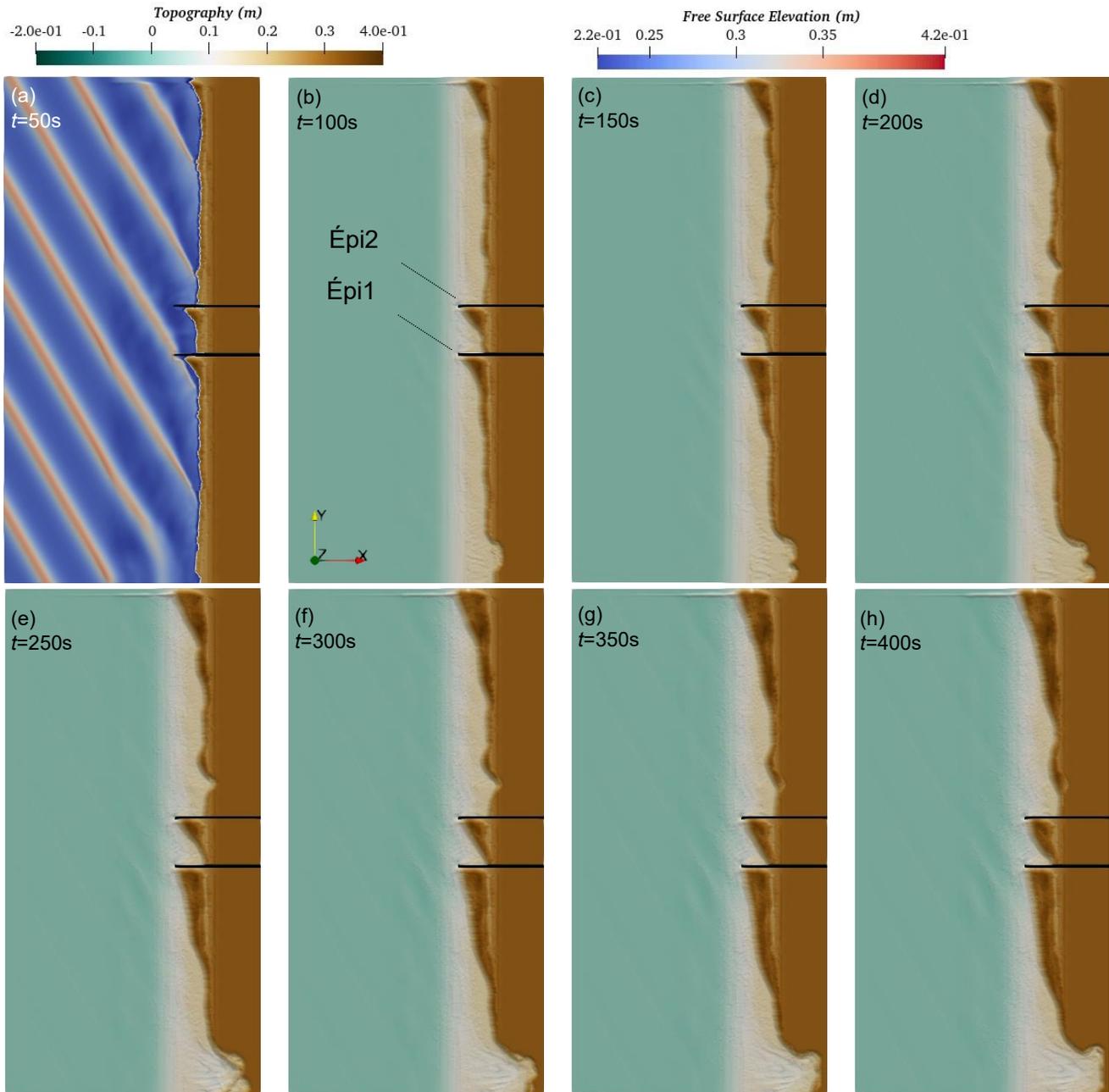
où  $\gamma_w$  est le poids volumique de l'eau,  $\mu$  est la viscosité dynamique et  $k_p$  est la perméabilité du milieu poreux. Les champs d'épis sont soumis à des vagues extrêmes de  $H_{max}=0.12$  mètres,  $T_{max}=1.7$  secondes.

### 6.2.1. *Champ de deux épis*

La Figure 33 illustre deux épis positionnés sous un angle d'attaque de  $30^\circ$ , identifiés comme Épi1 (épi amont) et Épi2 (épi aval) dans la Figure 33(b), avec un espacement de  $2L_g$ . Les évolutions géomorphologiques sont enregistrées à des intervalles de 50 secondes dans le temps hydrodynamique, aboutissant à la séquence temporelle finale à  $t=400$  secondes, équivalent à un temps morphologique de  $t_m/T=6000$ .

La Figure 33(a) donne un aperçu du champ de vagues entrantes, caractérisé par des vagues généralement longues qui se propagent initialement parallèlement, mais se réfractent progressivement et se brisent en atteignant la pente du fond. Les vagues obliques, entrant depuis le coin inférieur gauche du domaine, induisent une composante de contrainte le long du rivage à partir des vagues en déferlement, entraînant un courant littoral le long de l'axe  $y$  (du bas vers le haut du domaine). Ce courant littoral provoque une érosion progressive des sédiments à la fois du littoral et du côté inférieur du domaine, les déposant ensuite derrière les épis ou sur le côté supérieur du domaine.

Dans la Figure 33, une tendance notable émerge alors que l'accumulation de sédiments augmente progressivement avec le temps. Les Figure 33(a) et 33(b) décrivent les volumes de sédiments déposés en amont des deux épis, se ressemblant étroitement. À  $t=50$  secondes, le dépôt de sédiments n'a pas atteint la tête de l'épi. Cependant, à  $t=100$  secondes, les sédiments déposés entrent en contact avec la tête de l'épi. Au-delà de  $t=100$  secondes, le volume de sédimentation en amont de l'Épi1 dépasse celui de l'Épi2. Cette différence découle principalement de l'espace confiné entre les deux épis par rapport à la plus grande zone ouverte en amont de l'Épi1. Une observation intéressante de la Figure 33 est l'alignement constant de l'orientation du rivage entre les épis avec l'arrivée des vagues. De plus, le côté aval du dernier épi (Épi2) montre une érosion au fil du temps, bien que nettement moins importante que l'érosion observée sur le côté inférieur du mur du domaine.



**Figure 33** Changements morphologiques autour du champ de deux épis sous l'impact de vagues inclinées à 30°

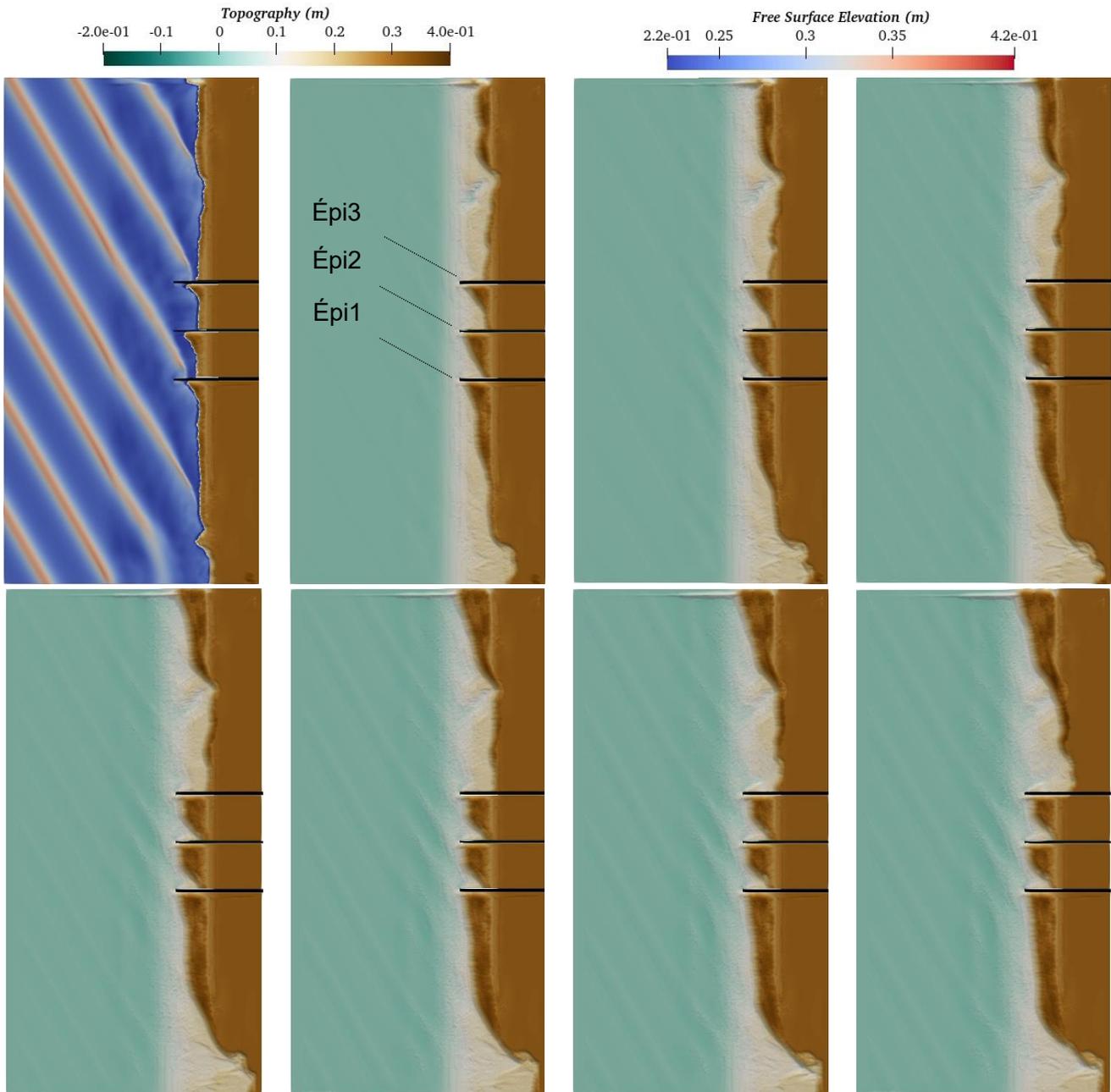
### 6.2.2. Champs de trois épis

La Figure 34 présente l'évolution morphologique entourant trois épis à des séquences temporelles hydrodynamiques de 50 secondes, atteignant un temps morphologique maximal de  $t_m/T=8500$ . La Figure 34(a) représente un champ de vagues inclinées à  $30^\circ$ , montrant le contour de l'élévation de la surface libre. Cette figure capture habilement la déformation des vagues à longue crête due à l'interaction avec la plage inclinée.

