



HAL
open science

Contribution aux méthodes SPH pour simuler l'amortissement d'un train de vagues dans une structure poreuse

Melissa Ramos Ortega

► **To cite this version:**

Melissa Ramos Ortega. Contribution aux méthodes SPH pour simuler l'amortissement d'un train de vagues dans une structure poreuse. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Poitiers, 2021. Français. NNT : 2021POIT2276 . tel-03383156

HAL Id: tel-03383156

<https://theses.hal.science/tel-03383156>

Submitted on 18 Oct 2021

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

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

THÈSE

pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS

(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)
(Diplôme National – Arrêté du 25 mai 2016)

École Doctorale : Sciences et Ingénierie des Matériaux,
Mécanique, Énergétique - SIMME

Secteur de Recherche : Mécanique des Milieux Fluides

Présentée par :

Melissa RAMOS ORTEGA

Contribution aux méthodes SPH pour simuler l'amortissement d'un train de vagues dans une structure poreuse

Directeur de Thèse : **Anthony BEAUDOIN**

Co-directeur de Thèse : **Serge HUBERSON**

Soutenue le 30 Juin 2021
devant la Commission d'Examen

JURY

Rapporteurs :

Mathieu MORY
Elie RIVOALEN

Professeur, Université de Pau et des Pays de l'Adour
Professeur, INSA Rouen Normandie

Examineurs :

Chloé MIMEAU
Iraj MORTAZAVI
Anthony BEAUDOIN
Serge HUBERSON

Maître de Conférences, CNAM de Paris
Professeur, CNAM de Paris
Maître de Conférences HDR, Université de Poitiers, Institut P'
Professeur, Université de Poitiers, Institut P'

Remerciements

Ce manuscrit de thèse conclut mon travail de doctorat en mécanique des fluides réalisé au sein de l'Institut Pprime à l'Université de Poitiers, je tiens à exprimer ma reconnaissance envers toutes et tous qui ont contribué à ce travail.

En premier lieu, je tiens à exprimer ma gratitude à Anthony Beaudoin (Maître de conférences HDR) et Serge Huberson (Professeur), directeur et codirecteur de cette thèse, pour leur grande disponibilité, encadrement et conseils. Je tiens particulièrement à remercier Anthony Beaudoin qui, depuis le début de mon stage de licence, m'a accordé sa confiance et m'a donné l'opportunité de travailler sur différents projets académiques qui m'ont à chaque fois permis de développer de nouvelles compétences. Je le remercie également de m'avoir permis de travailler sur ce sujet de thèse et de m'avoir guidé tout au long de ce travail.

Je remercie vivement mes rapporteurs, Mathieu Mory et Elie Rivoalen, de m'avoir fait l'honneur de rapporter ce manuscrit et d'avoir apporté des recommandations à la version finale de cette thèse. Je tiens à remercier aussi Chloé Mimeau et Iraj Mortazavi d'avoir accepté de faire partie du jury, pour les questions pertinentes et l'intention qu'ils ont apportés à mes travaux.

J'adresse mes plus sincères remerciements à Francis Boissonneau et à Pierre François Laplaceta de m'avoir initié à l'utilisation des serveurs qui m'ont permis de réaliser l'ensemble des simulations numériques dans les meilleures conditions, de sa disponibilité et de sa réactivité. Merci à tous mes collègues du bâtiment H2 pour tous les moments conviviaux que nous avons partagés. Nombreux sont ceux à avoir, au fil de ma thèse, apporté leur contribution scientifique voire leur secours. Je tiens ainsi à remercier l'ensemble des membres du laboratoire pour leur convivialité et leur aide.

À mes très grands ami(e)s du lycée et de la fac, Cata, Edna, Kike, Mafe, Mostro, Pipe, Pocho, Rodro, Tobulo, je leur remercie de m'avoir mis les pieds sur terre quand il le fallait. Chaque retour en Colombie m'a montré que le temps semble ne pas passer avec vous. Merci aussi à Abril, Gad, Jorge, Laura, Marcos et Tom d'avoir sauvé ma santé mentale avec leurs fous rires, leur soutien et leurs conseils pendant ma rédaction. Je vous remercie énormément de nos nombreuses discussions autour de plusieurs verres et pour tout ce qu'on a partagé pendant ces dernières années. Merci encore pour votre amitié!

Enfin, je finirai ces remerciements pour ceux à qui je dois tout. Ma famille. Merci pour tout le soutien apporté pendant ces années. Un grand merci à mes parents et mes sœurs de m'avoir toujours encouragé dans tous mes projets. A ma cousine Patricia, de m'avoir motivé et aidé à traverser l'océan et à démarrer des nouveaux projets en France. Enfin, un merci tout particulier à Charles pour m'avoir épaulé, soutenu et supporté tout au long de cette thèse, surtout dans les moments difficiles. Merci d'être là quand le moral ne l'y était pas! Une belle pensée à sa famille aussi.

¡Gracias totales!

Résumé

Le passage des navires dans une voie navigable produit des ondes de batillage qui modifient le régime d'écoulement du canal, affectent les berges, remettent du matériel en suspension et modifient la morphologie du lit. L'énergie transmise par les ondes de batillage dans les berges est dissipée par la friction de l'écoulement à l'intérieur des berges. Lorsque cet écoulement interne est intense, le risque d'érosion des berges apparaît. Les ondes de batillage peuvent alors être à l'origine de la destruction des berges. Pour connaître la stabilité des berges des canaux navigables, il faut estimer le comportement de l'écoulement dans les canaux navigables et dans les berges.

L'objectif de ce travail est de construire un code 2D permettant de simuler l'amortissement d'un train de vagues dans une structure poreuse. La modélisation de l'interaction des vagues est difficile dû à la nécessité de connaître la distribution précise de la pression du fluide en fonction de la porosité du matériau. Des améliorations des méthodes Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) ont été proposées pour corriger les problèmes de champs de pression et des conditions aux limites sur l'interface fluide pur-milieu poreux.

Deux approches classiques, SPH faiblement compressible (WCSPH) et SPH incompressible (ISPH) ont été optimisés. Les méthodes ISPH sont coûteuses en termes de temps CPU dû à la résolution de l'équation de Poisson pour obtenir la distribution de pression. Par conséquent, un couplage ISPH-maillage est adopté pour calculer la pression sur une grille régulière, réduire le temps CPU et obtenir une méthode efficace. De plus, une technique de remaillage est proposée pour garantir une distribution uniforme des particules.

À partir d'une audite sur les méthodes particulières SPH, la méthode SPH la plus robuste est utilisée pour le développement du code 2D. La comparaison des algorithmes optimisés ISPH et WCSPH pour simuler trois benchmarks d'écoulements incompressibles a été faite : un vortex de Lamb-Oseen, un écoulement de cavité entraînée et la rupture de barrage. Les effets de la résolution spatiale sont considérés dans l'étude ainsi que le nombre de Reynolds, la fréquence de remaillage, le pas de temps et le temps de calcul. WCSPH est moins robuste, mais il se limite à des discrétisations fines et à très petits pas de temps associés à la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL). ISPH est plus robuste en termes de temps et du maillage. La solution du problème de Poisson sur une grille a largement réduit le temps de calcul, mais ISPH reste aussi performant que WCSPH.

Pour simuler l'écoulement à l'interface fluide pur-milieu poreux, les méthodes SPH sont exposées à deux difficultés. La continuité de la pression, de la vitesse et des contraintes normales et tangentielles doit être garantie. La différence du comportement de l'écoulement entre la zone fluide pur et la zone poreuse, par l'influence de la porosité, seront traitées avec l'équation de Brinkman pour résoudre de manière simultanée l'écoulement dans les deux zones et garantir la continuité des quantités physiques dans l'interface. Une deuxième difficulté est la différence de taille des particules. Le développement de Taylor à l'ordre 2 est appliqué à la fonction de lissage du noyau afin de prendre en compte les tailles des particules différentes. La validation de l'amélioration se fait avec l'infiltration d'un écoulement dans une structure poreuse à partir d'une rupture de barrage. Une

validation finale du couplage batteur-structure poreuse est présentée. Le train de vagues est simulé par l'introduction d'une force source dans l'équation de conservation de mouvement. Le calcul des coefficients de réflexion et de dissipation sera présenté et comparé à des solutions analytiques pour quantifier l'amortissement de l'énergie des vagues.

Mots-clés : ISPH-maillage, remaillage, développement de Taylor, équation de Brinkman, infiltration, couplage fluide-structure poreuse, temps de calcul.

Abstract

The passage of ships in waterways generate shipwaves which modify the flow regime of the canal. They affect the riverbanks, suspend material and modify the morphology of the bed. The energy transmitted by the shipwaves into the riverbanks is dissipated by the friction of the flow within the riverbanks. When this internal flow is intense, the risk of erosion of the riverbanks appears. Hence, the shipwaves can then be the cause of the destruction of the riverbanks. To evaluate the stability of the riverbanks of waterways, it is necessary to study the behavior of the flow, both in the navigable canals and inside the banks.

The aim of this thesis is to build a 2D code for simulating the damping of a wave train in porous structures. Modeling the interaction of water waves is difficult. The precise distribution of fluid pressure must be known and it depends on the porosity of the material. Improvements to the Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) methods have been proposed to correct some problems concerning pressure fields and boundary conditions on the pure fluid-porous medium interface.

Two classical approaches, Weakly Compressible SPH (WCSPH) and Incompressible SPH (ISPH) have been optimized. ISPH methods are expensive in terms of CPU time due to solving the Poisson equation to obtain the pressure distribution. Therefore, an ISPH-mesh coupling is adopted to calculate the pressure on a regular grid, reduce the CPU time and obtain an efficient method. In addition, a remeshing technique is provided to ensure uniform particle distribution.

From an audit of the SPH particle methods, the most robust SPH method is used for the development of the 2D code. The comparison of the optimized ISPH and WCSPH algorithms to simulate three incompressible flow benchmarks has been made : a Lamb-Oseen vortex, a driven cavity flow and a dam break flow. The effects of the spatial resolution have been considered in this study as well as the Reynolds number, the remeshing frequency, the time step and the computational time. WCSPH is less robust, but it is limited to fine discretizations and very small time steps associated with the Current-Friedrichs-Lewy (CFL) condition. ISPH is more robust in terms of time step and particles size. The solution of the Poisson problem on a grid has greatly reduced the CPU computation time, but ISPH remains as efficient as WCSPH.

For simulating the flow at the pure fluid-porous medium interface, the SPH methods are exposed to two difficulties. The continuity of pressure, velocity and normal and tangential stresses must be guaranteed. The difference in the behavior of the flow between the pure fluid zone and the porous zone, by the influence of the porosity, will be treated with the Brinkman equation. This spatially averaged equation allows to simultaneously solve the flow in the two zones and to guarantee the continuity of the physical quantities in the interface. A second difficulty is the difference of particle sizes. Variable particle size involves smoothing functions with variable kernels. A new smoothing function made by applying a Taylor expansion to a classical smoothing function is used in order to consider the difference of particle sizes. A parametric study will be presented to validate these improvements. The benchmark tested is the infiltration of a flow into a porous structure generated from a dam break. A final validation of the wavemaker-porous structure coupling is presented. Water

waves are simulated by introducing a source force into the momentum equation. The calculation of the reflection and transmission coefficients will be presented and compared with analytical solutions to quantify the damping of the water waves energy.

Keywords : ISPH-meshing coupling, remeshing, Taylor expansion, Brinkman equation, infiltration, wave train-porous structure, CPU time.

Table des matières

Liste des symboles	1
Introduction	6
1 Méthodes Smoothed Particle Hydrodynamics	17
1.1 Outils de base	17
1.1.1 Fonction de lissage du noyau	19
1.1.2 Normalisation du noyau	21
1.1.3 Renormalisation des gradients du noyau	22
1.1.4 Support du noyau	23
1.1.5 Recherche des voisines	24
1.2 Équations de Navier-Stokes	26
1.3 WCSPH : SPH faiblement compressible	26
1.3.1 Équation d'état	27
1.3.2 Réinitialisation de la masse volumique	27
1.4 ISPH : SPH incompressible	28
1.4.1 ISPH à divergence nulle	28
1.4.2 ISPH à densité invariante	29
1.5 Optimisation des méthodes SPH	31
1.5.1 Grille pour le problème de Poisson	31
1.5.2 Remaillage du nuage des particules	31

2	Analyse de la performance des méthodes SPH	33
2.1	Tourbillon de Lamb-Oseen	33
2.1.1	Description du benchmark	33
2.1.2	Analyse des résultats	34
2.1.3	Analyse numérique des résultats	40
2.2	Écoulement en cavité entraînée	43
2.2.1	Description du benchmark	43
2.2.2	Analyse physique des résultats	43
2.2.3	Analyse des résultats	49
2.3	Rupture de barrage	51
2.3.1	Description du benchmark	51
2.3.2	Profil de surface libre	53
2.3.3	Propagation du front de la vague	59
2.3.4	Élévation de la surface libre	63
2.3.5	Pression de l'impact de l'onde	67
2.3.6	Conclusions	71
3	Générateur d'un train de vagues	73
3.1	Choix de la méthode numérique	74
3.1.1	Méthode des frontières statiques	74
3.1.2	Méthode des frontières dynamiques	75
3.1.3	Méthode source de masse	76
3.1.4	Méthode source de quantité de mouvement	77
3.2	Utilisation de la méthode	78
3.2.1	Implémentation de la méthode	78
3.2.2	Validation de la méthode	79
4	Interface fluide pur-milieu poreux	89

4.1	Construction du modèle numérique	90
4.1.1	Équations d'écoulement	90
4.1.2	Formulation SPH	92
4.1.3	Traitement de la discontinuité de la porosité	92
4.1.4	Technique de la zone de transition	92
4.1.5	Développement de Taylor de la fonction de lissage du noyau	94
4.2	Validation	94
4.2.1	Infiltration dans une structure poreuse	95
4.2.2	Impact d'un soliton sur une paroi verticale poreuse	100
5	Amortissement d'un train de vagues sur une structure poreuse	109
5.1	Physique de l'amortissement d'un train de vagues sur une structure poreuse	109
5.1.1	Réflexion, transmission et dissipation dans une structure poreuse	109
5.1.2	Étude adimensionnelle	110
5.2	Validation du modèle numérique ISPH	114
5.2.1	Description du benchmark	114
5.2.2	Analyse des résultats	115
5.3	Estimation des coefficients de réflexion, de transmission et de dissipation	121
5.3.1	Dispositif expérimental de Carrasco <i>et al.</i>	121
5.3.2	Méthode des sondes	123
5.3.3	Résultats numériques	125
	Conclusions et perspectives	130
	Bibliographie	136

Liste des symboles

Caractères romains

A	Surface source	$[m]$
B	Longueur du milieu poreux	$[m]$
c	Célérité des ondes	$[m/s]$
c_a, n_a	Coefficients empiriques d'amortissement	$[-]$
c_0	Vitesse du son nominale	$[m/s]$
C	Vitesse moyenne de propagation d'une onde	$[m/s]$
C_f	Coefficient de résistance non linéaire du milieu poreux	$[-]$
C_g	Vitesse de propagation d'une onde incidente	$[-]$
C_r	Coefficient d'inertie empirique	$[-]$
C_n^S, D_n^S	Coefficients d'expansion	$[-]$
C_D	Coefficient de dissipation	$[-]$
C_R	Coefficient de réflexion	$[-]$
C_R^{ana}	Coefficient de réflexion analytique	$[-]$
C_R^{num}	Coefficient de réflexion numérique	$[-]$
C_T	Coefficient de transmission	$[-]$
$C(x)$	Fonction de relaxation	$[-]$
D	Fonction source de l'amplitude d'une onde	$[m]$
D^*	Flux d'énergie de dissipation	$[-]$
D_a	Diamètre moyen des éléments de la carapace	$[m]$
$D_{50,p}$	Diamètre équivalent des éléments de la structure poreuse	$[m]$
d	Diamètre du matériau poreux	$[m]$
d_0	Diamètre du matériau poreux de référence	$[m]$
e	Épaisseur de la carapace	$[m]$
ei	Fonction exponentielle intégrale	$[-]$
f	Coefficient de résistance linéaire	$[-]$
f_a	Force externe	$[-]$
f_i	Quantité physique transporté par la particule i	$[-]$
$f_{i,ref}$	Quantité physique de la solution de référence	$[-]$
$f_{i,SPH}$	Quantité physique de la méthode ISPH	$[-]$
F_i^n	Force massique à l'itération n	$[-]$
F_I	Flux d'énergie d'une onde incidente	$[-]$

F_R	Flux d'énergie d'une onde réfléchie	$[-]$
F_T	Flux d'énergie d'une onde incidente	$[-]$
g	Accélération de la gravité	$[m/s^2]$
h	Longueur de lissage du support du noyau	$[m]$
h^*	Hauteur du fluide adimensionnalisé	$[-]$
h_f	Distance entre le gond du volet et le fond du canal	$[m]$
H	Hauteur du réservoir	$[m]$
H	Hauteur de vague	$[m]$
H_b	Hauteur de la vague déferlante	$[m]$
H_{max}	Hauteur maximale des ventres	$[m]$
H_{min}	Hauteur minimale des nœuds	$[m]$
H_I	Hauteur de l'onde incidente	$[m]$
H_R	Hauteur de l'onde réfléchie	$[m]$
H_T	Hauteur de l'onde transmise	$[m]$
e	Entier constant pour la fonction de lissage du noyau	$[-]$
k	Nombre d'onde	$[rad/m]$
k_y	Nombre d'onde dans la direction y	$[rad/m]$
k_n	Racines de la relation de dispersion	$[-]$
K_p	Coefficient de perméabilité du milieu poreux	$[-]$
l_s	Épaisseur de la zone absorbante	$[m]$
L	Longueur du réservoir	$[m]$
L_c	Longueur caractéristique du tourbillon	$[m]$
$L_2(f)$ error	Erreur de norme 2	$[-]$
$L(\mathbf{r})$	Matrice de correction du gradient	$[-]$
m_j	Masse de la particule j	$[kg]$
M'_4	Fonction spline cubique	$[-]$
$M^i_{\alpha_1\alpha_2}$	Moments d'ordre α_1 et α_2 de la particule i	$[-]$
n	Dimension de l'espace	$[-]$
\mathbf{n}_i	Vecteur unitaire normal	$[-]$
n_w	Porosité du milieu poreux	$[-]$
N	Nombre de particules dans le support du noyau	$[-]$
$N_{\Delta t}$	Nombre d'itérations entre deux remaillages	$[-]$
p	Pression	$[Pa]$
p_{ana}	Pression analytique	$[Pa]$
p_d	Pression dynamique	$[Pa]$
$p_{d_{ana}}$	Pression dynamique analytique	$[Pa]$
p_{rel}	Pression (fonction de relaxation)	$[Pa]$
p_{num}	Pression numérique	$[m/s]$
p^*	Pression adimensionnalisée	$[-]$
p_∞	Pression à l'infini	$[Pa]$
p^{n+1}	Pression à l'itération $n + 1$	$[Pa]$

P_i	Particule i	$[-]$
r_c	Rayon du support du noyau	$[m]$
Re	Nombre de Reynolds	$[-]$
Re_p	Nombre de Reynolds granulaire	$[-]$
r_c	Rayon du tourbillon	$[m]$
$r_c(0)$	Rayon initial du tourbillon	$[m]$
\mathbf{r}_i	Position de la particule i	$[m]$
\mathbf{r}_i^n	Position de la particule i à l'itération n	$[m]$
\mathbf{r}_i^{n+1}	Position de la particule i à l'itération $n + 1$	$[m]$
\mathbf{r}_i^*	Position intermédiaire de la particule i	$[m]$
r_{ij}	Distance entre les particules i et j	$[m]$
$\tilde{\mathbf{r}}$	Nouvelle position des particules après du remaillage	$[m]$
$\tilde{\mathbf{r}}_i$	Position de la particule i sur la grille régulière	$[m]$
$R_n^{S(A)}$	Coefficient d'expansion	$[-]$
s	Course du piston	$[m]$
$s(t)$	Fonction source de masse	$[-]$
s_x	Composante horizontale du terme source	$[-]$
s_x^{mon}	Composante horizontale pour des ondes monochromatiques	$[-]$
s_y	Composante verticale du termes source	$[-]$
S_1, S_2	Sondes de mesure	$[-]$
t	Temps	$[s]$
$t_0^{3\lambda}$	Temps de génération de la troisième onde incidente	$[s]$
$t_I^{3\lambda}$	Temps d'infiltration de la troisième onde incidente	$[s]$
$t_R^{3\lambda}$	Temps de réflexion de la troisième onde incidente	$[s]$
t^*	Temps adimensionnalisé	$[-]$
t_{CPU}	Temps de calcul	$[min]$
T	Période d'onde	$[s]$
\mathbf{u}	Champ de vecteur vitesse	$[m/s]$
\mathbf{u}_i^n	Vitesse intermédiaire de la particule i à l'itération n	$[m/s]$
\mathbf{u}_i^{n+1}	Vitesse intermédiaire de la particule i à l'itération $n + 1$	$[m/s]$
\mathbf{u}_i^*	Vitesse intermédiaire de la particule i	$[m/s]$
\mathbf{u}_w	Vitesse de l'écoulement dans la zone fluide pur	$[m/s]$
\mathbf{u}_d	Vitesse de l'écoulement de Darcy dans le milieu poreux	$[m/s]$
\mathbf{u}_p	Vitesse de l'écoulement des particules	$[m/s]$
u_{ana}	Composante horizontale de la vitesse analytique	$[m/s]$
u_{rel}	Composante horizontale de la vitesse (fonction de relaxation)	$[m/s]$
u_{num}	Composante horizontale de la vitesse numérique	$[m/s]$
u_{max}	Composante horizontale de la vitesse maximale	$[m/s]$
u_{piston}	Composante horizontale de la vitesse du piston	$[m/s]$
u_i	Composante horizontale de la vitesse de la particule i	$[m/s]$
u_j	Composante horizontale de la vitesse de la particule j	$[m/s]$

U	Composante horizontale de la vitesse	[m/s]
U_c	Vitesse caractéristique du tourbillon	[m/s]
U_c	Vitesse de la paroi mouvante	[m/s]
v_{ana}	Composante verticale de la vitesse analytique	[m/s]
v_{rel}	Composante verticale de la vitesse	
v_{rel}	Composante verticale de la vitesse (fonction de relaxation)	[m/s]
u_{num}	Composante verticale de la vitesse numérique	[m/s]
v_i	Composante verticale de la vitesse de la particule i	[m/s]
v_j	Composante verticale de la vitesse de la particule j	[m/s]
V	Vitesse du front d'onde	[m/s]
w	Longueur de la zone source	[m]
\tilde{W}	Noyau corrigé	[m]
W_{ij}	Support de la fonction de lissage du noyau	[–]
x_g	Abscisse du point d'impact d'une onde incidente	[m]
x_s	Position initiale de la zone absorbante	[m]
x_{s_1}, x_{s_2}	Position des sondes S_1 et S_2	[m]
x_{sp}	Abscisse du générateur numérique à ondes	[m]
x^*	Emplacement de l'onde adimensionnée	[–]
x_{piston}	Emplacement du piston en x	[m]
x_{volet}	Emplacement du volet en x	[m]
x_{db}	Longueur du barrage	[m]
y_{db}	Hauteur du barrage	[m]
y_f	Profondeur d'eau	[m]
y_{ISPH}	Ordonnée de la surface libre obtenue avec ISPH	[m]
y_{Liu}	Ordonnée de la surface libre obtenue par Liu	[m]
Z_n	Fonction propre	[–]

Caractères grecs

α_1, α_2	Ordres de grandeur du développement de Taylor	[–]
β	Pente de la structure poreuse	[–]
β_x	Facteur de normalisation de la fonction de lissage du noyau	[–]
χ	Paramètre adimensionnel	[–]
δn	Angle de phase relative	[–]
$\delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r})$	Fonction delta de Dirac	[–]
Δr	Espacement de la grille régulière	[m]
Δt	Pas de temps en	[s]
Δt_{ref}	Pas de temps de référence en	[s]
ΔV_j	Volume fini de la particule j	[–]
Δx	Pas de maillage pour la direction longitudinal	[m]
Δx_{ref}	Pas de maillage pour la direction longitudinal (cas de référence)	[m]
ϵ_c	Cambrure de l'onde	[–]

$\dot{\epsilon}_x$	Vitesse de déformation horizontale	$[m/s]$
$\dot{\epsilon}_y$	Vitesse de déformation verticale	$[m/s]$
η	Élévation de la surface libre	$[m]$
γ	Coefficient du gaz parfait	$[-]$
γ	Hauteur relative de l'onde	$[m]$
Γ_c	Circulation du tourbillon	$[m^2/s]$
λ	Longueur d'onde	$[m]$
λ_1, λ_2	Paramètres des équations de Boussinesq	$[-]$
μ	Profondeur relative	$[m]$
μ	Viscosité dynamique de l'eau	$[kg/(ms)]$
μ_{att}	Coefficient d'atténuation	$[-]$
∇f	Gradient de la fonction f	$[m]$
ν	Viscosité cinématique de l'eau j	$[m^2/s]$
ν_j	Viscosité cinématique de la particule j	$[m^2/s]$
Ω	Volume du support du noyau	$[m]$
ϕ	Distribution spatiale du potentiel de vitesse	$[-]$
ϕ^A	Partie antisymétrique du potentiel de vitesse	$[-]$
ϕ^S	Partie symétrique du potentiel de vitesse	$[-]$
Ψ_R	Fonction sigmoïde des ondes réfléchies	$[-]$
Ψ_T	Fonction sigmoïde des ondes transmises	$[-]$
ρ_0	Masse volumique de l'eau	$[kg/m^3]$
ρ_i	Masse volumique de la particule i	$[kg/m^3]$
ρ_i^{new}	Nouvelle masse volumique de la particule i	$[kg/m^3]$
ρ_i^0	Masse volumique initiale de la particule i	$[kg/m^3]$
ρ_i^*	Masse volumique intermédiaire de la particule i	$[kg/m^3]$
ρ_j	Masse volumique de la particule j	$[kg/m^3]$
σ	Fréquence d'onde	$[1/s]$
ω	Fréquence angulaire	$[rad/s]$
ω^2	Dispersion d'onde	$[-]$
σ	Constante de normalisation	$[-]$
σ_{ij}	Tenseur des contraintes	$[-]$
\sum	Opérateur somme	$[-]$
τ_i	Vecteur unitaire tangentiel	$[-]$
θ	Angle entre la direction d'onde et l'axe x	$[-]$
v	Coefficient de correction de Krongauz-Belytschko	$[-]$
ξ	Paramètre adimensionnel d'Iribarren	$[-]$

Introduction

Problématique de la thèse

Apport du transport dans l'émission des gaz à effet de serre

En 1995, le Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat (GIEC) a publié une évaluation selon laquelle l'augmentation des concentrations de gaz à effet de serre tend à réchauffer la surface de la terre et conduit à d'autres changements climatiques [Watson *et al.*, 1996]. Gaz à effet de serre est un terme utilisé pour désigner un ensemble de gaz parmi lesquels se trouvent le dioxyde de carbone (CO_2), le méthane (CH_4), le protoxyde d'azote (N_2O), les hydrofluorocarbures (HFC_s), les hexafluorures de soufre (SF_6) et le trifluorure d'azote (NF_3). Les données sur les émissions mondiales de gaz à effet de serre montrent que les principaux contributeurs aux émissions du secteur économique mondial en 2015 étaient la production d'électricité (29%), le secteur du transport (27%) et l'industrie manufacturière (21%).

La mondialisation de l'économie, l'élévation du niveau de vie des populations, ainsi que le fort développement du tourisme ont contribué à l'augmentation du volume des transports. L'analyse des données statistiques permet d'estimer que les trafics aérien, terrestre et fluvial-maritime continueront à augmenter. La figure 1 présente les émissions de CO_2 dans le monde générées par chaque moyen de transport. Le premier responsable des gaz à effet de serre est le transport routier. Il génère 75% des émissions pour un total d'environ $5 GT CO_2eq$ (Giga Tonnes CO_2 équivalent) par an. Le transport aérien se trouve en deuxième position. Il représente 10,6% pour un total de $0,71 GT CO_2eq$ par an. En troisième place se trouve le transport maritime. Il est responsable de 9,26% des émissions totales, ce qui correspondrait à $0,62 GT CO_2eq$ par an. Finalement, le transport fluvial se trouve en quatrième place, il émet 1,91% du total mondial des gaz à effet de serre, ce qui équivaut à $0,14 GT CO_2eq$ par an [Sims *et al.*, 2014].

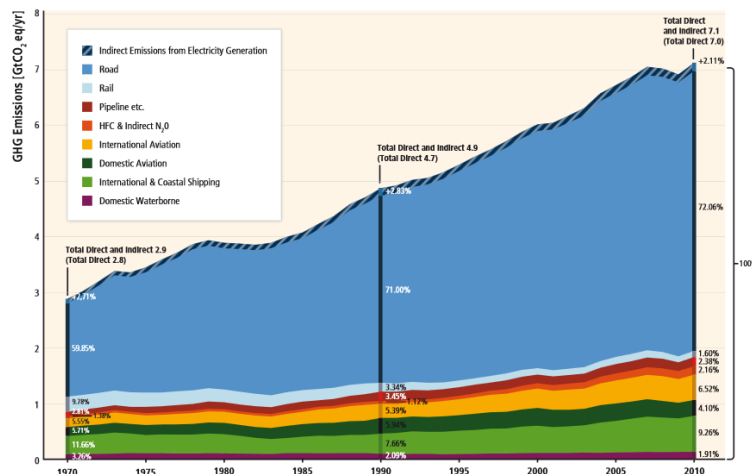


Fig 1 Émissions CO_2 dans le monde générées par chaque moyen de transport entre les années 1970 et 2010 [Sims *et al.*, 2014].

Transport fluvial, un transport durable ?

La navigation dans des voies d'eau internes est considérée comme le mode de transport le plus durable. Les arguments pour l'appuyer sont sa consommation de combustible, son émission de CO_2 et son niveau de sécurité de trafic [Lambert, 2010, McCartney, 2019]. Économiquement, le transport fluvial de marchandises présente des gros avantages. Un convoi représente à lui seul une file de camions de plus de 14 km (220 camions). Le transport par voies navigables génère donc des économies considérables. Il n'y a pas de frais d'attente ce qui évite les coûts d'attente et d'inoccupation des équipes nécessaires pour le traitement des conteneurs. De plus, la procédure administrative réduite est un bon avantage. Pour le transport fluvial, un seul document douanier est demandé pour un lot de conteneurs. Par contre en mode de transport routier, un document par camion est demandé. Les coûts d'usage et d'entretien de l'infrastructure du transport fluvial sont deux à trois fois moins élevés que l'entretien du transport routier. Le transport fluvial est fiable et sûr. On n'observe pas d'agglomération de navires comme ce peut-être le cas pour le transport routier, lors d'embouteillage. La dégradation et le vol des marchandises sont réduits grâce à la traçabilité du transport fluvial. Une solution qui conduirait à réduire la consommation d'énergie des transports est de développer dans les pays le transport fluvial [Ivanovic *et al.*, 2009, Rolbiecki et Wojewódzka-Król, 2020].

Cependant, la surexploitation des voies navigables pour le transport implique des conséquences à différents niveaux dans les écosystèmes. L'altération de l'habitat des espèces qui cohabitent affecte toutes les interactions entre elles, passant par des communautés de plancton jusqu'aux espèces migratoires qui y transitent [Eades, 1977]. La navigation altère la morphologie des canaux naturels où l'implémentation d'ouvrages de protection est nécessaire. Le passage des espèces migratoires est affecté par ces structures de protection. Une autre conséquence est le bruit généré par les moteurs ou hélices des navires [Jacobsen *et al.*, 2014, Graham et Cooke, 2008, Gutreuter *et al.*, 2006]. De plus, les navires qui passent peuvent créer un rabattement massif de l'eau où le rivage s'assèche ce qui entraîne des pertes d'habitat. Le transport des nutriments et des composants chimiques des canaux est affecté. Le comportement des espèces migratoires et leur interaction avec les autres espèces sont affectés. De même, les possibles décharges de combustible et d'huile dans ces corps d'eau internes, sont une grande conséquence de la navigation fluviale [Burgin et Hardiman, 2011, Whitfield et Becker, 2014]. La figure 2 présente les effets de la navigation sur l'écosystème aquatique [Klein, 1997, Asplund, 2000, Burgin et Hardiman, 2011, Sagerman *et al.*, 2020].

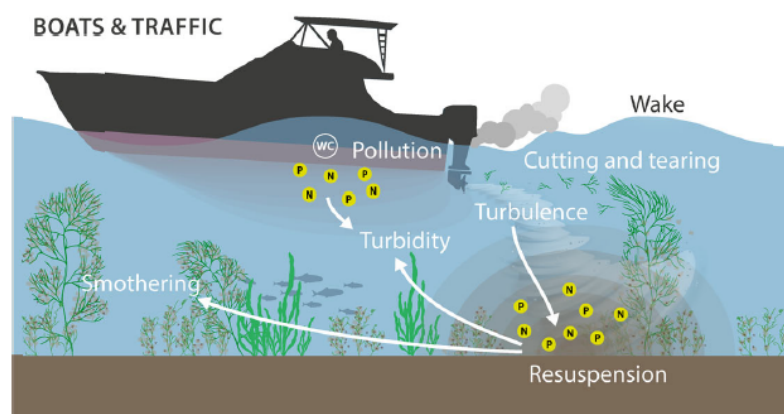


Fig 2 Conséquences du passage d'un bateau dans le canal [Burgin et Hardiman, 2011].

Protection des berges

Un des effets néfastes du passage des navires sur l'écosystème aquatique le plus visible est l'érosion des berges (voir Fig. 3) [Burgin et Hardiman, 2011, Gabel *et al.*, 2017]. Cette érosion des berges est provoquée par les ondes de batillage générées lors du passage des navires [Hofmann *et al.*, 2011]. Les ondes de batillage sont créées à l'arrière des navires. Les ondes de batillage atteignent les berges après le passage des navires. L'énergie cinétique transmise à l'eau par le navire écarte la surface de l'eau de sa position d'équilibre initialement plane et produit une oscillation de la surface. Ceci induit localement une montée et une descente rapide de la surface d'eau. Un train de vagues se propage alors hors du navire et le suit [Sorensen, 1973]. La figure 3 présente le schéma du système des ondes de batillage où la perturbation ponctuelle est le passage du navire. Le sillage généré par un navire qui se déplace de manière rectiligne et à vitesse constante produit 2 types d'ondes qui se déplacent à la même vitesse : les ondes divergentes et transversales [Hong *et al.*, 2005, Caplier *et al.*, 2014, Tang *et al.*, 2020].

