



## Transfert d'énergie optimal dans le problème des vagues générées par des glissements de terrain subaériens à haute mobilité

Amirhossein PARVIN<sup>1</sup>, Stéphane ABADIE<sup>1</sup>, Yves LE GUER<sup>1</sup>,  
Kamal EL OMARI<sup>2</sup>

1. Université de Pau et des Pays de l'Adour, E2S-UPPA, SIAME, France  
[amirhossein.parvinashtiani@etud.univ-pau.fr](mailto:amirhossein.parvinashtiani@etud.univ-pau.fr) ; [stephane.abadie@univ-pau.fr](mailto:stephane.abadie@univ-pau.fr) ;  
[yves.leguer@univ-pau.fr](mailto:yves.leguer@univ-pau.fr)
2. Université de La Réunion, Laboratoire PIMENT, France  
[kamal.el-omari@univ-reunion.fr](mailto:kamal.el-omari@univ-reunion.fr)

### Résumé :

Cet article traite des vagues générées par glissements de terrain subaériens. On s'intéresse en particulier ici à la transformation de l'énergie du glissement en énergie de vague en tenant compte de l'ensemble des transformations de la vagues (i.e., dispersion et dissipation). Pour ce faire, un modèle numérique multiphasique turbulent est utilisé (Multiphase InterFoam). Après avoir validé ce modèle, nous l'utilisons dans un cas simplifié où le glissement est composé d'eau, comme le liquide du réservoir. En faisant varier le volume de ce glissement, différents résultats sont obtenus. On montre en particulier que le devenir des vagues générées par le glissement est entièrement dicté par leurs caractéristiques à l'issue de la génération, c'est à dire très tôt dans le processus. La vague principale se transforme ensuite sous l'effet combiné de la dispersion et de la dissipation due au déferlement, le poids relatif de chacun des effets est déterminé par les caractéristiques initiales de la vague (longueur d'onde et non linéarité). On montre enfin, et c'est le résultat principal de ce travail, que le rendement du processus de transformation de l'énergie du glissement vers celle de la vague principale, à l'issue de l'ensemble des transformations de cette dernière, a un optimum pour un volume de glissement intermédiaire. Pour ce volume particulier, le compromis entre la perte par dissipation et celle par dispersion est optimum, et il en résulte une efficacité du processus maximale de 50 %.

### Mots-clés :

Glissements de terrain, Tsunami, Modélisation numérique, Dissipation, Dispersion, Rendement.

### 1. Introduction

Dans cet article, nous étudions le problème des vagues générées par les glissements de terrain subaériens (c'est à dire situés initialement au-dessus du niveau de l'eau); un

## *Thème 1 – Hydrodynamique marine et côtière*

problème très complexe impliquant la physique granulaire, la mécanique des fluides et les processus de vague. Des études récentes (BULLARD *et al.*, 2019 ; RAUTER *et al.*, 2021) ont proposé une simplification de l'étape de génération, en considérant un glissement composé d'eau (donc un liquide peu visqueux avec la même densité que le fluide du réservoir). Dans ces études, les auteurs se sont focalisés sur la prédiction de l'amplitude maximale de la vague juste après la génération. Dans le présent document, nous suivons la même stratégie de simplification, mais cette fois-ci, nous nous concentrons sur les processus de transfert d'énergie, depuis l'étape de génération jusqu'à la fin des principales phases de transformation de la vague. De nombreuses études ont cherchés à quantifier les transferts d'énergie du glissement vers la vague principale de manière expérimentale (FRITZ, 2002 ; HELLER, 2007) ou numérique (e.g., CLOUS & ABADIE, 2019). Les pourcentages obtenus sont encore assez disparates et fortement dépendant du cas étudié. Ces travaux, assez peu systématiques, ne tiennent en général pas compte des processus de transformation de la vague après génération (dissipation, dispersion). Dans cet article, nous proposons d'étudier numériquement ces processus et leur rôle dans le transfert de l'énergie du glissement vers la vague principale, notre critère d'aléa.