Les épis, espacés de manière égale à  $2L_g$ , sont désignés de l'amont vers l'aval comme Épi1, Épi2 et Épi3 (comme indiqué dans la Figure 33(b)). De manière similaire au champ d'épis double, un courant littoral dans la direction  $y$  entraîne une érosion de la plage en bas du domaine et en aval du dernier épi (Épi3). Ensuite, les sédiments érodés se déposent progressivement derrière chaque épi, s'accumulant finalement à l'arrière du mur latéral supérieur du domaine. Au pas de temps hydrodynamique initial de  $t=50$  secondes (Figure 34(a)), le sable accumulé derrière chacun des trois épis est presque égal et n'atteint pas la pointe de l'épi. À  $t=100$  secondes (Figure 34(b)), le dépôt de sédiments derrière les trois épis touche la pointe de l'épi. À ce stade, le dépôt de sédiments forme triangulaire droite derrière chaque épi, s'allongeant vers l'amont.

Dans la Figure 34(c) (à  $t=150$  secondes), la poursuite de la sédimentation modifie la forme du dépôt de sédiments en une forme trapézoïdale dans la première « baie » (entre l'Épi1 et l'Épi2) et en amont de l'Épi1. Cependant, à ce pas de temps, le dépôt de sédiments conserve sa forme triangulaire droite dans la deuxième baie (entre l'Épi2 et l'Épi3).

Le dépôt de sédiments dans la première et deuxième baie des épis reste constamment trapézoïdal pour  $t \geq 200$  secondes et  $t \geq 250$  secondes, respectivement (voir Figure 34(d) à Figure 34(h)). Néanmoins, une durée de simulation prolongée entraîne une érosion continue en aval de l'Épi3 jusqu'à la fin de la simulation à  $t=400$  secondes. De plus, pour  $t \geq 300$  secondes (Figs. Figure 34(f) à 4(h)), l'amont de l'Épi1 est complètement rempli, et une durée de simulation supplémentaire ne montre aucune influence significative sur la ligne de rivage.



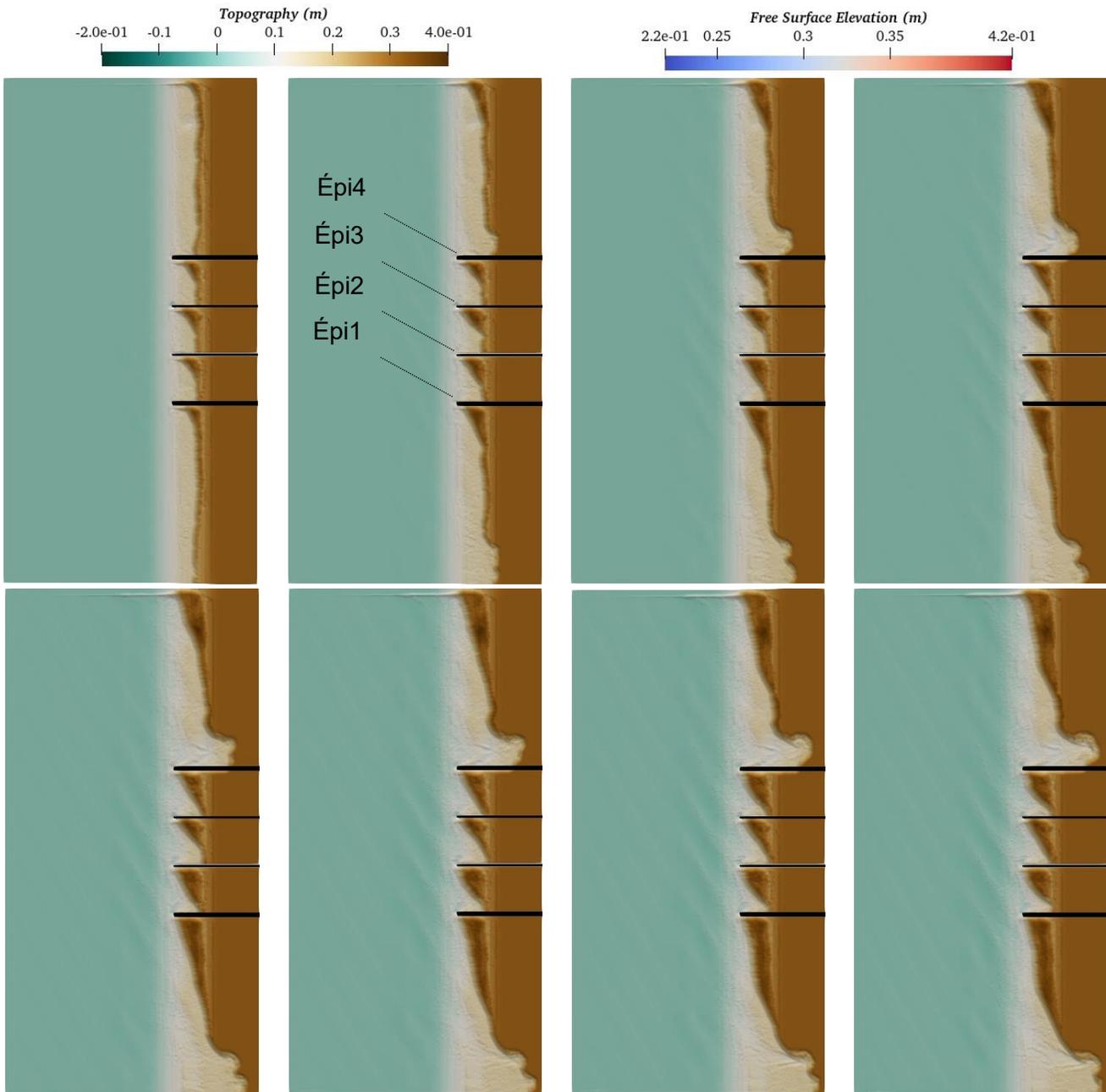
**Figure 34** Changements morphologiques autour du champ de trois épis sous l'impact de vagues inclinées à 30°

### 6.2.3. Champs de quatre épis

Dans la Figure 35, une investigation détaillée de l'évolution de la plage autour d'un champ de quatre épis est présentée. Une fois de plus, tous les épis conservent une longueur modèle constante de  $L_g=1.15$  mètre et sont également espacés à  $2L_g$ . Le lit morphologique est observé toutes les 50 secondes, atteignant un temps morphologique maximal de  $t_m/T=5400$ . Le champ de vagues obliques à  $30^\circ$  montré dans la Figure 35(a) induit un courant littoral dans la direction  $y$ .

La Figure 35(b) étiquette les épis dans le champ de 1 à 4. À la phase initiale de la simulation (Figure 35(a)), le dépôt en amont des quatre épis a une forme triangulaire presque identique, n'atteignant pas l'extrémité maritime des épis. À  $t=100$  secondes (Figure 35(b)), le sédiment déposé atteint les pointes des épis. Au fur et à mesure que le temps de simulation progresse ( $t \geq 150$  secondes), le sédiment continue de s'accumuler en amont (direction  $-y$ ), mais l'extrémité maritime de la zone de dépôt reste fixée aux pointes des épis. En amont de l'Épi1, on observe une croissance constante de la sédimentation, tandis qu'en aval du dernier épi (Épi4), une érosion continue est observée au fil du temps.

Au sein des zones entre les épis, les tendances de sédimentation diffèrent. Les zones entre l'Épi1 et l'Épi2 puis entre l'Épi3 et l'Épi4 montrent un développement progressif de la sédimentation à chaque séquence temporelle (comparer Figure 35(a) à (h)). En revanche, la sédimentation dans le deuxième baie (entre l'Épi1 et l'Épi2) reste presque constante pour  $100s \leq t \leq 200s$  (voir Figure 35(b) à (d)). Après  $t \geq 200$  secondes, la sédimentation dans la deuxième baie augmente progressivement avec le temps. Dans tous les baies, la ligne de rivage conserve une inclinaison alignée sur l'angle d'attaque des vagues, reflétant un angle d'inclinaison de la ligne de rivage constant tout au long des séquences temporelles.



**Figure 35** Changements morphologiques autour du champ de quatre épis sous l'impact de vagues inclinées à 30°

## 7. EFFORTS EXPÉRIMENTAUX

Dès le début du projet, une part considérable du travail de recherche était axée sur la réalisation de la phase expérimentale. Au commencement des études, un effort important a été déployé pour la construction d'un bassin 3D à vagues à l'Université de Sherbrooke. Un bassin à vagues de 10.5×16.5 m<sup>2</sup> a été méticuleusement conçu par l'équipe, comme le montre la Figure 36. Le dessin structural illustre la disposition prévue pour le bassin dans le laboratoire d'hydraulique à l'Université de Sherbrooke. Les coûts matériels estimés pour ce bassin à vagues s'élevaient à environ 30 000 dollars canadiens. En plus de la construction du bassin, l'équipe a engagé des négociations avec diverses entreprises pour acquérir un générateur de vagues adapté. Le Tableau 2 fournit un résumé de ces négociations, présentant des estimations de coûts rugueux variables, allant de 237 000 à 598 000 dollars canadiens, selon les caractéristiques spécifiques et le type de générateur de vagues.

**Tableau 2 Résumé des négociations avec différents fabricants de générateurs de vagues**

<b>Entreprise</b>	<b>Coût</b>	<b>Description</b>
HR Wallingford	237 000 CAD	Un générateur de vagues multi-éléments à 16 pales pour une profondeur d'eau maximale de 0.6 mètre; le coût inclut l'instrumentation et le système d'acquisition de données
BoschRexroth Canada	400 000 CAD	1 segment, largeur de 1 mètre, clapet unidirectionnel
CIIZ C. Korea	598 000 CAD	Un générateur de vagues de type piston à 16 segments pour une profondeur d'eau de 1.2 mètre

La projection initiale pour l'auto-construction du bassin à vagues était estimée à 150 000 dollars canadiens. Cependant, la mise en œuvre de la politique de l'Université de Sherbrooke, exigeant que toute construction au sein des laboratoires universitaires soit effectuée par une entreprise enregistrée, a entraîné une augmentation significative des dépenses globales. Le devis interne de la Services des immeubles dépassait 300 000\$ pour la construction du bassin (voir le Tableau 3), compromettant ainsi la faisabilité du projet.

APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET NUMÉRIQUE POUR L'ÉTUDE DES PARAMÈTRES DE CONCEPTION DES CHAMPS  
 D'ÉPIS COURTS POUR LA PROTECTION CÔTIÈRE POUR L'ADAPTATION AUX IMPACTS DES CHANGEMENTS  
 CLIMATIQUES  
 CC24.1

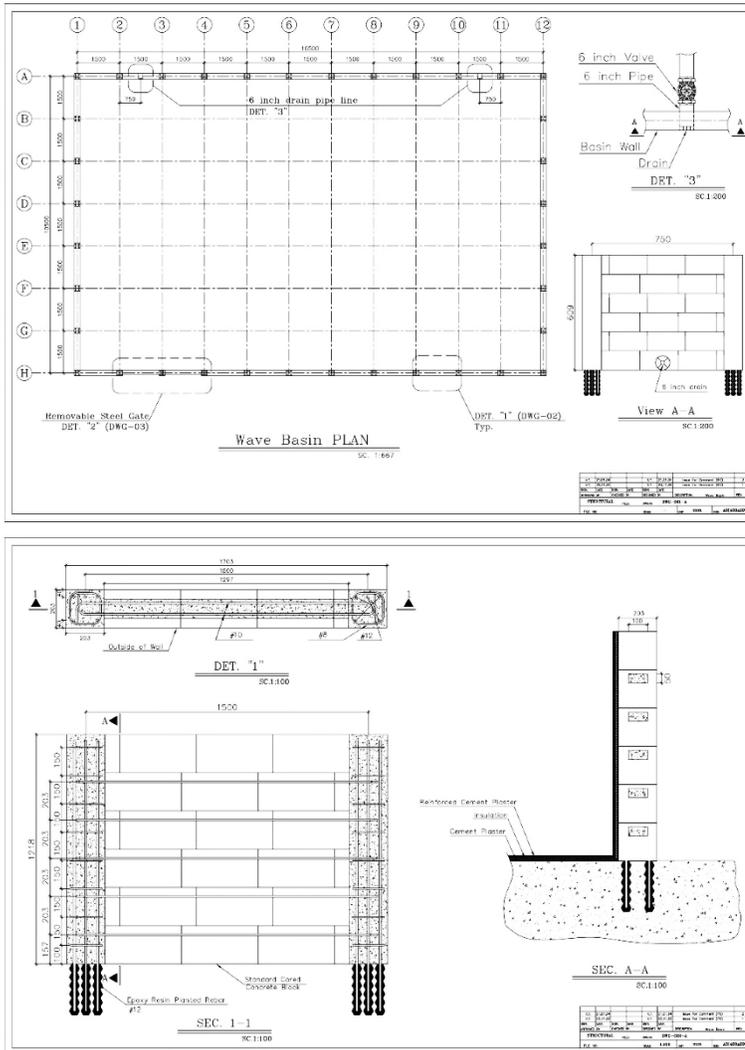


Figure 36 Dessins d'exemple du bassin à vagues conçu à l'Université de Sherbrooke

APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET NUMÉRIQUE POUR L'ÉTUDE DES PARAMÈTRES DE CONCEPTION DES CHAMPS  
D'ÉPIS COURTS POUR LA PROTECTION CÔTIÈRE POUR L'ADAPTATION AUX IMPACTS DES CHANGEMENTS  
CLIMATIQUES  
CC24.1

**Tableau 3 Estimation interne pour la construction du bassin à vagues (\$ CAN)**

<b>Estimation préliminaire (niveau préféabilité)</b>					
<div style="display: flex; justify-content: space-between;"> <div> <p><b>Client :</b> Faculté de génie</p> <p><b>Projet :</b> Bassin à houle au local C2-1015</p> <p><b>Dossier :</b> PR21-3352</p> <p><b>Date :</b> 2021-06-22</p> </div> <div style="text-align: right;">  <p><b>UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE</b></p> </div> </div>					
Art.	DESCRIPTION	UN.	QTÉ (A)	PRIX UNITAIRE (B)	PRIX TOTAL AVANT TAXES (A X B = C)
<b>1.0</b>	<b>Coût de construction</b>				
1.1	Organisation de chantier	Forfaitaire	1	10 000 \$	10 000 \$
1.2	Démolition	Forfaitaire	1	5 000 \$	5 000 \$
1.3	Ancrages	Forfaitaire	1	10 000 \$	10 000 \$
1.4	Mur de blocs armés ou béton coulé (coffrage, armature et bétonnage)	Forfaitaire	1	40 000 \$	40 000 \$
1.5	Étanchéisation	Forfaitaire	1	30 000 \$	30 000 \$
1.6	Porte à guillotine étanche et système de levage	Forfaitaire	1	30 000 \$	30 000 \$
1.7	Enrochement et sable à l'intérieur du bassin transporté manuellement	Forfaitaire	1	10 000 \$	10 000 \$
1.8	Ventilation; <u>coûts inconnus; possiblement aucun</u>	Forfaitaire	1	Inconnu	- \$
1.9	Tuyauterie, trop-plein, vannes de vidange et accessoire	Forfaitaire	1	15 000 \$	15 000 \$
1.10	Électricité; <u>coûts inconnus; minimum 10 000\$</u>	Forfaitaire	1	10 000 \$	10 000 \$
1.11	Sécurité et accès (garde-corps et escaliers)	Forfaitaire	1	20 000 \$	20 000 \$
1.12	Grillages sur caniveaux	Forfaitaire	1	10 000 \$	10 000 \$
1.13	Déplacement de la porte de la chambre climatique	Forfaitaire	1	5 000 \$	5 000 \$
1.14	Remise en état des lieux	Forfaitaire	1	5 000 \$	5 000 \$
	Coût de construction (avant taxes)			200 000 \$	200 000 \$
	Précision Estimation préliminaire (20%)				40 000 \$
	Sous-total 1 - Coût de construction (avant taxes)				240 000 \$
	Contingence de construction (10%)				24 000 \$
	<b>Total 1 - Coût de construction (avant taxes)</b>				<b>264 000 \$</b>
<b>2.0</b>	<b>Honoraires professionnels</b>				
	Avant-projet	Forfaitaire	1	12 000 \$	12 000 \$
	Plans et devis et surveillance partielle	Forfaitaire	1	18 000 \$	18 000 \$
	<b>Total 2 - Honoraires professionnels (avant taxes)</b>			30 000 \$	30 000 \$
<b>3.0</b>	<b>Autres frais : permis, laboratoire, etc (3%)</b>				
	Autres frais	Forfaitaire	1	7 920 \$	7 920 \$
	<b>Total 3 - Autres frais (avant taxes)</b>			7 920 \$	7 920 \$
				<b>Sous-total 1 (1 + 2+ 3)</b>	<b>301 920 \$</b>
				<b>Taxes nets (4,7378%)</b>	<b>14 304 \$</b>
				<b>GRAND TOTAL</b>	<b>316 224 \$</b>

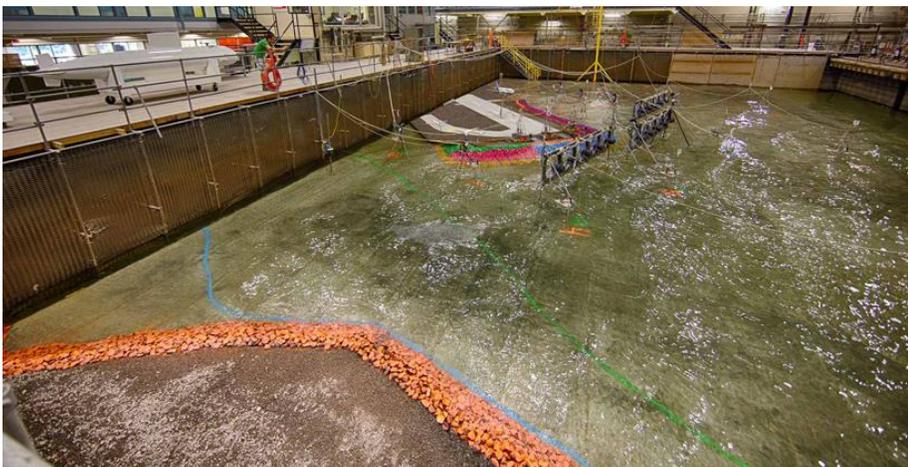
NOTE : Les coûts d'électricité et de ventilation sont inconnus.

L'équipe de recherche a participé à des réunions et des négociations avec le Conseil national de recherches du Canada (CNRC) pour explorer l'utilisation de leurs installations de recherche (c.-à-d., les bassins à vagues). En fonction de la disponibilité des installations, le personnel du CNRC a proposé l'utilisation du Bassin à Vagues Multidirectionnel (Figure 377). Ce bassin mesure 30m×36m×3m et est équipé d'une machine à vagues directionnelles comprenant 60 segments capables de produire à la fois des vagues régulières et irrégulières avec des hauteurs significatives allant jusqu'à 0.5 mètre.

Pour gérer les coûts expérimentaux au CNRC, le plan expérimental initial a été limité à 24 cas de test se concentrant uniquement sur les effets de deux

configurations d'épis: un seul épi et 4 épis. Le choix de la configuration à 4 épis était basé sur sa compatibilité avec le facteur d'échelle de 1:30, permettant le nombre maximal autorisé d'épis longs avec un espacement de  $2L_g$  (2 longueurs d'épis) dans la largeur nette du bassin (25m). Cet espacement est conforme aux recommandations du Corps des Ingénieurs de l'Armée Américaine (1994) et de Kraus et al. (1998). Les cas de test choisis répertoriés dans le Tableau 44 visent à répondre aux questions suivantes concernant à la fois les épis longs et courts:

1. Effets des longueurs d'épis sur les évolutions morphologiques autour des épis.
2. Effets de l'angle d'attaque des vagues sur les évolutions morphologiques autour des épis.
3. Effets de la perméabilité des épis sur les évolutions morphologiques autour des épis.



**Figure 377 Vues des installations du bassin à vagues multidirectionnel du CNRC**

Le Tableau 44 démontre l'étude des longueurs d'épis catégorisées comme courtes et longues. Les épis s'étendant à travers la zone de déferlement, entre le rivage et une profondeur d'environ 1.6 fois la profondeur de déferlement, sont qualifiés d'épis longs (Hallermeier, 1983). Pour des vagues extrêmes ( $H_{max}=6m$ ,  $T_{max}=12s$ ), 1.6 fois la profondeur de déferlement équivaut à environ 11.05m, correspondant à une longueur d'épi d'environ  $L_{gl}=85.5m$ . L'épi est modélisé comme imperméable ou perméable avec des porosités de 25%, 50% et 75%. Des vagues spectrales irrégulières, suivant le spectre JONSWAP avec  $T_p=8.5s$  comme recommandé par Sorensen (2006), sont utilisées. De plus, trois angles d'attaque des vagues seront explorés: 15°, 30°, 45°. Le nombre total de cas de test, tel que détaillé dans le Tableau 5, s'élève à 14.