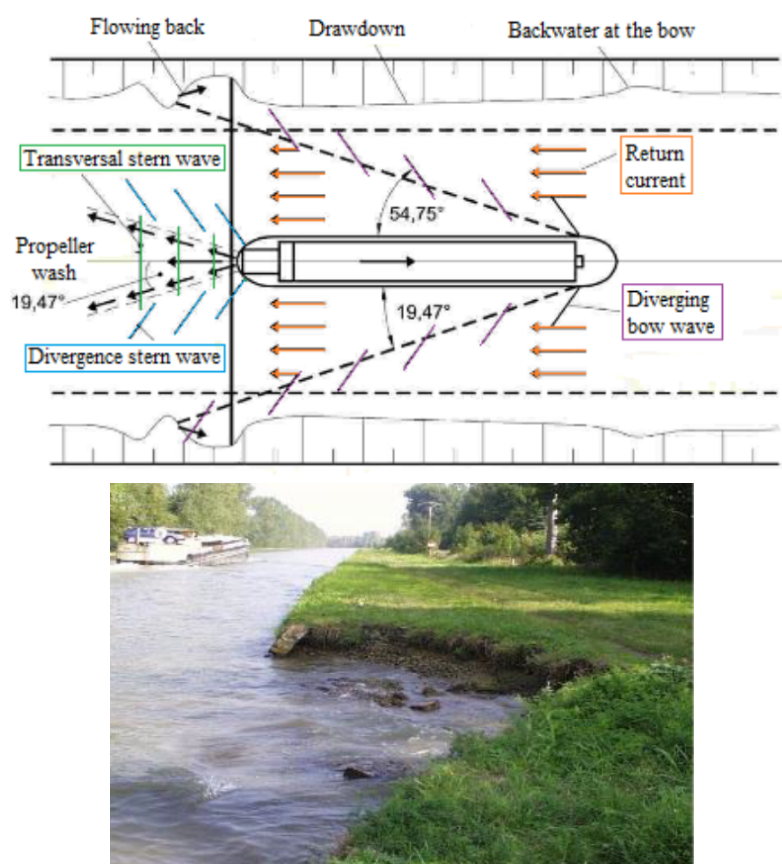


Fig 3 Érosion des berges provoquée par le passage d'un bateau [Burgin et Hardiman, 2011].

La navigation dans des cours d'eau internes sera en augmentation dans les années à venir. Cela entraînera une accélération de la détérioration des berges par érosion induite par les ondes de batillage. Pour remédier à ce problème, une solution est la construction des ouvrages de protection permettant autant que possible de préserver l'habitat naturel comme les carapaces constituées de tétrapodes ou les gabions constitués de caisses remplies de matériaux granulaires (voir figure 4) [Maynard, 2005, Enrochement, 2009, Mohamed, 2010]. Étant construits avec des matériaux locaux pour des raisons économiques, ces ouvrages de protection sont des structures poreuses [Kurdistani *et al.*, 2019, Xu et Jin, 2019]. Depuis les années 50, de nombreuses études expérimentales ont été réalisées pour caractériser l'amortissement d'un train de vagues sur ces structures poreuses. Savage a été l'un des premiers chercheurs à étudier l'interaction des vagues avec un lit perméable, modélisant la solution technique basée sur un lit poreux dans un canal [Savage *et al.*, 1953,

Zhang *et al.*, 2016, Torres-Freyermuth *et al.*, 2017]. Un des premiers travaux sur la solution technique utilisant les gabions a été donné par Stephenson [Stephenson, 1979, Klingeman *et al.*, 1984, Srineash *et al.*, 2015, Hasegawa *et al.*, 2020]. Les premières études sur la solution technique basée sur des carapaces ont été données par Hudson [Hudson, 1959, Sollitt et Cross, 1973, Adnan, 2006, Ahrens et Cox, 1990].



Fig 4 Ouvrages de protection utilisés pour réduire l'impact des ondes de batillage sur les berges des canaux navigables : carapaces (à gauche) et gabions (à droite) [Concrete Layer Innovations, 2002].

À partir de ces études expérimentales, des formulations semi-empiriques ont été développées pour dimensionner les ouvrages de protection. Le principal inconvénient des formulations semi-empiriques est qu'elles sont limitées à des configurations présentant des structures simples et des conditions hydrauliques simples. De plus les études expérimentales permettent de reproduire au mieux les dispositifs, avec un coût élevé, et les modèles semi-empiriques sont limités par nature à des conditions simplifiées. Le développement des modélisations numériques a permis de compléter la panoplie des outils disponibles en permettant de simuler les configurations les plus complexes tout en fournissant des données non accessibles dans les expériences de laboratoire. Les modèles numériques permettent aussi de valider des théories ou des résultats expérimentaux, étant une connexion entre les prédictions théoriques et les modèles expérimentaux [Huang *et al.*, 2008, Akbari et Namin, 2013, Altomare *et al.*, 2015, Ren *et al.*, 2016, Divya et Sriram, 2017, Khayyer *et al.*, 2018].

Étude numérique, quelle méthode choisir ?

Dans les méthodes eulériennes, on identifie deux familles. La première famille est basée sur un maillage fixe. Comme la grille de calcul est fixe, le suivi de grandeurs physiques comme la surface libre est difficile car ces mêmes grandeurs physiques sont estimées en des points fixes. Pour corriger le problème, des grilles de calcul denses sont généralement utilisées, augmentant ainsi le coût de calcul [Yang *et al.*, 2006, Baso *et al.*, 2011, Abbasnia et Soares, 2018, Du *et al.*, 2019]. Une autre solution est d'utiliser la deuxième famille des méthodes eulériennes qui est basée sur un maillage adaptatif. Le maillage est adapté aux déformations du domaine de calcul. On remarquera que dans le cas d'une surface mobile dans le temps, le domaine de calcul varie et cette méthode entraîne l'introduction dans la formulation d'une dose de méthode lagrangienne. Ceci permet de déterminer facilement l'évolution temporelle des grandeurs physiques. Les nœuds peuvent être placés dans des interfaces, tout au long des bords du domaine ou dans la surface libre. Cependant, si la grille subit une forte distorsion, la précision de la simulation est affectée. Le pas de temps prend des valeurs très petites car il dépend de la taille des mailles de la grille. Cela entraîne une augmentation du temps de calcul [Tanizawa et Minami, 2001, Patel *et al.*, 2009, Shibata *et al.*, 2012, Marrone *et al.*, 2011, Mola *et al.*, 2013, Cheng *et al.*, 2017].

Dans les méthodes lagrangiennes sans maillage (mesh-free), le domaine de calcul est discrétisé en des particules non connectées qui transportent toutes les quantités physiques du problème et sont gouvernées par les lois de conservation du système. La discrétisation en particules, non reliées entre elles, permet de représenter plus simplement des géométries irrégulières ou complexes. Le raffinement de ces particules est plus simple que le raffinement du maillage des mé-

thodes eulériennes. Les méthodes lagrangiennes sont classées en deux familles suivant l'estimation des grandeurs physiques transportées par les particules en un point [Xing, 2019]. Dans une représentation faible, les grandeurs physiques sont estimées en un point à partir d'une interpolation des valeurs de ces mêmes grandeurs physiques transportées par les particules. On peut citer la méthode ED (Éléments Diffus) [Breitkopf *et al.*, 2004], la méthode EFGM (Element-Free Galerkin Method) [Idelsohn *et al.*, 2003, Belytschko *et al.*, 1994], la méthode MLPG (Meshless Local Petrov-Galerkin) [Atluri et Zhu, 1998], la méthode *hp*-clouds [Duarte et Oden, 1996] et la méthode PUMEF (Partition of Unity des Méthodes des Éléments Finis) [Babuška et Melenk, 1997]. Dans une représentation forte, une représentation intégrale est utilisée pour calculer les valeurs des grandeurs physiques transportées par les particules en un point. La méthode FPM (Finite Point Method) [Oñate *et al.*, 1996, Oñate et Idelsohn, 1998] et la méthode SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) [Lucy, 1977, Gingold et Monaghan, 1977] sont des exemples de méthodes qui emploient la représentation intégrale. La figure 5 présente des résultats des simulations du mouvement d'une bouée induit par des vagues en méthode eulérienne et de la houle en méthode lagrangienne [GPUSPH, 2008, OpenFOAM® tutorial : Buoy in waves (overset mesh), 2008]. L'objectif de cette thèse est de construire un outil numérique pouvant compléter les études expérimentales et les modèles semi-empiriques dans l'étude du dispositif d'amortissement d'un train de vagues sur une structure poreuse. Cet outil est un développement d'études antérieure sur la méthode SPH qui sera ici complétée et améliorée [Machrouki, 2012].

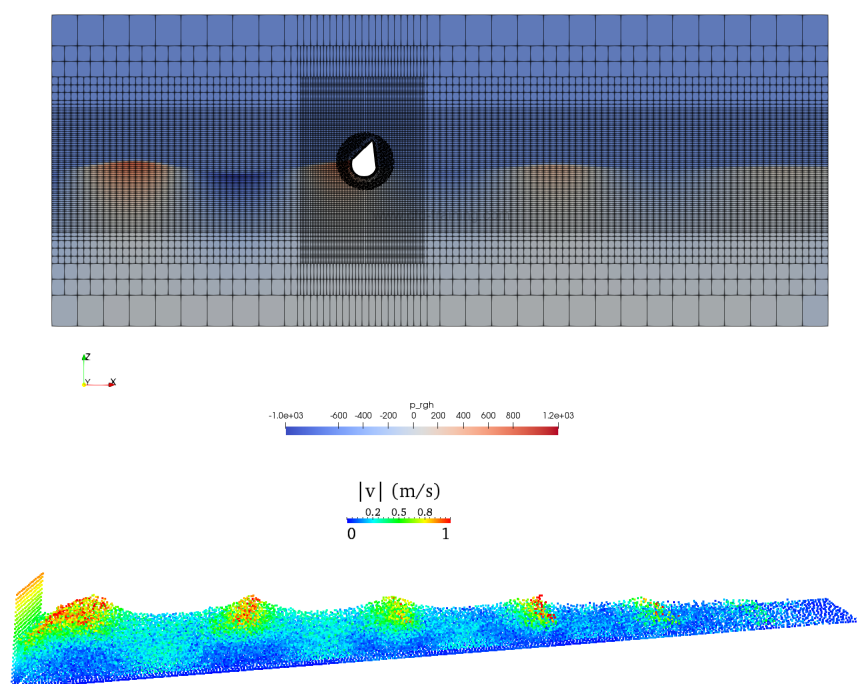


Fig 5 Simulation du mouvement d'une bouée induit par des vagues en méthode eulérienne (en haut) et de la houle en méthode lagrangienne (en bas) [OpenFOAM® tutorial : Buoy in waves (overset mesh), 2008, GPUSPH, 2008].

Travail dans la thèse

Chapitre 1

Les méthodes SPH sont largement utilisées dans de nombreux domaines de l'astrophysique et de l'ingénierie. Les concepts de base et les applications des méthodes SPH existent dans la littérature depuis les années 70 introduits par Lucy [Gingold et Monaghan, 1977, Lucy, 1977] et formalisés par Monaghan et Gingold [Monaghan, 1992, Violeau, 2012, Monaghan, 2012, Liu et Liu, 2003]. L'ab-

sence de maillage structuré, où les points de calcul ne sont pas inter-connectés, permet de traiter des domaines d'écoulement avec des frontières complexes et des fortes perturbations. Les estimations numériques des quantités physiques à partir des fonctions et de ses dérivées spatiales, par rapport à un support en incluant ces points de calcul indépendants, facilitent l'utilisation des méthodes SPH. De plus, son aspect lagrangien permet de bien traiter les discontinuités et de s'adapter facilement à la forme du domaine. Les méthodes SPH appliquées aux équations de Navier-Stokes sont toujours un domaine de recherche actif [Griebel et Schweitzer, 2005, Liu *et al.*, 2014, Hopkins, 2015, Onofre-Ramos *et al.*, 2015, Bender *et al.*, 2018]. Au cours des dernières décennies, les méthodes SPH ont gagné en popularité, en particulier dans les problèmes de surface libre [Shao et Lo, 2003]. Elles sont utilisées pour simuler les interactions d'une onde incidente avec un milieu poreux [Gui *et al.*, 2013, Wen *et al.*, 2018]. Leur aspect lagrangien permet de modéliser des écoulements qui présentent de très fortes perturbations, comme le cas des problèmes d'impact en dynamique des fluides. Les méthodes SPH sont classées en deux familles suivant que la compressibilité du fluide est explicitement prise en compte dans l'estimation de la pression du fluide ou implicitement.

Les méthodes SPH faiblement compressibles (WCSPH : weakly compressible SPH) ont été proposées par Monaghan en 1994 pour l'application des écoulements incompressibles à surface libre [Monaghan, 1992]. Elles utilisent une loi d'état pour évaluer la pression du fluide à partir de la densité du fluide qui peut faiblement varier. Le pas de temps dépend de la vitesse du son, qui est ajusté pour réduire les fortes variations de densité et de pression. Les méthodes SPH complètement incompressibles (ISPH : incompressible SPH) ont été proposées par Shao et Lo en 2003 [Shao et Lo, 2003]. Elles sont basées sur la méthode de projection développée par Cummins et Rudman en 1999 [Cummins et Rudman, 1999]. Dans cette méthode, le schéma en temps est divisé en deux phases, une phase de prédiction et une phase de correction pour actualiser les quantités physiques. Ces méthodes calculent la pression à partir d'une équation de Poisson, soit avec une formulation de divergence nulle soit avec une formulation de densité invariante. La description de la formulation générale des méthodes SPH sera exposée dans le premier chapitre. Une présentation des outils de base sur la description lagrangienne des méthodes SPH sera donnée.

Passant par l'estimation de la densité du fluide à partir du nuage de particules, les méthodes WCSPH doivent respecter des critères sur le nombre de particules émises et le pas de temps utilisé pour ne pas introduire d'oscillations numériques dans la pression du fluide. Pour remédier à ce problème, des améliorations ont été proposées comme l'utilisation des techniques de remaillage pour garantir une répartition uniforme des particules. Mais, les temps de calcul restent importants [Machrouki, 2012, Liu et Liu, 2006, Monaghan, 1985]. Ne passant pas par l'estimation de la densité du fluide à partir du nuage de particules, les méthodes ISPH ne sont pas confrontées à ces problèmes. Par contre, la mise en œuvre numérique de la formulation de divergence nulle ou de la densité invariante coûte cher en temps de calcul. Pour réduire ce temps de calcul, un couplage ISPH-maillage a été proposé. La résolution de l'équation de Poisson pour le calcul de pression est maintenant effectuée sur une grille cartésienne, fixe et uniforme [Machrouki, 2012, Cummins et Rudman, 1999]. En conséquence, un couplage ISPH-maillage est adopté pour calculer la pression sur une grille régulière, réduire le temps de calcul et obtenir une méthode efficace. De plus, une technique de remaillage est proposée pour garantir une distribution uniforme des particules. Les outils d'optimisation des méthodes ISPH proposés pour réduire le temps de calcul seront présentés dans le chapitre 1.

Chapitre 2

Le deuxième chapitre présentera l'analyse de la performance des méthodes ISPH optimisées à travers une validation en utilisant trois benchmarks caractérisés par le nombre de Reynolds Re afin de sélectionner la méthode ISPH la plus robuste pour développer un code 2D simulant l'amortissement d'un train de vagues dans une structure poreuse. Ces benchmarks d'écoulements incompressibles sont un tourbillon de Lamb-Oseen (nombre de Reynolds $Re = 10, 100$ et 500), un écoulement dans

une cavité entraînée ($100 \leq Re \leq 7000$) et la rupture de barrage pour un fluide parfait qui sera ici simulé en prenant un nombre de Reynolds de 300000. Cette validation permettra de montrer l'applicabilité des méthodes ISPH et de choisir la méthode ISPH la plus performante pour simuler l'amortissement d'un train de vagues dans une structure poreuse. Les nouvelles améliorations incluent une renormalisation du noyau, le remaillage et la résolution de l'équation de Poisson sur une grille cartésienne superposée au domaine de calcul pour réduire le temps de calcul et stabiliser le calcul. Les effets de la résolution spatiale sont considérés dans cette étude ainsi que le nombre de Reynolds Re , la fréquence de remaillage $N_{\delta t}$, le pas de temps dt et le temps de calcul t_{CPU} .

Chapitre 3

Numériquement dans les méthodes SPH, la technique la plus intuitive pour simuler le générateur à vagues est de simuler le mouvement d'une paroi dans un canal. Cette technique correspond aux méthodes à frontière dynamique [Clément *et al.*, 1995, Tanizawa *et al.*, 1999, Dong et Huang, 2004, Abreu *et al.*, 2010]. La paroi se déplace horizontalement pour pousser une masse d'eau vers l'aval du canal. La simulation directe des batteurs expérimentaux est chère en temps de calcul et entraîne les mêmes problèmes physiques qui peuvent se présenter en laboratoire. Les méthodes basées sur des modèles mathématiques sont plus efficaces, car la variation des paramètres est plus simple. Les batteurs à frontière statique et les batteurs internes font partie de ce groupe. Les méthodes à frontières statiques permettent de générer et d'absorber les vagues à partir des frontières du domaine, comme c'est le cas de la méthode de relaxation [Wei et Kirby, 1995, Torres-Freyermuth *et al.*, 2010, Higuera *et al.*, 2013]. À chaque instant des simulations numériques, la solution numérique est modifiée à partir des solutions analytiques. Les particules se déplacent avec des vitesses périodiques sorties des solutions analytiques linéaires ou des ordres supérieurs et pondérées par un coefficient de relaxation qui varie entre 0 et 1 [Afshar, 2010, Ni *et al.*, 2014]. Les solutions analytiques de la vitesse, de la surface libre et de la pression sont dérivées de la théorie de la houle. Dans les batteurs internes, une zone de génération source est définie où le modèle mathématique est appliqué [Wei *et al.*, 1999, Schäffer et Sørensen, 2006, Choi et Yoon, 2009, Ha *et al.*, 2013]. Il existe deux types de méthodes internes en fonction de l'emplacement du terme source. Le terme source est ajouté à l'équation de continuité ou à l'équation de quantité de mouvement.

Les méthodes internes de fonction source de quantité de mouvement et de masse ont été proposées par Wei *et al.* en 1999. Elles sont basées sur l'approximation de Boussinesq [Wei *et al.*, 1999]. Dans la méthode interne de fonction source de masse, un terme de masse est rajouté à l'équation de continuité. Dans la méthode interne de fonction source de quantité de mouvement, le terme source est une force interne imposée à chaque particule placée dans la région de génération de l'onde. La force tend à pousser l'eau en dehors de la zone de génération de l'onde. Des couches d'absorption de l'onde sont aussi rajoutées en amont et en aval du canal pour éviter l'interaction de l'onde réfléchie après l'impact avec l'onde incidente générée par le batteur. Ceci se fait par l'ajout d'un terme d'atténuation de la vitesse. Des deux méthodes internes, c'est la technique de fonction source de quantité de mouvement qui est la plus précise. Dans la méthode interne de fonction source de masse, l'affectation d'une masse induit une augmentation ou une réduction de la quantité de particules dans le domaine. Dans les méthodes SPH, la description du générateur à vagues est exposée par Wen *et al.* [Wen *et al.*, 2018] dans le schéma WCSPH et par Liu *et al.* [Liu *et al.*, 2015] dans le schéma ISPH.

Dans le chapitre 3, l'implémentation de la méthode interne de fonction source de quantité de mouvement dans la méthode ISPH à divergence nulle sera décrite. Le générateur à ondes est validé en vérifiant les caractéristiques des vagues, amplitude des vagues A , longueur d'onde λ et fréquence d'onde ω , dans la zone de propagation.

Chapitre 4

Pour simuler l'écoulement à l'interface fluide pur - milieu poreux, la solution choisie par les méthodes SPH est de résoudre les équations de Navier-Stokes Brinkmann à la place d'un système composé des équations de Navier-Stokes et de Darcy [Akbari et Namin, 2013, Ren *et al.*, 2016, Khayyer *et al.*, 2018, Xu et Jin, 2019]. L'avantage de cette solution est de résoudre l'écoulement simultanément dans les deux zones, fluide pur et milieu poreux, sans avoir à traiter de conditions à l'interface fluide pur – milieu poreux [Bruneau et Mortazavi, 2004, Bruneau et Mortazavi, 2008, Mimeau *et al.*, 2016]. Cependant, les méthodes SPH doivent résoudre un problème de discontinuité de la porosité à l'interface fluide pur – milieu poreux. La taille des particules correspond à un volume d'eau qui dépend de la porosité de la zone où les particules sont placées. Si les particules sont dans la zone fluide pur, la porosité est égale à 1 dans les équations de Navier-Stokes Brinkmann. Si les particules sont dans la zone milieu poreux, cette porosité vaut celle du milieu poreux. Les particules ont donc deux tailles possibles. Cette différence de taille des particules introduit à l'interface fluide pur-milieu poreux une singularité dans l'estimation des grandeurs physiques avec la fonction de lissage du noyau [Akbari et Namin, 2013, Ren *et al.*, 2016, Khayyer *et al.*, 2018, Xu et Jin, 2019]. Pour résoudre cette difficulté, les méthodes SPH utilisent la technique de la zone de transition. Cette technique consiste à estimer la valeur de la porosité sur les noeuds de la grille à partir des valeurs de porosité portées par les particules à l'aide de la fonction de lissage du noyau. Cette projection permet d'obtenir une porosité variante de la valeur 1 dans la zone fluide pur à la valeur de porosité de la zone milieu poreux [Akbari et Namin, 2013, Ren *et al.*, 2016].

L'utilisation d'une grille de transition à l'interface fluide pur – milieu poreux est une calibration numérique qui n'est pas basée sur des justifications physiques et mathématiques. Une autre solution est de construire une fonction de lissage du noyau pouvant prendre en compte des tailles différentes des particules. Dans les méthodes SPH, le développement de Taylor appliqué à l'estimation des grandeurs physiques et de leurs dérivées est une technique classique pour améliorer la précision des calculs [Zhang *et al.*, 2017a, Zhang *et al.*, 2017b, Liu et Zhang, 2019]. Dans cette thèse, nous proposons une variante à ces différentes méthodes SPH. Comme cela a été proposé par Beaudoin *et al.* [Beaudoin *et al.*, 2003], le développement de Taylor est appliqué directement à la fonction de lissage du noyau et non aux grandeurs physiques et à leurs dérivées. L'écriture du développement de Taylor de la fonction de lissage du noyau fait apparaître des termes, appelés moments, tenant compte de la taille des particules. Le chapitre 4 donne la construction du développement de Taylor de la fonction de lissage du noyau pour traiter la singularité provoquée par la différence des tailles des particules dans l'estimation des grandeurs physiques à l'interface fluide pur-milieu poreux. Cette amélioration est comparée à la méthode de zone de transition au travers l'étude de l'infiltration d'un écoulement dans une structure poreuse à partir d'une rupture de barrage. Elle est également comparée à des solutions analytiques donnant les valeurs des coefficients de réflexion et de transmission dans le cas d'un soliton impactant une paroi verticale poreuse [Goda et Suzuki, 1977, Nallayarasu *et al.*, 1995, Chang *et al.*, 2002, Yin *et al.*, 2017].

Chapitre 5

Le cinquième chapitre présentera une étude sur l'amortissement d'un train de vagues dans une structure poreuse. Cette étude est réalisée avec un modèle numérique 2D construit à partir des améliorations de la méthode ISPH à divergence nulle présentées dans ce travail de thèse : le couplage ISPH-maillage pour réduire le temps de calcul, la technique de remaillage pour garantir la distribution uniforme des particules, la résolution des équations de Brinkman pour satisfaire la condition de continuité des grandeurs physiques à l'interface fluide pur-milieu poreux et le développement de Taylor de la fonction de lissage du noyau pour traiter la singularité provoquée par la taille différente des particules dans l'estimation des grandeurs physiques à l'interface fluide pur-milieu poreux. Pour ce travail, les considérations générales pour l'étude des digues à talus seront présentées [Vilchez *et al.*, 2016, Moragues *et al.*, 2020, Campos *et al.*, 2020a, Campos *et al.*, 2020b]. C'est un

type de structure très utilisé comme ouvrage de protection. Son profil est simplement trapézoïdal. La simulation d'un cas pratique de l'impact d'un train de vagues sur une digue protégée par une carapace poreuse sera présentée [Carrasco, 2019, Clavero *et al.*, 2020].

Lorsque le train de vagues impacte l'ouvrage, de nombreux phénomènes se produisent. Les principaux phénomènes sont : le run-up et le run-down, le franchissement, le déferlement, la transmission, la réflexion et la dissipation qui permettent d'évaluer la performance hydraulique de l'ouvrage [Seeling et Ahrens, 1995, Liu et Losada, 2002, Van der Meer, 2002, Safak *et al.*, 2020]. Cette performance hydraulique de l'ouvrage est quantifiée par les coefficients de réflexion C_R , de transmission C_T et de dissipation D^* [Seelig et Ahrens, 1981, Postma, 1989, Zanuttigh et van der Meer, 2008, Svendsen, 2018]. Dans la littérature, des études tentent d'établir un nombre adimensionnel caractérisant ces phénomènes physiques. Un premier nombre adimensionnel possible est le nombre d'Iribarren ξ [Iribarren, 1938, Iribarren, 1965]. Son calcul dépend de l'angle d'inclinaison de la structure poreuse α , de la cambrure nominale de la vague ϵ , de la hauteur de vague H et de la longueur d'onde λ . Carrasco *et al.* ont montré expérimentalement que le nombre d'Iribarren n'était pas satisfaisant. À partir des mesures des coefficients de réflexion C_R , de transmission C_T et de dissipation D^* sur une maquette de digue dans un canal de laboratoire, ils proposent à la place le nombre adimensionnel $y_f H_0 / L^2$ avec y_f la profondeur d'eau, H_0 la hauteur de vague et L la longueur d'onde [Clavero *et al.*, 2020]. Nous reproduisons les valeurs de ces coefficients pour un nombre adimensionnel $0,0009 \leq y_f H_0 / L^2 \leq 0,022$.

1 . Méthodes Smoothed Particle Hydrodynamics

La description de la formulation générale des méthodes SPH sera faite dans ce premier chapitre. Elle consistera à exposer les outils de base des méthodes SPH, la formulation en SPH des équations de Navier-Stokes et les deux méthodes SPH : WCSPH et ISPH. Une fois cette description faite, deux techniques d'optimisation seront proposées, l'implémentation d'une grille cartésienne pour la résolution du problème de Poisson et la technique de remaillage pour garantir la bonne distribution des particules. L'assemblage de ces améliorations donne un nouvel algorithme.

1.1 Outils de base

La méthode SPH résout des problèmes hydrodynamiques exprimés en termes d'équations aux dérivées partielles décrivant l'évolution des quantités physiques. La résolution se fait en deux pas. Premièrement, le domaine doit être discrétisé à partir d'une représentation particulaire où les équations aux dérivées partielles sont définies. Deuxièmement, l'approximation particulaire est utilisée pour obtenir les valeurs des quantités physiques et leurs gradients. Cette fonction d'approximation est appliquée aux équations aux dérivées partielles pour obtenir un système d'équations aux dérivées ordinaires discrétisées en temps qui peuvent être résolues par des méthodes d'intégration.

La méthode SPH modélise le domaine en le discrétisant en particules mouvantes. À cause de la nature lagrangienne du SPH, les particules sont advectées avec le flux. Les interactions entre les particules et les forces externes déterminent le mouvement des particules. Chaque particule transporte une quantité physique pour déterminer une approximation de l'évolution spatio-temporelle d'un élément de calcul. Cette représentation particulaire permet d'initialiser le problème avec une discrétisation du domaine physique en particules indépendantes entre elles. Cette distribution des particules peut être établie de manière cartésienne ou à partir des algorithmes qui génèrent une grille initiale régulière ou irrégulière et qui placent des particules dans le centre géométrique ou de masse de chaque cellule de la grille.

Une quantité physique $f_i = f(\mathbf{r}_i)$ est transportée pour chaque particule à sa position \mathbf{r}_i . L'évolution spatio-temporelle de cette quantité physique est obtenue par le produit de convolution entre la fonction f_i et une fonction de lissage du noyau ou smoothing Kernel function. Ceci correspond à la représentation intégrale ou à l'approximation de cette fonction. L'expression de sa représentation intégrale est la suivante :

$$f(\mathbf{r}_i) = \int_{\Omega} f(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}) d\Omega \approx \int_{\Omega} f(\mathbf{r}) W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}, h) d\Omega \quad (1.1)$$

où $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$ est la mesure de Dirac. Cette distribution de delta de Dirac peut être approchée par une fonction de lissage du noyau $W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}, h)$, quand $h \rightarrow 0$. h est la longueur de lissage caractérisant la taille de la zone d'influence de la fonction de lissage du noyau et Ω est le volume de l'intégrale représenté par la particule positionnée en \mathbf{r} .

Pour l'utilisation numérique, la représentation intégrale est approchée avec une représentation particulaire. L'approximation particulaire permet de calculer la variation d'une quantité physique, sa dérivée ou son intégrale sur une particule cible à partir d'une approximation. Cette approximation se base sur une somme de l'information transportée par les particules voisines incluses dans le rayon d'influence de la particule cible. La figure 1.1 montre l'approximation particulaire. La zone d'influence de chaque particule cible est définie par le domaine de son noyau.

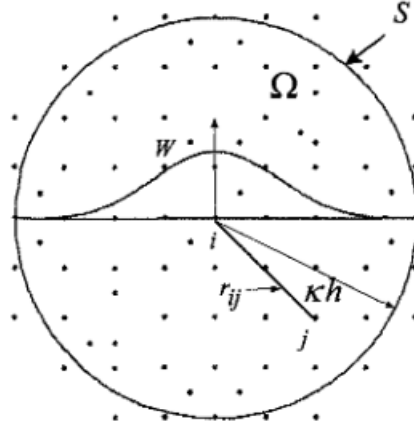


Fig 1.1 Éléments pour définir le support du noyau pour la particule i à partir de l'approximation particulaire [Liu et Liu, 2003].

Le volume infinitésimal $d\Omega$ de la représentation intégrale (Éq. 1.1) pour la particule j est remplacé par le volume fini de la particule ΔV_j . La masse de la particule m_j peut être alors déterminée par l'expression suivante :

$$m_j = \Delta V_j \rho_j \quad (1.2)$$

avec ρ_j est la masse volumique de la particule j . À partir de cela, la représentation particulaire est exprimée comme suite :

$$f(\mathbf{r}_i) \approx \sum_{j=1}^N f(\mathbf{r}_j) W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) \Delta V_j \approx \sum_{j=1}^N f_j \frac{m_j}{\rho_j} W_{ij} \quad (1.3)$$

avec $W_{ij} = W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h)$ et $f_j = f(\mathbf{r}_j)$

où ΔV_j est le volume de la particule j exprimé comme le rapport de la masse m_j et de la densité ρ_j . N est le nombre de particules à l'intérieur du support de la particule i .

La représentation particulaire facilite l'utilisation des méthodes SPH dans la dynamique des écoulements, car chaque particule est définie directement par sa masse et sa masse volumique dans sa formulation. L'approximation SPH de la masse volumique est calculée comme :

$$\rho_i = \sum_{j=1}^N m_j W_{ij}. \quad (1.4)$$

avec ρ_i la masse volumique de la particule cible, N le nombre des particules incluses dans le support du noyau, m_j la masse des particules voisines j et W_{ij} la fonction de lissage.

Les gradients des représentations intégrales et particulières pour la particule i sont obtenus par simple substitution de f_i par $\nabla \cdot f_i$ dans les équations (1.1) et (1.3), et après intégration par parties. La représentation intégrale et particulaire du gradient sont exprimées comme :

$$\nabla f_i = \int_{\Omega} f_j \nabla_i W_{ij} d\Omega, \quad (1.5)$$

$$\nabla f_i \approx \sum_{j=1}^N f_j \frac{m_j}{\rho_j} \nabla_i \cdot W_{ij} \quad \text{avec} \quad \nabla_i W_{ij} = \frac{x_i - x_j}{\mathbf{r}_{ij}} \frac{\partial W_{ij}}{\partial \mathbf{r}_{ij}} \quad (1.6)$$

où \mathbf{r}_{ij} est la distance entre les particules i et j .

1.1.1 Fonction de lissage du noyau

L'interpolation correcte des particules fluides et la bonne précision des calculs dans la méthode SPH dépendent de la fonction de lissage du noyau choisie. La fonction de lissage du noyau détermine la convergence, la stabilité et la rapidité du calcul numérique. Différentes fonctions de lissage du noyau ont été utilisées dans la méthode SPH pour garantir la précision des approximations SPH. Les fonctions de lissage du noyau utilisées dans les méthodes SPH doivent satisfaire les conditions suivantes :

- Condition de normalisation ou d'unité qui garantit que l'intégration de la fonction de lissage du noyau soit égale à 1. Cette condition assure une consistance d'ordre zéro de la représentation intégrale d'une fonction continue. L'expression de cette condition est :

$$\int_{\Omega} W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) d\Omega = 1. \quad (1.7)$$

- Condition de delta de Dirac qui garantit que l'approximation soit proche des valeurs de la fonction décrivant la quantité physique. Cette condition est obtenue quand la longueur de lissage h de la fonction de lissage du noyau tend vers zéro. Elle est exprimée comme :

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) = \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j). \quad (1.8)$$

- Condition de symétrie qui garantit que deux particules placées à la même distance, mais avec des positions différentes, ont la même influence sur la particule cible :

$$\int_{\Omega} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) d\Omega = 0. \quad (1.9)$$

- Condition de décroissance qui garantit que l'influence des particules voisines sur la particule cible est une fonction décroissante de la distance entre les deux particules. Les particules voisines les plus proches de la particule cible ont une influence plus importante pour le calcul de l'approximation de la particule cible.
- Condition de positivité qui garantit que la fonction de lissage du noyau n'ait pas de valeurs négatives dans le support, ce qui induit des représentations physiques stables pour certains problèmes hydrodynamiques :

$$W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \geq 0. \quad (1.10)$$

- Condition de support compact qui garantit que le noyau de la fonction de lissage du noyau soit défini à une distance de kh de la particule cible. Ceci permet de réduire la méthode SPH d'une intégrale sur R^2 à une intégrale locale sur un domaine entourant la particule cible. L'approximation SPH s'écrit :

$$W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) = 0 \quad \text{quand } |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j| > eh \quad (1.11)$$

où e est un entier constant qui définit la zone effective de la fonction de lissage du noyau ou le support du domaine dans un point r . Le support du noyau est défini quand $|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j| \leq eh$.

Les fonctions de lissage du noyau sont construites à partir du développement de Taylor de la formulation SPH d'une fonction et de sa dérivée. Il existe dans la littérature une large gamme des fonctions satisfaisant les conditions précédentes. La fonction de lissage du noyau initialement utilisée pour la méthode SPH par Lucy en 1977, dans son travail astrophysique, était une fonction cloche ou "bell-shaped" [Lucy, 1977]. La forme de la fonction de lissage du noyau est montrée dans la figure 1.2. Elle est définie par :

$$W_{ij} = \frac{\sigma}{h^n} \begin{cases} (1 + 3s)(1 - s)^3 & 1 \leq s, \quad \text{avec } s = \frac{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}{h} \\ 0 & s > 1, \end{cases} \quad (1.12)$$

où h est la longueur de lissage du support du noyau. σ est une constante de normalisation qui dépend de la dimension de l'espace n . Les valeurs de σ sont $5/4$, $5/\pi$ et $105/(16\pi)$ pour les cas 1D, 2D et 3D, respectivement.

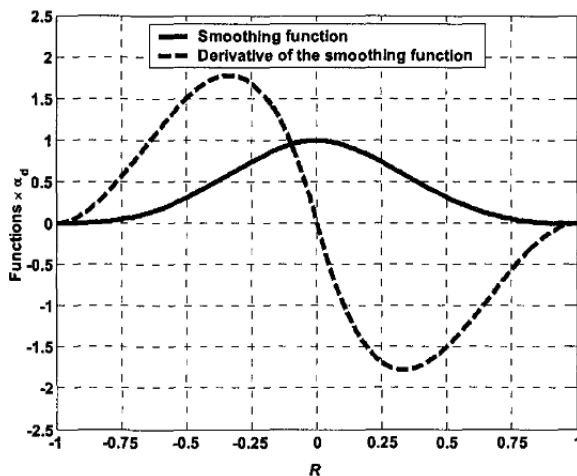


Fig 1.2 Fonction de lissage du noyau et sa première dérivée utilisées par Lucy en 1977 [Liu et Liu, 2003].