### **2. Méthodologie**

Une simulation RANS multiphasique (modèle multiphase InterFoam) est utilisée pour cette étude. Ce type de modèle permet une description complète des processus énergétiques et fournit toutes les variables nécessaires à l'interprétation, à condition que l'étape de génération soit simplifiée (i.e., en considérant un fluide et non un milieu granulaire). Un modèle de turbulence est néanmoins obligatoire pour obtenir une description correcte des processus de dissipation. Pour cette étude, nous utilisons le modèle  $k-\omega$  SST modifié avec un terme de flottabilité proposé par DEVOLDER *et al.*, (2018). Le modèle est dans un premier temps validé de manière approfondie, en considérant de manière individuelle, tous les processus destinés à être décrits. Ainsi, la capacité du modèle à propager avec précision un glissement sur une pente a été validée en comparant les simulations aux résultats expérimentaux de HUANG & GARCIA (1998), obtenus pour un fluide non newtonien. De même, la simulation de la génération d'une vague impulsive a été validée sur le cas de lâcher de barrage sur fond mouillé étudié expérimentalement dans JANOSI *et al.*, (2004). La capacité du modèle à simuler correctement le processus de dispersion d'une vague a été éprouvé dans le cas de la génération d'un ressaut ondulatoire, en se basant sur les résultats expérimentaux de SOARES FRAZAO & ZECH (2002). Enfin, la précision du modèle pour le calcul de dissipation turbulente a été quantifiée en comparant au calcul théorique de la dissipation d'un ressaut turbulent. Ce travail de validation est décrit en détail dans PARVIN (2024). Ce travail met en évidence l'importance d'un réglage fin du modèle pour une description correcte des processus. Ainsi, le pas de temps doit être suffisamment faible pour respecter

les conditions convectives et diffusives de la CFL telles que décrites dans RAUTER *et al.*, (2021). Le schéma de discrétisation pour les termes convectifs joue également un rôle critique pour la dissipation d'énergie. Finalement, avec le modèle proposé, nous obtenons une représentation correcte des processus de dissipation, mais pas parfaite, car une dissipation numérique non négligeable est encore présente pour les cas de déferlement les plus violents. Le modèle est ensuite utilisé pour mener une expérience numérique impliquant un glissement de terrain triangulaire subaérien initialement au repos juste au niveau de la ligne d'eau (cf. Figure 1) sur une pente de  $45^\circ$ . Le domaine de calcul est un réservoir prismatique bidimensionnel de 20,3 m de long et de 1 m de haut. La hauteur d'eau  $h_0$  est égale à 0,2 m. Un maillage uniforme est utilisé pour éviter la non-orthogonalité et l'asymétrie des cellules du maillage. En tenant compte des conclusions de l'étude de validation et selon les caractéristiques des vagues attendues dans notre expérience numérique (observées entre 0,01 et 0,27 m), nous avons sélectionné deux tailles de cellules : 2,5 mm et 5 mm, chacune avec un rapport d'aspect de 1. La plus petite taille de maille, 2,5 mm, est appliquée dans les cas impliquant les plus petites vagues afin de s'assurer que la résolution de la maille capture de manière adéquate l'amplitude de la vague.

Dans les simulations réalisées, le volume du glissement est progressivement augmenté. L'objectif est de comprendre comment l'énergie du glissement est transférée à la surface libre et ensuite, comment les processus physiques liés aux vagues, notamment la dispersion et le déferlement, se combinent pour construire l'énergie finale de la vague principale, qui est notre indicateur de danger.

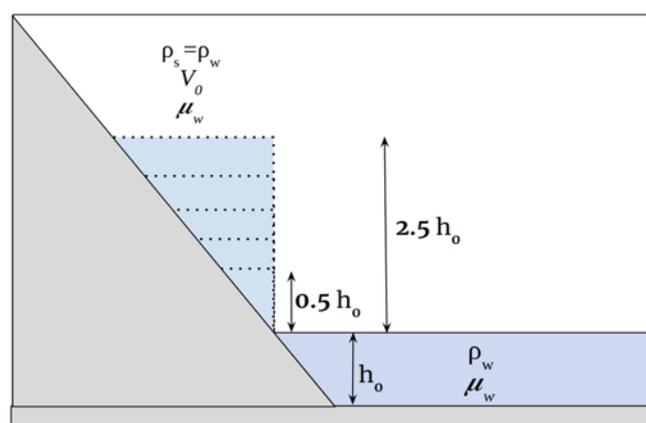


Figure 1. Schéma de configuration initiale du modèle dans l'expérience numérique menée pour cet article. Le glissement triangulaire est situé à gauche dans la figure (volume variable symbolisé par les traits pointillés).