**Tableau 4 Résumé des cas de test prévus à l'installation du CNRC**

Objectif	Longueur de l'épi ( $L_g$ )	Configuration de l'épi	Perméabilité de l'épi	Type de vague	Direction des vagues	Cas
Effet de la longueur de l'épi	Courte ( $0.25L_g$ , $0.5L_g$ , $0.75L_g$ ), longue	4 épis	Imperméable	Spectral	$30^\circ$	4
Effet de l'angle d'attaque des vagues	Courte ( $0.5L_g$ ), longue	4 épis	Imperméable	Spectral	$15^\circ$ , $45^\circ$	4
Effet de la perméabilité de l'épi	Courte ( $0.5L_g$ ), longue	4 épis	Perméable (25%, 50%, 75%)	Spectral	$30^\circ$	6
<b>Total des cas</b>				<b>14</b>		

Le schéma global de l'agencement à l'échelle expérimentale dans le Bassin de Vagues Multidirectionnel, représentant le champ d'épis de 4, est illustré dans la Figure . Cette figure présente un lit avec une pente de 10%, ce qui se traduit par une profondeur d'eau à l'échelle de 0.458 m. Les épis, conçus comme des structures de type enrochement, comportent des noyaux à la fois perméables et imperméables. Des pierres d'armure à l'échelle seront utilisées pour construire les épis dans diverses configurations. Les sédiments utilisés sont des sables non cohésifs avec une densité de  $\rho_s=2650 \text{ kg/m}^3$ . En utilisant la loi d'échelle de Froude, les caractéristiques du modèle à l'échelle sont calculées et détaillées dans le Tableau . Dans ce tableau, le diamètre médian des sédiments est estimé en utilisant la relation de Van Rijn (2011):

$$n_{d50} = n_l^{0.55} \quad (75)$$

L'Équation (75) représente les ajustements de l'échelle de la vitesse de chute des sédiments.

**Tableau 5 Caractéristiques du modèle à l'échelle (1:30)**

	Prototype			À l'échelle		
	Min	Max	Moyenne	Min	Max	Moyenne
Hauteur des vagues (m)	2	6	4	0.07	0.2	0.13
Période des vagues (s)	5	12	8.5	0.91	2.19	1.55
$d_{50}$ (mm)	0.062	2	1.03	0.01	0.31	0.16

Comme illustré dans la Figure (b), une petite plateforme a été conçue du côté terrestre de la plage pour permettre une observation rapprochée pendant les tests. Le dispositif de lit mobile comprend une base en béton recouverte d'une

couche de sable. Cette méthodologie vise principalement à gérer l'impact substantiel des besoins en sable sur les coûts d'approvisionnement, les efforts de placement, la reconfiguration du modèle entre les essais et les frais d'élimination. Pour améliorer la faisabilité financière du projet, l'équipe du CNRC a proposé une approche alternative : au lieu que toute la zone de la plage soit composée de sable, ils ont recommandé de construire un "coin" en béton sous la plage avec une pente de 1:10, supportant une couche de sable fin de 12.5 cm (équivalent à 3.75 m d'épaisseur à l'échelle 1:30 du prototype).

Les mesures comprennent diverses techniques, notamment la topographie au théodolite pour surveiller les réponses du rivage dans le temps, complétée par des drapeaux marqueurs pour le suivi visuel. De plus, le laboratoire est équipé d'un scanner laser FARO, utilisé périodiquement pour mesurer la plage. À noter que pour scanner les sections immergées de la plage, une vidange partielle du bassin est nécessaire. Des mesures de profilage transversal seront réalisées sur environ 5 transects, avec réinitialisation du sable de la plage à un point de départ commun entre chaque test. Dans chaque cas d'essai, l'évolution temporelle des vagues incidentes et l'évolution des vagues sur la plage seront capturées par environ 10 jauges de vagues situées à l'intérieur du bassin. Une documentation visuelle supplémentaire sera facilitée par quatre caméras vidéo enregistrant sur des supports numériques, assurant une surveillance continue du modèle pendant les tests. Ces flux vidéo seront accessibles en temps réel depuis n'importe quel endroit via un lien web sécurisé par mot de passe.

Le CNRC a estimé un coût total du projet de 254 700 dollars canadiens pour mener les expériences décrites ci-dessus, avec un détail complet fourni dans le Tableau . De plus, un calendrier estimé du projet est présenté dans le Tableau . La durée du projet, telle qu'indiquée dans le Tableau , s'étend sur 14 semaines, avec une période dédiée de 6 semaines allouée au programme de tests principal. Au cours de cette fenêtre de 6 semaines, les activités comprennent les tests actifs, la documentation, l'évaluation des conditions entre les essais et la reconstruction potentielle du modèle, qui peut inclure un remodelage de la plage si nécessaire.

Malgré la mise en place de plusieurs mesures visant à économiser les coûts et les optimisations, le coût estimé par le CNRC dépasse de près de 150 000 CAD le budget disponible pour le projet. Malheureusement, les tentatives d'obtenir une subvention du CNRC pour compenser ces coûts n'ont pas abouti jusqu'à présent, car l'éligibilité au programme de financement de l'océan supercluster nécessite un partenaire industriel. L'équipe continue de négocier avec d'autres installations potentielles, y compris le laboratoire d'ingénierie côtière de l'Université Queen's, afin de trouver une option plus viable financièrement.

**Tableau 6 Répartition des coûts de modélisation expérimentale du CNRC**

Élément	Coût (CAD)
Planification, gestion de projet, communications	6 400
Conception et construction de la plateforme d'observation	24 650
Acheter et préparer des matériaux en roche et en sable	27 150
Préparer l'instrumentation et l'équipement de génération des vagues	8 450
Étalonnage des conditions des vagues incidents	15 800
Construire le rivage initial et les épis	19 800
Tests et reconstruction	125 450
Préparation d'un bref rapport de synthèse et livrables	11 250
Démantèlement et retrait du modèle	15 750
<b>Total</b>	<b>254 700</b>

**Tableau 7 Calendrier estimé de la modélisation expérimentale dans les installations du CNRC**

Élément	Temps requis
La conception du modèle	1 Semaine
La construction de la plateforme d'observation et la préparation de l'instrumentation	2 Semaines
Calibration des vagues incidentes	1 Semaine
Programme principal de tests	6 Semaines
Retrait du modèle	1 Semaine
Rapport	3 Semaines
<b>Total</b>	<b>14 Semaines</b>

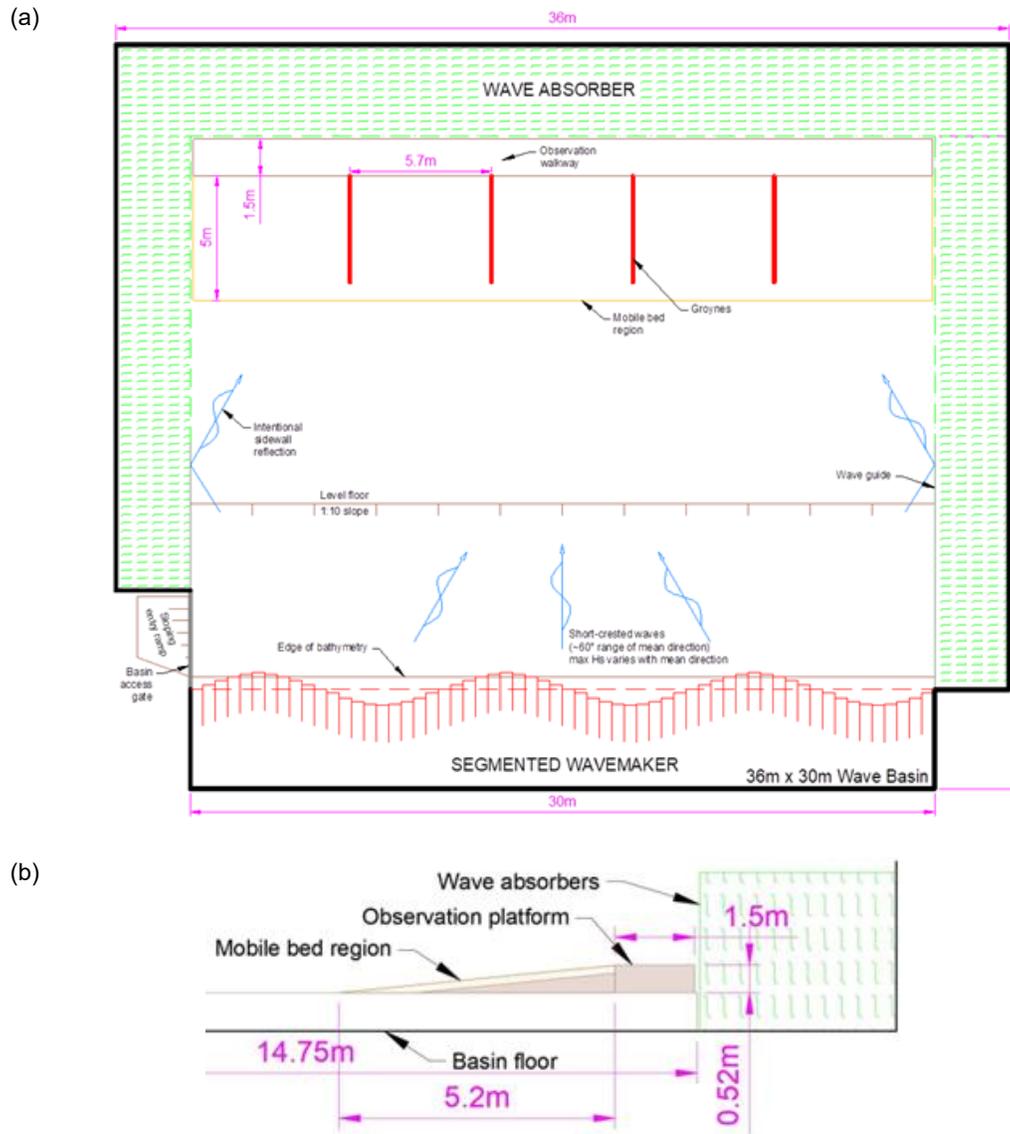


Figure 38 a) Schéma proposé par le CNRC pour l'installation expérimentale à l'échelle dans le bassin à vagues multidirectionnel pour un champ de quatre épis.  
 b) Le lit mobile est construit à partir d'une partie en béton et d'une couche de sable

## 8. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Les résultats de cette étude mettent en évidence le rôle multifacette des épis dans la protection côtière, en soulignant leur importance dans la gestion du transport sédimentaire et dans la lutte contre l'érosion des rivages. La recherche a permis de dégager des perspectives précieuses sur les facteurs influant sur la performance des épis. Des études démontrent que des systèmes d'épis bien conçus peuvent favoriser la rétention des sédiments et stabiliser les plages, tandis que des structures mal conçues risquent d'aggraver l'érosion en aval et de perturber l'équilibre sédimentaire.