Monaghan et Gingold ont utilisé une fonction de lissage du noyau gaussienne pour leur premier travail dans la méthode SPH sur l'étude des étoiles non-sphériques en 1977 [Gingold et Monaghan, 1977]. La forme de la fonction de lissage du noyau gaussienne est montrée dans la figure 1.3. La fonction de lissage du noyau gaussienne est définie comme :

$$W_{ij} = \frac{\sigma}{h^n} \exp(-s^2) \quad \text{avec } s = \frac{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}{h} \quad (1.13)$$

où h est le longueur de lissage du support du noyau. σ est une constante de normalisation qui dépend de la dimension de l'espace n . Les valeurs de σ sont $1/\pi^{1/2}$, $1/\pi$ et $1/\pi^{3/2}$ pour les cas 1D, 2D et 3D, respectivement.

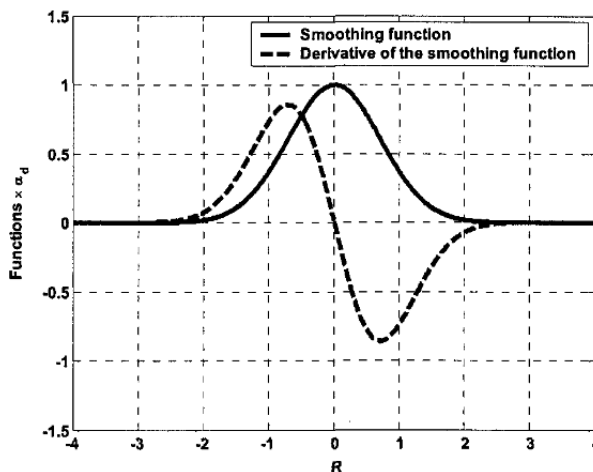


Fig 1.3 Fonction de lissage du noyau gaussienne et sa première dérivée utilisées par Gingold et Monaghan en 1977 [Liu et Liu, 2003].

La fonction de lissage du noyau gaussienne est suffisamment lisse pour des dérivées d'ordres supérieures, ce qui la rend très stable et précise, surtout pour des distributions très hétérogènes des particules. Cependant, son support est l'espace tout entier. Ceci implique des coûts de calcul très importants. Les fonctions de lissage du noyau basées sur des fonctions B-spline sont largement

utilisées dans la littérature. Leur ressemblance à la fonction gaussienne est un grand avantage. De plus, les B-splines apportent un support compact réduit. Les fonctions splines d'ordre supérieur se comportent comme une fonction gaussienne. Cependant, la dérivée d'une fonction d'ordre supérieur peut entraîner des valeurs négatives. Ceci implique que pour certains problèmes physiques, des solutions inconsistantes sont obtenues, ainsi que des valeurs d'énergie ou de masse volumique négatives.

Proposée par Monaghan et Lattanzio en 1985 [Monaghan et Lattanzio, 1985, Lattanzio *et al.*, 1985], la fonction spline cubique est la plus utilisée dans la littérature pour des problèmes hydrodynamiques. Sa forme est montrée dans la figure 1.4 et son expression est définie comme :

$$W_{ij} = \frac{\sigma}{h^n} \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}s^2 + \frac{3}{4}s^3 & 0 \leq s < 1, \\ \frac{1}{4}(2-s)^3 & 1 \leq s < 2 \\ 0 & s \geq 2, \end{cases} \text{ avec } s = \frac{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}{h}. \quad (1.14)$$

où h est la longueur de lissage du support du noyau. σ est une constante de normalisation qui dépend de la dimension de l'espace n . Les valeurs de σ sont 1, $15/(7\pi)$ et $3/(2\pi)$ pour les cas 1D, 2D et 3D, respectivement. Cette fonction spline cubique est utilisée dans cette thèse.

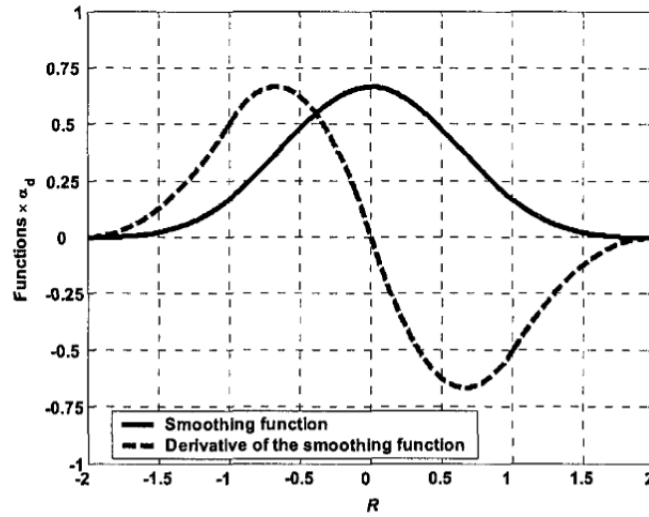


Fig 1.4 Fonction de lissage spline cubique et sa première dérivée utilisées par Monaghan et Lattanzio en 1985 [Liu et Liu, 2003].

1.1.2 Normalisation du noyau

La condition de normalisation de la fonction de lissage du noyau (Éq. 1.7) ainsi que la condition de symétrie (Éq. 1.9) doivent être satisfaites pour tout le domaine. Elles sont établies pour la représentation intégrale du noyau. Cependant, pour l'approximation particulière, cette uniformité des conditions de normalisation et de symétrie n'est pas garantie. Les expressions discrétisées des conditions sont données par :

$$\sum_{j=1}^N W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) \Delta V_j = 1, \quad (1.15)$$

$$\sum_{j=1}^N (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) \Delta V_j = 0. \quad (1.16)$$

Ces conditions ne sont pas satisfaites quand le support du noyau est incomplet. Cela peut arriver quand les particules sont proches des frontières du domaine ou quand l'espacement entre les

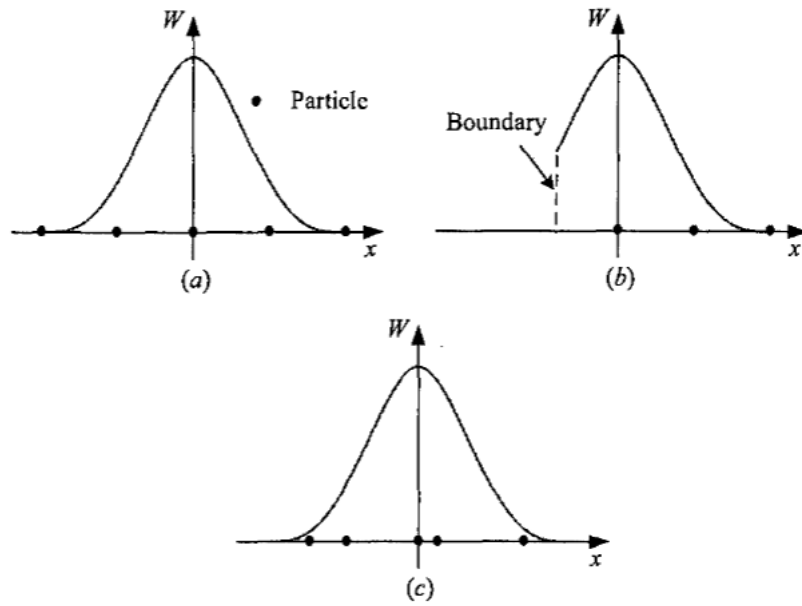


Fig 1.5 Différentes formes du support du noyau pour différents particules. (a) Approximation discrète d'une quantité physique f pour une distribution homogène des particules dans le support du noyau. (b) Approximation discrète d'une quantité physique f pour un support du noyau coupé par une frontière du domaine. (c) Approximation discrète d'une quantité physique f pour une distribution hétérogène des particules dans le support du noyau [Liu et Liu, 2003].

particules n'est pas uniforme, comme c'est montré dans les figures 1.5 (b) et (c), respectivement. Pour traiter ces inconsistances particulières, une correction de la fonction du noyau est nécessaire.

La technique de correction la plus utilisée dans la littérature est faite à partir du filtre de Shepard d'ordre zéro pendant une fréquence de filtre définie [Shepard, 1968, Pitt et Shepard, 1999]. Le noyau est multiplié par un terme correctif qui permet de conserver la condition de normalisation (Éq. 1.7). Les fonctions Shepard génèrent des fonctions constantes, d'où l'avantage de corriger les noyaux avec cette technique, ayant un coût de calcul faible. Le noyau corrigé est défini par l'expression suivante :

$$\tilde{W}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) = \frac{W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h)}{\sum_{j=1}^N W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) \Delta V_j} \quad (1.17)$$

où $\tilde{W}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h)$ est le noyau corrigé. Cette technique de correction est utilisée dans cette thèse.

1.1.3 Renormalisation des gradients du noyau

De la même manière que la fonction de lissage du noyau discrétisée doit être corrigée pour éviter des inconsistances, ses gradients doivent être aussi corrigés. Les gradients discrets du noyau doivent satisfaire aussi la condition de symétrie (Éq. 1.16). La condition de symétrie pour l'approximation des gradients est donnée par :

$$\sum_{j=1}^N (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) \Delta V_j = 0, \quad (1.18)$$

$$\sum_{j=1}^N (x_i - x_j) \nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) \Delta V_j = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.19)$$

$$\sum_{j=1}^N (y_i - y_j) \nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) \Delta V_j = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.20)$$

La renormalisation des gradients garantit la précision des calculs dans le noyau. Plusieurs méthodes correctives sont trouvées dans la littérature pour améliorer la précision des gradients des noyaux. Dans ce travail, la méthode de renormalisation de Randles et Libersky basée sur la forme discrète des équations d'Euler est utilisée [Randles et Libersky, 1996, Oger *et al.*, 2007]. L'approximation du gradient d'une fonction est définie par :

$$\nabla f = \nabla f - f \nabla 1. \quad (1.21)$$

La forme continue convoluée de l'approximation du gradient en formulation SPH est définie comme :

$$\nabla f(\mathbf{r}_i) = \int_{\Omega} f(\mathbf{r}_j) \nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) d\Omega - f(\mathbf{r}_j) \int_{\Omega} \nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) d\Omega. \quad (1.22)$$

Avec un développement de Taylor de deuxième ordre, le gradient est exprimé comme :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} f(\mathbf{r}_j) \nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) \Delta V_j &= f(\mathbf{r}_i) \int_{\Omega} \nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) \Delta V_j \\ &+ \frac{\partial f(\mathbf{r}_i)}{\partial x} \int_{\Omega} (x_j - x_i) \nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) \Delta V_j \\ &+ \frac{\partial f(\mathbf{r}_i)}{\partial y} \int_{\Omega} (y_j - y_i) \nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) \Delta V_j \\ &+ O(h^2). \end{aligned} \quad (1.23)$$

La soustraction de $f(\mathbf{r}_i)$ et de $f(\mathbf{r}_j)$ assure que le gradient des champs constants soit zéro même dans des approximations particulières. La simplification en formulation SPH serait :

$$\begin{aligned} \nabla f(\mathbf{r}_i) &= \frac{\partial f(\mathbf{r}_i)}{\partial x} \int_{\Omega} (x_j - x_i) \nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) \Delta V_j \\ &+ \frac{\partial f(\mathbf{r}_i)}{\partial y} \int_{\Omega} (y_j - y_i) \nabla W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h) \Delta V_j \\ &+ O(h^2). \end{aligned} \quad (1.24)$$

Pour assurer la précision des interpolations des gradients, l'approximation particulière des termes à droite de l'équation (1.24) doivent être $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$, respectivement. Pour cela, la renormalisation est nécessaire :

$$\sum_{j=1}^N (x_j - x_i) \otimes \nabla^R W_{ij} \frac{m_j}{\rho_j} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \nabla^R W_{ij} = L(r) \nabla W_{ij} \quad (1.25)$$

avec x_i et y_i les coordonnées de la position de la particule i et \otimes désigne le produit tensoriel. $L(r)$ est la matrice de correction de dimension (n, n) , n étant la dimension du problème. En 2D, la matrice de correction est définie par :

$$L(\mathbf{r}) = \left[\begin{array}{cc} \sum_{j=1}^N (x_i - x_j) \nabla_x W_{ij} \Delta V_j & \sum_{j=1}^N (x_i - x_j) \nabla_y W_{ij} \Delta V_j \\ \sum_{j=1}^N (y_i - y_j) \nabla_x W_{ij} \Delta V_j & \sum_{j=1}^N (y_i - y_j) \nabla_y W_{ij} \Delta V_j \end{array} \right]^{-1} \quad (1.26)$$

1.1.4 Support du noyau

La résolution spatiale des méthodes SPH est conditionnée par la zone d'influence du noyau ou du support du noyau en un point $\mathbf{r}_i = (x_i, y_i)$. Le support du noyau est le domaine où les particules

apportent de l'information pour le calcul de l'information à la position \mathbf{r} . Il peut être local ou global. Si les particules incluses dans un sous domaine de dimensions finies du domaine sont utilisées pour le calcul de l'approximation, le support serait défini comme local. Si toutes les particules du domaine sont utilisées pour le calcul de la quantité physique de la particule cible, le support serait considéré comme global. Un support local est fortement recommandé grâce à son coût de calcul. Le support est normalement symétrique, mais il peut être non-symétrique pour les points placés proches des surfaces libres ou des frontières du domaine. La forme du support est variable, les plus utilisées sont une forme circulaire ou elliptique ou carré ou rectangulaire comme celles montrées sur la figure 1.6. Dans la plupart des cas, le support du noyau est isotrope avec une forme circulaire pour 2D et sphérique pour 3D avec un rayon $r_c = eh$. Dans cette thèse, le support du noyau est défini à partir de la longueur de lissage h de la particule cible. Un entier e multiplié à la valeur de longueur de lissage h détermine la zone d'influence dans laquelle la fonction de lissage du noyau est calculée.

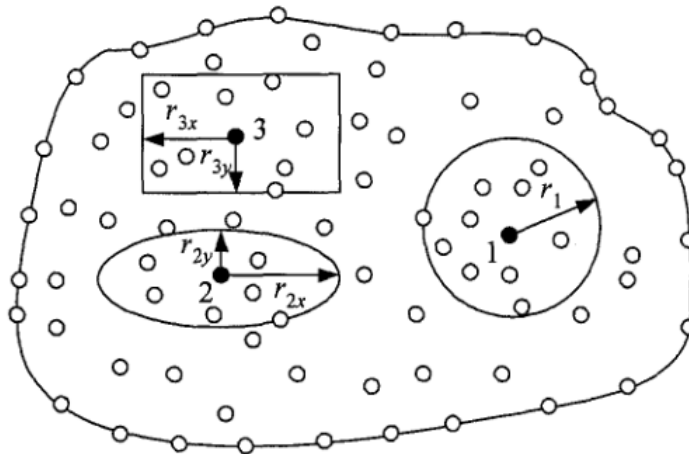


Fig 1.6 Différentes formes du support du noyau pour différentes particules [Liu et Liu, 2003].

1.1.5 Recherche des voisins

Les particules incluses dans le support du noyau d'une particule cible sont considérées comme les particules voisines. Les particules voisines à la particule cible apportent de l'information pour le calcul approximatif de l'information transportée par la particule cible. La technique classique pour la recherche des particules voisines est de parcourir toutes les particules du domaine, d'évaluer la distance entre les particules et la particule cible, et de garder les particules qui se trouvent à une distance inférieure au rayon du support kh . Néanmoins, cette méthode coûte chère en temps de calcul, car c'est une action qui prend N^2 opérations, où N représente le nombre totale des particules du domaine.

Plusieurs algorithmes pour la recherche de voisins sont proposées dans la littérature [Bentley, 1975]. Globalement, ils existent trois types de techniques pour la recherche des particules voisines : la méthode directe all-pair, la méthode tree (quadtree en bidimensionnel et octree en tridimensionnel) [Hernquist et Katz, 1989, Stellingwerf et Wingate, 1994] et les méthodes linked-list (cell-linked list et Verlet list) basées sur une grille cartésienne [Verlet, 1967, Gómez-Gesteira *et al.*, 2012].

L'algorithme de recherche all-pair est le moins efficace car une évaluation de distance entre la particule cible et toutes les particules du domaine est faite. L'algorithme tree se base dans une structure d'information hiérarchique où les particules sont classées par décomposition récursive. Le domaine est divisé en cellules de taille réduite où chaque particule est considérée comme une feuille de l'arbre. La recherche se fait à partir d'en haut de l'arbre vérifiant que la particule feuille soit dans le support du noyau de la particule cible comme le présente sur la figure 1.7. La technique est très complexe mais le temps de calcul est réduit à $N \log N$ opérations.

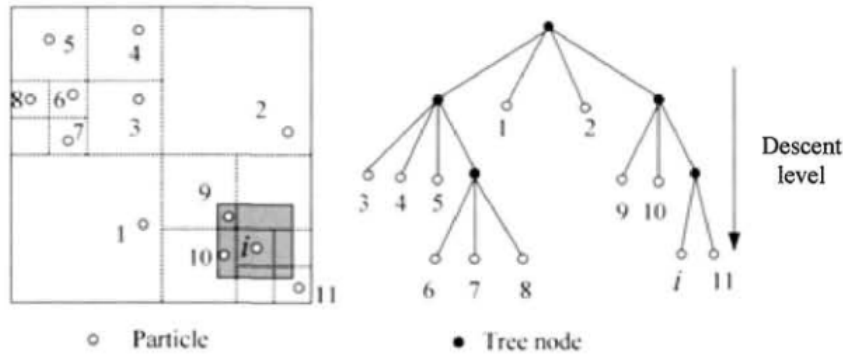


Fig 1.7 Schéma de recherche des voisins par l'algorithme tree [Liu et Liu, 2003].

La méthode cell-linked list génère des listes pour sauvegarder le numéro identifiant de chaque particule voisine au cours d'une itération. Ceci permet de ne charger que l'information des particules nécessaires au début de l'itération et de démarrer le calcul à partir des particules initialisées, limitant la quantité de particules dans la simulation. Ceci permet de réduire le temps de calcul et l'espace mémoire occupé. Le domaine est divisé en cellules de la taille du support du noyau, comme le présente la figure 1.8. Les particules placées dans chaque cellule sont sauvegardées dans des tableaux, un tableau pour les particules frontières et un autre tableau pour les particules fluides. Cette technique établit que les particules possiblement voisines sont placées dans les cellules adjacentes à la cellule où la particule cible se trouve. En conséquence, les particules cibles cherchent leurs voisines seulement dans ces cellules adjacentes. L'effort en temps de calcul est réduit à N opérations qui dépendent du nombre de particules moyen dans une maille. Cette quantité des particules est caractérisée par le rapport $(\Delta x/d_p)^n$, étant d_p la distance moyenne locale entre deux particules et Δx la taille des particules. Quand la distance entre la particule cible et la particule voisine est inférieure au rayon du support du noyau kh , une particule voisine réelle est trouvée et les calculs des équations de mouvement peuvent être réalisés.

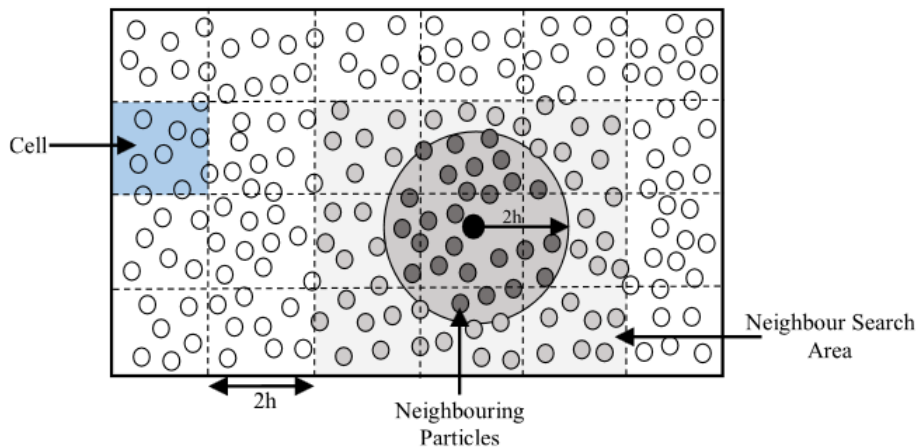


Fig 1.8 Différentes formes du support du noyau pour différents particules [Mokos *et al.*, 2015].

La méthode Verlet list utilise la même démarche de la méthode cell-linked list. Mais après la sélection des particules voisines à partir du rayon du support kh , une liste est créée pour sauvegarder les particules voisines de chaque particule cible. Cette liste est utilisée pour le calcul des équations de mouvement. Une variation sur le support du noyau peut être rajoutée comme $kh + \delta h$. Cela permet d'élargir le support pour inclure une prévision des positions futures des particules très proches au support. Ceci permet d'utiliser la même liste des voisines pendant quelques itérations consécutives. Une comparaison de la performance de ces deux algorithmes pour l'accélération des calculs SPH est exposée par Dominguez *et al.* [Dominguez *et al.*, 2011]. Dans cette thèse, la méthode cell-linked list

sera utilisée car c'est la technique la plus performante.

1.2 Équations de Navier-Stokes

La formulation SPH peut être utilisée pour étudier des problèmes de la dynamique des fluides. La discrétisation spatiale des équations de Navier-Stokes permet d'obtenir sa formulation SPH avec un système d'équations différentielles ordinaires qui décrivent l'évolution temporelle des quantités physiques. La description lagrangienne des lois de conservation gouvernant le mouvement des fluides ou les équations de Navier-Stokes sont :

— Équation du transport :

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{u}. \quad (1.27)$$

— Conservation de masse :

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u}. \quad (1.28)$$

— Conservation de quantité de mouvement :

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \Delta \mathbf{u} + F. \quad (1.29)$$

La formulation en SPH des équations de Navier-Stokes sont :

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \mathbf{u}_i, \quad (1.30)$$

$$\frac{d\rho_i}{dt} = -\rho_i \sum_{j=1}^N (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) \cdot \nabla_i W_{ij} \Delta V_j, \quad (1.31)$$

$$\frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = -\frac{1}{\rho_i} \sum_{j=1}^N (p_j + p_i) \nabla_i W_{ij} \Delta V_j + \nu K \sum_{j=1}^N \frac{(\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} \nabla_i W_{ij} \Delta V_j + F_i. \quad (1.32)$$

\mathbf{r}_i , \mathbf{u}_i , ρ_i et p_i sont la position, la vitesse, la masse volumique et la pression de la particule i . $\Delta V_j = m_j/\rho_j$ est le volume de la particule j où m_j est sa masse. F_i sont les forces massiques sur la particule i . N est la quantité de particules à l'intérieur du support. ν est la viscosité cinématique du fluide. $K = 2(n+2)$ est une constante où n correspond aux dimensions du problème. ∇_i est le gradient par rapport à la position \mathbf{r}_i de la particule i . Et $W_{ij} = W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h)$ est la fonction de lissage du noyau, où h est la longueur de lissage caractérisant la taille du support du noyau.

La masse volumique détermine la bonne évolution de la distribution des particules et de la longueur de lissage h . L'approximation de la masse volumique est importante car dans le schéma SPH, une approximation possible pour la masse volumique d'une particule cible i est obtenue à partir d'une sommation de la masse volumique de ses particules voisines j .

1.3 WCSPH : SPH faiblement compressible

En hydrodynamique, la méthode SPH a été proposée initialement pour la simulation des fluides compressibles. Son évolution pour traiter des écoulements incompressibles est une particularité importante des méthodes WCSPH. La valeur de vitesse du son et la compressibilité du fluide sont directement liées. Dans les méthodes WCSPH, la vitesse du son est un paramètre numérique et pas une donnée physique. Ceci induit une compressibilité numérique et physique différente. Cependant, pour des valeurs de nombre du Mach $Ma < 0,1$, la solution numérique compressible est très proche de la solution incompressible. Cela correspond à une bonne approximation de la dynamique réelle de l'écoulement.

1.3.1 Équation d'état

La méthode WCSPH est une méthode pseudo-compressible introduite par Monaghan. Due à l'état compressible de la méthode, la divergence de la vitesse de l'équation (1.28) a une valeur non nulle [Monaghan, 1992, Machrouki, 2012]. Les précédentes équations différentielles sont complétées par une équation artificielle d'état qui évalue le champ de pression P à travers la densité de fluide sous une contrainte d'incompressibilité [Chorin, 1967]. Plusieurs expressions pour les lois d'état existent dans la littérature. Pour l'étude des écoulements à surface libre avec la méthode SPH, la loi d'état de Tait est largement utilisée, car elle introduit moins de variations de masse volumique [Tait, 1965, Becker et Teschner, 2007]. Si la pression atmosphérique est négligée, l'équation de Tait est exprimée comme :

$$P = P_0 + \frac{c_0^2 \rho_0}{\gamma} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (1.33)$$

où γ est un coefficient relié à chaque matériau, pour l'eau $\gamma = 7$ tandis que pour les gaz parfaits $\gamma = 1, 4$. c_0 est la vitesse du son nominale déterminée par $c_0 = 100 u_{max}$, où u_{max} est la vitesse maximale de l'écoulement. Comme indiquée plus haut, il s'agit d'un paramètre purement numérique. Sa valeur est un compromis entre le volume de calcul à réaliser et l'approximation induite par la compressibilité du fluide. La vitesse numérique du son est généralement choisie beaucoup plus faible que la vitesse réelle du son, afin d'avoir des pas de temps longs avec la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL). Cependant, le pas de temps nécessaire pour maintenir une faible compressibilité doit être très petit.

Le pas de temps est conditionné par la Condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) pour assurer la convergence et la stabilité du calcul [Xu et Deng, 2016]. Il dépend des conditions suivantes :

— Condition de la vitesse artificielle du son :

$$\Delta t \leq \frac{h}{c_0}. \quad (1.34)$$

— Condition de la diffusion visqueuse :

$$\Delta t \leq 0,125 \frac{h^2}{\nu}. \quad (1.35)$$

— Condition des forces externes :

$$\Delta t \leq \min_a \sqrt{\frac{h}{f_a}}. \quad (1.36)$$

Ces équations sont réduites à :

$$\Delta t \leq \lambda \min \left(\frac{h}{c_0}, \frac{h^2}{\mu}, \min_a \left\{ \left(\frac{h}{f_a} \right)^2 \right\} \right), \quad (1.37)$$

où h est la résolution spatiale des particules, f_a sont les forces externes et λ est une constante de 0,25.

1.3.2 Réinitialisation de la masse volumique

L'équation de conservation de masse n'impose pas une consistance entre la masse m_i , la masse volumique ρ_i et le volume V_i de la particule i [Monaghan, 1994, Morris *et al.*, 1997]. Pour résoudre ce problème et éviter les oscillations du champ de pression, une réinitialisation périodique de la masse volumique de chaque particule est proposée par Colagrossi et Landrini [Colagrossi et Landrini, 2003]. Cette correction est d'autant plus nécessaire que la particule est proche de la surface de l'eau ou proche des frontières du domaine. La réinitialisation de la masse volumique est définie comme :

$$\rho_i^{new} = \sum_{j=1}^N \rho_j \Delta V_j \tilde{W}_{ij} = \sum_{j=1}^N m_j \tilde{W}_{ij} \quad (1.38)$$

où ρ_i^{new} est la nouvelle masse volumique de la particule i . \tilde{W}_{ij} est la fonction de lissage du noyau corrigée en appliquant un filtre de Shepard d'ordre zéro à chaque itération [Pitt et Shephard, 1999]. Cette correction est nécessaire pour éviter les oscillations numériques.

1.4 ISPH : SPH incompressible

De manière générale, la méthode WCSPH simule correctement la dynamique des écoulements transitoires. Cependant, pour des problèmes d'impact type rupture de barrage, le champ de pression présente des oscillations. Les méthodes ISPH ont été créées par Cummins et Rudman en 1999 pour simuler des écoulements strictement incompressibles [Cummins et Rudman, 1999]. La méthode se base sur la technique de projection de Chorin [Chorin, 1967] où l'incompressibilité est imposée par restriction de la divergence de la vitesse. Une deuxième forme de la méthode ISPH a été introduite par Shao en 2003 où l'incompressibilité est imposée par la restriction de variation de la masse volumique [Shao et Lo, 2003]. Les deux méthodes se déroulent en deux étapes. Dans la phase de prédiction, l'incompressibilité est imposée et les particules sont déplacées avec une vitesse intermédiaire. Dans la phase de correction, la vitesse est corrigée et les particules sont déplacées avec une vitesse moyennée. La condition CFL est basée uniquement sur le champ de vitesse du fluide ce qui permet d'utiliser des pas de temps plus longs que ceux utilisés dans WCSPH. ISPH est divisé en deux approches : à divergence nulle [Cummins et Rudman, 1999] et à densité invariante [Shao et Lo, 2003].

1.4.1 ISPH à divergence nulle

L'incompressibilité implique qu'il n'y a aucune variation volumétrique, c'est-à-dire que la densité et la masse sont constantes et la divergence du champ de vitesse doit être nulle. Les écoulements incompressibles peuvent être décrits par les équations de Navier-Stokes sous forme lagrangienne montrées dans les équations (1.27), (1.28) et (1.29) en considérant $\nabla \cdot u = 0$. Le schéma de la méthode ISPH à divergence nulle est le suivant :

1. La position des particules \mathbf{r}_i^n est advectée à une position intermédiaire \mathbf{r}_i^* avec une vitesse \mathbf{u}_i^n en utilisant :

$$\mathbf{r}_i^* = \mathbf{r}_i^n + \mathbf{u}_i^n \Delta t. \quad (1.39)$$

2. Une vitesse intermédiaire \mathbf{u}_i^* est calculée à la position \mathbf{r}_i^* en considérant seulement les forces visqueuses et les forces massiques F_i^n de l'équation du quantité de mouvement :

$$\mathbf{u}_i^* = \mathbf{u}_i^n + (\nu \Delta \mathbf{u}_i^n + F_i^n) \Delta t. \quad (1.40)$$

3. Pour imposer la condition d'incompressibilité, le champ de pression à l'itération $n + 1$ est calculé avec une équation de Poisson comme :

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \nabla P^{n+1} \right)_i = \frac{1}{\Delta t} \nabla \cdot \mathbf{u}_i^*. \quad (1.41)$$

4. La vitesse à l'itération $n + 1$ est obtenue avec la projection de la vitesse intermédiaire \mathbf{u}_i^* dans un espace à divergence nulle, et le gradient de pression est ajouté pour obtenir le champ de vitesse à divergence nulle :

$$\mathbf{u}_i^{n+1} = \mathbf{u}_i^* - \left(\frac{1}{\rho} \nabla P_i^{n+1} + F_i \right) \Delta t. \quad (1.42)$$

5. Les particules sont advectées à l'itération $n + 1$ en utilisant un schéma central de différentiation :

$$\mathbf{r}_i^{n+1} = \mathbf{r}_i^n + \left(\frac{\mathbf{u}_i^{n+1} + \mathbf{u}_i^n}{2} \right) \Delta t. \quad (1.43)$$

1.4.2 ISPH à densité invariante

La méthode ISPH à densité invariante utilise une technique identique à celle proposée par Cummins et Rudman. Une correction de masse volumique est appliquée sur les particules pour réduire l'écart entre le champ initial de masse volumique ρ_0 et la masse volumique calculée dans la phase de prédiction. Ceci garantit que l'écoulement est incompressible. Le schéma de la méthode ISPH à densité invariante est le suivant :

1. Les particules sont advectées à une position intermédiaire \mathbf{r}_i^* avec une vitesse \mathbf{u}_i^* en utilisant :

$$\mathbf{r}_i^* = \mathbf{r}_i^n + \mathbf{u}_i^* \Delta t. \quad (1.44)$$

2. Une vitesse intermédiaire \mathbf{u}_i^* à la position \mathbf{r}_i^* est calculée sans considérer les termes du gradient de pression :

$$\mathbf{u}_i^* = \mathbf{u}_i^n + (\nu \Delta \mathbf{u}_i^n + F_i^n) \Delta t. \quad (1.45)$$

3. À cette position intermédiaire \mathbf{r}_i^* , une masse volumique intermédiaire ρ_i^* est calculée :

$$\rho_i^* = \sum_{j=1}^N m_j W_{ij}. \quad (1.46)$$

4. La vitesse intermédiaire \mathbf{u}_i^* est projetée vers un champ de vitesse à divergence nulle :

$$\mathbf{u}_i^{n+1} = \mathbf{u}_i^* - \left(\frac{1}{\rho_i^*} \nabla P_i^{n+1} + F_i \right) \Delta t. \quad (1.47)$$

5. Le champ de pression à l'itération $n + 1$ est calculé avec une équation de Poisson comme :

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho^*} \nabla P^{n+1} \right)_i = \frac{\rho_i^0 - \rho_i^*}{\rho_i^0 \Delta t^2} \quad (1.48)$$

où ρ_i^0 est la masse volumique initiale de la particule i .

6. La vitesse intermédiaire \mathbf{u}_i^* est corrigée par le gradient de pression de l'équation du quantité de mouvement :

$$\mathbf{u}_i^{n+1} = \mathbf{u}_i^* + \left(\frac{1}{\rho_i^*} \nabla P_i^{n+1} + F_i \right) \Delta t. \quad (1.49)$$

7. Les particules sont advectées à l'itération $n + 1$:

$$\mathbf{r}_i^{n+1} = \mathbf{r}_i^n + \left(\frac{\mathbf{u}_i^n + \mathbf{u}_i^{n+1}}{2} \right) \Delta t. \quad (1.50)$$

La figure 1.9 montre l'algorithme utilisé pour les méthodes ISPH (rouge : phase de prédiction, vert : phase de correction et bleu : phase finale).

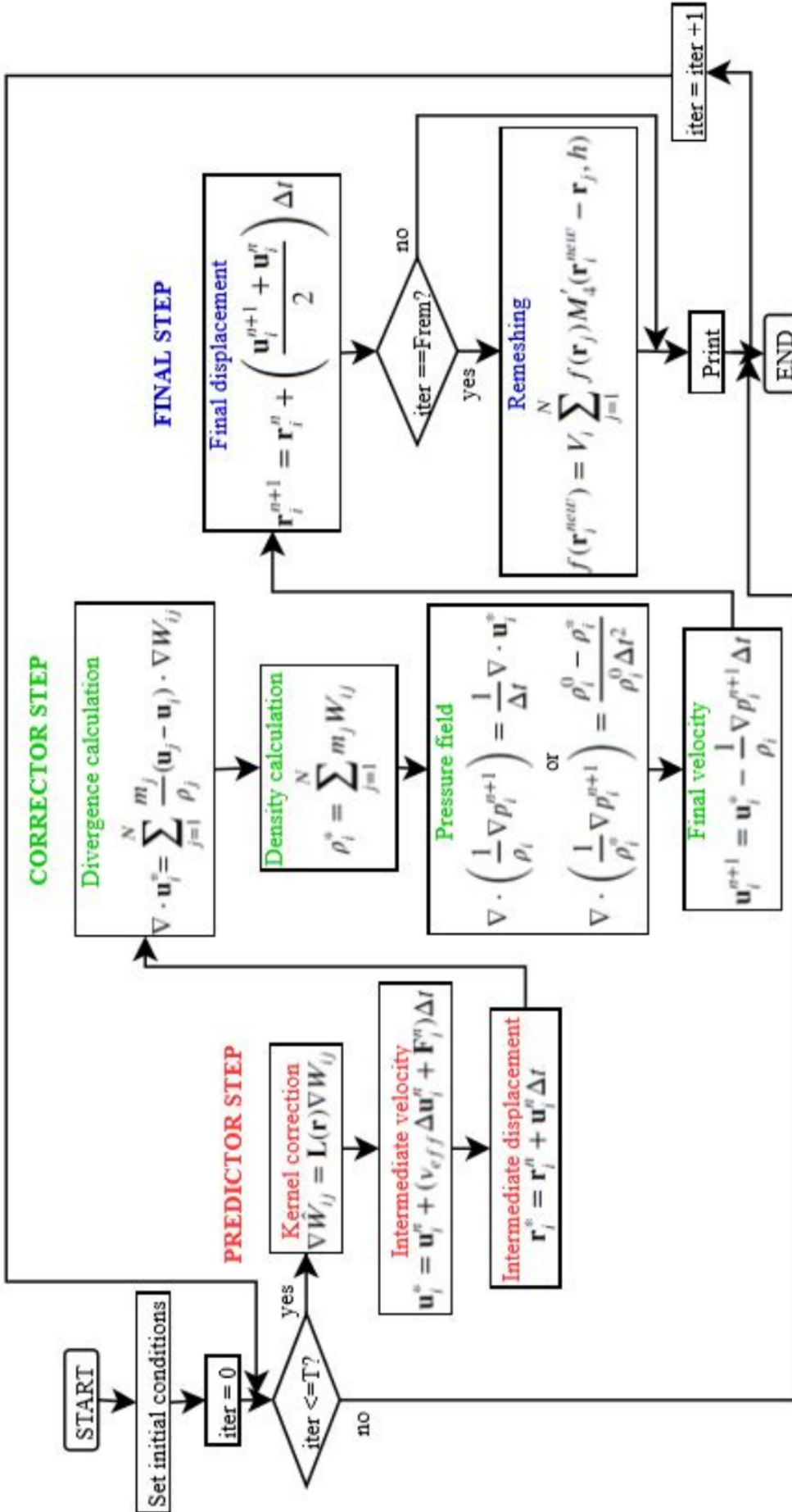


Fig 1.9 Algorithme du code numérique utilisant la méthode ISPH (rouge : phase de prédiction, vert : phase de correction et bleu : phase finale) [Ramos Ortega *et al.*, 2020].