## *Thème 1 – Hydrodynamique marine et côtière*

### **3. Résultats**

#### 3.1 Observations préliminaires

La Figure 2 montre les deux principaux types d'écoulements observés en fonction du volume de glissement. Dans les sous-figures de la colonne droite, le volume du glissement est relativement faible. Le déferlement de la vague est localisé et la vague initiale se disperse clairement avec le temps. À l'inverse, dans les sous-figures de gauche, le volume initial du glissement est important, la vague générée est tout aussi importante et le déferlement est le principal facteur affectant la dynamique ultérieure de la vague. Notez également que, dans ce cas, la vague ne se disperse pas.

#### 3.2 Dispersion

Le comportement différencié de la dispersion observé sur la Figure 2 s'explique par les caractéristiques de la vague principale juste après sa formation, c'est à dire dès qu'elle est libérée de l'influence du glissement. Le panneau de gauche de la Figure 3 montre ainsi que la longueur d'onde de cette vague augmente progressivement avec le volume de glissement (ou son énergie ce qui est équivalent). Sur ce graphe, la limite « eau peu profonde » est visible. Les vagues proches de cette limite, ou au-dessus, auront une dispersion fréquentielle lente ou négligeable pour les cas les plus importants.

En revanche, pour les petits volumes, la longueur d'onde est relativement faible et la vague disperse rapidement après sa formation. Le panneau de droite de la Figure 3 montre que la non linéarité de la vague augmente également avec le volume de glissement. Les vagues très non linéaires sont soumises à la dispersion dite des amplitudes, c'est à dire que chaque composante qui constitue la vague en question, va se propager de manière différenciée suivant son amplitude, les amplitudes les plus importantes se propageant plus vite. Cela induit en général un cambrement de la vague et mène au déferlement. Ce phénomène est clairement observé dans les panneaux de gauche de la Figure 2. La Figure 3 explique donc bien ce qui est observé qualitativement sur la Figure 2. En l'occurrence, cela montre que le devenir de la vague principale est entièrement dicté par ses caractéristiques à l'issue de l'étape de génération.

#### 3.3 Dissipation

Le second processus qui affecte de manière significative l'évolution de l'énergie de la vague principale est la dissipation, notamment dû au déferlement. La Figure 4 montre différentes informations à ce sujet, pour un cas de glissement conséquent en termes de valeur de volume. La courbe noire montre l'évolution temporelle de la dissipation d'énergie due au déferlement. On remarque que celle-ci commence très tôt, alors même que la vague est encore en phase de génération (marqué par la couleur de fond de la figure). Cela signifie que dans ce cas particulier, il y a un apport d'énergie à la vague par

le glissement mais que, en même temps, la vague est trop instable pour supporter cet apport, et cette énergie est immédiatement dissipée.