Cependant, malgré les études considérables sur la modélisation hydrodynamique du champ d'écoulement autour des épis courts (par exemple, Ge et al., 2012 ; Rocha et al., 2013 et Zhang et Stive, 2019), l'étude numérique de l'évolution morphologique autour des champs d'épis se limite principalement à des modèles empiriques simplifiés d'évolution du littoral. D'autres simulations numériques monophasiques sont réalisées avec des logiciels commerciaux tels que Mike 21. En fait, les auteurs ne connaissent aucune simulation numérique de la sédimentation autour des épis en source libre dans la littérature. Les études expérimentales disponibles sur les épis sont également assez limitées et pour la plupart dépassées. La preuve en est la description de Kraus et al. (1994) : "De nombreux tests de laboratoire semblent souffrir si gravement des distorsions d'échelle que les résultats sont douteux ou trompeurs". En outre, la partie la plus importante des études porte sur les épis inclinés et les épis avec extension du littoral ou tête en T. En effet, à notre connaissance, il n'existe pas de données expérimentales disponibles sur les changements morphologiques des champs d'épis perméables sous les vagues. C'est pourquoi le manuel de génie côtier (2008) a décrit les épis comme "la structure côtière la plus mal utilisée et la moins bien conçue", qui nécessitent une modélisation numérique et empirique élaborée.

À cette fin, dans l'étude actuelle, le processus de sédimentation et l'évolution morphologique autour des épis a été étudié à travers de simulations numériques. Parmi les différents modèles CFD open-source disponibles, REEF3D a été sélectionné en raison de ses capacités à simuler les écoulements à surface libre dans les applications d'ingénierie côtière, marine et environnementale. Dans ce rapport, le contexte théorique des modules hydrodynamiques et morphologiques du modèle REEF3D a été résumé. Le modèle a été validé par une simulation 2D de l'affouillement induit par les vagues d'un lit incliné au pied d'une digue. La configuration a été étendue en 3D et certains des premiers résultats des simulations d'épis sont présentés.

Le modèle a été utilisé pour analyser les changements morphologiques autour des champs d'épis comprenant 2, 3 et 4 épis, tous ayant des longueurs équivalentes à des longueurs de prototype de  $L_g=57.5\text{m}$ , uniformément espacés de  $2L_g$ . Pour les études de champs d'épis, une inclinaison modérée des vagues de  $30^\circ$  a été sélectionnée, connue pour induire une sédimentation maximale en amont d'un seul épi.

L'étude de la sédimentation autour du champ d'épis est divisée en trois segments : i) en amont du premier épi, ii) en aval du dernier épi et iii) les zones entre les épis. Les résultats de la simulation ont révélé une accumulation continue de sédiments en amont du premier épi. Ces sédiments avaient tendance à se déplacer vers le large, mais ne dépassaient pas l'extrémité de l'épi, s'allongeant également vers l'amont. Une érosion constante a été observée en aval du dernier épi, intensifiée avec l'augmentation du nombre d'épis en raison d'une réduction de la dérive littorale des sédiments. Les zones comprises entre les épis ont généralement montré un dépôt de sédiments avec une érosion minimale. Cependant, la sédimentation n'a pas complètement rempli l'espace entre les épis, maintenant une inclinaison du rivage similaire à l'angle d'attaque des vagues.

Finalement, un aperçu des efforts consacrés à la phase expérimentale a été présenté. Ces initiatives ont débuté avec la conception d'un bassin à vagues au laboratoire d'hydraulique de l'Université de Sherbrooke et des négociations avec différents fournisseurs pour obtenir un générateur de vagues adapté. Les efforts ultérieurs se sont concentrés sur la réalisation d'expériences dans des laboratoires disponibles tant au Canada. Mais à cause des coûts élevés, l'Université n'a pas pu donner le contrat.

## 9. BIBLIOGRAPHIE

Abdullatef HA, Nazmy H, Alsayed Y, Almongy A. Maintaining beach morphology by groin systems (case study: Marina Al-Alamein). Al Azhar University Civil Engineering Research Magazine (CERM) 40(4); October, 2018.

Afzal MS. 3D Numerical Modelling of Sediment Transport under Current and Waves. Master thesis, Norwegian University of Science and Technology, 2013.

Ahmad N, Bihs H, Myrhaug D, Kamath A, Arntsen OA. Numerical modeling of breaking wave induced seawall scour. *Coast. Eng.*, 150; 108-120, 2019.

Ahmad N, Bihs H, Myrhaug D, Kamath A, Arntsen OA. Three-dimensional numerical modelling of wave-induced scour around piles in a side-by-side arrangement. *Coastal Engineering*, 138; 132-151, 2018.

Ahmed HSA, Hasan MM, Tanaka N. Analysis of flow around impermeable groynes on one side of symmetrical compound channel: An experimental study. *Water Science and Engineering*, 3(1); 56-66, 2010.

Alauddin M, Hossain MM, Uddin MN, Haque ME. A review on hydraulic and morphological characteristics in river channels due to spurs. *World Academy of Science, Engineering and Technology. International Journal of Geological and Environmental Engineering*, 11; 4, 2017.

Aminti P, Cammelli C, Cappiotti L, Jackson NL, Nordstrom KF, Pranzini E. Evaluation of beach response to submerged groin construction at Marina di Ronchi, Italy, using field data and a numerical simulation model. *Journal of Coastal Research*, (SPEC. ISSUE 33): 99-120, 2004.

Amoudry L. A review on coastal sediment transport modelling. Proudman Oceanographic Laboratory, Internal Report No. 189, 2008b.

Amoudry L. Extension of k- $\omega$  turbulence closure to two-phase sediment transport modelling: Application to oscillatory sheet flows. *Advances in Water Resources*, 72; 110-121, 2014.

Amoudry L. Two-phase modeling of granular sediment for sheet flows and scour. PhD Dissertation January 2008a.

Badiei P, Kamphuis JW, Hamilton DG. Physical Experiments on the Effects of Groins on Shore Morphology. *Proc. 24th ICCE, Kobe, Japan*, 1994.

Bagnold RA. An approach to the sediment transport problem from general physics, *Geological Survey Professional Paper*, 422-I, 1966.

Bagnold RA. Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 225(1160); 49-63, 1954.

- Bakhtyar R, Barry DA, Yeganeh-Bakhtiary A, Li L, Parlange JY, Sander G. Numerical simulation of two-phase flow for sediment transport in the inner surf and swash zones. *Advances in Water Resources*, 33(3); 277-290, 2010.
- Barcelo JP. Experimental Study of the Hydraulic Behavior of Groyne System. *Proc. 11th Coastal Eng. Conf.*, 326-548, 1968.
- Basco DR, Pope J. Groin functional design guidance from the Coastal Engineering Manual, *Journal of Coastal Research*, 33; 121-130, 2004.
- Baykal C, Sumer BM, Fuhrman DR, Jacobsen NG, Fredsøe J. Numerical simulation of scour and backfilling processes around a circular pile in waves. *Coastal Engineering*, 2017; 122: 87-107.
- Bayram A, Larson M, Hanson H. A new formula for the total longshore sediment transport rate. *Coast. Eng.* 54; 700-710, 2007.
- Berthelsen PA, Faltinsen OM. A local directional ghost cell approach for incompressible viscous flow problems with irregular boundaries. *J. Comput. Phys.*, 227; 4354-4397, 2008.
- Bihs H, Olsen N. Numerical modeling of abutment scour with the focus on the incipient motion on sloping beds. *Journal of Hydraulic Engineering*, 137(10); 1287-1292, 2011.
- Bihs H, Wang W, Pakozdi C, Kamath A. REEF3D: FNPF - A flexible fully nonlinear potential flow solver. *J. Offshore Mech. Arct. Eng.*, 1142; 2020.
- Bihs H. Three-dimensional numerical modeling of local scouring in open channel flow. PhD thesis, 2011.
- Bingham HB, Zhang H. On the accuracy of finite-difference solutions for nonlinear water waves. *Journal of Engineering Mathematics*, ISSN 00220833, 2007.
- Biria HA, Neshaei MAL, GHabraei A, Mehrdad MA. Investigation of sediment transport pattern and beach morphology in the vicinity of submerged groyne (case study: Dahane Sar Sefidrood). *Front. Struct. Civ. Eng.*, 9(1); 82-90, 2015.
- Blanco B. Beachplan (Version 04.01) model. Description; HR Wallingford Report; Springer Nature: Berlin/Heidelberg, Germany, 2003.
- Blumberg AF, Mellor GL. A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model. *Three-dimensional Coastal Ocean Models*, 1-16, 1987.
- Bohorquez P. Study and numerical simulation of sediment transport in free surface flow. 2008.
- Brampton AH, Goldberg DG. Mathematical model of groynes on single beaches. HR Wallingford, Report SR 276, 1991.

Brennan D. The Numerical Simulation of Two-Phase Flows in Settling Tanks. PhD Dissertation, Imperial College of Science, Department of Mechanical Engineering, Exhibition Road, London, January 2001.

Burkow M, Griebel M. A full three dimensional numerical simulation of the sediment transport and the scouring at a rectangular obstacle. *Comput. Fluids*, 125; 1-10, 2016.

Carrillo-Serrano V, Pacheco-Tobar E. Application of OpenFoam solver SettlingFoam to bedload sediment transport analysis. *Revista DYNA*, 85(206); 121-127, September, 2018

CERC. Shore protection manual: Vicksburg. Coastal Engineering Research Center, U.S., Corps of Engineers, 1984.

Chauchat J, Cheng Z, Nagel T, Bonamy C, Hsu TJ. SedFoam-2.0: a 3-D two-phase flow numerical model for sediment transport. *Geoscientific Model Development*, 10(12); 4367, 2017.

Chauchat J, Guillou S. On turbulence closures for two-phase sediment laden flow models. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 113(C11), 2008.

Cheng Z, Hsu TJ, Chauchat J. An Eulerian two-phase model for steady sheet flow using large-eddy simulation methodology. *Advances in Water Resources*, 111; 205-223, 2018.

Chorin A. Numerical solution of the Navier stokes equations. *Math. Comput.*, 22; 745-762, 1968.

Clough R. The Finite Element Method in Plane Stress Analysis. American Society of Civil Engineers, 1960.

Coastal Engineering Manual (CEM), US army corps of engineers, 2008.

Cooper A, Dearnaley M. Guidelines for the use of computational models in coastal and estuarial studies-flow and sediment transport models. 1996.

Courant R, Friedrichs K, Lewy H. On the partial difference equations of mathematical physics. *IBM Journal of Research and Development*, 11; 215-234, 1967.

Courant R, Isaacson E, Rees M. On the solution of nonlinear hyperbolic differential equations by finite differences. *Comm. Pure Appl. Math*, (5); 243-255, 1952.

Cundall PA, Strack OD. A discrete numerical model for granular assemblies. *geotechnique*, 29(1); 47-65, 1979.

Dabees M, Kamphuis JW. ONELINE, a numerical model for shoreline change. In *Proceedings of the 26th Int. Conf. On Coastal Engineering, ASCE*, Copenhagen, Denmark, 2668-2681, 22-26 June 1998.