1.5 Optimisation des méthodes SPH

1.5.1 Grille pour le problème de Poisson

Dans les méthodes SPH pour la simulation des écoulements incompressibles, le calcul du champ de pression avec l'équation de Poisson est plus précis qu'avec une loi d'état car l'utilisation des lois d'état induit des fluctuations de pression. Mais, les méthodes ISPH sont plus coûteuses en temps de calcul, car il est nécessaire d'inverser l'opérateur $\nabla(1/\rho\nabla)$ des équations (4.12) et (1.48) par un processus itératif. De plus, la discrétisation de ce terme peut se faire à partir de l'opérateur de Morris ou l'opérateur de Schwaiger [Morris *et al.*, 1997, Schwaiger, 2008] dans un schéma lagrangien. Les deux opérateurs fonctionnent de la même manière, sauf que l'opérateur de Schwaiger est plus précis dans la surface libre et dans les frontières où le support du noyau n'est pas complet. Pour cette raison, l'opérateur de Schwaiger est utilisé dans ce travail de thèse. Pour les deux opérateurs, le temps de calcul augmente en fonction de la quantité de particules du domaine. D'où, pour accélérer le temps de calcul de l'équation de Poisson sur les particules, l'utilisation de la méthode PIC (Particle in cell) introduite par Harlow en 1955 [Harlow *et al.*, 1955, Christiansen, 1973]. Dans cette approche, l'équation de Poisson est calculée sur une grille cartésienne en utilisant un solveur de différentiation classique.

Dans le domaine interne de l'écoulement, une méthode de différences finies centrées de deuxième ordre est utilisée. Sur les parois solides, l'adhérence est imposée. Sur la surface libre, la pression est la pression atmosphérique imposée comme nulle. Sur cette frontière, le schéma de différences finies centrées est modifié pour prendre en compte la condition limite de Dirichlet sur la pression avec $P = 0$. Le champ de pression est résolu par un système matriciel linéaire simplifié en matrice bande. Quand le champ de pression est calculé, la pression P est interpolée dès la grille cartésienne vers les particules fluides en utilisant une fonction de lissage du noyau. La même fonction est utilisée pour l'interpolation initiale de l'information des particules fluides vers la grille cartésienne.

La détection de la surface libre se fait en imposant une condition à la limite de type Dirichlet sur les nœuds de la grille. Le calcul de la divergence du champ des vecteurs position est utilisé pour détecter la zone où il n'y a pas de particule. Sur la grille cartésienne, la divergence du vecteur de position est calculée avec l'expression suivante :

$$\nabla \cdot r = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \cdot \nabla W(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i). \quad (1.51)$$

Les vitesses intermédiaires \mathbf{u}_i^* sont projetées sur les nœuds de la grille cartésienne, le champ de pression est calculé et interpolé en retour sur les particules.

1.5.2 Remaillage du nuage des particules

La précision des approximations des opérateurs est conditionnée par l'espacement uniforme des particules. Cette distribution uniforme n'est pas garantie pendant la durée des simulations mais seulement à l'instant initial. Les particules ont tendance à s'agglomérer dans les zones de forts gradients de vitesse, d'où l'hétérogénéité de la distribution des particules et les approximations erronées des opérateurs [Zhang *et al.*, 2017a, Meringolo *et al.*, 2019].

Pour limiter la distorsion des particules, la technique de remaillage est utilisée. Elle consiste en une réinitialisation périodique de la position \mathbf{r}_i des particules sur une grille régulière d'un espacement $\Delta \mathbf{r}$ (comme dans les méthodes de grille) et une interpolation des variables de champ f (comme la masse, l'impulsion et l'énergie) les nouvelles positions $\tilde{\mathbf{r}}_i$, assurant que les lois de conservation soient satisfaites [Huberson et Jolles, 1990, Chaniotis *et al.*, 2002, Wang *et al.*, 2019].

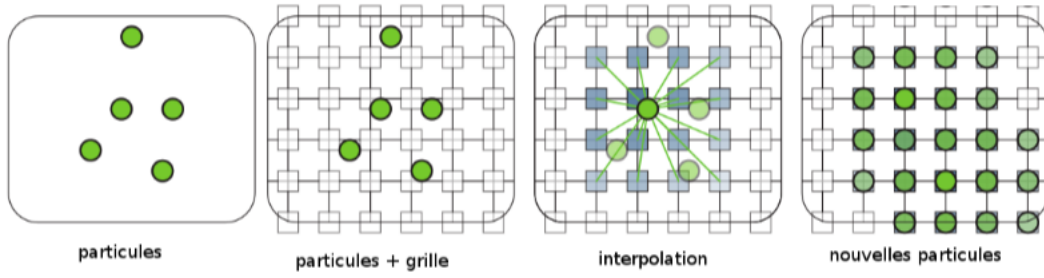


Fig 1.10 Schéma du remaillage [Machrouki, 2012].

L'interpolation de f sur les nouvelles positions est notée \tilde{f} et pour une dimension, elle est calculée comme :

$$\tilde{f}(\tilde{\mathbf{r}}_i) = \frac{\Delta \tilde{V}_i}{\sum_{j=1}^N \Delta V_j M'_4(|\tilde{\mathbf{r}}_i - \mathbf{r}_j|)} \sum_{j=1}^N f(\mathbf{r}_j) W_{ij}(|\tilde{\mathbf{r}}_i - \mathbf{r}_j|). \quad (1.52)$$

Dans notre cas, les interpolations ont été faites en utilisant une fonction de lissage du noyau du troisième ordre [Monaghan, 1985] :

$$W_{ij} = \begin{cases} 1 - \frac{5}{2}s^2 + \frac{3}{2}s^3 & 0 \leq s < 1, \\ \frac{1}{2}(2-s)^2(1-s) & 1 \leq s < 2, \\ 0 & s \geq 2. \end{cases} \quad \text{avec } s = \frac{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}{h}, \quad (1.53)$$

2 . Analyse de la performance des méthodes SPH

Les trois méthodes SPH, WCSPH, ISPH à divergence nulle et ISPH à densité invariante, seront appliquées à trois benchmarks d'écoulements incompressibles bidimensionnels qui ont été largement étudiés dans la littérature : le tourbillon de Lamb-Oseen, l'écoulement dans une cavité entraînée et la rupture de barrage. Ces écoulements sont caractérisés par le nombre de Reynolds Re , pour le premier cas $100 \leq Re \leq 1000$, le deuxième cas $100 \leq Re \leq 7500$ et le troisième cas $Re = 300000$. Une base de données utile, analytique ou expérimentale, est disponible dans la littérature pour valider les simulations numériques. Pour le tourbillon de Lamb-Oseen, la comparaison des résultats se fait auprès d'une solution analytique pour évaluer la précision de chaque méthode SPH [Lamb, 1924]. La cavité entraînée est comparée à des résultats numériques obtenus avec des méthodes multi-grilles par Ghia *et al.* [Ghia *et al.*, 1982] et à des résultats numériques obtenus avec la méthode volumes finis par Chiang *et al.* [Chiang *et al.*, 1998]. La rupture de barrage est comparée à des résultats expérimentaux [Lobovský *et al.*, 2014].

Le tourbillon de Lamb-Oseen conduit à un écoulement tournant qui pose des problèmes pour calculer la trajectoire des particules. Des erreurs numériques sur le calcul de la masse volumique ρ sont générées, ce qui interfère avec la condition d'incompressibilité de l'écoulement. Pour la cavité entraînée, la même problématique se présente en raison des zones de recirculation caractéristiques du benchmark. Pour $Re > 100$, une grande zone de recirculation apparaît ainsi que de petites zones dans les coins du domaine. La rupture de barrage est un benchmark intéressant grâce aux larges déformations produites dans la surface libre de l'écoulement et au problème d'impact fluide-solide.

Pour évaluer la précision et la convergence des trois méthodes SPH, la norme L_2 relative de l'erreur sur une quantité physique f est calculée pour les trois benchmarks selon la formule :

$$L_2(f) \text{ error} = \sqrt{\left(\frac{\sum_i^N (f_{i,ref} - f_{i,SPH})^2}{\sum_i^N f_{i,ref}^2} \right)} \quad (2.1)$$

où $f_{i,ref}$ et $f_{i,SPH}$ sont la quantité physique f calculée avec la solution de référence et les trois méthodes SPH, respectivement. L'erreur est calculé par l'estimation de la quantité physique f , obtenue à la fin des simulations numériques. Pour chaque benchmark, deux paramètres sont variés : le pas de temps Δt et la taille des particules Δx . L'objectif est de qualifier une méthode SPH pour construire un code numérique permettant de simuler l'amortissement d'un train de vagues dans une structure poreuse.

2.1 Tourbillon de Lamb-Oseen

2.1.1 Description du benchmark

Le problème consiste en un domaine fluide bidimensionnel infini. Le fluide est supposé incompressible et visqueux [Lamb, 1924, Moldoveanu, 2007]. Un tourbillon de Lamb-Oseen gaussien axisymétrique non borné est initialisé par une distribution uniforme des particules comme le présente la figure 2.1.

Une condition limite de Dirichlet sur la pression est imposée aux particules sur la frontière du domaine, pression nulle. Les résultats numériques sont comparés à une solution analytique. Dans cet écoulement, les lignes de courant sont des cercles concentriques. Les expressions pour la solution analytique de la vitesse tangentielle et du champ de pression en coordonnées polaires cylindriques

sont [Lamb, 1924] :

$$u_\theta(r, t) = \frac{\Gamma_c}{2\pi r} \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_c^2(t)}\right) \right] \quad \text{avec} \quad r_c(t) = \sqrt{4\nu t + r_c(0)^2}, \quad (2.2)$$

$$p(r, t) = p_\infty - \frac{\Gamma_c^2 \rho_0}{8\pi^2 r_c(t)} \left[\frac{r_c(t)}{r^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_c^2(t)}\right) \right]^2 + 2\text{ei}\left(\frac{r^2}{r_c^2(t)}\right) - 2\text{ei}\left(\frac{2r^2}{r_c^2(t)}\right) \right] \quad (2.3)$$

où Γ_c est la circulation contenue dans le tourbillon, r_c est son rayon, $r_c(0)$ est la valeur initiale du rayon, p_∞ est la pression quand $r \rightarrow \infty$ et ei est la fonction exponentielle intégrale ($\text{ei}(x) = \int_{-\infty}^x \exp(t)/t dt$). Cette formule montre que le champ de pression n'est pas nul au bord du domaine de calcul et la condition de pression nulle est une approximation. Pour toutes les simulations numériques, Γ_c , $r_c(0)$ et p_∞ sont fixées à $0,0031 m^2/s$, $0 m$ et $0 Pa$, respectivement.

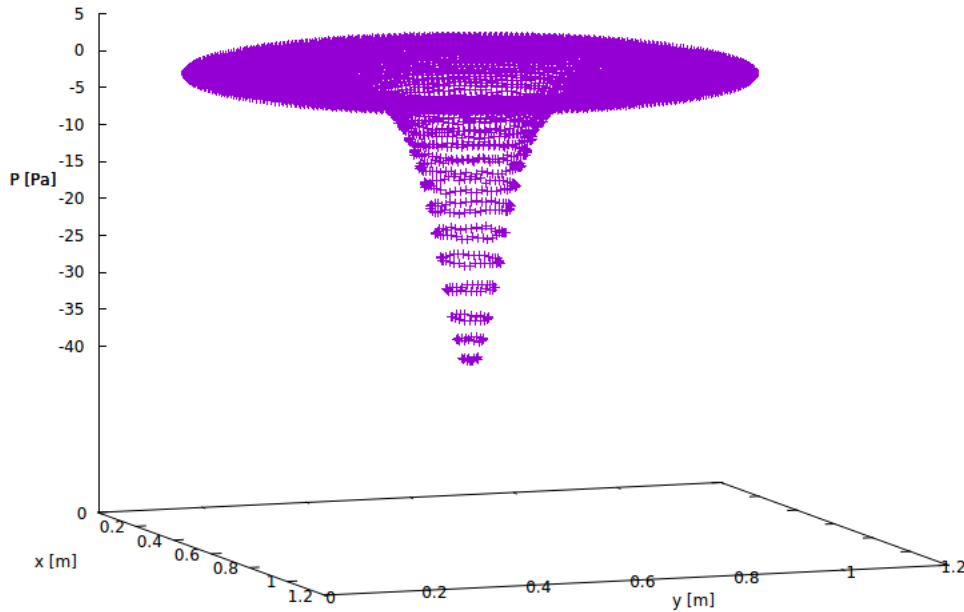


Fig 2.1 Distribution de la pression du tourbillon de Lamb-Oseen calculée avec la méthode WCSPH à $t = 0,012 s$.

L'initialisation numérique du problème part des particules uniformément distribuées sur une grille cartésienne de dimensions $0,2 m \times 0,2 m$ avec un pas de maillage $\Delta x = 0,008 m$. La masse volumique initiale des particules ρ_0 est imposée à $1000 kg/m^3$. Toutes les simulations numériques sont menées jusqu'à l'instant $t = 0,5 s$. Le nombre de Reynolds est calculé comme $Re = U_c L_c / \nu$ avec la longueur caractéristique $L_c = 0,2 m$ (diamètre du tourbillon), une vitesse caractéristique $U_c = 0,005 m/s$ et une viscosité cinématique $\nu = 0,00001 m^2/s$.

2.1.2 Analyse des résultats

Champ de pression

Les figures 2.2 et 2.3 montrent l'évolution du champ de pression du tourbillon de Lamb-Oseen pour un nombre de Reynolds $Re = 100$ à $t = 0,01 s$ et $0,5 s$, respectivement. Les figures (a) représentent le champ de pression obtenu avec la solution analytique de l'équation (2.3), les figures (b) les résultats obtenus avec la méthode WCSPH, les figures (c) les résultats obtenus avec la méthode ISPH à densité invariante et les figures (d) les résultats obtenus avec la méthode ISPH à divergence nulle. Le pas de temps imposé est $\Delta t = 0,0001 s$ et la viscosité cinématique $\nu = 0,00001 m^2/s$. Les méthodes SPH utilisent une technique de remaillage où le nombre d'itérations

entre deux remaillages est imposé à $N_{\delta t} = 4$, il est défini pour un équilibre entre la précision des résultats et le temps de calcul. L'intervalle de temps entre deux remaillages est alors de $0,004 s$. Pour la méthode WCSPH, la réinitialisation de la masse volumique se fait à toutes les itérations de calcul.

En comparant les figures 2.2 et 2.3, on observe que la méthode WCSPH (voir fig. (b)) présente une diffusion plus importante que celle de la solution analytique (voir fig. (a)) et des oscillations numériques aux extrémités du support du noyau. Par contre, les méthodes ISPH (voir fig. (c) et (d)) donnent un résultat relativement proche de celui de la solution analytique (voir fig. (a)) sans oscillations numériques.

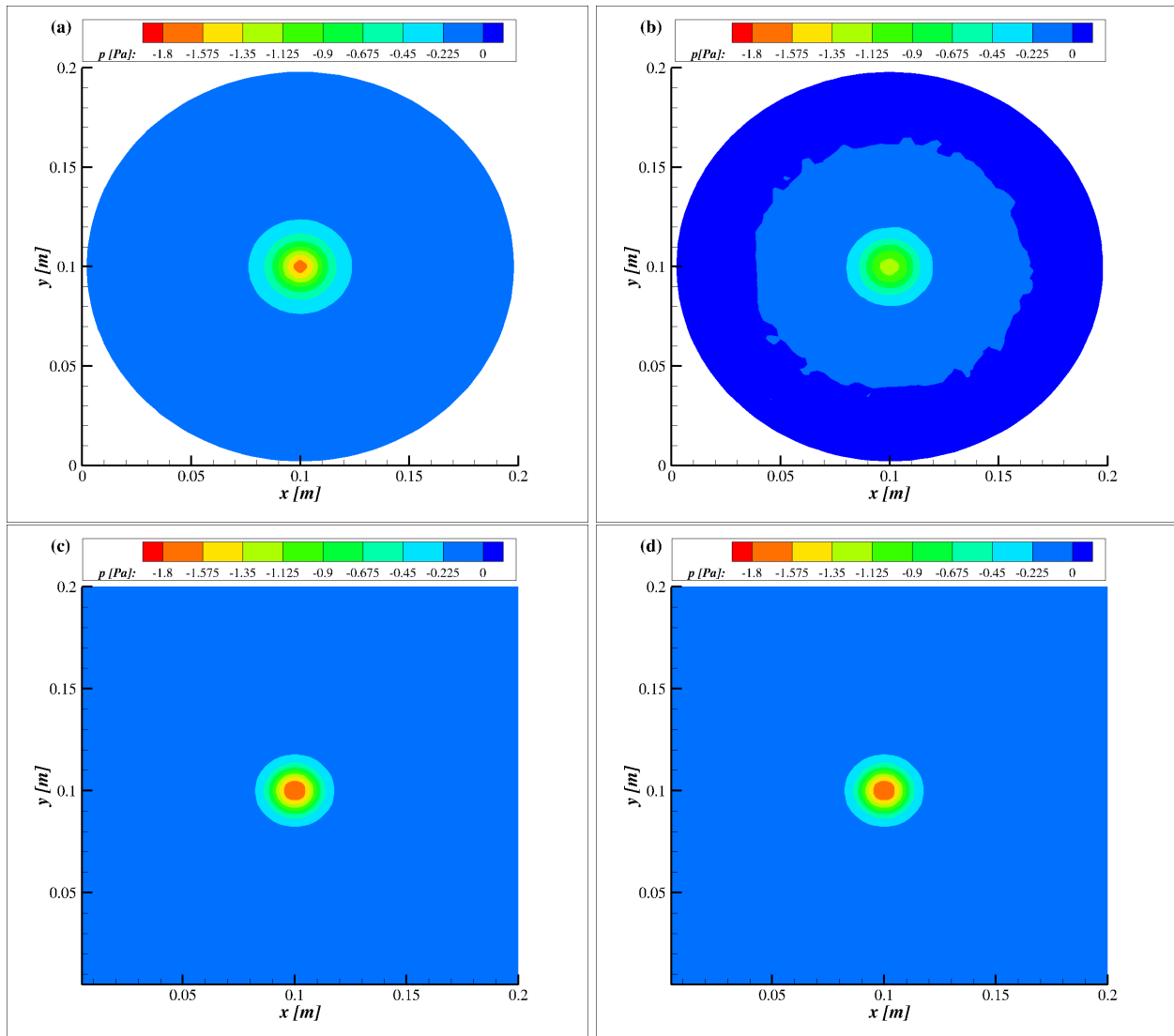


Fig 2.2 Champ de pression p du tourbillon de Lamb-Oseen avec $Re = 100$ à $t = 0,01 s$ obtenu avec la solution analytique (a), la méthode WCSPH (b), la méthode ISPH à densité invariante (c) et la méthode ISPH à divergence nulle (d).

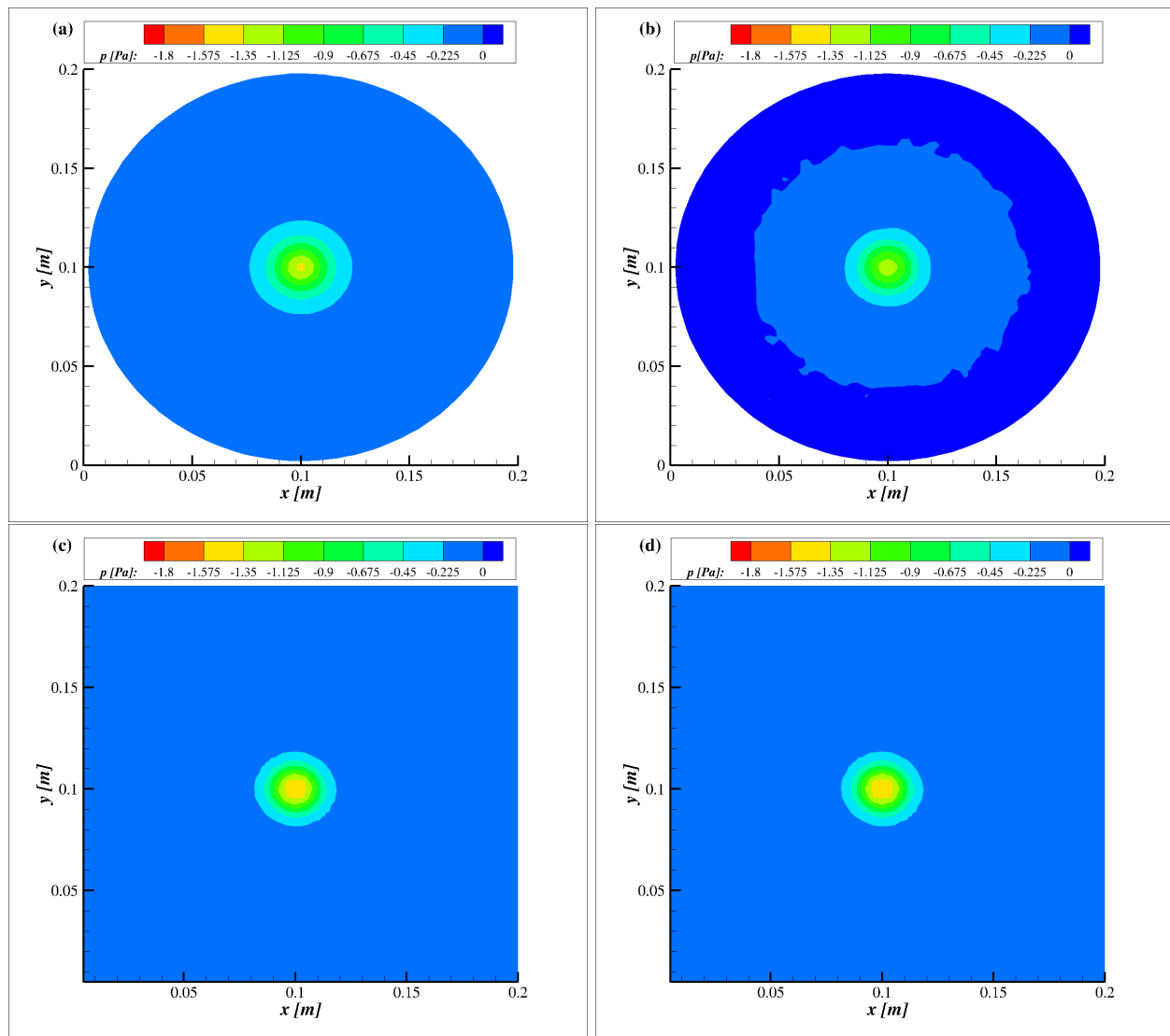


Fig 2.3 Champ de pression p du tourbillon de Lamb-Oseen avec $Re = 100$ à $t = 0,5 s$ obtenu avec la solution analytique (a), la méthode WCSPH (b), la méthode ISPH à densité invariante (c) et la méthode ISPH à divergence nulle (d).

La figure 2.4 présente la diffusion du tourbillon de Lamb-Oseen en fonction du profil de pression p obtenu avec la solution analytique (Éq. 2.3) et les résultats obtenus avec les trois méthodes SPH à $t = 0,01 s$ et $0,5 s$. Le profil est déterminé sur la droite d'équation $x = 0,1 m$ à partir des figures 2.2 et 2.3 représentant le champ de pression. Les méthodes ISPH se rapprochent plus de la solution analytique que la méthode WCSPH. À $t = 0,01 s$, on trouve $p(r = 0) = -1,734 Pa$ pour la solution analytique, $p(r = 0) = -1,691 Pa$ pour les méthodes ISPH et $p(r = 0) = -1,313 Pa$ pour la méthode WCSPH. Ceci nous permet d'obtenir une valeur d'erreur relative de 2,5% pour les méthodes ISPH et de 24% pour la méthode WCSPH. À $t = 0,5 s$, on trouve $p(r = 0) = -1,448 Pa$ pour la solution analytique, $p(r = 0) = -1,421 Pa$ pour les méthodes ISPH et $p(r = 0) = -1,289 Pa$ pour la méthode WCSPH. Ceci nous permet d'obtenir une valeur d'erreur relative de 2% pour les méthodes ISPH et de 11% pour la méthode WCSPH. Due à l'utilisation de la loi d'état et de la réinitialisation périodique de la densité, la solution WCSPH ne converge pas vers la solution analytique au centre du vortex où les gradients sont plus importants [González *et al.*, 2010, Macià *et al.*, 2012].

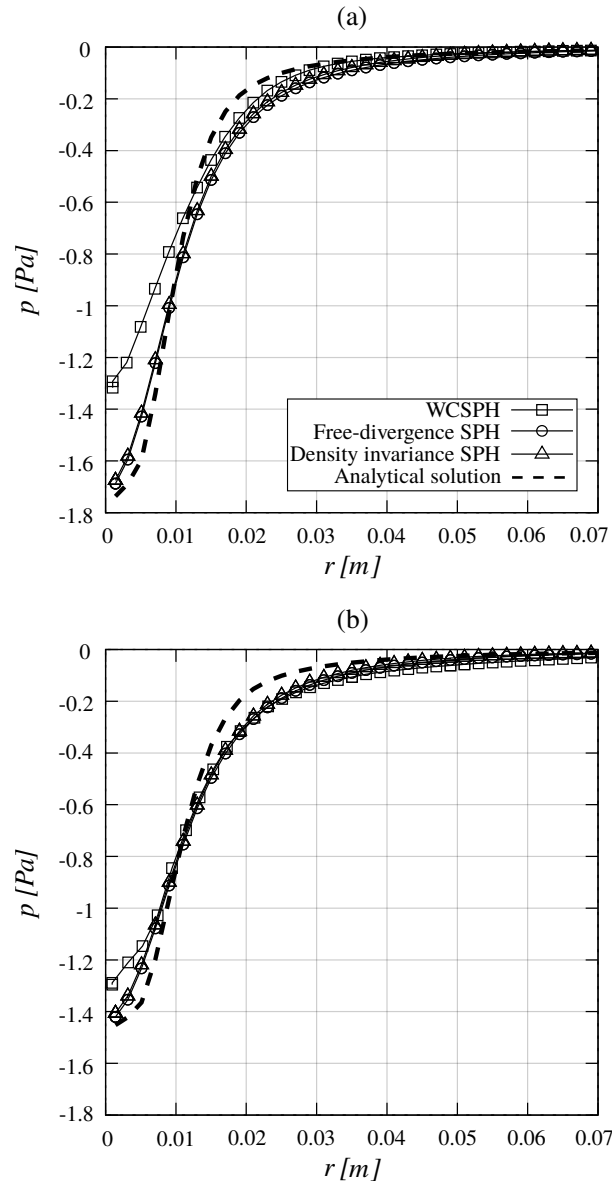


Fig 2.4 Évolution du profil de pression p à $t = 0,01 s$ (a) et $0,5 s$ (b) pour un tourbillon de Lamb-Oseen avec $Re = 100$, une taille de particules $\Delta x = 0,008 m$ et un pas de temps de $\Delta t = 0,0001 s$ obtenue avec la solution analytique (Éq. 2.3) et les trois méthodes SPH.

Champ de vitesse

Les figures 2.5 et 2.6 montrent le champ des composantes horizontale et verticale de la vitesse du tourbillon de Lamb-Oseen obtenu avec les trois méthodes SPH, pour un nombre de Reynolds $Re = 100$ à $t = 0,01 s$ et $0,5 s$, respectivement. Les figures à gauche correspondent à la composante horizontale u de la vitesse et les figures à droite à la composante verticale v de la vitesse. Les isovaleurs ainsi que les lignes de courant sont superposées à chaque champ des composantes de la vitesse. Les figures 2.5 et 2.6 montrent que les trois méthodes SPH reproduisent globalement la dynamique de l'écoulement, un sens de rotation contraire à celui des aiguilles d'une montre. À l'instant $t = 0,01 s$, pour les méthodes ISPH, les lignes de courant forment des cercles au centre du domaine et elles épousent progressivement la forme de la frontière en s'approchant d'elle. Par contre, pour la méthode WCSPH, les lignes de courant sont toutes des cercles. À l'instant $t = 0,5 s$, pour les méthodes ISPH, les lignes de courant forment toutes des cercles. Mais, proche de la frontière gauche, les lignes de courant présentent une légère perturbation. Pour la méthode WCSPH, les lignes de courant sont toujours des cercles. Dans les méthodes ISPH, la pression est estimée en résolvant le problème de Poisson sur une grille sur laquelle on impose une condition de pression nulle sur sa

frontière du domaine de calcul. Les résultats montrent que le traitement des conditions aux limites n'est pas assez précis dans les méthodes ISPH.

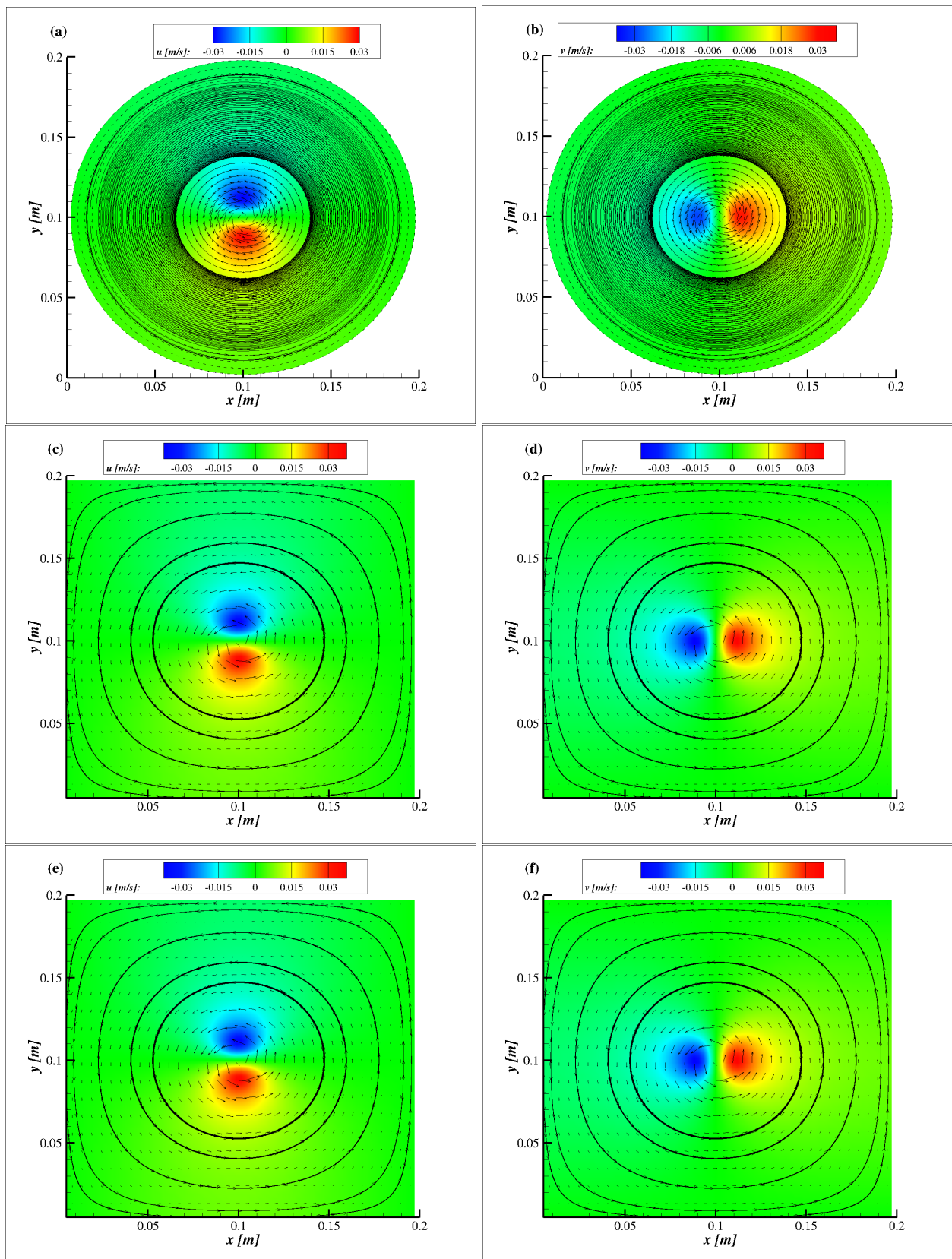


Fig 2.5 Isovaleurs, composante horizontale u (à gauche) et verticale v (à droite) du champ de vitesse du tourbillon de Lamb-Oseen avec $Re = 100$ à $t = 0,01$ s. Les résultats ont été obtenus avec la méthode WSPH (a-b), la méthode ISPH à densité invariante (c-d) et la méthode ISPH à divergence nulle (e-f). Les lignes continues correspondent aux lignes de courant. Les flèches correspondent aux vecteurs de vitesse.