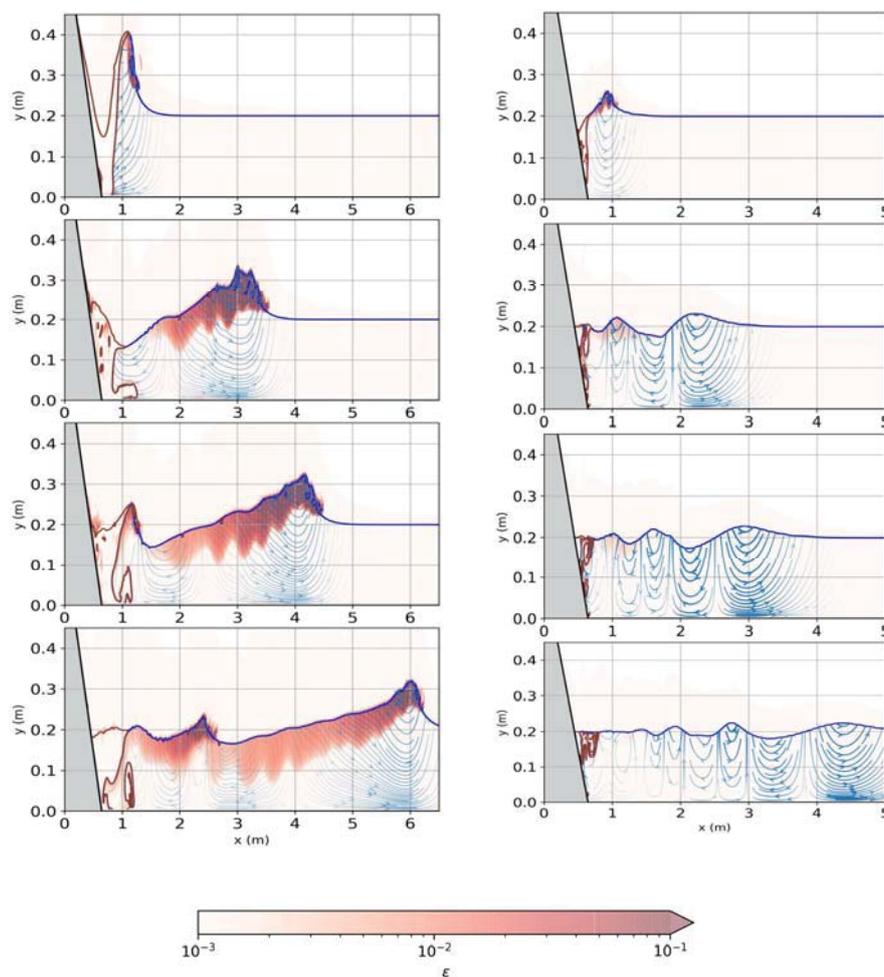


Figure 2. Illustration du processus de génération de vague pour deux volumes de glissement initiaux différents affleurants. Les planches montrent les instantanés des interfaces fluides, des lignes de courant et du taux de dissipation turbulente  $\epsilon$  (voir échelle de couleur), à  $t = 0,5s, 1,5s, 2s, 3s$  (de haut en bas) avec à gauche :  $h_s = 2h_0$ , à droite :  $h_s = 0,75h_0$  ( $h_s$  hauteur initiale du glissement de forme triangulaire et  $h_0$  profondeur de l'eau, cf. Figure 1). La proportion réelle des axes  $x$  et  $y$  n'est pas respectée dans cette figure pour permettre une visualisation plus aisée du train de vague.

## Thème 1 – Hydrodynamique marine et côtière

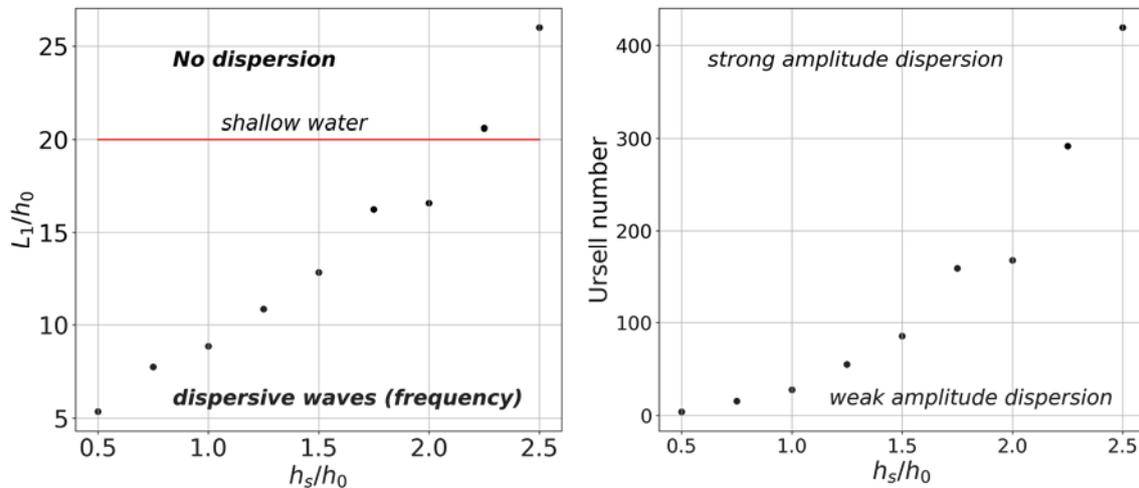


Figure 3. Caractéristiques de la première vague juste après la génération pour différentes énergies de glissement.