- Danish Hydraulic Institute. MIKE 21 short description, Danish Hydraulic Institute, Hørsholm, Denmark, 1993.
- Dean RG, Dalrymple RA. Coastal processes with engineering applications. Cambridge University Press, Cambridge, 488, 2002.
- Dean RG. Coastal structures and their interaction with the shoreline. Application of Stochastic Processes in Sediment Transport, HW Shen and H Kikkawa eds., Water Resources Publication, Littleton, Colo., 1978.
- Dean RG. Equilibrium beach profiles: characteristics and applications. Journal of Coastal Research, 7(1); 53-84, 1991.
- Dehghani AA, Azamathulla HMd, Hashemi Najafi SA, Ayyoubzadeh SA. Local scouring around L-head groynes. Technical Note, Journal of Hydrology, 504; 125-131, 2013.
- Delft Hydraulics. Delft3D users' manual, Delft Hydraulics, The Netherlands, 1999.
- Deltares. UNIBEST-CL+ Manual: Manual for version 7.1 of the shoreline model UNIBEST-CL.; Deltares: Delft, The Netherlands, 2011.
- Dey S. Experimental studies on incipient motion of sediment particles on generalized sloping fluvial beds. Journal of Sediment Research, 16(3); 391-398, 2001.
- Dey S. Fluvial hydrodynamics. Springer, 2014.
- Dey S. Threshold of sediment motion on combined transverse and longitudinal sloping beds. J. Hydraul. Res., 41(4); 405-415, 2003.
- DHI. Litpack: Noncohesive sediment transport in currents and waves. User guide; Danish Hydraulic Institute: Hørsholm, Denmark, 2005.
- Dijkstra YM. Turbulence modelling in environmental flows. Improving the accuracy of the k- $\epsilon$  model by a mathematical transformation. Master's thesis, Delft University of Technology. Faculty of Civil Engineering and Geosciences, Department of Environmental Fluid Mechanics, 2014.
- Diwedat ASI, El-Serafy S, Ali AAM, El Saeed Y. A physical model to investigate a new alignment of coastal groins. Engineering Research Journal, 31(4); 385-391, October 2008.
- Dong P, Zhang K. Intense near-bed sediment motions in waves and currents. Coastal Engineering, 45(2); 75-87, 2002.
- Drew DA. Mathematical modeling of two-phase flow. Annual Review of Fluid Mechanics, 15(1); 261-291, 1983.

- Ducrozet G, Bonnefoy F, Le Touze D, Ferrant P. HOS-ocean: Open-source solver for nonlinear waves in open ocean based on High-Order Spectral method. *Computer Physics Communications*, 203; 245-254, 2016.
- Dutta D., Bihs H., Afzal M.S. Computational Fluid Dynamics modelling of hydrodynamic characteristics of oscillatory flow past a square cylinder using the level set method. *Ocean Engineering*, 253; 111211, 2022.
- Egorov Y. Contact condensation in stratified steam-water flow. Validation of CFD codes with PTS-relevant test cases - EVOL-ECORA, 2004.
- Elghobashi S. On predicting particle-laden turbulent flows. *Applied Scientific Research*, 52; 4, 309-329, 1994.
- Engelund F, Fredsøe J. A sediment transport model for straight alluvial channels. *Nord. Hydrol.*, 7(5); 293-306, 1976.
- Engsig-Karup AP. Unstructured Nodal DG-FEM Solution of High-order Boussinesq-type Equations. PhD thesis, Technical University of Denmark, Lyngby, 2006.
- Eslami Arab S, van Rijn LC, Walstra DJ, Luijendijk AJ, Stive MJF. A Numerical Study on Design of Coastal Groins. *International Conference on Scour and Erosion (ICSE-5)*, 2010.
- Eslami Arab S. A numerical study on design of normal and T-head groins. MSc-Report, Delft University of Technology, Delft, The Netherlands, 2009.
- Finn JR, Li M, Apte SV. Particle based modelling and simulation of natural sand dynamics in the wave bottom boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 796; 340-385, 2016.
- Fleming CA. *Guides on the Uses of Groynes in Coastal Engineering*. CIRIA, London, England, 1990.
- Fletcher R. Conjugate gradient methods for indefinite systems. In G. Watson, editor, *Numerical Analysis*, volume 506 of *Lecture Notes in Mathematics*, pages 73-89. Springer Berlin Heidelberg, 1976.
- Forterre Y, Pouliquen O. Flows of dense granular media. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 40; 1-24, 2008.
- Fredsoe J, Deigaard R. *Mechanics of coast and sediment transport*. Advanced Series on Ocean Engineering - Volume 3, World Scientific Publishing Co., 1992.
- Frey AE, Connell KJ, Hanson H, Larson M, Thomas RC, Munger S, Zundel A. *GenCade Version 1 Model. Theory and user's guide*; Engineer research and development center, Vicksburg Ms Coastal inlets research program: Vicksburg, MS, USA, 2012.

Friedrich H, Melville BW, Gasset R. Model experiments: Influence of floods on sediment deposits in rivers equipped with groynes. Conference: River Flow, 2008.

Gaskell PH and Lau AKC. Curvature-compensated convective transport: SMART, a new boundedness-preserving transport algorithm. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 8; 617-641, 1988.

Ge J, Chen Ch, Qi J, Ding P, Beardsley RC. A dike–groyne algorithm in a terrain-following coordinate ocean model (FVCOM): Development, validation and application. *Ocean Modelling*, 47; 26-40, 2012.

González M, Medina R, González-Ondina J, Osorio A, Méndez F, García E. An integrated coastal modeling system for analyzing beach processes and beach restoration projects, SMC. *Comput. Geosci.*, 33; 916-931, 2007.

Gravens MB, Wang P, Kraus NC, Hanson H. Physical model investigation of morphology development at headland structures. Proceedings 30th International Conference on Coastal Engineering. World Scientific Press, 3617-3629, 2006.

Gravens MB, Wang P. Data report: Laboratory testing of longshore sand transport by waves and currents; morphology change behind headland structures. Technical Report, ERDC/CHL TR-07-8. Coastal and Hydraulics Laboratory, US Army Engineer Research and Development Center, Vicksburg, MS, 2007.

Gravens MB. Approach to modeling inlet and beach evolution. Proceedings 25th International Conference on Coastal Engineering. ASCE, Orlando, 4477-4490, 1996.

Grilli S. Fully nonlinear potential ow models used for long wave runup prediction. *Long Wave Runup Models*, 1996.

Guimaraes A, Lima M, Coelho C, Silva R, Veloso-Gomes F. Groin impacts on updrift morphology: Physical and numerical study. *Coastal Engineering*, 109: 63-75, 2016.

Hairer E. Solving ordinary differential equations. Springer-Verlag, Berlin New York, 1993.

Hajivalie F, Yeganeh-Bakhtiary A, Houshanghi H, Gotoh H. Euler- Lagrange model for scour in front of vertical breakwater. *Applied Ocean Research*, 34; 96-106, 2012.

Hallermeier RJ. Sand transport limits in coastal structure design. Proceedings coastal structures 83, American Society of Civil Engineers, 703-716, 1983.

Haltigin TW, Biron PM, Lapointe MF. Three-dimensional numerical simulation of flow around stream deflectors: The effect of obstruction angle and length. *Journal of Hydraulic Research*, 45 (2); 227-238, 2007.

Hanson H, Kraus NC. GENESIS: Generalised model for simulating shoreline change. Technical report CERC-89-19, US army Engineer waterway experiment station, Coastal engineering research center, Vicksburg, MS, 1989.

Hanson H, Larson M. Wave Directional Characteristics as a Design Parameter for Groin Performance, Journal of Coastal Research, West Palm Beach, Florida, SI33:188-197, 2004.

Hanson H. GENESIS: A generalized shoreline change numerical model. J. Coast. Res., 5; 1-27, 1989.

Hanson H. GENESIS-A Generalized Shoreline Change Numerical Model for Engineering Use. Lund Inst. of Tech. Univ. of Lund, Lund, 1987.

Harlow F, Evans M. A machine calculation method for hydrodynamic problems. Los Alamos Scientific Laboratory report LAMS Report No. LA-2, 1957.

Hervouet JM, Bates P. The TELEMAC modeling system. Hydrolog. Process., 14; 1.3, 2000.

Hestenes M, Stiefel E. Methods of conjugate gradients for solving linear systems. The Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, 49; 409, 1952.

Hirt CW, Nichols BD. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. J. Comput. Phys., 39; 201-225, 1981.

Holly Jr F, Rahuel JL. New numerical/physical framework for mobile bed modelling: Part 1: Numerical and physical principles. Journal of Hydraulic Research, 28(4); 401-416, 1990.

Holthuijsen LH. Waves in oceanic and coastal waters. Cambridge university press, 2010.

Hsu TJ, Jenkins JT, Liu PLF. On two-phase sediment transport: sheet flow of massive particles. Paper presented at the Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2004.

Hu K, Ding P, Wang Z, Yang A. A 2d/3d hydrodynamic and sediment transport model for the yangtze estuary, china. J. Marine Syst., 77; 114-136, 2009.

Hughes SA, Fowler JE. Technical Report CERC-90-8: Midscale Physical Model Validation for Scour at Coastal Structures. Tech. Rep., Coastal Engineering Research Center Vicksburg, MS, 1990.

Hulsbergen CH, Bakker WT, Van Bochove G. Experimental verification of Groyne theory. Proc. 15th ICCE, Honolulu Hawaii, Publication No. 176. Deltares/Delft Hydraulics, Delft, The Netherlands, 1976.

Hunt J. The turbulent transport of suspended sediment in open channels. In: Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, vol. 224. The Royal Society, pp. 322-335, 1954.

Ishii M, Hibiki T. Thermo-fluid dynamics of two-phase flow: Springer Science & Business Media, 2010.

Jackson R. The dynamics of fluidized particles: Cambridge University Press, 2000.

Jacobsen F, Rasmussen EB. MIKE 3 MT: A 3-dimensional mud transport model. Technical Rep. DG-12 to the Commission of the European Communities, 1997.

Jacobsen NG, Fredsoe J, Jensen JH. Formation and development of a breaker bar under regular waves. Part 1: Model description and hydrodynamics. Coastal Engineering 88; 182-193, 2014.

Jacobsen NG, Fuhrman DR, Fredsøe J. A wave generation toolbox for the open-source CFD library: OpenFOAM. Int. J. Numer. Meth. Fluid., 70(9); 1073-1088, 2012.

Jacobsen NG. A full hydro and morphodynamic description of breaker bar development, PhD Thesis, Technical University of Denmark, Department of mechanical engineering, 2011.

Jacobsen NG. waves2Foam manual, Deltares, The Netherlands, 2017.

Jamieson EC, Rennie CD, Townsend R D. 3D flow and sediment dynamics in a laboratory channel bend with and without stream barbs. J. Hydraul. Eng., 139(2); 154-166, 2013.