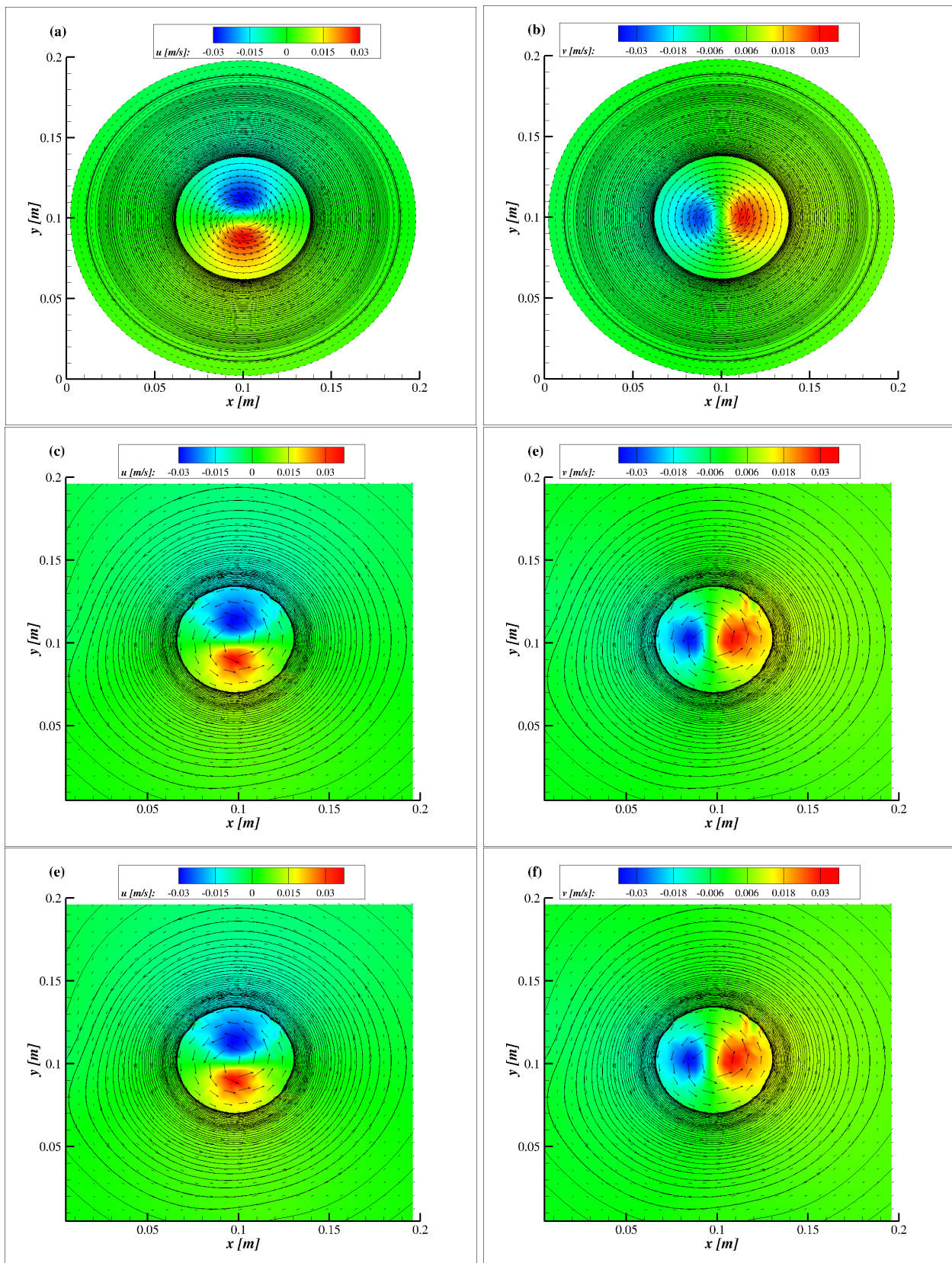


Fig 2.6 Isovaleurs, composante horizontale u (à gauche) et verticale v (à droite) du champ de vitesse du tourbillon de Lamb-Oseen avec $Re = 100$ à $t = 0, 5$ s. Les résultats ont été obtenus avec la méthode WCSPH (a-b), la méthode ISPH à densité invariante (c-d) et la méthode ISPH à divergence nulle (e-f). Les lignes continues correspondent aux lignes de courant. Les flèches correspondent aux vecteurs de vitesse.

2.1.3 Analyse numérique des résultats

En fonction de la taille des particules Δx

La figure 2.7 montre la convergence des méthodes SPH en fonction de la taille de particules Δx . Le logarithme de la norme $L_2(p)$ relative de l'erreur sur le champ de pression à $t = 0,5 s$ en fonction du logarithme de la taille Δx est montré sur la figure 2.7. Les résultats ont été obtenus pour les trois méthodes SPH pour $Re = 10$ et 100. Les deux méthodes ISPH montrent le même comportement, la méthode WCSPH converge plus rapidement avec la diminution de la taille des particules. Pour $Re = 10$, avec une taille des particules comprises entre $0,0015 m \leq \Delta x \leq 0,008 m$, la norme $L_2(p)$ relative de l'erreur varie entre 0,17 et 0,25 pour la méthode ISPH à densité invariante, entre 0,2 et 0,25 pour la méthode ISPH à divergence nulle, et entre 0,28 et 0,85 pour la méthode WCSPH. Les résultats avec un nombre de Reynolds $Re = 100$ présentent le même comportement. On retrouve l'analyse faite dans la littérature [Lee *et al.*, 2008, Khorasanizade et Sousa, 2014, Aly *et al.*, 2015].

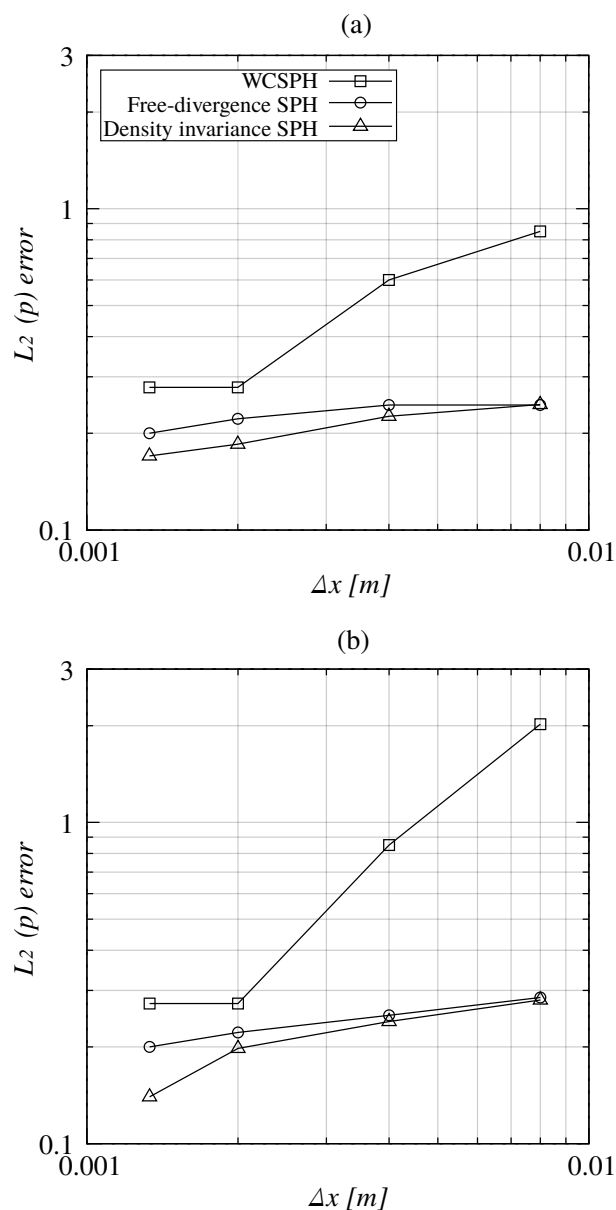


Fig 2.7 Logarithme de la norme $L_2(p)$ relative de l'erreur sur le champ de pression à $t = 0,5 s$ en fonction du logarithme de la taille des particules Δx pour le tourbillon de Lamb-Oseen pour un pas de temps de $\Delta t = 0,0001 s$ et deux valeurs du nombre de Reynolds, $Re = 10$ (a) et 100 (b), obtenu par les trois méthodes SPH.

Dans les deux méthodes ISPH, l'erreur reste constante dans la simulation pour toutes les valeurs de taille des particules. Augmenter la taille des particules sans affecter l'ordre de convergence et sans augmenter l'erreur est un grand avantage. Dans le cas de $Re = 100$, la norme $L_2(p)$ relative de l'erreur est d'environ 15 %, 15 %, 80 % pour la méthode ISPH à densité invariante, la méthode ISPH à divergence nulle et la méthode WCSPH, respectivement. Ces résultats démontrent également l'avantage de la mise en place d'une technique de remaillage dans les méthodes ISPH.

En fonction du pas de temps Δt

La figure 2.8 montre la convergence des méthodes SPH en fonction du pas de temps Δt . Le logarithme de la norme relative de l'erreur $L_2(p)$ sur le champ de pression à $t = 0,5$ s en fonction du pas de temps Δt est montré dans la figure 2.8. Les résultats ont été obtenus pour les trois méthodes SPH pour $Re = 100$ et une taille des particules $\Delta x = 0,002$ m. Nous observons le même effet de seuil que pour la discrétisation spatiale et les mêmes conclusions peuvent donc être faites. Les trois méthodes convergent avec la même valeur de la norme $L_2(p)$ relative de l'erreur pour des pas de temps inférieurs à $\Delta t \leq 0,0015$ s. Pour les pas de temps compris entre $0,0001$ s $\leq \Delta t \leq 0,0025$ s, la norme $L_2(p)$ relative de l'erreur évolue de la même façon pour la méthode ISPH à densité invariante (20 %) et pour la méthode ISPH à divergence nulle (0,23 %). Pour la méthode WCSPH, la norme $L_2(p)$ relative de l'erreur a un comportement similaire à celui des deux autres méthodes pour les pas de temps $\Delta t > 0,0015$ s. Au delà, la méthode converge, l'erreur $L_2(p)$ augmente rapidement en variant de 10 % à 110 %. On peut calculer la limite de stabilité établie par la condition de Courant-Friedrichs-Levy (CFL) [Xu et Deng, 2016] :

$$\Delta t \leq \lambda \min \left(\frac{\Delta x}{c_0}, \frac{\Delta x^2}{\nu} \right) \quad (2.4)$$

où λ est une constante estimée à 0,25. Cette condition considère la vitesse du son c_0 et la diffusion moléculaire ν . Pour les méthodes ISPH, la condition CFL n'est pas nécessaire car les deux méthodes ISPH sont stables pour toutes les valeurs de pas de temps testées.

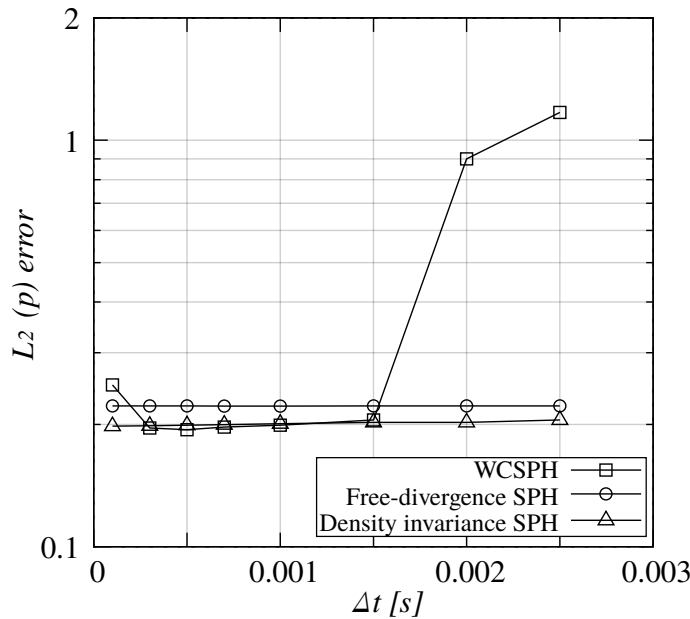


Fig 2.8 Logarithme de la norme relative de l'erreur $L_2(p)$ sur le champ de pression à $t = 0,5$ s en fonction du logarithme du pas de temps Δt pour le tourbillon de Lamb-Oseen pour une taille de particules de $\Delta x = 0,002$ m et un nombre de Reynolds $Re = 100$ obtenu par les trois méthodes SPH.

En fonction du temps CPU

La figure 2.9 montre le temps de calcul en fonction de la taille des particules Δx obtenue par les trois méthodes SPH pour $Re = 100$. Pour les méthodes ISPH, deux valeurs de pas de temps ont été évaluées, $\Delta t = 0,0001 s$ et $0,0025 s$. Pour la méthode WCSPH, le pas de temps évalué est $\Delta t = 0,0001 s$ en accord avec la condition CFL (Éq. 2.4). Les simulations ont été menées avec un processeur Intel(R) Core(TM) i7-4800MQ CPU 2.70GHz.

Pour toutes les valeurs de taille de particules Δx testées, la méthode WCSPH est la méthode la plus rapide et efficace. Pour un temps d'exécution $t = 0,5 s$ simulé, une taille des particules $\Delta x = 0,0025 m$ et un pas de temps $\Delta t = 0,0001 s$, le temps de calcul pour la méthode WCSPH est de $30 min$ et pour les méthodes ISPH est de $250 min$. Nous observons que la différence est essentiellement due à la résolution de l'équation de Poisson. La construction et la résolution du système linéaire coûtent chères en temps de calcul. Cependant les deux méthodes ISPH présentent une erreur plus faible avec une variation plus faible par rapport aux deux paramètres analysés, taille des particules Δx et pas de temps Δt . En conséquence, il est possible d'augmenter la taille des particules et le pas de temps afin de réduire le temps de calcul des méthodes ISPH, en conservant une correcte précision des simulations numériques. Pour une taille des particules $\Delta x = 0,0025 m$ et un pas de temps $\Delta t = 0,0025 s$, le temps de calcul des méthodes ISPH est réduit à $11 min$. Le temps calcul est réduit avec un facteur 25, en maintenant une norme $L_2(p)$ relative de l'erreur de 20 % pour les deux méthodes ISPH (Fig. 2.8). Pour une taille des particules $\Delta x = 0,005 m$ et un pas de temps $\Delta t = 0,0025 s$, le temps de calcul des méthodes ISPH est réduit à $1,5 min$ avec une norme $L_2(p)$ relative de l'erreur constante proche de 20 % (Fig. 2.9).

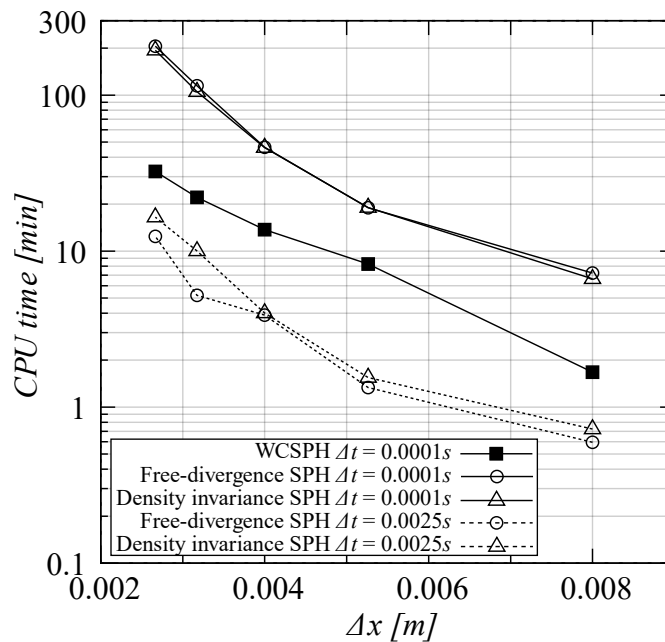


Fig 2.9 Logarithme du temps de calcul en fonction de la taille des particules Δx obtenu avec les trois méthodes SPH méthodes sans remaillage pour le tourbillon de Lamb-Oseen à $Re = 100$ [Ramos Ortega *et al.*, 2020].

2.2 Écoulement en cavité entraînée

2.2.1 Description du benchmark

Une cavité carrée bidimensionnelle de taille $L \times L = 1\text{ m} \times 1\text{ m}$ où la paroi supérieure se déplace vers la droite est simulée, comme le montre la figure 2.10. La vitesse de la paroi mouvante est constante et est imposée à $U_c = 1\text{ m/s}$. Le nombre de Reynolds est défini par $Re = U_c L / \nu$. La masse volumique du fluide est $\rho = 1\text{ kg/m}^3$. La viscosité cinématique du fluide ν dépend du nombre de Reynolds, calculé par $\nu = 1/Re$. Les résultats numériques obtenus avec les trois méthodes SPH sont comparés avec les données numériques de Ghia *et al.* et de Chiang *et al.* [Ghia *et al.*, 1982, Chiang *et al.*, 1998]. Ghia *et al.* ont utilisé une technique basée sur une méthode implicite, appelée "coupled strongly implicit method" [Rubin et Khosla, 1981], et la méthode multi-grille [Brandt, 1979]. Chiang *et al.* ont utilisé la méthode des volumes finis avec un algorithme de solution appelé "segregated solution algorithm" et un schéma d'advection multidimensionnel.

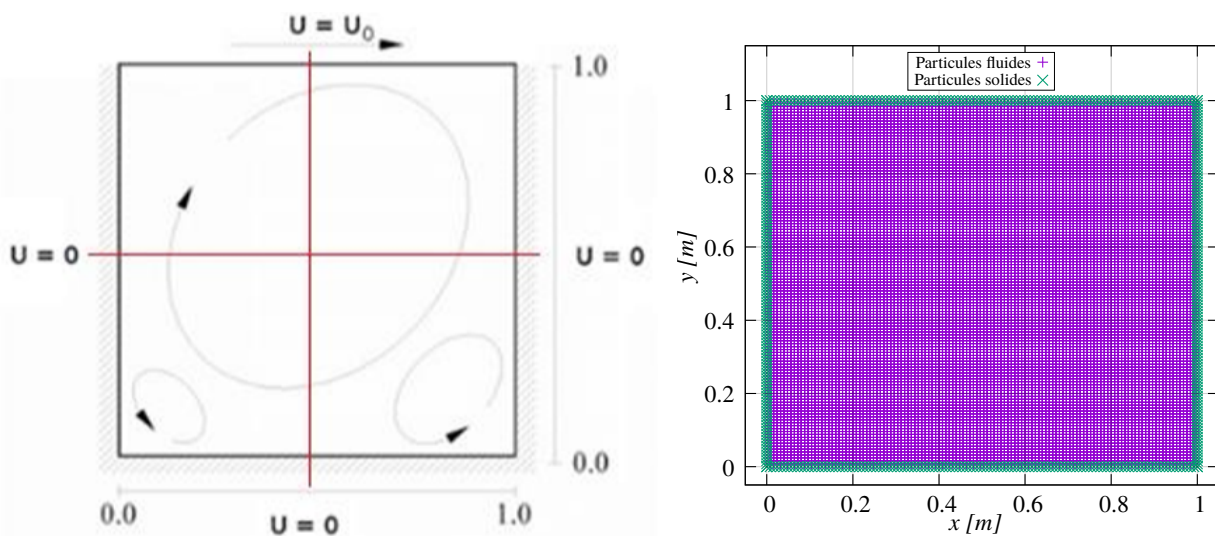


Fig 2.10 Schéma de la cavité entraînée pour $Re = 100$.

2.2.2 Analyse physique des résultats

L'initialisation des particules se fait à partir d'une grille cartésienne qui a les mêmes dimensions que celles de la cavité carrée (voir fig. 2.10). La taille des particules est imposée à $\Delta x = 0,01\text{ m}$. La masse volumique initiale des particules est de $\rho_0 = 1\text{ kg/m}^3$ et le pas de temps est fixé à $\Delta t = 0,0001\text{ s}$. Toutes les simulations numériques sont menées jusqu'à l'instant $t = 40\text{ s}$, où le régime permanent est établi [Migeon *et al.*, 2000, Basa *et al.*, 2009]. Pour les méthodes SPH, le nombre d'itérations entre deux remaillages est imposé à $N_{\delta t} = 4$. L'intervalle de temps entre deux remaillages est alors de $0,004\text{ s}$. Pour la méthode WCSPH, la renormalisation de la masse volumique se fait à chaque itération.

La figure 2.11 montre le profil de la composante horizontale u de la vitesse obtenue par Ghia *et al.* et les trois méthodes SPH pour deux valeurs du nombre de Reynolds ($Re = 100$ et 1000) une fois le régime permanent établi. Le profil est défini à $x = 0,5\text{ m}$. Les profils obtenus avec les méthodes ISPH sont plus proches des résultats de référence de Ghia *et al.* et de Chiang *et al.* que ceux obtenus avec la méthode WCSPH. En se plaçant à la cote $y = 0,4\text{ m}$ sur la figure 2.11 (a) pour $Re = 100$, la valeur de la composante horizontale u de la vitesse est de $-0,192\text{ m/s}$ pour la solution de référence, de $-0,092\text{ m/s}$ pour la méthode WCSPH, de $-0,218\text{ m/s}$ pour la méthode ISPH à divergence nulle et de $-0,218\text{ m/s}$ pour la méthode ISPH à densité invariante. De même

pour la figure 2.11 (b) pour $Re = 1000$, toujours à la cote $y = 0,4 m$, la valeur de la composante horizontale u de la vitesse est de $-0,159 m/s$ pour la solution de référence, est de $-0,067 m/s$ pour la méthode WCSPH, de $-0,143 m/s$ pour la méthode ISPH à divergence nulle et de $-0,143 m/s$ pour la méthode ISPH à densité invariante.

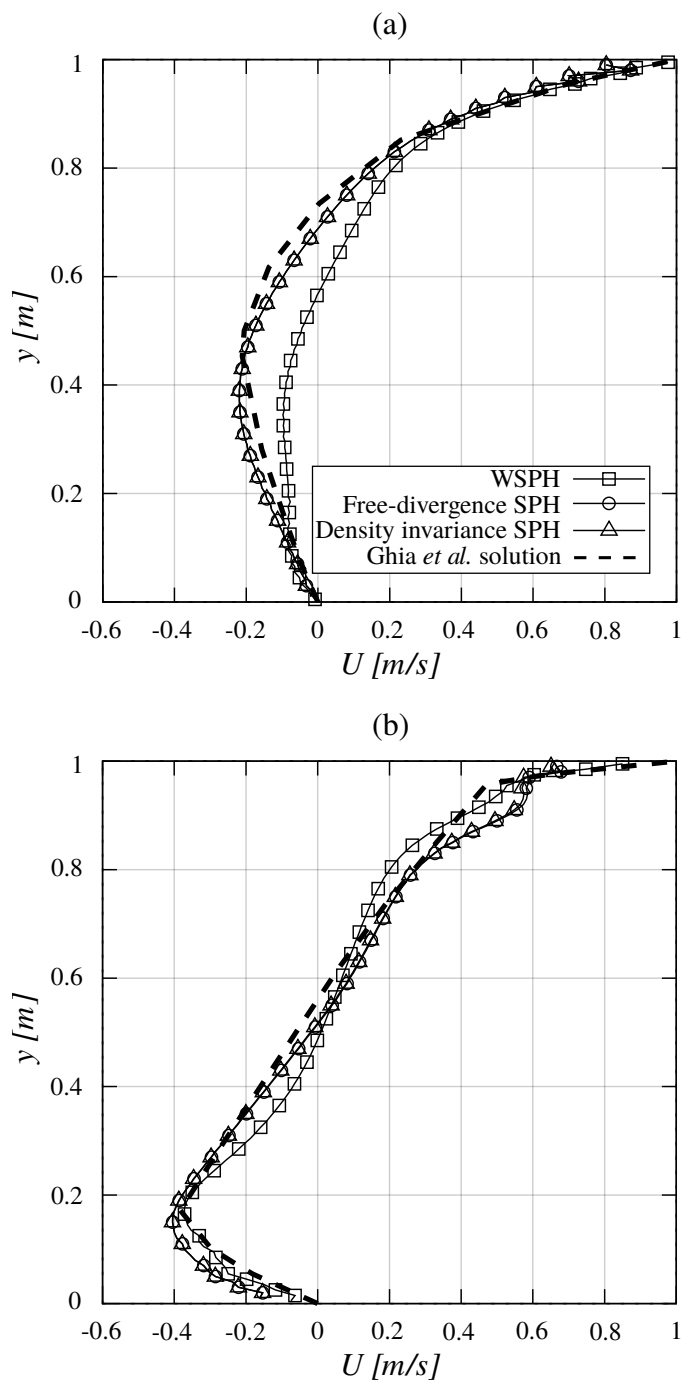


Fig 2.11 Profil de la composante horizontale u de la vitesse obtenue par Ghia *et al.* (1982) et les trois méthodes SPH pour l'écoulement dans une cavité entraînée pour $Re = 100$ (a) et 1000 (b), pour une taille des particules $\Delta x = 0,01 m$ et un pas de temps $\Delta t = 0,0001 s$.

Les figures 2.12, 2.13, 2.14 et 2.15 présentent les champs de pression et les lignes de courant pour $Re = 100, 1000, 5000$ et 7500 respectivement. La vignette (a) correspond à la solution de référence numérique de Chiang *et al.* ou de Ghia *et al.*, la vignette (b) correspond aux résultats obtenus avec la méthode WCSPH, la vignette (c) correspond à ceux obtenus avec la méthode ISPH à densité invariante et la vignette (d) correspond aux résultats obtenus avec la méthode ISPH à divergence

nulle. Les trois méthodes SPH simulent correctement la distribution de pression. Pour $Re = 100$, les zones de sous-pression et de sur-pression sont correctement placées, dans les coins supérieurs à gauche et à droite de la cavité carrée. Pour $Re = 1000$, une zone de sous-pression apparaît dans la zone centrale de la cavité. Une zone de sur-pression dans le coin supérieur à gauche remplace la zone de sous-pression de $Re = 100$. La zone de sur-pression est toujours présente sur le coin supérieur à droite. Aux nombres de Reynolds $Re = 5000$ et 7500 , les zones de sur-pression disparaissent et les zones de recirculation secondaires apparaissent dans les coins inférieurs et dans le coin supérieur à gauche. Les méthodes SPH simulent correctement les zones de recirculation placées à côté de la paroi gauche, elles présentent des difficultés pour obtenir la zone placée à droite. À partir de $Re = 7500$, les méthodes SPH ne permettent pas de simuler l'écoulement, un problème de stabilité de l'écoulement apparaît.

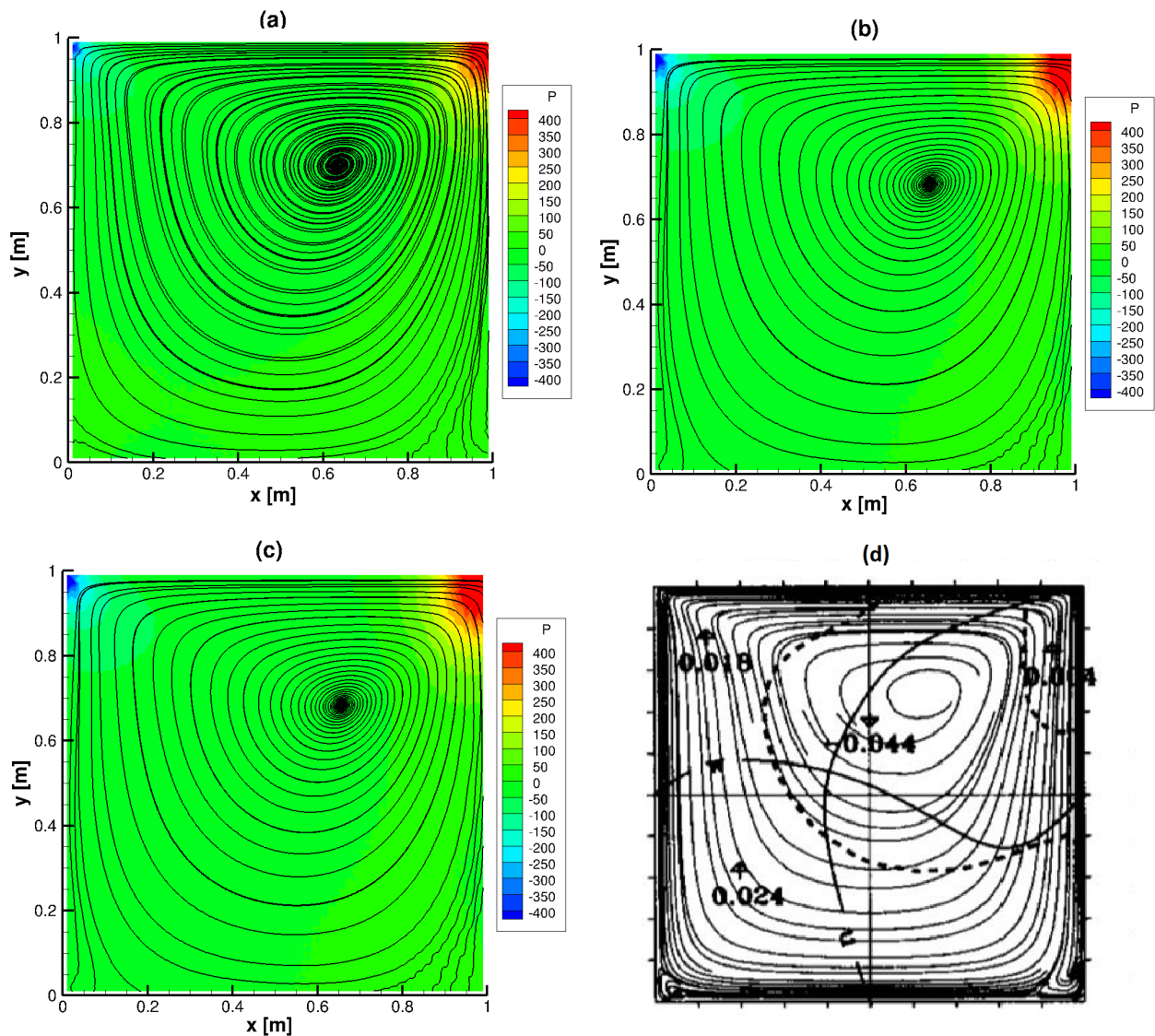


Fig 2.12 Distribution de pression (iso-couleurs) et lignes de courant (lignes solides) de l'écoulement dans une cavité entraînée, obtenues par Chiang *et al.* (d) et par les trois méthodes SPH (a : WSPH, b : ISPH à densité invariante et c : ISPH à divergence nulle) pour $Re = 100$ et à régime permanent ($t = 30 s$).

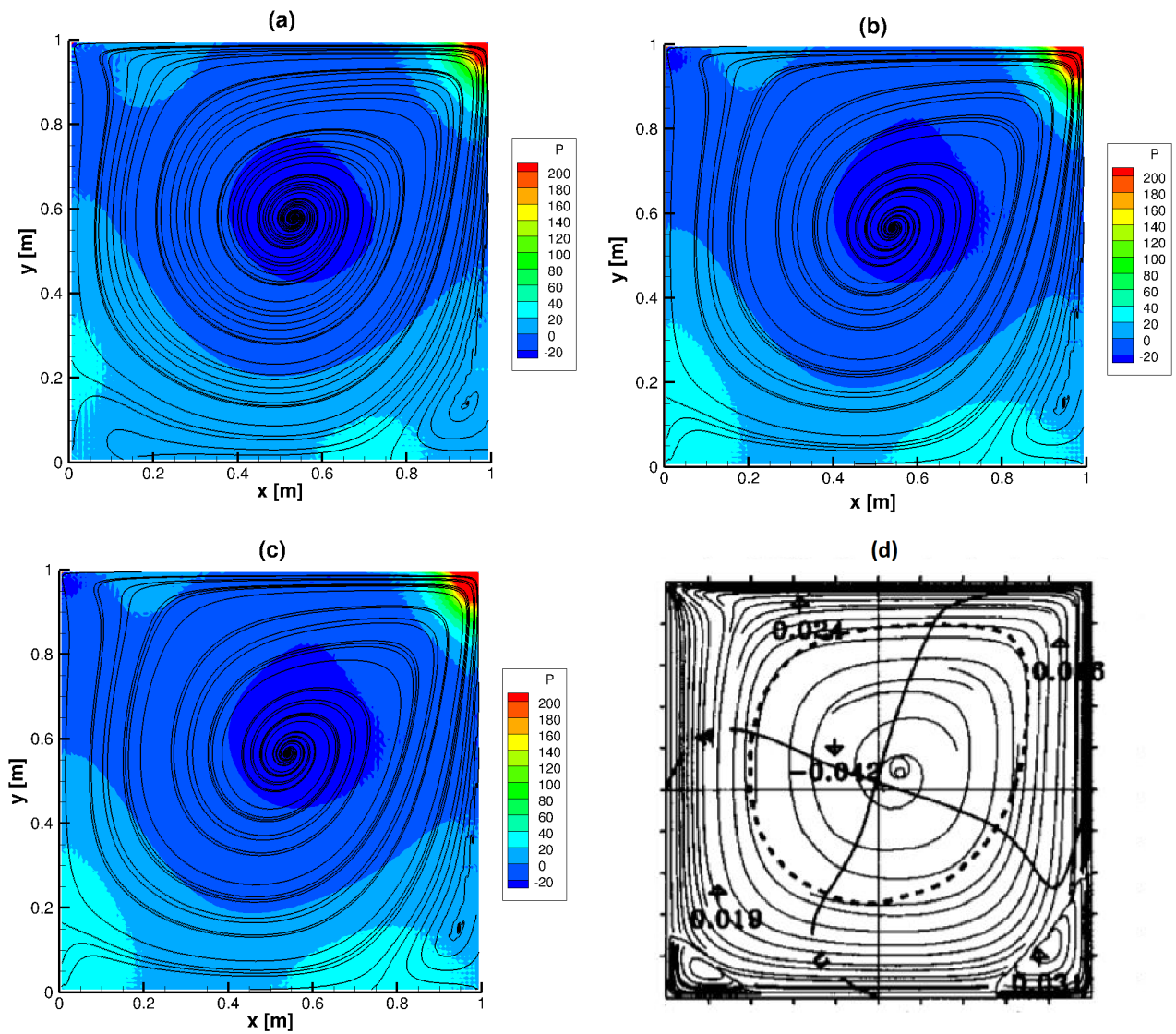


Fig 2.13 Distribution de pression (iso-couleurs) et lignes de courant (lignes solides) de l'écoulement dans une cavité entraînée, obtenues par Chiang *et al.* (d) et par les trois méthodes SPH (a : WCSPH, b : ISPH à densité invariante et c : ISPH à divergence nulle) pour $Re = 1000$ et à régime permanent ($t = 30$ s).

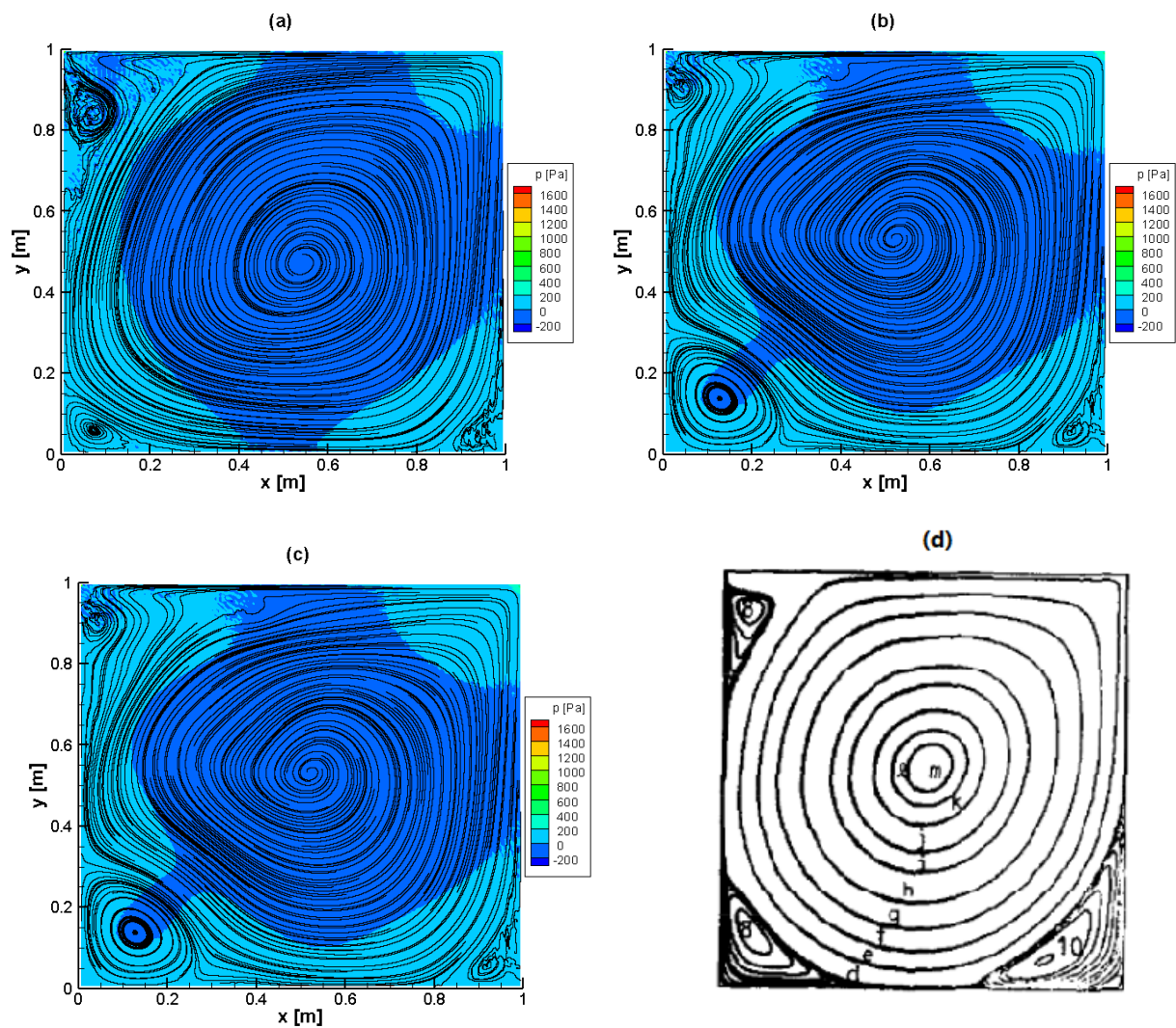


Fig 2.14 Distribution de pression (iso-couleurs) et lignes de courant (lignes solides) de l'écoulement dans une cavité entraînée, obtenues par Ghia *et al.* (d) et par les trois méthodes SPH (a : WSPH, b : ISPH à densité invariante et c : ISPH à divergence nulle) pour $Re = 5000$ et à régime permanent ($t = 30 s$).