A gauche : Longueur d'onde relative  $L_1/h_0$ . A droite : Nombre d'Ursell  $H_1 L_1^2 / h_0^3$  ( $H$  et  $L$  pour hauteur de vague et longueur d'onde respectivement, l'indice 1 signifiant la première vague)

Les petits panneaux en bas de la figure montrent l'état de la vague à différents instants. Celle-ci passe par différents états ou régimes. On observe dans un premier temps un déferlement plongeant violent (panneau 1) créant un écoulement très turbulent avec la génération de jets secondaires dans le panneau 2 (ABADIE *et al.*, 1998). C'est dans cette phase que la dissipation est maximale. Le panneau 3 montre ensuite une vague présentant une crête formant un angle aigu et on observe aussi la présence d'une zone de légère dissipation dans le creux. Enfin, dans le dernier panneau, il n'y a quasiment plus de dissipation et la vague prend la forme d'une vague solitaire. A ces différents régimes correspondent des célérités différentes. Nous avons estimé numériquement la célérité de l'onde simulée et l'avons comparée à différentes théories sur la Figure 4. Au moment de l'impact du glissement, cette célérité est très forte car la vague est liée au glissement. Très rapidement néanmoins, la célérité diminue lorsque l'onde se libère. Durant la phase de déferlement violent, cette célérité est bien décrite par le modèle de HUGHES (1992) correspondant à un front turbulent propagatif. Par la suite, avec la diminution d'amplitude due au déferlement, la célérité diminue et elle est alors bien décrite par un modèle d'onde solitaire classique (e.g., BOUSSINESQ, 1872).

Nous avons également étudié l'origine de déferlement en comparant les résultats de nos simulations à différents critères classiques de déferlement. Nous montrons (figure non fournie) que ce déferlement n'est pas un déferlement lié à la profondeur mais plus une instabilité liée au surplus d'énergie cinétique au sein de la vague consécutive à l'apport du glissement. Au moment de la génération en effet, le rapport énergie cinétique sur énergie potentielle de la vague est de l'ordre de 2, ce qui est très loin de l'équilibre

classique observé durant la propagation (de l'ordre de 1) et mène immédiatement au déferlement par instabilité.

### 3.4 Étude de rendement

Nous posons maintenant la question du rendement du processus global de transformation de l'énergie du glissement en celle de la vague principale (i.e., la première) après l'ensemble des transformations à l'extrémité de notre domaine de calcul. La Figure 5 montre des informations intéressantes à cet égard. Tout d'abord, sur le graphique de gauche, nous pouvons voir que l'énergie absolue de la vague à la fin du domaine augmente toujours avec l'énergie de glissement initiale. Il est probable que cette courbe ne s'étende pas à l'infini de cette manière si l'on augmente encore l'énergie de glissement. On s'attend en effet à observer une asymptote à cause de la profondeur d'eau limitée. Néanmoins, cette limite n'est a priori pas encore atteinte dans nos simulations.