Jenkins JT, Savage SB. A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles. Journal of Fluid Mechanics, 130; 187-202, 1983.

Jiang GS, Shu CW. Efficient implementation of weighted eno schemes. Journal of Computational Physics, 126; 202-228, 1996.

Joseph DD, Lundgren TS, Jackson R, Saville D. Ensemble averaged and mixture theory equations for incompressible fluid-particle suspensions. International Journal of Multiphase Flow, 16(1); 35-42, 1990.

Kamath A., Bihs H., Arntsen O.A. Numerical modeling of power take-off damping in an oscillating water column device. International Journal of Marine Energy, 10; 1-16, 2015.

Kamphuis JW. Alongshore sediment transport rate. J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng. 117, 624-640, 1991.

Kamphuis JW. Effective modelling of coastal morphology. In: Proceedings of the 11th Australian Conference on Coastal Engineering: Sydney, Australia, Institute of Engineers of Australia, 173-179, 1993.

Kana TW, Hayter EJ, Work PA. Mesoscale sediment transport at southeastern US tidal inlets: conceptual model applicable to mixed energy settings. Journal of Coastal Research, 15(2); 303-313, 1999.

Karasu S, Work PA, Uzlu E, Kankal M, Yüksek O. Beach nourishment alternative assessment to constrain cross-shore and longshore sediment transport. *Applied Ocean Research*, 59; 459-471, 2016.

Kim Y, Cheng Z, Hsu TJ, Chauchat J. A Numerical Study of Sheet Flow Under Monochromatic Nonbreaking Waves Using a Free Surface Resolving Eulerian Two-Phase Flow Model. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 123(7); 4693-4719, 2018.

Kolmogorov AN. Equations of turbulent motion in incompressible fluid. *Izv. Akad. Nauk. SSR, Seria fizicheska Vi No.1 2 (1-2): 56-58, 1942. English translation: 1968 Imperial College, Mech. Eng. Dept. Rept. ON/6.*

Kovacs A, Parker G. A new vectorial bedload formulation and its application to the time evolution of straight river channels. *Journal of Fluid Mechanics*, 267; 153-183, 1994.

Kraus N.C., Hanson H., Blomgren S.H. Modern Functional Design of Groin Systems. 24th ICCE, Kobe, Japan, 1327-1342, 1994.

Kraus NC. Reservoir model of ebb-tidal shoal evolution and sand bypassing. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 126(6), 305-313, 2000.

Kristensen SE, Drønen N, Deigaard R, Fredsoe J. Impact of groyne fields on the littoral drift: A hybrid morphological modelling study. *Coastal Engineering*, 111; 13-22, 2016.

Kuhnle RA, Alonso CV, Shields Jr FD. Local scour associated with angled spur dikes. Technical notes, *J. Hydraul. Eng.*, 128(12); 1087-1093, 2002.

Larson M, Hanson H, Kraus NC. Analytical solutions of the one-line model of shoreline change. Technical Report CERC-87-15, USAE-WES, Coastal Engineering Research Center, Vicksburg, Mississippi, 1987.

Larson M, Hanson H, Kraus, NC. Analytical solutions of one-line model for shoreline change near coastal structures. *J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng.*, 123, 180-191, 1997.

Larson M, Kraus NC, Byrnes MR. SBEACH: numerical model for simulating storm-induced beach change; report 2 - numerical formulation and model tests. Technical Report CERC-TR-89-9-RPT-2. Army Engineer Waterways Experiment Station, Coastal Engineering Research Center, Vicksburg, MS, 1989.

Larson M, Kraus NC. SBEACH: numerical model for simulating storm-induced beach change; Report 1 - empirical foundation and model development. Technical Report CERC-TR-89-9-RPT-1. U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Coastal Engineering Research Center, Vicksburg, MS, 1989.

- Launder B, Sharma B. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1(2); 131-137, 1974.
- Launder BE, Spalding DB. *Mathematical models of turbulence*: Academic press, 1972.
- Lee CH, Xu C, Huang Z. A three-phase flow simulation of local scour caused by a submerged wall jet with a water-air interface. *Advances in Water Resources*, 129; 373-384, 2019.
- Leonard B. A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 19(1); 59- 98, 1979.
- Leont'yev IO. Short-term shoreline changes due to cross-shore structures: a one-line numerical model. *Coastal Engineering*, 31; 59-75, 1997.
- Lesser G, Roelvink J, van Kester J, Stelling G. Development and validation of a three-dimensional morphological model. *Coast. Eng.*, 51; 883-915, 2004.
- Li Y, Kelly DM, Li M, Harris JM. Development of a new 3D Euler- Lagrange model for the prediction of scour around offshore structures. *Coastal Engineering Proceedings*, 1(34); 31, 2014.
- Liu X, García MH. Three-dimensional numerical model with free water surface and mesh deformation for local sediment scour. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 134(4); 203-217, 2008.
- Liu XD, Osher S, Chan T. Weighted essentially non -oscillatory schemes. *Journal of Computational Physics*, 115; 200-212, 1994.
- Longuet-Higgins MS, Stewart R. Radiation stresses in water waves; a physical discussion, with applications. Paper presented at the Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts, 1964.
- Luettich Jr RA, Westerink JJ, Scheffner NW. ADCIRC: An Advanced Three-Dimensional Circulation Model for Shelves, Coasts, and Estuaries. Report 1. Theory and Methodology of ADCIRC-2DDI and ADCIRC-3DL, 1992.
- Lun C, Savage SB, Jeffrey D, Chepurny N. Kinetic theories for granular flow: inelastic particles in Couette flow and slightly inelastic particles in a general flowfield. *Journal of Fluid Mechanics*, 140; 223-256, 1984.
- Madsen PA, Murray R, Sorensen OR. (1991). A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. *Coastal Engineering*, 15; 371-388.
- Maxey MR, Riley JJ. Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *The Physics of Fluids*, 26(4); 883-889, 1983.

Mei CC. The applied dynamics of ocean surface waves. Volume 1 of Advanced Series on Ocean Engineering. World Scientific, 1st, 3rd reprint edition, 1999.

Mellor GL, Yamada T. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 20, 851-875, 1982.

Meyer-Peter E, Müller R. Formulas for bed-load transport. Paper presented at the IAHSR 2nd meeting, Stockholm, appendix 2, 1948.

MiDi-GDR. On dense granular flows. *The European Physical Journal E*, 14(4), 341-365, 2004.

Mohanty PK, Patra SK, Bramha S, Seth B, Pradhan U, Behera B, Mishra P, Panda US. Impact of Groins on Beach Morphology: A case study near Gopalpur port, east coast of India. *Journal of Coastal Research*, 28(1); 132-142, West Palm Beach, Florida, January 2012.

Murali MK, Hipsey MR, Ghadouani A, Yuan Zh. SewerSedFoam: A Model for Free Surface Flow, Sediment Transport, and Deposited Bed Morphology in Sewers. *Water*, 12; 270, 2020.

Nam PT, Larson M, Hanson H. A numerical model of beach morphological evolution due to waves and currents in the vicinity of coastal structures. *Coastal Engineering*, 58(9); 863-876, 2011.

Noujas V, Thomas KV, Badarees KO. Shoreline management plan for a mudbank dominated coast. *Ocean Engineering*, 112; 47-65, 2016.

Nwogu O. Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation. *Journal of Waterways, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 119(6); 618-638, 1993.

Olsen NR. SSIIM: A three-dimensional numerical model for simulation of water and sediment flow. HYDROSOFT 94, Porto Carras, Greece, 1994.

Olsen, NRB. Three-dimensional CFD modeling of self-forming meandering channel. *J. Hydraul. Eng.* 129(5); 366-372, 2003.

Osher S, Sethian JA. Fronts propagating with curvature- dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations. *Journal of Computational Physics*, 79; 12-49, 1988.

Ouda M, Toorman EA. Development of a new multiphase sediment transport model for free surface flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 117; 81-102, 2019.

Ouda M. Multiphase modelling of sediment transport and bed erosion for the study of coastal morphodynamics. PhD Thesis, KU Leuven, Technology Campus Brugge, Belgium, 2019.

Özölçer IH, Kömürcü MI, Birben AR, Yüksek Ö, Karasu S. Effects of T-shape groin parameters on beach accretion. *Ocean Engineering*, 33; 382-403, 2006.

- Özölçer IH, Kömürcü MI. Effects of straight groin parameters on amount of accretion. *Indian Journal of Marine Sciences*, 36(3); 173-182, September 2007.
- Pagliara S, Kurdistani SM. Flume experiments on scour downstream of wood stream restoration structures, *Geomorphology*, 279; 141-149, 2017.
- Papanicolaou AN, Bdour A, Wicklein E. One-dimensional hydrodynamic/sediment transport model applicable to steep mountain streams. *Journal of Hydraulic Research*, 42(4); 357-375, 2004.
- Papanicolaou AN, Elhakeem M, Krallis G, Prakash S, Edinger J. Sediment transport modeling review- current and future developments. *Journal of Hydraulic Engineering*, 134(1); 1-14, 2011.
- Patankar SV, Spalding DB. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *International Journal Heat Mass Transfer*, 15; 1787-1806, 1972.
- Pattiaratchi C, Olsson D, Hetzel Y, Lowe R. Wave-driven circulation patterns in the lee of groynes. *Cont. Shelf Res.* 29, 2009.
- Pelnard-Considère R. Essai de theorie de l'évolution des forms de rivages en plaged e sablee t de galets: 4th Journées de l'Hydraulique, les Energiesd e la Mer, Question III, v. Question III, Rapport No. 1, 289-298, 1956.
- Peng D, Merriman B, Osher S, Zhao H, Kang M. A PDE-based fast local level set method. *J. Comput. Phys.* 155; 410-438, 1999.
- Price WA, Tomlinson KW. The Effect of Groynes on Stable Beaches. *Proc. Of 11th Coastal Eng. Conf.*, 518-525, 1968.
- Qin J, Zhong D, Wu T, Wu L. Sediment exchange between groin fields and main-stream. *Advances in Water Resources*, 108; 44-54, 2017.
- Rakha KA, Deigaard R, Broker I. A phase-resolving cross shore sediment transport model for beach profile evolution. *Coastal Engineering*, 31;1-4, 231-261, 1997.
- Reeve DE, Chadwick AJ, Fleming C. *Coastal Engineering: Processes, Theory and Design Practice*. Spon Press, London, 552, 2004.
- Reeve DE. Explicit expression for beach response to non-stationary forcing near a groyne. *J. Waterw. Port Coast. Ocean Eng.*, 132; 125-132, 2006.
- Revil-Baudard T, Chauchat J. A two-phase model for sheet flow regime based on dense granular flow rheology. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(2); 619-634, 2013.
- Richardson LF. The approximate arithmetical solution by finite differences of physical problems involving differential equations, with an application to the stresses in a masonry dam. *Philosophical Transactions of the Royal Society of*

London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character, 210; 307-357, 1911.