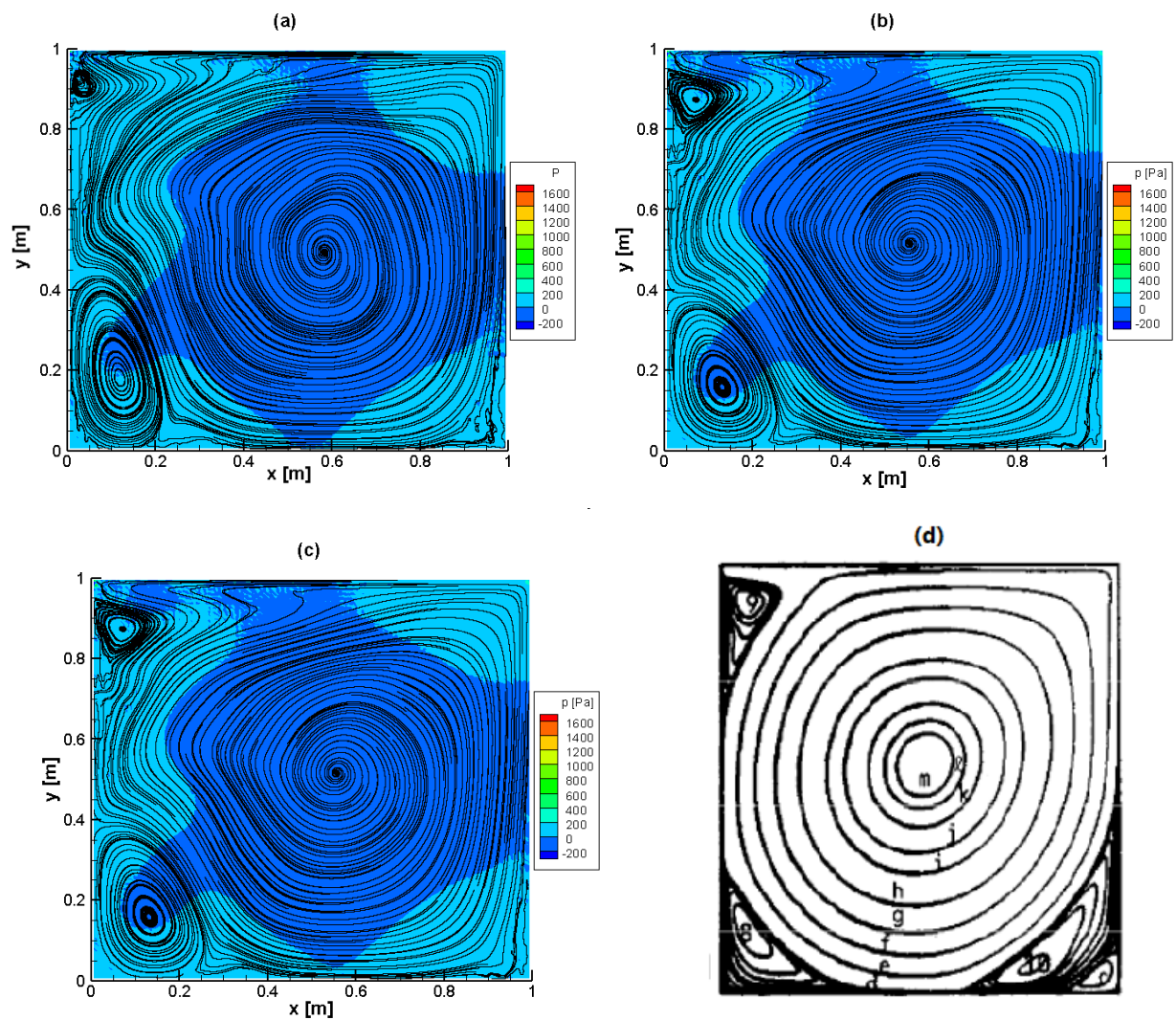


Fig 2.15 Distribution de pression (iso-couleurs) et lignes de courant (lignes solides) de l'écoulement dans une cavité entraînée, obtenues par Ghia *et al.* (d) et par les trois méthodes SPH (a : WSPH, b : ISPH à densité invariante et c : ISPH à divergence nulle) pour $Re = 7500$ et à régime permanent ($t = 30 s$).

2.2.3 Analyse des résultats

En fonction de la taille des particules Δx

La figure 2.16 montre la convergence des méthodes SPH en fonction de la taille de particules Δx . Le logarithme de la norme $L_2(u)$ relative de l'erreur sur la composante horizontale u de la vitesse est tracé en fonction du logarithme de la taille des particules Δx obtenu par les trois méthodes SPH pour $Re = 100$ (a) et 1000 (b). Le pas de temps est fixé à $\Delta t = 0,0001 s$. Les trois méthodes SPH montrent le même comportement pour les deux nombres de Reynolds testés. La norme $L_2(u)$ relative de l'erreur peut être réduite de manière importante avec la réduction de la taille des particules Δx . Les trois méthodes ont environ la même pente, ce qui indique qu'elles ont le même niveau de convergence. La pente de convergence de la norme $L_2(u)$ relative de l'erreur est d'environ 3% pour la méthode WCSPH et de 7% pour les deux méthodes ISPH.

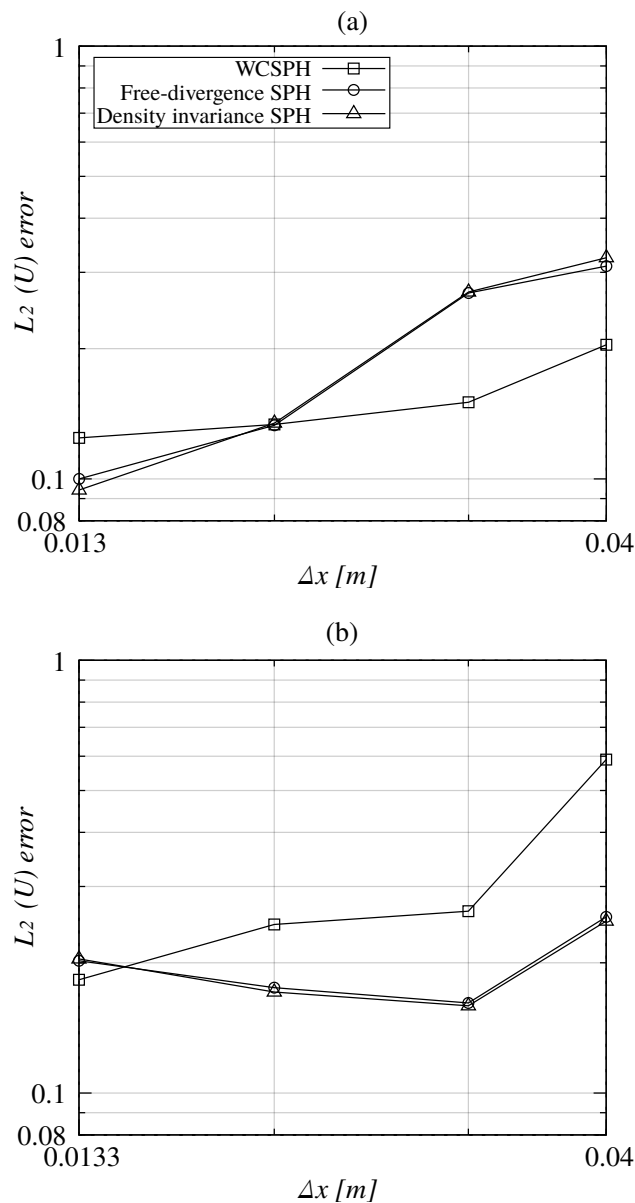


Fig 2.16 Logarithme de la norme relative de l'erreur $L_2(u)$ sur la composante horizontale u de la vitesse en fonction du logarithme de la taille des particules Δx pour l'écoulement dans une cavité entraînée pour un pas de temps de $\Delta t = 0,0001 s$ et deux valeurs de nombre de Reynolds, $Re = 100$ (a) et 1000 (b), obtenu par les trois méthodes SPH.

En fonction du pas de temps Δt

La figure 2.17 montre la convergence des méthodes SPH en fonction du pas de temps Δt . Le logarithme de la norme relative de l'erreur $L_2(u)$ sur la composante horizontale u de la vitesse est tracé en fonction du pas de temps Δt obtenu par les trois méthodes SPH pour $Re = 100$ et une taille des particules $\Delta x = 0,023 m$. Comme pour le tourbillon de Lamb-Oseen, les deux méthodes ISPH ont des comportements très similaires, et différents de celui de la méthode WCSPH. Notons que pour la méthode WCSPH, la condition CFL (Éq. 2.4) est satisfaite avec $\lambda = 0,25$ et $\Delta t = 0,0003 s$. Les variations non monotones de la norme $L_2(p)$ relative de l'erreur en fonction du pas de temps sont vraisemblablement dues à une mauvaise convergence dans les angles de la cavité, en particulier pour les plus grandes valeurs du pas de temps.

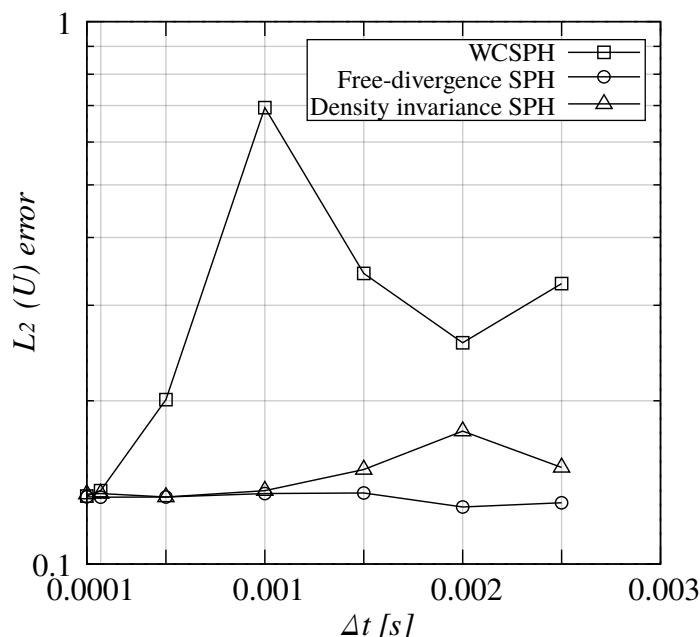


Fig 2.17 Logarithme de la norme relative de l'erreur $L_2(u)$ sur la composante horizontale u de la vitesse en fonction du logarithme du pas de temps Δt pour l'écoulement dans une cavité entraînée pour une taille de particules de $\Delta x = 0,023 m$ et un nombre de Reynolds $Re = 100$ obtenu par les trois méthodes SPH.

En fonction du temps de calcul

La figure 2.18 montre le temps de calcul en fonction de la taille des particules Δx obtenu par les trois méthodes SPH pour $Re = 100$. Pour les méthodes ISPH, deux valeurs de pas de temps ont été testées, $\Delta t = 0,0001 s$ et $0,001 s$. Pour la méthode WCSPH, le pas de temps est de $\Delta t = 0,0001 s$, en accord avec la condition CFL. Les simulations ont été menées avec un processeur Intel(R) Core(TM) i7-4800MQ CPU 2.70GHz.

Pour toutes les valeurs de taille de particules Δx testées, la méthode WCSPH est la méthode la plus rapide et efficace. Pour un temps d'exécution $t = 1 s$ simulé, une taille des particules $\Delta x = 0,017 m$ et un pas de temps $\Delta t = 0,0001 s$, le temps de calcul est de $30 min$ pour la méthode WCSPH et est de $50 min$ pour les deux méthodes ISPH. La solution de l'équation de Poisson prend un temps de calcul important. Cependant les deux méthodes ISPH sont toujours plus précises que la méthode WCSPH pour des pas de discrétisation en temps et en espace plus grands, en conservant une précision correcte des simulations numériques. Pour une taille des particules $\Delta x = 0,01 m$ et un

pas de temps $\Delta t = 0,001 s$, le temps de calcul des méthodes ISPH est réduit à $6 min$. Le temps de calcul est réduit avec un facteur 10, en maintenant une erreur $L_2(p)$ de 20 % pour les deux méthodes ISPH (Fig. 2.8). Pour une taille des particules $\Delta x = 0,04 m$ et un pas de temps $\Delta t = 0,001 s$, le temps de calcul des méthodes ISPH est réduit à $0,6 min$ avec une norme $L_2(p)$ relative de l'erreur proche de 20 % (figure 2.7).

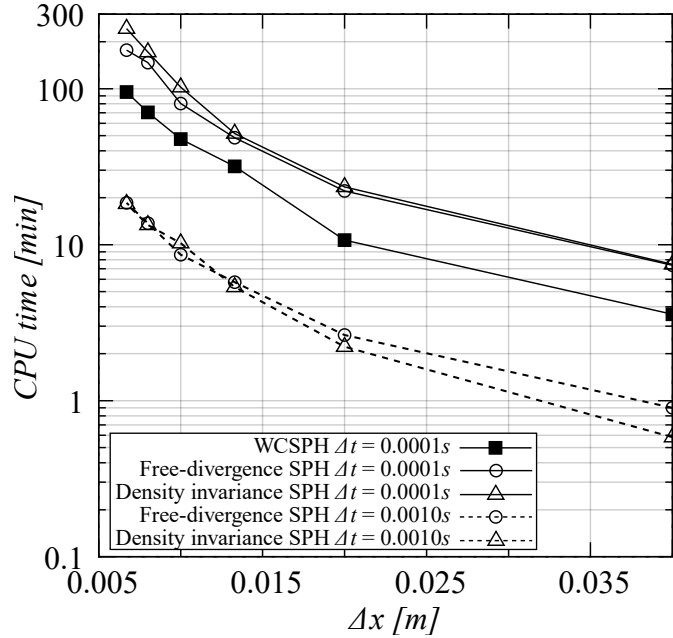


Fig 2.18 Logarithme du temps de calcul en fonction de la taille des particules Δx obtenu avec les trois méthodes SPH méthodes sans remaillage pour l'écoulement dans une cavité entraînée à $Re = 100$.

2.3 Rupture de barrage

2.3.1 Description du benchmark

Un écoulement de rupture de barrage sur fond sec est simulé avec les trois méthodes SPH pour comparer les résultats numériques à des données expérimentales et évaluer la convergence des méthodes numériques. Ce cas d'application permet d'évaluer la capacité des méthodes SPH à simuler l'impact d'une lame d'eau sur une paroi, un problème avec des larges déformations de la surface libre et d'impact fluide-solide [Colagrossi et Landrini, 2003, Ferrari *et al.*, 2009, Farzin *et al.*, 2019].

Les résultats de référence [Lobovsky *et al.*, 2014] sont les mesures expérimentales obtenues par Lobovsky *et al.* Les paramètres évalués sont le profil de la surface libre, l'avancement du front de l'onde, l'élévation de la surface libre et l'impact de pression sur la paroi. Le modèle expérimental consiste en un canal prismatique divisé en deux parties par une porte amovible permettant le lâché de barrage, comme le montre la figure 2.19. La porte amovible se déplace à partir d'un système de déverrouillage composé d'un mécanisme coulissant. Un rail de guidage en acier est installé dans le réservoir pour assurer la verticalité de l'ouverture de la porte, améliorer son support sur toute sa longueur et augmenter sa rigidité. Le mécanisme coulissant intègre un poids de $15 kg$ relié au sommet du rail de guidage à l'aide d'un fil tressé en acier et à un système de poulie. Le poids est lâché par gravité pour libérer la porte en la tirant vers le haut. Au début de chaque essai, la position verticale initiale du poids est réglé à l'aide d'un mécanisme à cliquet. Afin de permettre au poids de tomber librement, le mécanisme à cliquet est libéré.

La figure 2.19 présente le réservoir prismatique, il est en polyméthacrylate de méthyle (PMMA). La figure 2.20 (à gauche) présente les dimensions du réservoir. Les dimensions sont $d \times D = 1,61 m \times 0,6 m$ avec une largeur de $0,15 m$. La hauteur initiale du réservoir est $H = 0,3 m$ et sa longueur $L = 0,6 m$. Un système de capteurs a été utilisé pour la mesure de la pression et de la surface libre dans des points spécifiques de la paroi gauche du canal. Les capteurs de pression sont des piézo-résistifs (série KULITE XTL-190). L'emplacement des cinq capteurs sur la paroi opposée au barrage est défini sur la figure 2.20 (à droite). Le premier capteur est placé à $3 mm$ sur le fond du réservoir afin de mesurer la pression d'impact dans le coin inférieur du réservoir. Les autres trois capteurs de pression sont positionnés à $15 mm$ (capteur 2), $30 mm$ (capteur 3) et $80 mm$ (capteur 4) sur le fond. Le capteur décentré est situé à la même hauteur que le capteur 2 mais rapproché à la paroi arrière. Il mesure les effets 3D de l'impact des ondes.

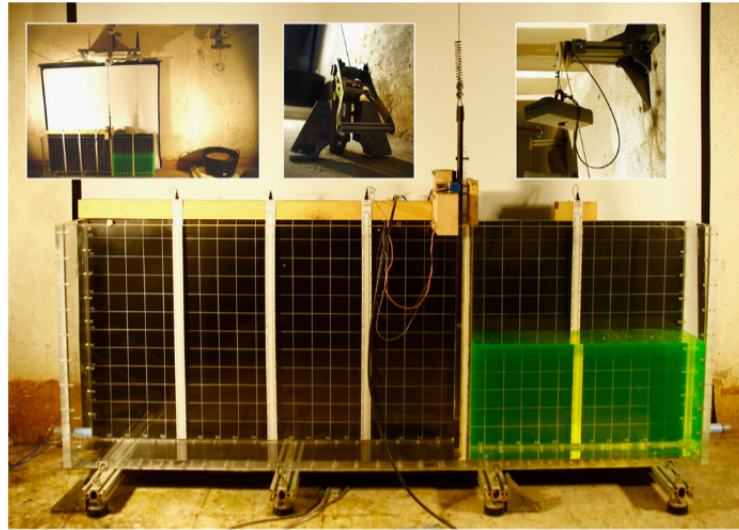


Fig 2.19 Configuration expérimentale du réservoir pour l'écoulement de la rupture de barrage proposée par Lobovsky *et al.* [Lobovskỳ *et al.*, 2014].

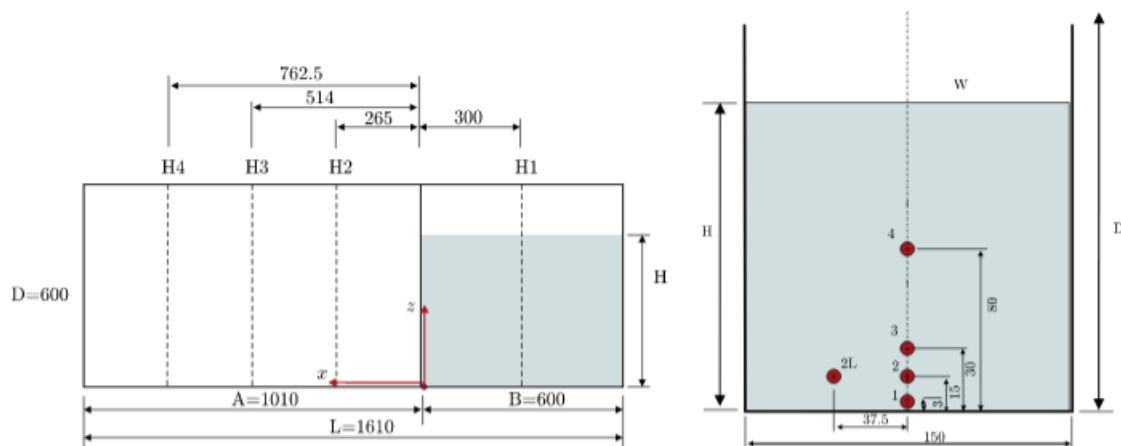


Fig 2.20 Dimensions (mm) du modèle expérimental de la rupture de barrage. L'emplacement des capteurs pour la mesure de la pression est affiché sur la figure à droite.

Les expériences ont été réalisées pour de l'eau fraîche à $25^{\circ}C$ avec une masse volumique $\rho = 997 kg/m^3$ et une viscosité cinématique $\nu = 8,9 \cdot 10^{-7} m^2/s$. Le nombre de Reynolds est calculé à partir de la distance entre la paroi d'impact et la porte intermédiaire du réservoir, et la vitesse théorique du front d'onde V [Ritter, 1892]. La vitesse du front est calculée comme $V = 2\sqrt{gH}$ avec g l'accélération de la gravité. Le nombre de Reynolds est alors de $Re = 3,8 \cdot 10^6$.

Les simulations numériques obtenues avec la méthode WCSPH ont été réalisées avec le code DualSPHysics (<https://dual.sphysics.org/>). DualSPHysics est un code SPH source libre développé par plusieurs organisations comme l'Université Johns Hopkins (États-Unis), l'Université de Vigo (Espagne), l'Université de Manchester (Royaume-Uni) et l'Université de Rome (Italie). Le code est implémenté en C++ et le langage CUDA pour l'exécution en parallèle sur plusieurs nœuds et l'optimisation de l'espace mémoire [Crespo *et al.*, 2011, Crespo *et al.*, 2015, Zeng *et al.*, 2019]. Dans le code DualSPHysics, la turbulence est prise en compte à l'aide du modèle SPS (sub- particle scale) introduit par Gotoh, Shibahara et Sakai en 2001 [Gotoh, 2001]. Le modèle SPS consiste à introduire dans les équations de Navier-Stokes une contrainte de cisaillement turbulente. L'estimation de cette contrainte de cisaillement turbulente passe par l'estimation d'une longueur de mélange qui caractérise les échelles de turbulence. Dans DualSPHysics, la longueur de mélange est estimée à partir d'une expression introduite par Stansby en 2003. Les simulations avec les deux méthodes ISPH ont été adaptées pour résoudre le même problème proposé par Lobovsky *et al.* dans un modèle bidimensionnel. À la différence de DualSPHysics, il n'y a pas eu de modèle de turbulence introduit dans les deux méthodes ISPH. Compte tenu du nombre de Reynolds, les simulations réalisées conduisent à des résultats correspondant à un fluide quasiment parfait. Le nombre d'itérations entre deux remaillage est imposé à $N_{\delta t} = 200$, ce qui donne un bon compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul. L'étude de convergence se fait sur le pas de temps Δt et la taille des particules Δx .

2.3.2 Profil de surface libre

Les figures 2.21, 2.22 et 2.23 présentent les profils de surface libre obtenus par les mesures expérimentales de Lobovsky *et al.* (A) [Lobovský *et al.*, 2014] et les trois méthodes SPH (WCSPH (B), ISPH à densité invariante (C) et ISPH à divergence nulle (D)) à trois instants $t = 0, 37, 0, 57$ et $1, 17 s$. Les résultats numériques obtenus avec la méthode WCSPH sont obtenus avec une taille de particule de $\Delta x = 7,7 \cdot 10^{-4} m$ et un pas de temps de $\Delta t = 1 \cdot 10^{-6} s$. Les résultats numériques des deux méthodes ISPH sont obtenus avec une taille de particule de $\Delta x = 3,5 \cdot 10^{-3} m$ et un pas de temps de $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5} s$. Pour un nombre d'itérations entre deux remaillages fixé à $N_{\Delta t} = 200$ dans les méthodes ISPH, l'intervalle de temps entre deux remaillages est alors de $0,004 s$.

L'hydrodynamique de l'écoulement de la rupture de barrage peut être divisée dans trois étapes [Crespo *et al.*, 2008, Kao et Chang, 2012, Lobovský *et al.*, 2014, Xu et Deng, 2016]. La première étape correspond à la propagation du front de la vague vers l'aval du réservoir. Dans la deuxième étape la vague impacte la paroi placée en aval du canal, ce qui génère un jet vertical qui redescend par gravité. La troisième étape correspond au retour de l'écoulement vers l'amont du canal en générant une vague déferlante.

Dans la figure 2.21, la propagation du front de la vague est montrée. Les trois méthodes SPH simulent correctement le déplacement du front. À l'instant $t = 0, 37 s$, le front de propagation est à la position $x = 1, 39 m$ pour les mesures expérimentales de Lobovsky *et al.*, $x = 1, 44 m$ pour la méthode WCSPH, $x = 1, 35 m$ pour la méthode ISPH à divergence nulle et de $x = 1, 35 m$ pour la méthode ISPH à densité invariante. Nous constatons une avance du front calculé par la méthode WCSPH alors que les deux méthodes ISPH ont un retard approximativement identique. La figure 2.22 montre le jet vertical généré par les trois méthodes qui le simulent de manière correcte. Cependant, les deux méthodes ISPH semblent produire un jet vertical d'une hauteur moins importante que celui de la méthode WCSPH. La figure 2.23 présente le déferlement de la vague générée quand le jet vertical descend et remonte vers l'amont du réservoir. Les trois méthodes SPH génèrent un léger soulèvement de la surface libre au niveau du retour de vague. Mais le déferlement est correctement simulé.

Sur les figures 2.21, 2.22 et 2.23, la distribution spatiale de la pression est aussi représentée. À l'instant $t = 0, 37 s$, les trois méthodes SPH donnent globalement la même distribution de pression,

une distribution hydrostatique. À l'instant $t = 0,57 s$, la méthode WCSPH (b) donne une pression plus forte au pied de la paroi opposée au barrage car elle génère une hauteur de jet plus forte par rapport aux deux méthodes ISPH (c et d). À l'instant $t = 1,17 s$, la méthode ISPH à densité invariante (c) donne la distribution de pression la plus forte car elle reproduit une surface libre montant à la cote $y = 0,4 m$.

Les tableaux 2.1, 2.2 et 2.3 présentent quelques valeurs de hauteur d'eau à différentes positions x dans le canal pour $t = 0,37 s$ (correspondant à l'avancement du front), $t = 0,57 s$ (correspondant à l'impact de la vague sur la paroi verticale de gauche) et $t = 1,17 s$ (correspondant au retour de la vague), respectivement. Les résultats correspondent aux mesures expérimentales de Lobovsky *et al.* et aux résultats numériques obtenus avec les trois méthodes SPH. Pour les trois instants considérés, on observe que l'écart relatif entre les résultats expérimentaux et numériques est le plus faible avec la méthode WCSPH. L'écart relatif varie spatialement entre 5 et 28% pour la méthode WCSPH. Les deux méthodes ISPH donnent des hauteurs d'eau plus fortes que celles mesurées expérimentalement. On note une différence entre les deux méthodes ISPH pour la phase de retour de vague. La méthode ISPH à densité invariante donne les hauteurs d'eau les plus fortes. Pour les deux premiers instants, les méthodes ISPH donnent un écart relatif variant spatialement entre 4 et 25%. Au dernier instant, l'écart relatif varie spatialement entre 22 et 100% pour la méthode ISPH à densité invariante, et entre 16 et 60% pour la méthode ISPH à divergence nulle. Cette différence entre les deux méthodes ISPH peut s'expliquer par le fait que la méthode ISPH à divergence nulle induit un meilleur contrôle du champ de vitesse avec la condition sur la divergence.

x [m]	$y_{\text{Lobovsky et al.}}$ [m]	y_{WCSPH} [m]	$y_{\text{ISPH densité invariante}}$ [m]	$y_{\text{ISPH divergence nulle}}$ [m]
0,0	0,256	0,257	0,267	0,266
0,2	0,241	0,243	0,254	0,254
0,4	0,201	0,204	0,216	0,216
0,6	0,138	0,145	0,158	0,158
0,8	0,064	0,087	0,103	0,103
1,0	0,043	0,055	0,074	0,074
1,2	0,036	0,043	0,055	0,055

Tableau 2.1 Valeurs de hauteur d'eau à différentes positions x à l'instant $t = 0,37 s$ extraites des mesures expérimentales de Lobovsky *et al.* et des résultats numériques de la méthode WCSPH, de la méthode ISPH à densité invariante et de la méthode ISPH à divergence nulle pour l'écoulement dans la rupture de barrage.

x [m]	$y_{\text{Lobovsky et al.}}$ [m]	y_{WCSPH} [m]	$y_{\text{ISPH densité invariante}}$ [m]	$y_{\text{ISPH divergence nulle}}$ [m]
0,0	0,206	0,197	0,201	0,199
0,2	0,191	0,185	0,198	0,197
0,4	0,165	0,163	0,182	0,182
0,6	0,131	0,135	0,155	0,153
0,8	0,097	0,103	0,123	0,123
1,0	0,075	0,077	0,105	0,105
1,2	0,063	0,058	0,093	0,093
1,4	0,049	0,023	0,077	0,077
1,6	0,395	0,507	0,461	0,462

Tableau 2.2 Valeurs de hauteur d'eau à différentes positions x à l'instant $t = 0,57 s$ extraites des mesures expérimentales de Lobovsky *et al.* et des résultats numériques de la méthode WCSPH, de la méthode ISPH à densité invariante et de la méthode ISPH à divergence nulle pour l'écoulement dans la rupture de barrage.

x [m]	$y_{\text{Lobovsky et al.}}$ [m]	y_{WCSPH} [m]	$y_{\text{ISPH densité invariante}}$ [m]	$y_{\text{ISPH divergence nulle}}$ [m]
0,0	0,103	0,085	0,126	0,120
0,2	0,101	0,085	0,126	0,120
0,4	0,091	0,085	0,120	0,116
0,6	0,088	0,081	0,121	0,117
0,8	0,082	0,076	0,128	0,126
1,0	0,072	0,077	0,161	0,135
1,2	0,109	0,129	0,162	0,221
1,4	0,251	0,247	0,389	0,348
1,6	0,221	0,232	0,424	0,341

Tableau 2.3 Valeurs de hauteur d'eau à différentes positions x à l'instant $t = 1,17 s$ extraites des mesures expérimentales de Lobovsky *et al.* et des résultats numériques de la méthode WCSPH, de la méthode ISPH à densité invariante et de la méthode ISPH à divergence nulle pour le cas de la rupture de barrage.

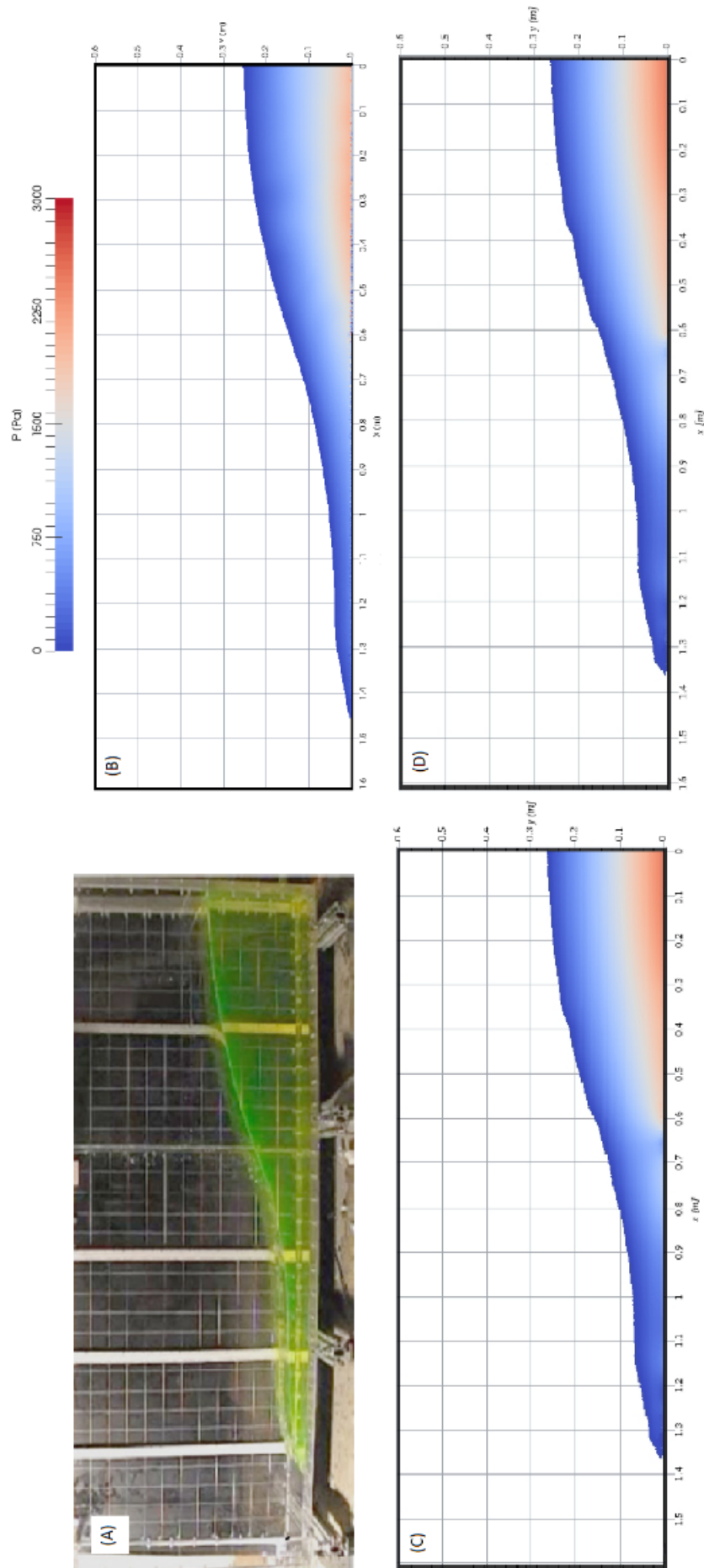


Fig 2.21 Profil de la surface libre et champ de pression à l'instant $t = 0,37$ s obtenus par les mesures expérimentales de Lobovsky *et al.* (A), par la méthode WCSFH (B), par la méthode ISPH à densité invariante (C) et par la méthode ISPH à divergence nulle (D) pour le cas de la rupture de barrage.