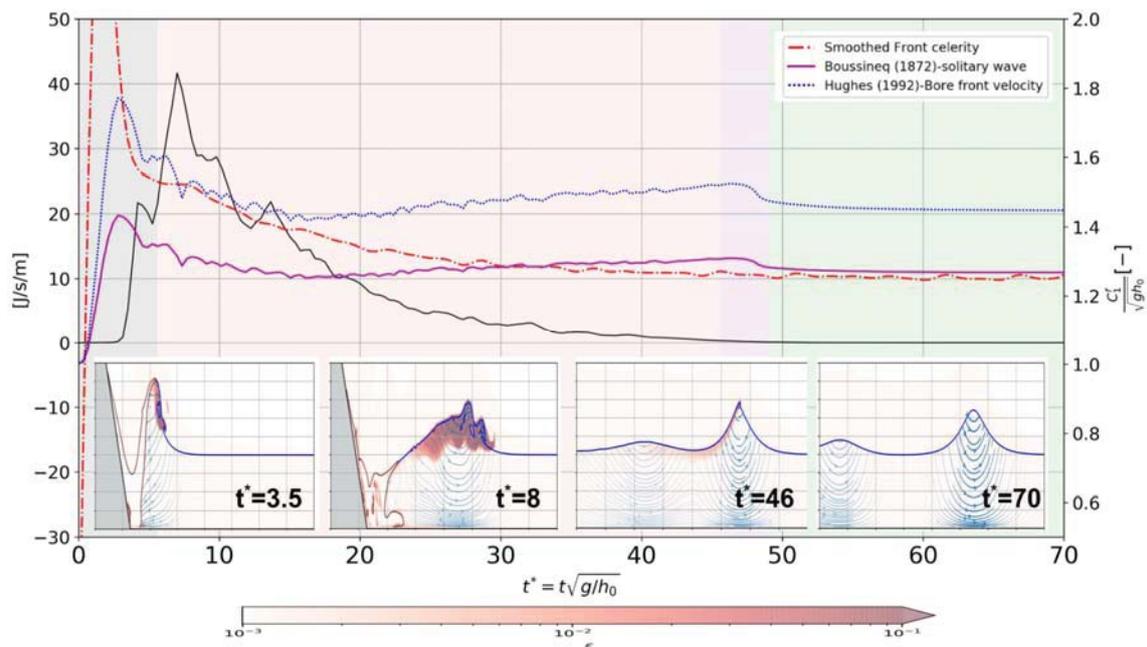


Figure 4. Célérité de l'onde de tête et comparaison avec les formules théoriques existantes (axe des ordonnées de droite) et taux de dissipation de l'onde de tête (ligne noire continue - axe des ordonnées de gauche). (La forme de la vague et le champ de dissipation sont également indiqués dans les panneaux inférieurs pour illustrer les changements de régime de la vague avec le temps). La couleur de fond montre également dans quel régime se trouve l'onde (c.-à-d. génération, transition, faible déferlement, propagation). Cas de glissement :  $h_s = 2h_0$ .

## Thème 1 – Hydrodynamique marine et côtière

Dans le panneau central, l'énergie perdue durant la transformation de la vague principale est représentée par rapport à l'énergie initiale du glissement. Nous avons distingué ici la contribution du déferlement de la vague et celle de la dispersion. Pour cette dernière, il ne s'agit pas vraiment d'une dissipation à proprement parler, mais plutôt d'une fraction de l'énergie qui est transférée de la vague principale aux vagues secondaires du train. Cette perte d'énergie est ici évaluée par la différence entre l'énergie globale du train de vagues et l'énergie de la vague de tête.

Ce graphique montre que pour de petits volumes de glissement, l'énergie de la vague principale est majoritairement perdue par dispersion fréquentielle, même si un déferlement se produit également. Avec l'augmentation du volume de glissement, le déferlement des vagues devient de plus en plus prédominant par rapport à la dispersion. Il existe une valeur particulière de l'énergie adimensionnelle du glissement (autour de  $2/3$ ) où l'énergie dissipée dans le déferlement est exactement la même que celle perdue par dispersion.

Sur le graphique de droite, en divisant l'énergie de la vague principale par l'énergie initiale du glissement, on estime le rendement du processus énergétique global transformant l'énergie de glissement en celle de la vague principale à l'extrémité du domaine, donc à la fin de l'ensemble des transformations. Le rendement montre un optimum pour une énergie de glissement adimensionnelle autour de  $2/3$  correspondant au cas  $h_s=1.25h_0$ . Pour ce cas particulier, l'efficacité atteint la valeur maximale de 50%. Pour des volumes de glissement plus importants, l'efficacité diminue rapidement pour atteindre des valeurs de l'ordre de 0.3. Pour les petits volumes, l'efficacité du processus est fortement réduite en raison de la dispersion.

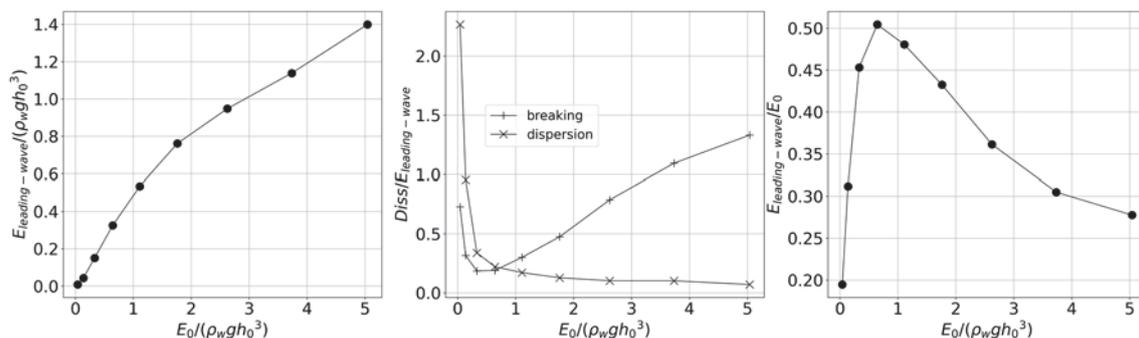


Figure 5. Gauche : Énergie de la vague principale à l'extrémité du domaine du domaine de calcul ( $t=10s$ ) en fonction de l'énergie initiale du glissement (adimensionnée). Centre : Dissipation de l'énergie de l'onde principale due respectivement au déferlement et à la dispersion. Droite : Rendement du processus énergétique transformant l'énergie de glissement en celle de la vague finale.