Rocha M.V.L., Coelho C., Fortes C.J.E.M. Numerical modeling of groin impact on nearshore hydrodynamics. *Ocean Engineering*, 74; 260-275, 2013.

Rodi W. Turbulence models and their application in hydraulics, IAHR, Delft, the Netherlands, 1984.

Roelvink D, Reniers A, van Dongeren A, van Thiel de Vries J, McCall R, Lescinski J. Modelling storm impacts on beaches, dunes and barrier islands. *Coast. Eng.*, 56; 1133-1152, 2009.

Roelvink D, Reniers A. A guide to modeling coastal morphology (Vol. 12): world scientific, 2011.

Roulund A, Sumer BM, Fredsøe J, Michelsen J. Numerical and experimental investigation of flow and scour around a circular pier. *J. Fluid Mech.*, 534; 351-401, 2005.

Rouse H. Modern conceptions of the mechanics of turbulence. *Trans. ASCE* 102; 463-543, 1937.

Ruessink BG, Terwindt JHJ. The behavior of nearshore bars on the time scale of years: a conceptual model. *Marine Geology*, 163; 289-302, 2000.

Savage S, Jeffrey D. The stress tensor in a granular flow at high shear rates. *Journal of Fluid Mechanics*, 110; 255-272, 1981.

Schaffer HA, Klopman G. Review of multidirectional active wave absorption methods. *J. Water. Port, Coast. Ocean Eng.*, 126(2); 88-97, 2000.

Schmeeckle, MW. Numerical simulation of turbulence and sediment transport of medium sand. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 119(6); 1240-1262, 2014.

Schoonees JS, Theron AK, Bevis D. Shoreline accretion and sand transport at groynes inside the Port of Richards Bay. *Coastal Engineering*, 53; 1045-1058, 2006.

Scott T, Austin M, Masselink G, Russell P. Dynamics of rip currents associated with groynes- field measurements, modelling and implications for beach safety. *Coastal Engineering*, 107; 53-69, 2016.

Seminara G, Solari L, Parker G. Bed load at low shields stress on arbitrarily sloping beds: Failure of the Bagnold hypothesis. *Water Resources Research*, 38(31); 1-16, 2002.

Shchepetkin AF, McWilliams JC. The regional oceanic modeling system (ROMS): a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model. *Ocean modelling*, 9(4); 347-404, 2005.

Shields IA. Application of similarity principles and turbulence research to bed-load movement. (Translated by Ott WP, Van Uchelen JC) Pasadena, Calif.: Soil Conservation Service, California Institute of Technology, 1936.

Shim J, Duan J, Jo H. Simulating sediment transport around a bridge pier using OpenFoam software. ASCE, World Environmental and Water Resources Congress, 2016.

Shore Protection Manual (SPM), Volume I, coastal engineering research center, Department of the army, US army corps of engineers, Washington DC, 20314, 1984.

Shu CW, Gottlieb S. Total variation diminishing Runge-Kutta schemes. *Mathematics of Computation*, 67; 73-85, 1998.

Smagorinski J. General circulation experiments with the primitive equation: I the basic experiment. *Monthly Weather Review*, 91, 99-164, 1963.

Song YT, Haidvogel D. A semi-implicit primitive equation ocean circulation model using a generalized topography following coordinate system. *J. Comput. Phys.*, 115; 228-244, 1994.

Soo SI. *Multiphase fluid dynamics*: Science Press, 1990.

Sorensen RM. *Basic Coastal Engineering*, 3rd ed, Springer, New York, 2006.

Soulsby RL, Dyer KR. The form of the near-bed velocity profile in a tidally accelerating flow. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 86; 8067-8074, 1981.

Stahlmann A. Numerical and experimental modeling of scour at foundation structures for offshore wind turbines. Paper presented at The Twenty-third International Offshore and Polar Engineering Conference, 2013.

Stapleton KR, Huntley DA. Seabed stress determinations using the inertial dissipation method and the turbulent kinetic energy method. *Earth Surface Processes and Landforms*, 20(9); 807-815, 1995.

Sukhodolov A, Uijttewaal WSJ, Engelhardt Ch. On the correspondence between morphological and hydrodynamical patterns of groyne fields. *Earth Surf. Process, Landforms*, 27; 289-305, 2002.

Sun R, Xiao H, Sun H. Realistic representation of grain shapes in CFD-DEM simulations of sediment transport with a bonded-sphere approach. *Advances in Water Resources* 107; 421-438, 2017.

Sun R, Xiao H. SediFoam: A general-purpose, open-source CFD-DEM solver for particle-laden flow with emphasis on sediment transport. *Computers & Geosciences*, 89; 207-219, 2016.

Sussman M, Smereka P, Osher S. A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow. *Journal of Computational Physics*, 114; 146-159, 1994.

Tomasicchio GR, Francone A, Simmonds DJ, Alessandro FD, Frega F. Prediction of shoreline evolution. Reliability of a general model for the mixed beach case. *J. Mar. Sci. Eng.*, 8; 361, 2020.

Toorman EA, Lacor C, Awad E, Heredia MW, Widera P. Scale problems in 3D sediment transport models and suggestions to overcome them. Paper presented at the *Qualité des Eaux Marines*, 2007.

Torfs H. Erosion of mud/sand mixtures. PhD Thesis, Katholieke Universiteit Leuven, Leuven, 1995.

Trampenau T, Oumeraci H, Dette HH. Hydraulic functioning of permeable groins. *Journal of Coastal Research SI*, 33; 160-187, 2004.

Uijttewaal WSJ, Lehmann D, van Mazijk A. Exchange processes between a river and its groyne fields: model experiments. *J. Hydraul. Eng.*, 127(11); 928-936, 2001.

US Army Corps of Engineers. Coastal Groins and Nearshore Breakwaters. Technical Engineering and Design Guide, No. 6. ASCE, USA, 1994.

Valsamidis A, Reeve DE. Modelling Shoreline evolution in the vicinity of a groyne and a river. *Continental Shelf Research*, 132; 49-57, 2017.

Valsamidis A, Reeve DE. Reeve. A new approach to analytical modelling of groyne fields. *Continental Shelf Research*, 211; 104288, 2020.

Van der Vorst H. BI-GStab: A fast and smoothly converging variant of BI-CG for the solution of nonsymmetric linear systems. *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, 13; 631-644, 1992.

van Rijn L, Tan G. SUTRENCH-model: two-dimensional vertical mathematical model for sedimentation in dredged channels and trenches by currents and waves. *Rijkswaterstaat communications*, 1985.

van Rijn L.C., Tonnon P.K., Sánchez-Arcilla A., Cáceres I., Grüne J. Scaling laws for beach and dune erosion processes. *Coastal Engineering*, 58: 623-636, 2011.

van Rijn LC. Coastal erosion and control. *Ocean & Coastal Management*, 54; 867-887, 2011.

van Rijn LC. Principles of Coastal Morphology. Aqua Publications, The Netherlands. [www.aquapublications.nl](http://www.aquapublications.nl), 1998.

van Rijn LC. Principles of Sedimentation and Erosion Engineering in Rivers, Estuaries and Coastal Seas. Aqua Publications, The Netherlands. [www.aquapublications.nl](http://www.aquapublications.nl), 2005.

- van Rijn LC. Sediment transport, part I: Bed load transport, J. Hydraul. Eng., 110 (10); 1431-1456, 1984a.
- van Rijn LC. Sediment transport, part II: Suspended load transport, J. Hydraul. Eng., 110 (11); 1613-1641, 1984b.
- Verruijt A. Soil mechanics. Course at Delft University of Technology, 2012.
- Walker DJ, Dong P, Anastasiou K. Sediment Transport Near Groynes in the Nearshore Zone. Journal of Coastal Research, Fort Lauderdale, Florida, 7(4);1003-1011, 1991.
- Walstra DJ, van Rijn LC, Aarninkhof SG. Sand transport at the lower shoreface of the Dutch coast. Technical Rep. Z2378, Delft Institute of Hydraulics, The Netherlands, 1998.
- Walton TL. Shoreline solution for tapered beach fill. J wtrwy, port, coast., and oc. Engrg, ASCE 120 (6); 651-655, 1994.
- Warner JC, Sherwood CR, Signell RP, Harris CK, Arango HG. Development of a three-dimensional, regional, coupled wave, current, and sediment-transport model. Comput. Geosci., 34; 1284-1306, 2008.
- Wentworth CK. A scale of grade and class terms for clastic sediments. The journal of geology, 30; 5, 377-392, 1922.
- Wheeler P, Peterson J, Gordon-Brown L. Long-term bathymetric effects of groyne array emplacement at Lakes Entrance, Victoria, Australia. Applied Geography 30; 126-140, 2010.
- Wiberg J, Patricia L, Dungan S. Model for calculating bed load transport of sediment. Journal of Hydraulic Engineering, 115:101, 1989.
- Wilcox DC. Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries Inc., La Canada, California., 1994.
- William A, Birkemeier A M. Field data on seaward limit of profile change. J. Waterway, Port, Coastal, Ocean Eng., 111(3); 598-602, 1985.
- Williams AT, Giardino A, Pranzini E. Canons of coastal engineering in the united kingdom: seawalls/groynes, a century of change. Review articles, Journal of Coastal Research, 32(5); 1196-1211, Coconut Creek, Florida, September 2016.
- Wind HG. Influence functions. In: Proceedings of the 21th International Conference on Coastal Engineering. 3281-3294, 1990.
- Winterwerp JC, Van Kesteren WG. Introduction to the physics of cohesive sediment dynamics in the marine environment. Vol. 56: Elsevier, 2004.
- Wong WH. A comparison of wave-dominated cross-shore sand transport models. Master's thesis, University of Twente, 2010.

Wu W, Rodi W, Wenka T. 3D numerical modeling of flow and sediment transport in open channels. *J. Hydraul. Eng.*, 126(1); 4-15, 2000.

Yeganeh-Bakhtiary A, Kazeminezhad M H, Etemad-Shahidi A, Baas JH, Cheng L. Euler–Euler two-phase flow simulation of tunnel erosion beneath marine pipelines. *Applied Ocean Research*, 33(2); 137-146, 2011.

Yossef MFM, de Vriend HJ. Sediment exchange between a river and its groyne fields: mobile-bed experiment. *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, September 2010.

Zeng J, Constantinescu G, Weber L. A fully 3D non-hydrostatic model for prediction of flow, sediment transport and bed morphology in open channels. Paper presented at the Proceedings of the 31st IAHR Congress, 2005.

Zhang R, Stive MJF. Numerical modelling of hydrodynamics of permeable pile groins using SWASH. *Coastal Engineering*, 153; 103-558, 2019.