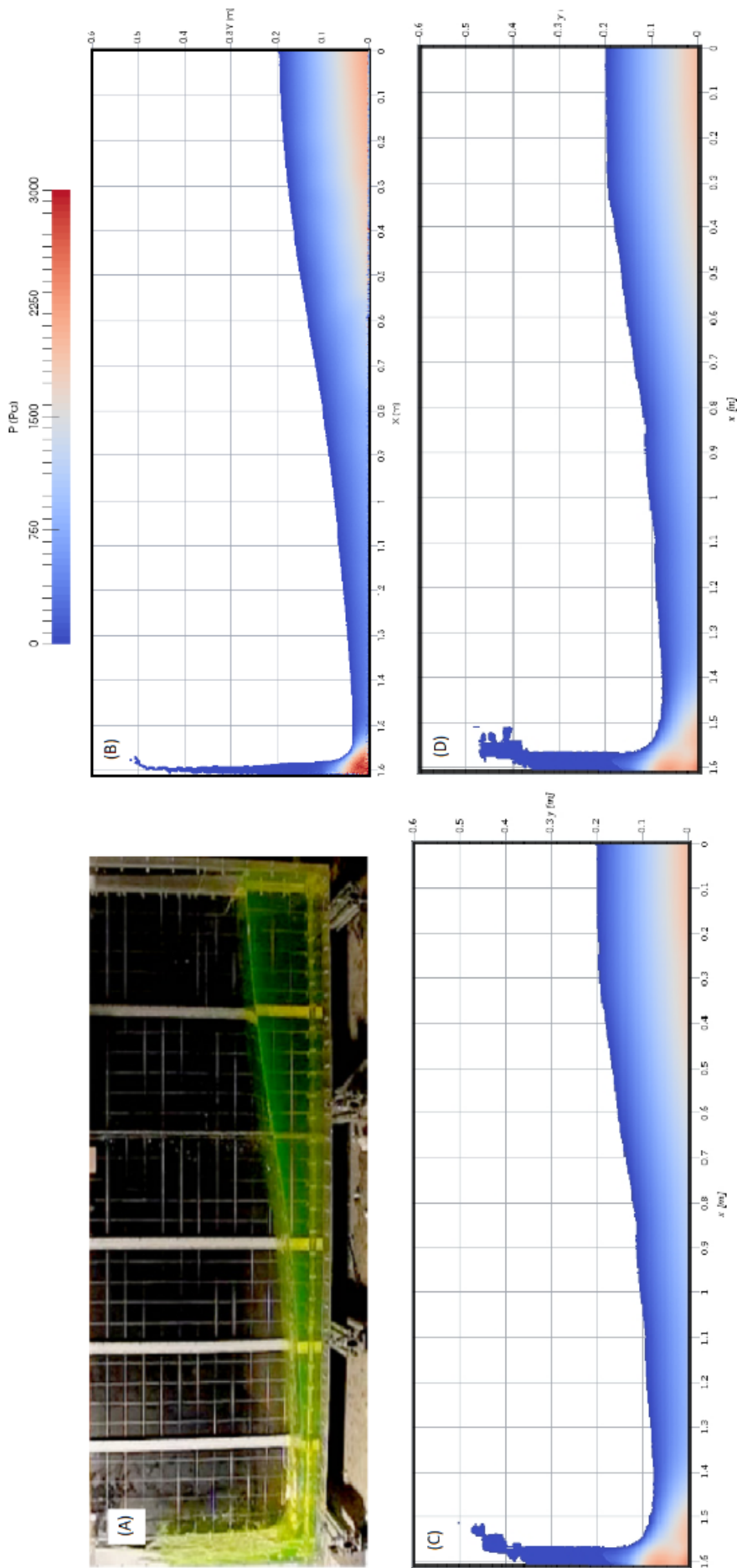


Fig 2.22 Profil de la surface libre et champ de pression à l'instant $t = 0,57 s$ obtenus par les mesures expérimentales de Lobovsky *et al.* (A), par la méthode WCSPH (B), par la méthode ISPH à densité invariante (C) et par la méthode ISPH à divergence nulle (D) pour le cas de la rupture de barrage.

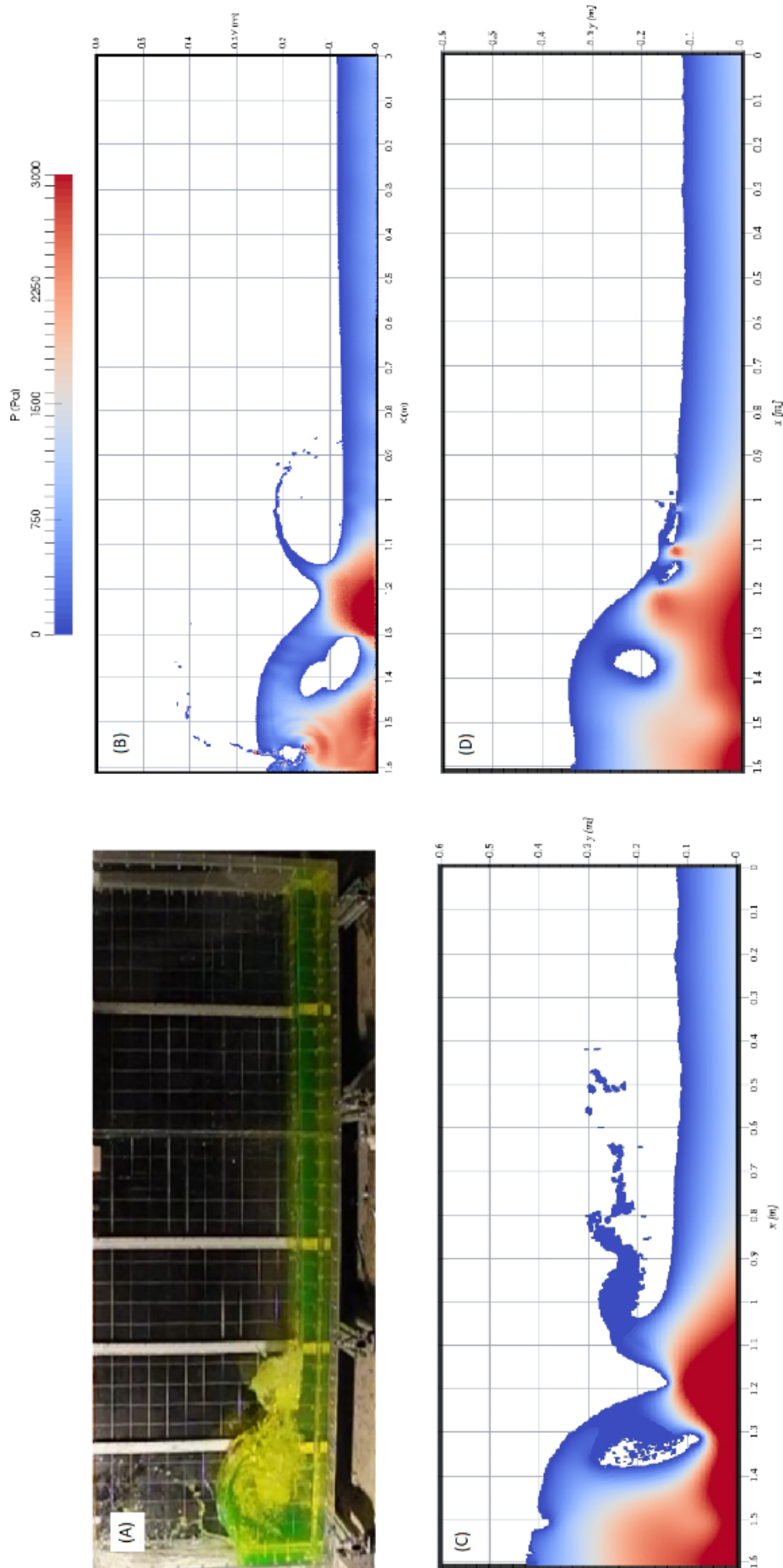


Fig 2.23 Profil de la surface libre et champ de pression à l'instant $t = 1,17 s$ obtenus par les mesures expérimentales de Lobovsky *et al.* (A), par la méthode WCSPH (B), la méthode ISPH à densité invariante (C) et la méthode ISPH à divergence nulle (D) pour le cas de la rupture de barrage.

2.3.3 Propagation du front de la vague

Les figures 2.24, 2.25 et 2.26 présentent l'avancement du front de l'écoulement sur le fond sec du réservoir en fonction du temps obtenu par la méthode ISPH à densité invariante, la méthode ISPH à divergence nulle et la méthode WCSPH, respectivement. Sur les trois figures, les mesures expérimentales de Lobovsky *et al.* sont également représentées [Lobovský *et al.*, 2014]. L'emplacement de la vague x^* est adimensionnalisé par rapport à la hauteur initiale du fluide dans le réservoir H , soit $x^* = x/H$. Le temps est aussi adimensionnalisé de la manière suivante $t^* = t\sqrt{g/H}$. Le pas de temps Δt (a) et la taille des particules Δx (b) sont adaptés aux spécificités de chaque méthode numérique.

La ligne pointillée des figures représente les résultats expérimentaux obtenus par Lobovsky *et al.* jusqu'à l'instant adimensionnel $t^* = 2,5$. Les autres lignes avec des symboles représentent les résultats obtenus avec les méthodes SPH pour différentes valeurs de pas de temps Δt et de taille des particules Δx . De manière générale, les trois méthodes se rapprochent correctement aux résultats expérimentaux de référence. La méthode WCSPH est légèrement en avance à partir du temps adimensionnel $t^* > 1,5$, ce qui vérifie le comportement montré sur la figure du profil de la surface libre (Fig. 2.21). Pour les trois méthodes SPH, la convergence est atteinte pour toutes les valeurs de pas de temps Δt et de la taille des particules Δx testées.

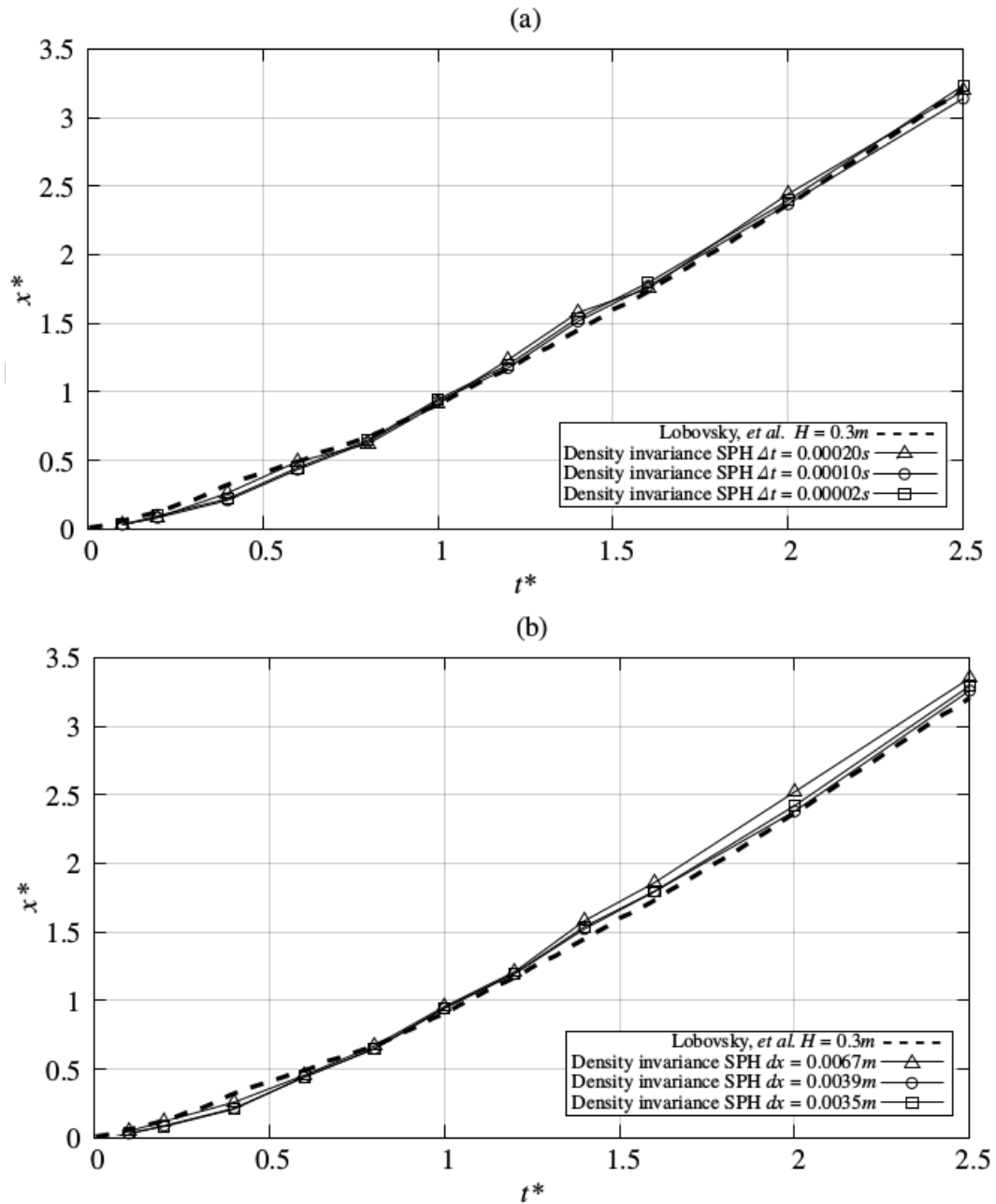


Fig 2.24 Propagation du front de la vague vers l'aval du canal après le lâché de la porte du réservoir obtenue expérimentalement par Lobovsky *et al.* (ligne pointillée) et numériquement avec la méthode ISPH à densité invariante pour le pas de temps Δt (a) et la taille des particules Δx (b).

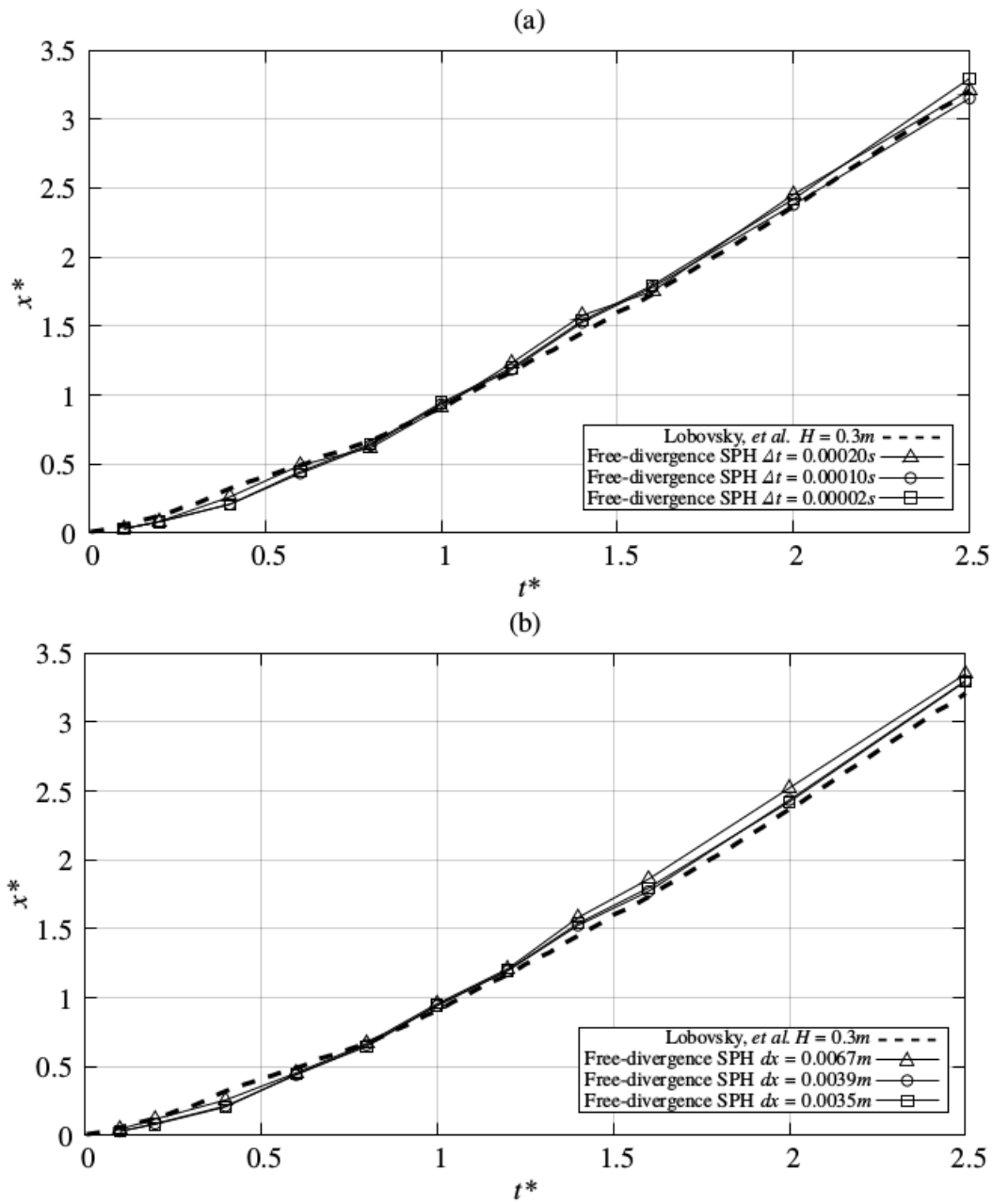


Fig 2.25 Propagation du front de la vague vers l'aval du canal après le lâché de la porte du réservoir obtenue expérimentalement par Lobovsky *et al.* (ligne pointillée) et numériquement avec la méthode ISPH à divergence nulle pour le pas de temps Δt (a) et la taille des particules Δx (b).

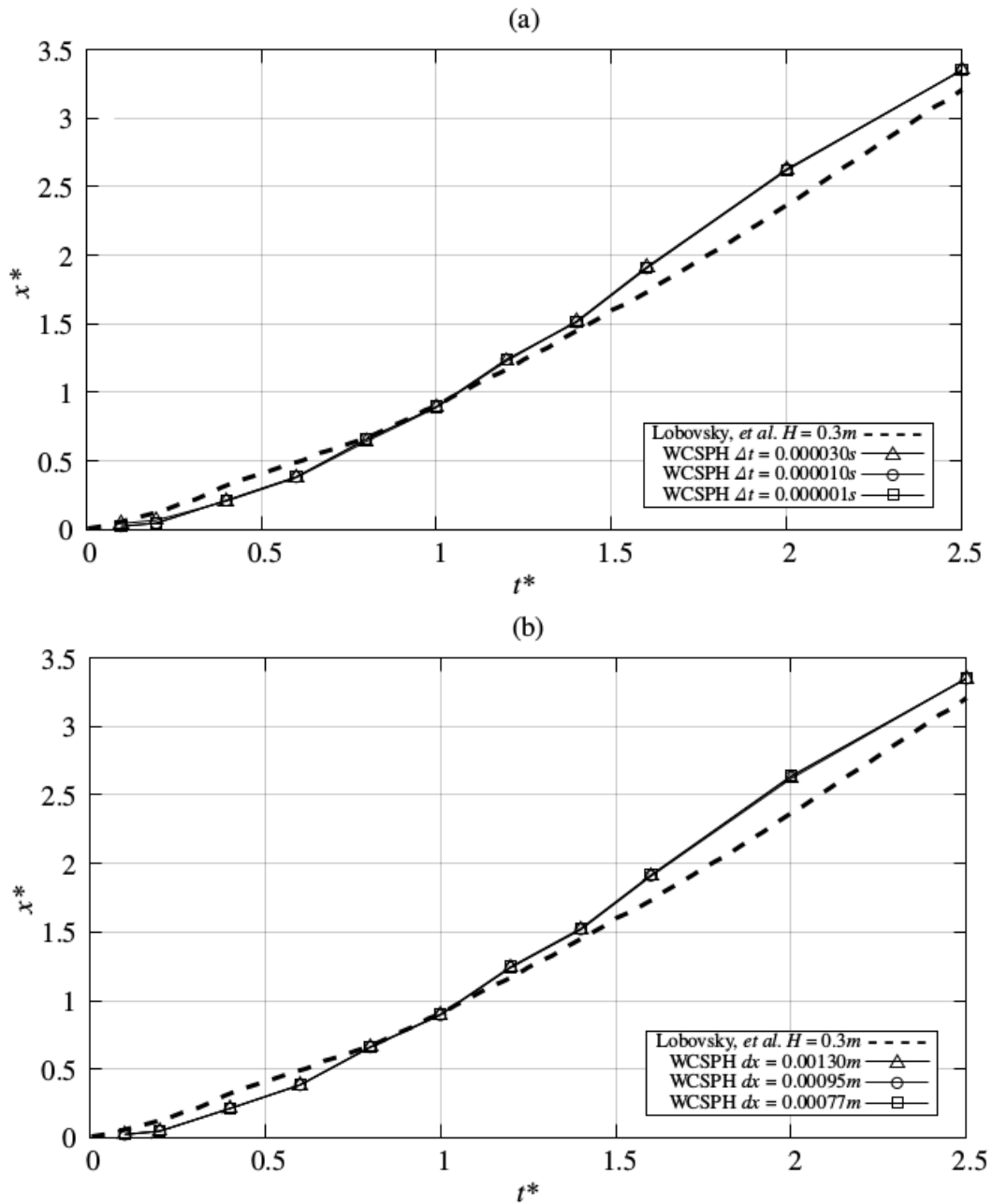


Fig 2.26 Propagation du front de la vague vers l'aval du canal après le lâché de la porte du réservoir obtenue expérimentalement par Lobovsky *et al.* (ligne pointillée) et numériquement avec la méthode WCSPH pour le pas de temps Δt (a) et la taille des particules Δx (b).

2.3.4 Élévation de la surface libre

Les figures 2.27, 2.28 et 2.29 présentent l'élévation de la surface libre de l'écoulement par rapport au fond sec du réservoir en fonction du temps obtenu par la méthode ISPH à densité invariante, la méthode ISPH à divergence nulle et la méthode WCSPH, respectivement. Sur les trois figures, les mesures expérimentales de Lobovsky *et al.* sont également représentées [Lobovský *et al.*, 2014]. L'axe des ordonnées h^* est adimensionnalisé par rapport à la hauteur initiale du fluide dans le réservoir H , étant $h^* = h/H$. Le temps est aussi adimensionnalisé de la manière suivante $t^* = t\sqrt{g/H}$. Le pas de temps Δt (a) et la taille des particules Δx (b) sont variés pour chaque méthode numérique. La ligne pointillée des figures représente les résultats expérimentaux obtenus par Lobovsky *et al.* jusqu'à l'instant adimensionnel $t^* = 2,5$. Les autres lignes avec des symboles représentent les résultats obtenus avec les méthodes SPH pour différentes valeurs de pas de temps Δt et de taille des particules Δx . Sur ces figures, le temps d'arrivée des vagues premières et secondaires en un point spécifique peut être calculé, ainsi que la forme caractéristique de ces vagues.

Les résultats numériques obtenus pour la première vague avec les trois méthodes SPH se rapprochent bien des résultats expérimentaux de référence. Les méthodes ISPH simulent la forme de la vague première avec un soulèvement du niveau d'eau par rapport aux données de référence. Les trois méthodes sont légèrement en avance pour l'arrivée de la vague secondaire. La méthode SPH à divergence nulle permet de simuler correctement la vague secondaire. Les résultats obtenus avec les deux autres méthodes SPH sont significativement différents des résultats de référence. Pour la méthode WCSPH, la convergence temporelle et spatiale est obtenue au pas de temps $\Delta t = 1 \cdot 10^{-5} s$ et à une taille de particules $\Delta x = 7,7 \cdot 10^{-4} m$. Pour les méthodes ISPH, nous avons fixé $\Delta t = 1 \cdot 10^{-5} s$ et $\Delta x = 1,1 \cdot 10^{-3} m$. Pour un nombre d'itérations entre deux remaillages fixé à $N_{\Delta t} = 200$ dans les méthodes ISPH, l'intervalle de temps entre deux remaillages est alors de $0,001 s$.

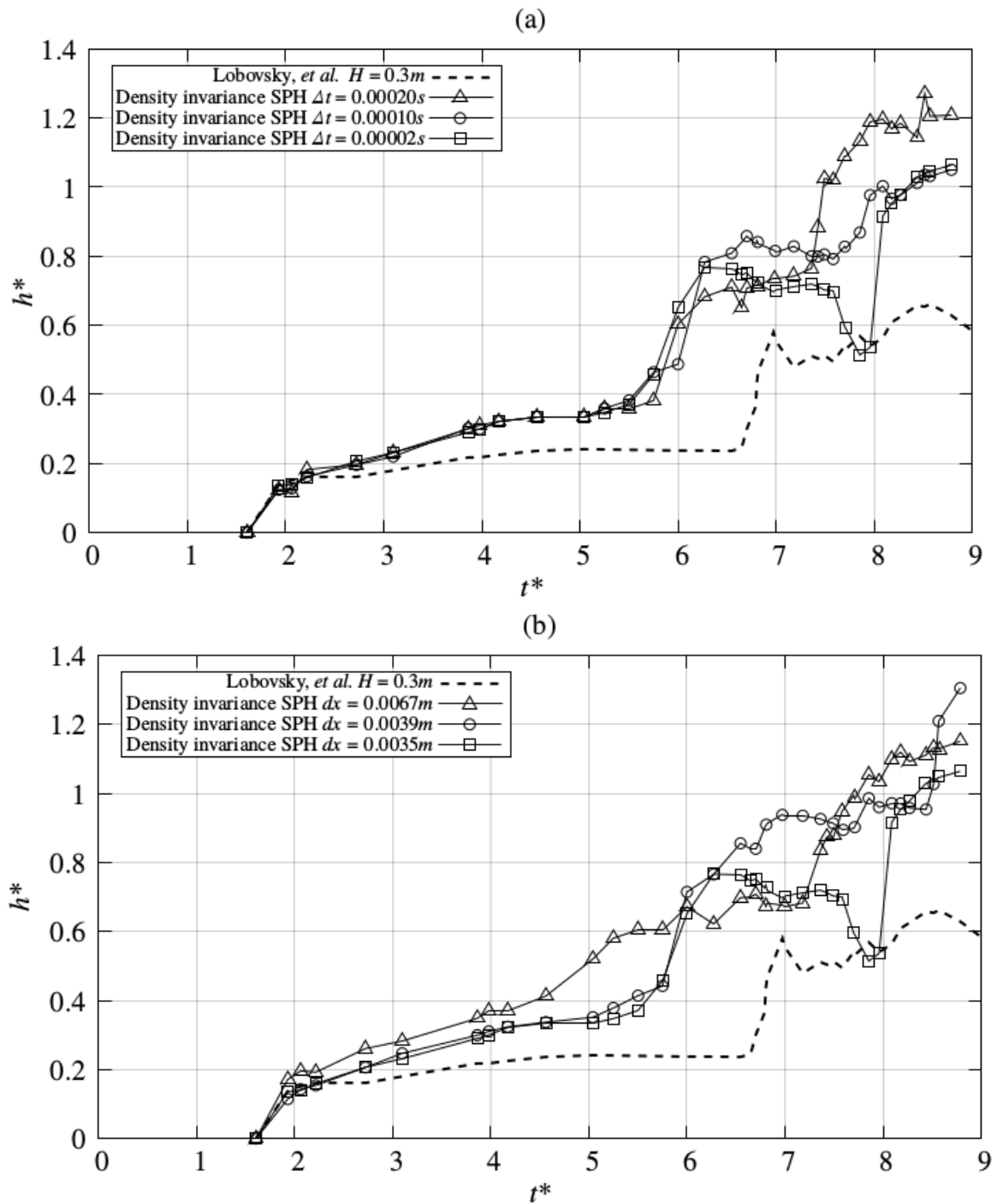


Fig 2.27 Évolution temporelle de la surface libre de l'écoulement à la position $x = 1,36\text{ m}$ obtenue expérimentalement par Lobovsky *et al.* (ligne pointillée) et numériquement avec la méthode ISPH à densité invariante pour le pas de temps Δt (a) et la taille des particules Δx (b).

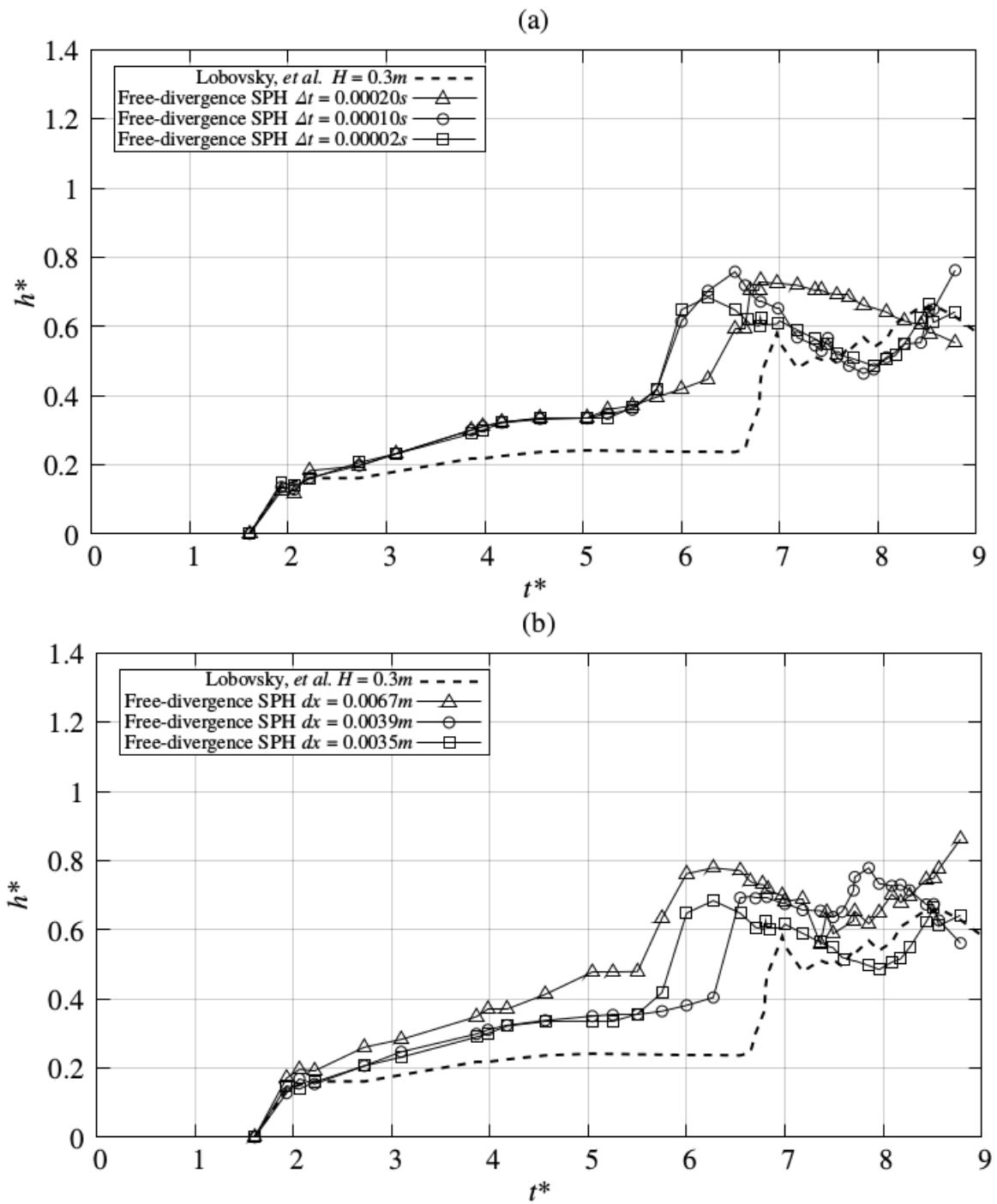


Fig 2.28 Évolution temporelle de la surface libre de l'écoulement à la position $x = 1,36\text{ m}$ obtenue expérimentalement par Lobovsky *et al.* (ligne pointillée) et numériquement avec la méthode ISPH à divergence nulle pour le pas de temps Δt (a) et la taille des particules Δx (b).

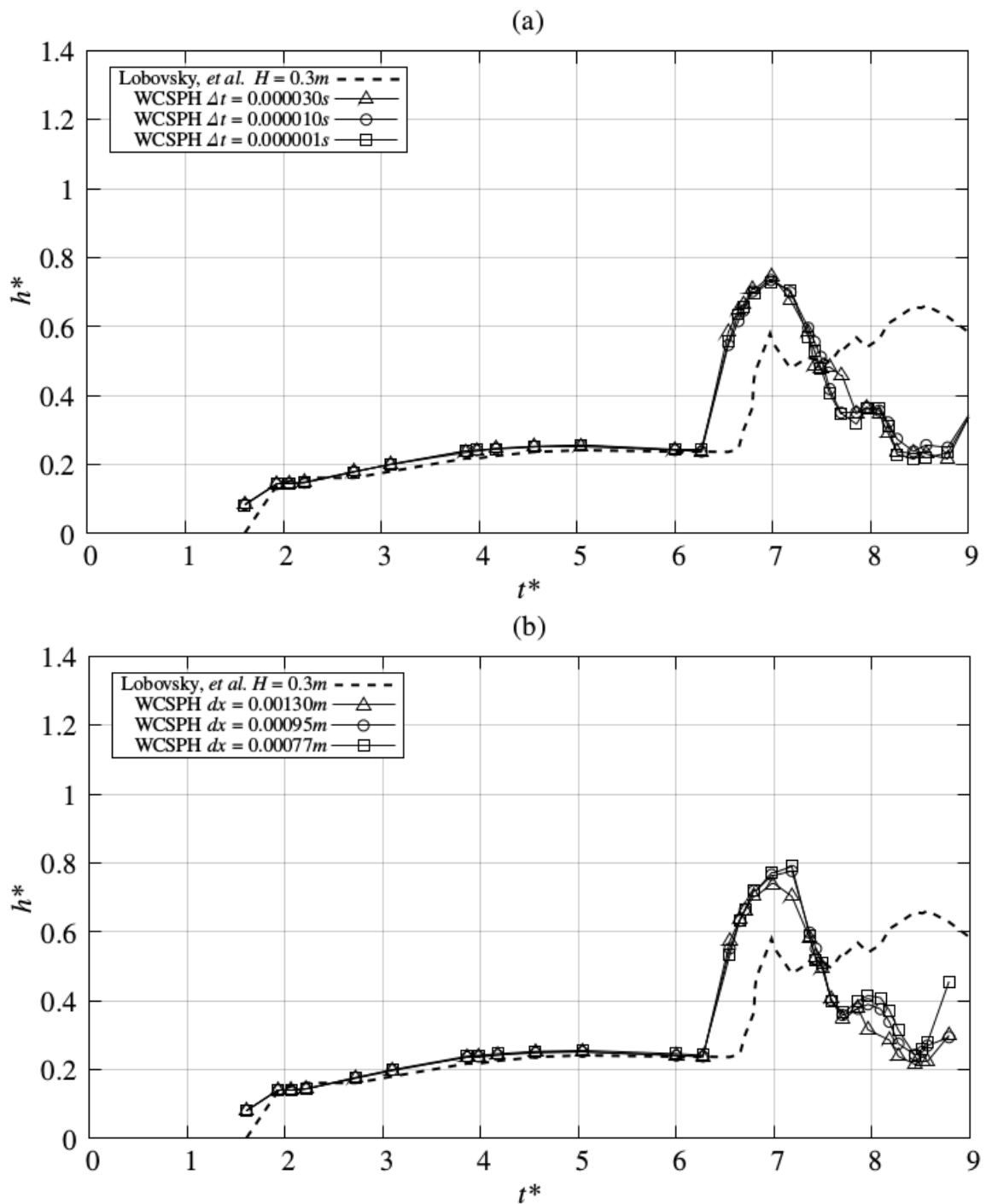


Fig 2.29 Évolution temporelle de la surface libre de l'écoulement à la position $x = 1,36\text{ m}$ obtenue expérimentalement par Lobovsky *et al.* (ligne pointillée) et numériquement avec la méthode WCSPH pour le pas de temps Δt (a) et la taille des particules Δx (b).