## 6. Conclusions

L'étude détaillée des simulations réalisées dans ce travail montre que l'énergie de la vague principale du train d'onde, à l'extrémité du canal, est le résultat d'un ensemble de processus séquentiels. La génération détermine les caractéristiques de base de l'onde d'impulsion et, à partir de là, l'évolution future de la vague. Schématiquement, en fonction de ses caractéristiques initiales, la vague finale sera formée soit par dispersion, soit par déferlement, soit par une combinaison des deux. En considérant le processus énergétique global depuis l'énergie potentielle initiale du glissement jusqu'à l'énergie finale de l'onde d'impulsion, nous montrons que le rendement du processus est optimum pour un volume de glissement intermédiaire.

## Remerciements

La thèse d'Amirhossein Parvin a été financée par le Conseil Régional de Nouvelle Aquitaine dans le cadre du projet TERRANAMI.

## 7. Références bibliographiques

- ABADIE S., CALTAGIRONE J.P., WATREMEZ P. (1998). *Splash-up generation in a plunging breaker*. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences Fascicule B-Mécanique Physique Astronomie. Vol. 326.9. pp. 553-559.
- BOUSSINESQ J. (1872). *Théorie des ondes et des remous qui se propagent le long d'un canal rectangulaire horizontal, en communiquant au liquide contenu dans ce canal des vitesses sensiblement pareilles de la surface au fond*. Journal de mathématiques pures et appliquées. Vol. 17, pp. 55-108. [http://www.numdam.org/item/JMPA\\_1872\\_2\\_17\\_55\\_0/](http://www.numdam.org/item/JMPA_1872_2_17_55_0/)
- BULLARD G.K., MULLIGAN R.P., CARREIRA A., TAKE W.A. (2019). *Experimental analysis of tsunamis generated by the impact of landslides with high mobility*, Coastal Engineering, vol. 152, pp 103538. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2019.103538>
- CLOUS L., ABADIE S. (2019). *Simulation of energy transfers in waves generated by granular slides*. Landslides, 16(9):1663–1679. <https://doi.org/10.1007/s10346-019-01180-0>
- DEVOLDER B., TROCH P., RAUWOENS P. (2018). *Performance of a buoyancy-modified  $k-\omega$  and  $k-\omega$  SST turbulence model for simulating wave breaking under regular waves using OpenFOAM®*, Coastal Engineering, vol. 138, pp. 49-65. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2018.04.011>
- FRITZ H.M. (2002). *Initial phase of landslide generated impulse waves*. PhD Thesis, ETH Zurich.
- HELLER V. (2007). *Landslide generated impulse waves: Prediction of near field characteristics*. PhD thesis ETH Zurich.
- HUANG X., GARCIA M.H. (1998). *A Herschel–Bulkley model for mud flow down a slope*. Journal of Fluid Mechanics, 374:305–333. <https://doi.org/10.1017/S0022112098002845>
- JANOSI I., JAN D., SZABO K.G., TEL T. (2004). *Turbulent drag reduction in dam-break flows*. Experiments in Fluids, 37(2):219–229. <https://doi.org/10.1007/s00348-004-0804-4>

## *Thème 1 – Hydrodynamique marine et côtière*

HUGHES M.G. (1992). *Application of a non-linear shallow water theory to swash following bore collapse on a sandy beach*. Journal of Coastal Research, 562-578.

<https://www.jstor.org/stable/4298006>

PARVIN A. (2024). *Waves generated by subaerial high mobility slides : insight from a numerical model and focus on energetic processes*. Thèse Université de Pau et des Pays de l'Adour.

RAUTER M., HOBE L., MULLIGAN R.P., TAKE W.A., LOVHOLT F. (2021). *Numerical simulation of impulse wave generation by idealized landslides with OpenFOAM*, Coastal Engineering, vol. 165, pp. 103815.

<https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2020.103815>

SOARES FRAZAO S., ZECH Y. (2002). *Undular bores and secondary waves - experiments and hybrid finite-volume modelling*. Journal of Hydraulic Research, 40(1):33–43. <https://doi.org/10.1080/00221680209499871>