2.3.5 Pression de l'impact de l'onde

Les figures 2.30, 2.31 et 2.32 présentent la pression de l'écoulement en un point de la paroi verticale du réservoir en amont à 3 mm sur le fond du canal en fonction du temps obtenue par la méthode ISPH à densité invariante, la méthode ISPH à divergence nulle et la méthode WCSPH, respectivement. Sur les trois figures, les mesures expérimentales de Lobovsky *et al.* sont également représentées [Lobovský *et al.*, 2014]. L'axe des ordonnées p^* est adimensionnalisé par rapport à la pression hydrostatique du fluide dans le réservoir, soit $p^* = p/(\rho g)H$. L'axe des abscisses est aussi adimensionnalisé de la manière suivante $t^* = t\sqrt{g/H}$. Le pas de temps Δt (a) et la taille des particules Δx (b) sont adaptés aux spécificités de chaque méthode numérique. La ligne pointillée des figures représente les résultats expérimentaux obtenus par Lobovsky *et al.* en utilisant des capteurs de pression de type piezo-resistive (série KULITE XTL-190). Les autres lignes avec des symboles représentent les résultats numériques obtenus avec les méthodes SPH pour différentes valeurs de pas de temps Δt et de taille des particules Δx .

Ces trois figures permettent de vérifier plusieurs éléments sur l'estimation de la pression au cours de l'expérience d'une rupture de barrage. Pendant la phase d'avancement du front, la pression mesurée par le capteur placé à 3 mm du fond du canal sur la paroi à gauche est nulle. Les trois méthodes SPH donnent bien une pression nulle pendant cette phase d'avancement du front. Le maximum de la pression mesurée par ce capteur est atteint lors de l'impact de la vague sur la paroi verticale à gauche. Les mesures expérimentales de Lobovsky *et al.* donnent une valeur de pic de pression $p^* = 3$ et un temps d'arrivée d'impact $t^* = 2,4$ [Lobovský *et al.*, 2014]. La méthode WCSPH donne la valeur la plus faible avec $p^* = 2$. Les deux méthodes ISPH donnent des valeurs relativement proches, $p^* = 2,2$ pour la méthode ISPH à divergence nulle et $p^* = 2,1$ pour la méthode ISPH à densité invariante. Cela donne un écart relatif de 34% pour la méthode WCSPH, de 30% pour la méthode ISPH à densité invariante et de 27% pour la méthode ISPH à divergence nulle. Pour le temps d'impact, la méthode WCSPH est légèrement en avance par rapport aux méthodes ISPH et aux données de référence. On mesure un temps d'arrivée d'impact de $t^* = 2,6$ pour la méthode ISPH à densité invariante, de $t^* = 2,6$ pour la méthode ISPH à divergence nulle et de $t^* = 2,3$ pour la méthode WCSPH. Cela donne un écart relatif de 4% pour la méthode WCSPH et de 8% pour les deux méthodes ISPH. Lors de la phase de retour, on observe expérimentalement une décroissance lente de la pression qui doit atteindre finalement la pression hydrostatique du niveau d'eau au repos dans le canal. On observe que les trois méthodes SPH reproduisent globalement ce phénomène. La méthode WCSPH présente le résultat numérique le plus proche des données expérimentales. Mais des oscillations numériques sont observables. Des deux méthodes ISPH, la méthode ISPH à divergence nulle donne les résultats numériques les plus proches des données expérimentales. Par rapport à la méthode WCSPH, les deux méthodes ISPH ne présentent pas d'oscillations numériques.

La convergence de la méthode WCSPH est obtenue pour un pas de temps de $\Delta t = 1\ 10^{-6}\text{ s}$ et une taille des particules de $\Delta x = 7,7\ 10^{-4}\text{ m}$. Pour les méthodes ISPH, nous avons fixés $\Delta t = 2\ 10^{-5}\text{ s}$ et $\Delta x = 3,5\ 10^{-3}\text{ m}$. Pour un nombre d'itérations entre deux remaillages fixé à $N_{\Delta t} = 200$ dans les méthodes ISPH, l'intervalle de temps entre deux remaillages est alors de $0,0004\text{ s}$.

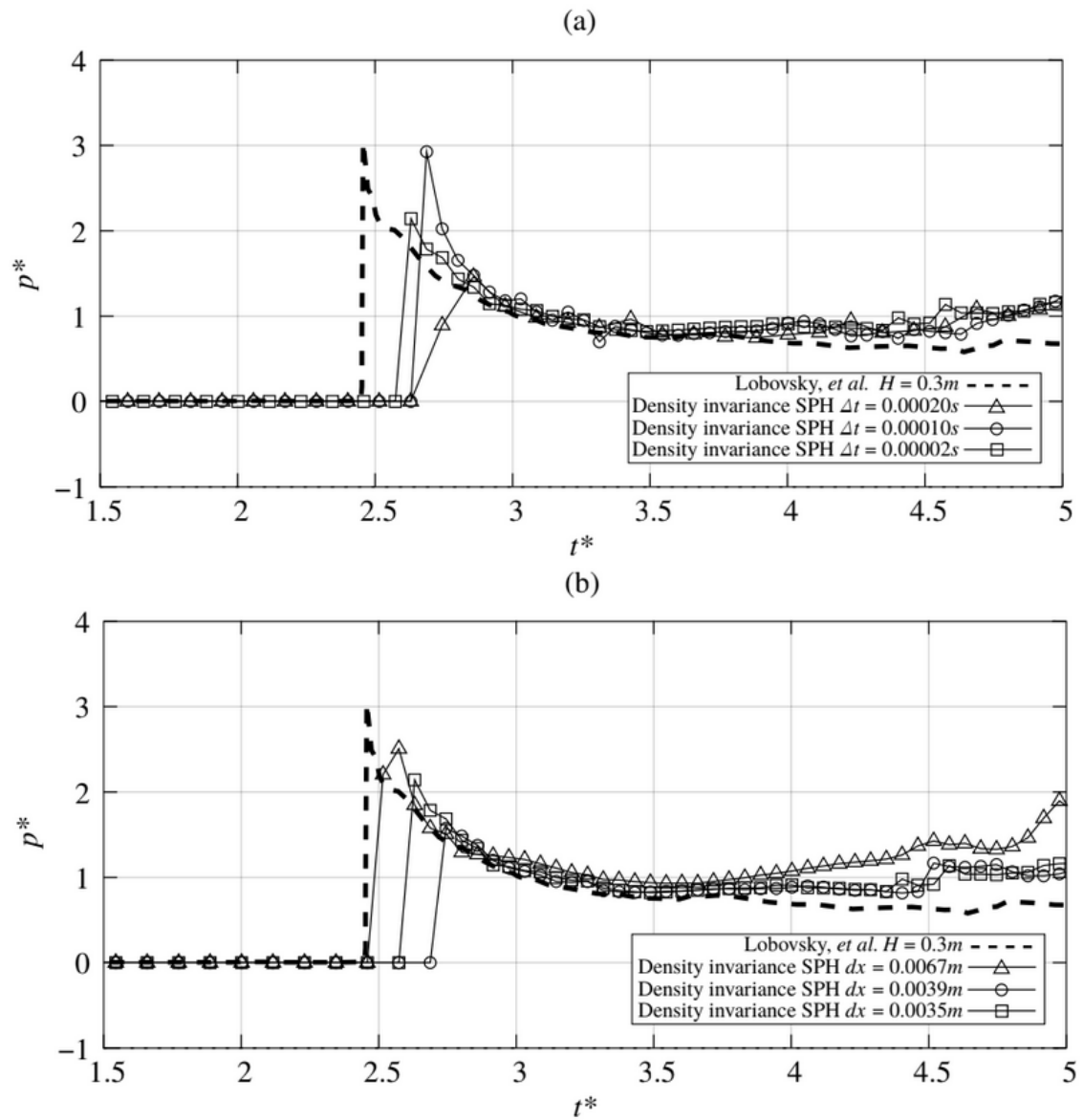


Fig 2.30 Pression de l'écoulement dans un point placé sur la paroi verticale en amont du réservoir à 3 mm du fond obtenue expérimentalement par Lobovsky *et al.* (ligne pointillée) et numériquement avec la méthode ISPH à densité invariante pour le pas de temps Δt (a) et la taille des particules Δx (b).

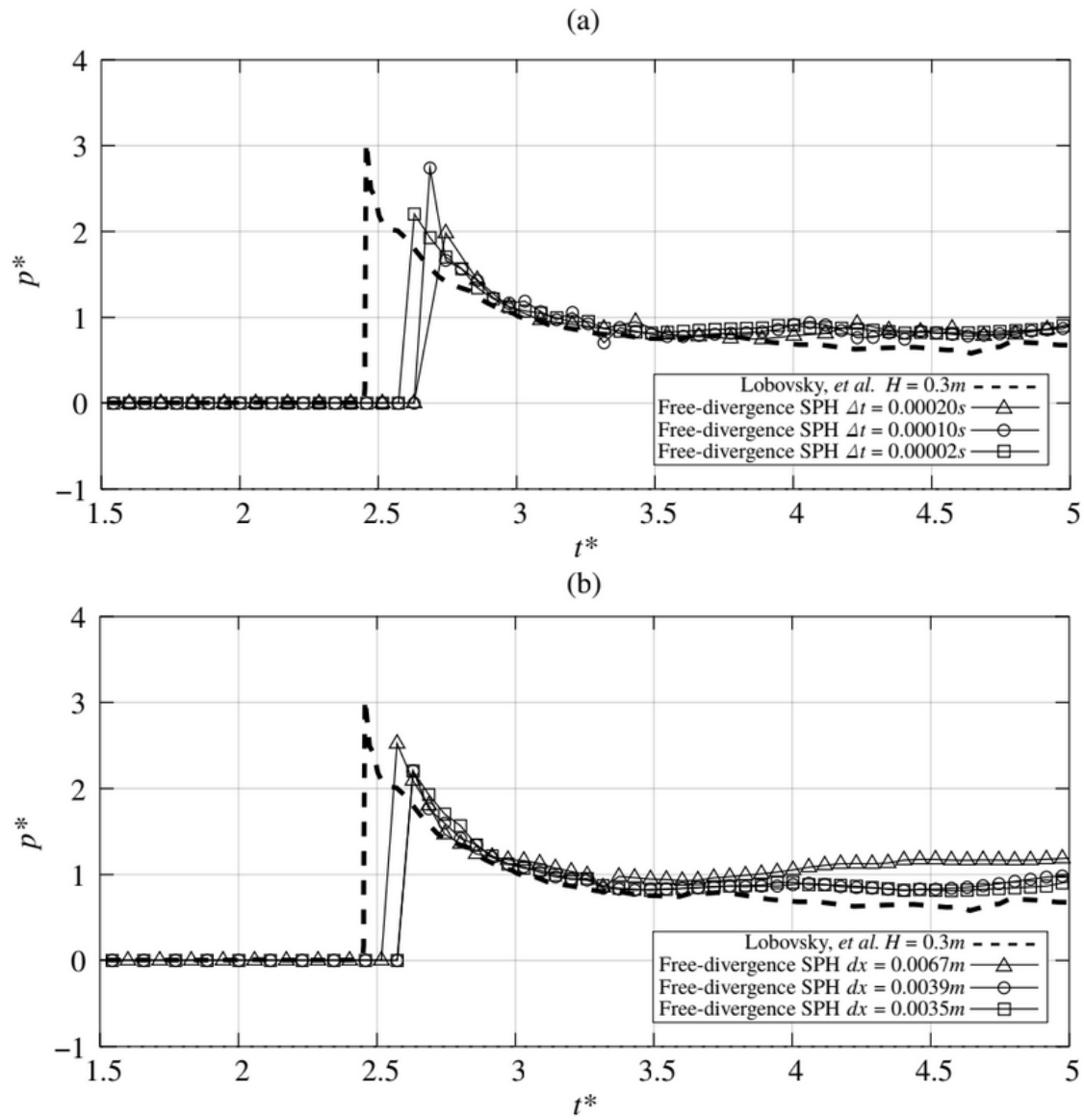


Fig 2.31 Pression de l'écoulement dans un point placé sur la paroi verticale en amont du réservoir à 3 mm du fond obtenue expérimentalement par Lobovsky *et al.* (ligne pointillée) et numériquement avec la méthode ISPH à divergence nulle pour le pas de temps Δt (a) et la taille des particules Δx (b).

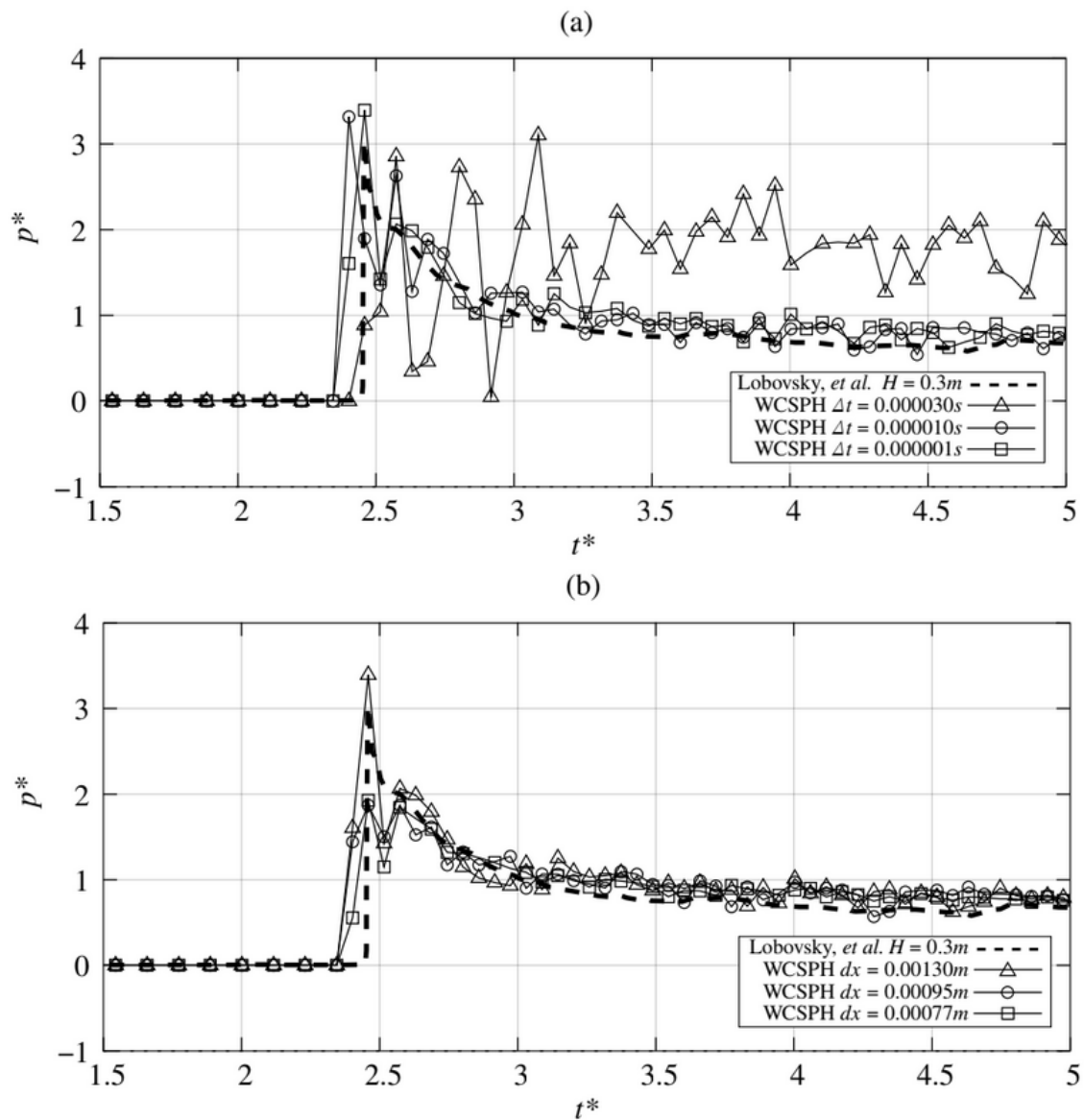


Fig 2.32 Pression de l'écoulement dans un point placé sur la paroi verticale en amont du réservoir à 3 mm du fond obtenue expérimentalement par Lobovsky *et al.* (ligne pointillée) et numériquement avec la méthode WCSPH pour le pas de temps Δt (a) et la taille des particules Δx (b).

2.3.6 Conclusions

Les deux premiers benchmarks, tourbillon de Lamb-Oseen et cavité entraînée, montrent que les deux méthodes ISPH sont stables par rapport à la taille des particules Δx (voir fig. 2.7 pour le benchmark tourbillon de Lamb-Oseen et fig. 2.16 pour le benchmark cavité entraînée) et au pas de temps Δt (voir fig. 2.8 pour le benchmark tourbillon de Lamb-Oseen et 2.17 pour le benchmark cavité entraînée). La méthode WCSPH doit respecter le critère CFL (voir éq. 2.4) pour assurer la stabilité et la précision des calculs. Grâce à cette stabilité offerte par la technique de remaillage et le couplage grille-maillage, les deux méthodes ISPH deviennent plus efficaces que la méthode WCSPH en termes de temps de calcul (voir fig. 2.9 et 2.18).

Cette conclusion reste valable pour le troisième benchmark, rupture de barrage. Cependant, le troisième benchmark permet de noter des différences entre les deux méthodes ISPH. Les résultats sur le profil de surface libre montrent que la méthode ISPH à densité invariante produit une légère surélévation de la surface libre lors du retour de l'écoulement vers l'amont du canal (voir fig. 2.21, 2.22 et 2.23). Ce défaut s'observe également sur la mesure de l'élévation de la surface libre lors du retour de la deuxième vague (voir fig. 2.27). Pour les autres grandeurs observées, propagation du front de vague et pression de l'impact de la vague, les deux méthodes SPH donnent les mêmes résultats.

Pour la suite du travail de thèse, nous avons retenu la méthode ISPH à divergence nulle pour construire le code numérique 2D permettant de simuler l'amortissement d'un train des vagues sur une structure poreuse. Comme pour le benchmark de rupture de barrage, nous devrons simuler l'impact et la réflexion des vagues sur une paroi verticale ou inclinée.

3 . Générateur d'un train de vagues

Les méthodes SPH se sont inspirées des techniques expérimentales pour générer un train de vagues dans un canal. Expérimentalement, dans les canaux de laboratoire, ils existent deux méthodes principales pour générer ce train de vagues. Une première technique expérimentale est basée sur l'utilisation des batteurs [Biesel et Suquet, 1951a, Fontanet, 1961, Guizien et Barthélemy, 2001, Guizien et Barthélemy, 2002, Wu *et al.*, 2014]. Imposer la direction du mouvement de ces batteurs est simple, ce qui permet de définir l'amplitude et la fréquence des vagues générées. Trois types de batteurs existent : batteur à piston, batteur à onduleur vertical et batteur à volet (voir fig. 3.1). La deuxième technique expérimentale est basée sur l'effondrement d'une masse rigide dans un réservoir pour générer des vagues sur la surface libre [Bukreev et Gusev, 1996, de Carvalho et Do Carmo, 2007, Fritz, 2002]. Cette technique expérimentale se base sur l'étude de l'interaction fluide-structure rigide. Quatre étapes sont identifiées dans la procédure. Initialement, la masse rigide est lâchée, ensuite l'impact de la masse avec le liquide du réservoir se passe, les vagues sur la surface sont générées par le déplacement de la masse d'eau et finalement les vagues sont propagées dans le canal. Les types des vagues générées dépendent du volume de l'objet rigide, de son inertie, de son énergie et de la profondeur du réservoir. La figure 3.7 montre l'évolution de la surface libre pendant l'effondrement d'un cylindre [Gallati *et al.*, 2005].

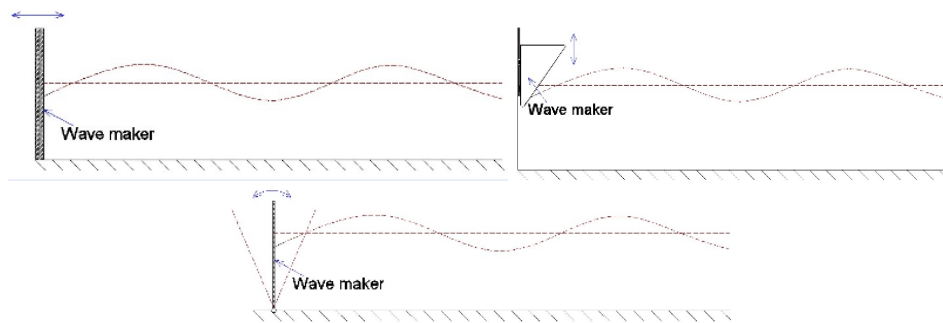


Fig 3.1 Différents types de batteurs physiques : batteur à piston (en haut), batteur à onduleur (au milieu) et batteur à volet (en bas) [Vu *et al.*, 2019].

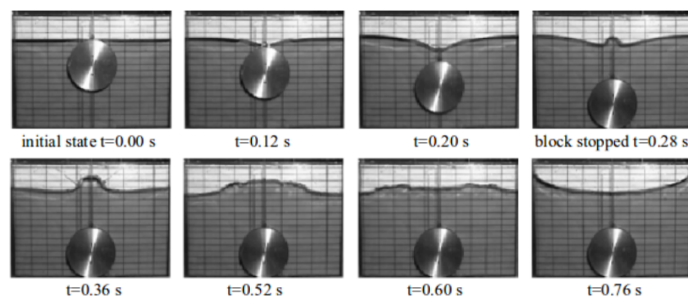


Fig 3.2 Évolution de la surface libre après l'effondrement d'un cylindre dans un réservoir [Gallati *et al.*, 2005].

Dans les méthodes SPH, inspirées de ces deux techniques expérimentales, la génération numérique d'un train de vagues peut se diviser en quatre méthodes : méthode des frontières statiques, méthode des frontières dynamiques, méthode source de masse et méthode source de mouvement. La méthode des frontières statiques permet de générer et d'absorber les vagues à partir des frontières du domaine [Wei et Kirby, 1995, Torres-Freyermuth *et al.*, 2010, Higuera *et al.*, 2013]. La vitesse des vagues et l'élévation de la surface libre dans les nœuds des bords sont établies comme des conditions aux limites [Afshar, 2010, Ni *et al.*, 2014]. La méthode des frontières dynamiques reproduit

le mouvement des batteurs utilisés dans les canaux de laboratoire avec l'oscillation d'une paroi solide [Clément *et al.*, 1995, Tanizawa *et al.*, 1999, Dong et Huang, 2004, Abreu *et al.*, 2010]. Dans les méthodes source de masse et source de mouvement, une zone de génération source est établie où un modèle mathématique est appliqué [Wei *et al.*, 1999, Schäffer et Sørensen, 2006, Choi et Yoon, 2009, Ha *et al.*, 2013]. Dans la méthode source de masse, le terme source est ajouté à l'équation de continuité. Dans la méthode source de mouvement, le terme source est ajouté à l'équation de quantité de mouvement.

Dans ce chapitre, ces différentes méthodes numériques de génération d'un train des vagues seront présentées. À travers la description de ces différentes méthodes numériques, les avantages et les inconvénients de ces mêmes méthodes numériques seront exposés. Cela permettra de choisir la méthode numérique qui sera implémentée dans le code numérique 2D permettant d'étudier l'amortissement d'un train des vagues dans une structure poreuse. Une validation de l'implémentation de la méthode numérique retenue sera également exposée.

3.1 Choix de la méthode numérique

3.1.1 Méthode des frontières statiques

La génération des vagues par la méthode des frontières statiques a été proposée par Mayer *et al.* [Mayer *et al.*, 1998] et approfondie par Jacobsen *et al.* [Jacobsen *et al.*, 2012]. À chaque itération des simulations numériques, la solution numérique est modifiée à partir de solutions analytiques. Les solutions analytiques de la vitesse, de la surface libre et de la pression sont dérivées de la théorie de la houle de Airy.

La méthode des frontières statiques absorbe les ondulations générées pour empêcher la réflexion des vagues qui impactent les frontières du domaine. Ceci permet de réduire les effets de réflexion de l'onde incidente dans les zones proches des frontières. La vitesse est nulle, la surface libre est ramenée à son état initial au repos et la pression est équivalente à la pression hydrostatique. La figure 3.3 présente le schéma d'un canal numérique où la zone de relaxation est définie pour la génération et l'absorption des vagues.

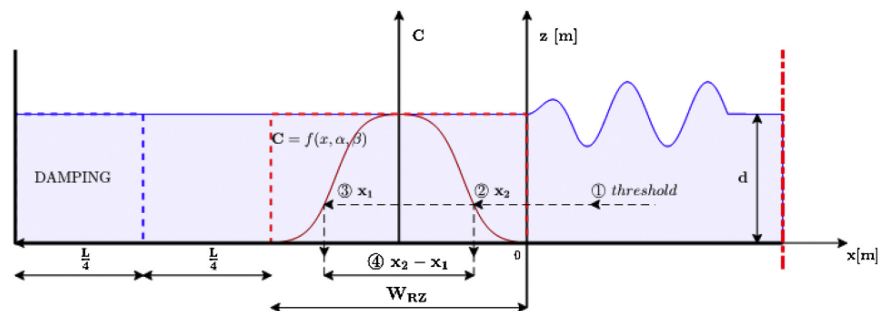


Fig 3.3 Schéma de la génération et de l'absorption des vagues par la méthode des frontières statiques [Altomare *et al.*, 2018].

Les composantes de la vitesse et la pression des particules sont calculées à partir d'une solution analytique de chaque quantité physique et pondérées par une fonction de relaxation $C(x)$. Les solutions analytiques sont obtenues à partir de la théorie linéaire de la houle [Airy, 1845, Dean et Dalrymple, 1991, Le Roux, 2008]. Dans la théorie linéaire de la houle, toutes les conditions aux limites non-linéaires sont linéarisées, ce qui permet de résoudre une équation différentielle linéaire du second ordre sous l'application de conditions aux limites linéaires. Les particules se déplacent en orbites elliptiques et le champ des vitesses correspondant peut être décomposé en composantes horizontale u_{ana} et verticale v_{ana} . La pression p_{ana} est la somme de la pression hydro-

statique et de la pression dynamique. Les expressions des solutions analytiques sont les suivantes :

$$u_{ana}(x, z, t) = \frac{\omega H \cosh k(y_f + z)}{2 \sinh ky_f} \cos(kx - \omega t), \quad (3.1)$$

$$v_{ana}(x, z, t) = \frac{\omega H \sinh k(y_f + z)}{2 v} \sinh ky_f \sin(kx - \omega t), \quad (3.2)$$

$$p_{ana}(x, z, t) = -\rho g z + \rho g \frac{H \cosh k(y_f + z)}{2 \cosh ky_f} \cos(kx - \omega t) \quad (3.3)$$

où H est la hauteur de vague, y_f est la profondeur d'eau, k est le nombre d'onde et ω est la fréquence angulaire définie comme $\omega = 2\pi/T$. Les composantes de la vitesse et la pression des particules calculées avec la méthode des frontières statiques sont données par les expressions suivantes :

$$u_{rel}(x) = C(x) u_{ana} - [1 - C(x)] u_{num}, \quad (3.4)$$

$$v_{rel}(x) = C(x) v_{ana} - [1 - C(x)] v_{num}, \quad (3.5)$$

$$p_{rel}(x) = C(x) p_{ana} - [1 - C(x)] p_{num}. \quad (3.6)$$

u_{num} , v_{num} et p_{num} sont les solutions numériques des quantités physiques. $u_{rel}(x)$, $v_{rel}(x)$ et $p_{rel}(x)$ sont les nouvelles valeurs des quantités physiques affectées par la fonction de relaxation. La fonction de relaxation dépend du cas d'étude, elle peut être parabolique ou hyperbolique. La fonction proposée par Jacobsen *et al.* est [Jacobsen *et al.*, 2012] :

$$C(x) = 1 - \frac{\exp(x^{3,5}) - 1}{e - 1}. \quad (3.7)$$

La méthode des frontières statiques dépend d'une solution analytique pour la génération et l'absorption des vagues. À chaque itération, les vagues sont pondérées par un coefficient de relaxation [Wei et Kirby, 1995, Méndez *et al.*, 2001, Ni et Feng, 2013]. Le bon choix de la fonction de relaxation est important pour éviter des instabilités [Schmitt et Elsaesser, 2015]. Le défi est alors de déterminer le bon coefficient de relaxation. La valeur optimale du coefficient de relaxation dépend uniquement du maillage et est spécifique à chaque problème particulier. Lorsque des fonctions et des coefficients de relaxation inappropriés sont utilisés, la solution peut osciller violemment et les résultats obtenus n'ont plus de sens.

3.1.2 Méthode des frontières dynamiques

La méthode des frontières dynamiques simule le mouvement des batteurs expérimentaux pour la génération et la propagation d'un train de vagues. Le batteur est représenté par une paroi solide mobile qui se déplace à une fréquence oscillatoire et une amplitude dérivée de la solution de premier ordre de l'équation de Boussinesq. Plusieurs types de batteurs numériques sont utilisés dans la littérature : type piston [Clément *et al.*, 1995, Tanizawa *et al.*, 1999, Dong et Huang, 2004], type volet [Westhuis *et al.*, 2001, Ducrozet *et al.*, 2006, Abreu *et al.*, 2010] et type onduleur vertical [Abreu *et al.*, 2010] (voir figure 3.4).

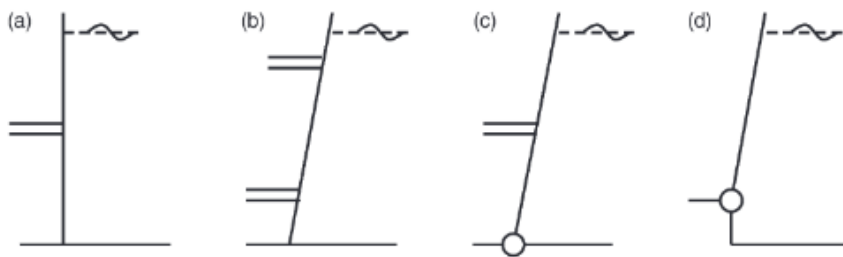


Fig 3.4 Différents types de volets numériques pour la génération des vagues. (a) type piston, (b)-(d) rotation par rapport à un point [Schäffer et Steenberg, 2003].

Le batteur type piston est le plus utilisé numériquement. La paroi mouvante se trouve à une extrémité du canal. La relation entre l'amplitude des vagues et le déplacement du piston est exprimée par les fonctions de transfert de Biessel et Suquet [Biesel et Suquet, 1951b]. L'écoulement est supposé incompressible et irrotationnel. La pression est constante sur la surface libre et les vagues générées sont sinusoïdales. Pour un batteur piston, la fonction de transfert est donnée par :

$$\frac{H}{s} = \frac{2 \sinh^2(ky_f)}{\sinh(ky_f) \cosh(ky_f) + ky_f}, \quad (3.8)$$

où la course de piston s est définie par $s = H/(ky_f)$ [Dean et Dalrymple, 1991]. L'élévation de la surface libre est déterminée par :

$$\eta(x, t) = \frac{H}{2} \cos(\omega t - kx + \delta) \quad (3.9)$$

avec δ la phase initiale qui peut se trouver entre 0 et 2π . Pour la génération des ondes régulières, le déplacement et la vitesse du piston sont déterminés par [Omidvar *et al.*, 2015, Altomare *et al.*, 2017, Zhang *et al.*, 2018a] :

$$x_{piston}(t) = \frac{s}{2} \sin(\omega t) \quad \text{et} \quad u_{piston}(t) = \frac{s\omega}{2} \cos(\omega t) \quad (3.10)$$

avec $\omega^2 = gk \tanh(ky_f)$ comme la relation de dispersion des vagues. La géométrie d'un batteur type volet est montrée sur la figure 3.5. Le déplacement du volet est donné par [Antuono *et al.*, 2011] :

$$x_{volet}(z, t) = \frac{s}{2} \left[1 - \frac{z}{H - y_f \sin(\omega t)} \right], \quad (3.11)$$

où h_f est la distance entre le gond du volet et le fond du canal.

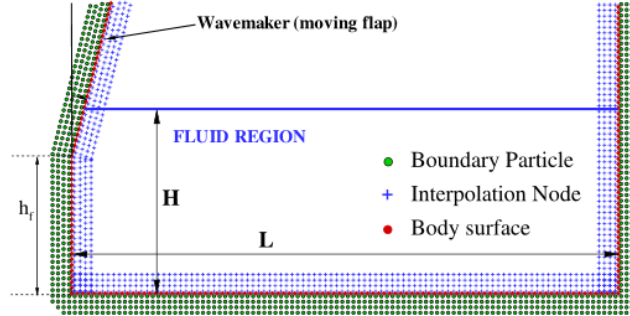


Fig 3.5 Schéma du batteur numérique à volet simulé avec la méthode SPH [Antuono *et al.*, 2011].

3.1.3 Méthode source de masse

La méthode a été proposée en 1983 par Larsen et Dancy [Larsen et Dancy, 1983] pour la génération d'un train de vagues en utilisant un terme source de masse. Cette méthode se base sur l'idée que le déplacement de la surface libre peut être induit par l'entrée et la sortie du fluide dans le domaine, c'est-à-dire une variation de la masse d'eau dans le domaine. Elle est implémentée en modifiant l'équation de continuité par le rajout d'un terme source [Lin et Liu, 1999]. La formulation de la fonction source $s(t)$ dépend de l'élévation de la surface libre $\eta(t)$, de la vitesse d'onde c_0 et de la surface source $A = y_f L$:

$$s(t) = \frac{2 c_0 \eta(x, t)}{A}. \quad (3.12)$$

L'interaction entre la vague générée et les bords du domaine est une limitation de la génération des vagues car l'onde réfléchiée par les bords peut intervenir avec le batteur. Ceci peut être évité en

utilisant le générateur de vagues interne car les vagues générées par la fonction source n'interagissent pas avec l'onde réfléchie de l'intérieur du domaine [Choi et Yoon, 2009].

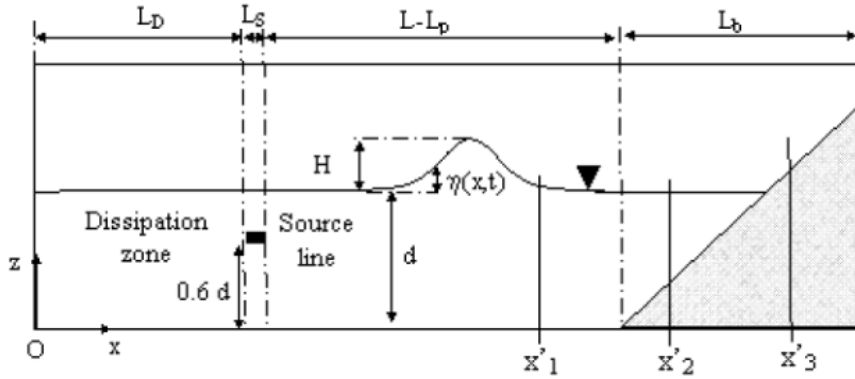


Fig 3.6 Schéma du batteur numérique par imposition de la fonction source de masse [Hafsia *et al.*, 2009].

La méthodes consistant à ajouter un terme source de masse à l'équation de continuité n'a pas été retenue, en particulier parce qu'elle ne permet pas d'obtenir des résultats satisfaisant pour des vagues d'amplitude important avec des profondeurs réduites. Il semble que cette difficulté soit due à la nécessité de faire varier périodiquement la masse totale du fluide dans l'écoulement, condition acceptable dans un domaine non borné, mais difficilement applicable dans notre cas.

3.1.4 Méthode source de quantité de mouvement

Dans les méthodes SPH, la méthode source de mouvement pour la génération d'un train de vagues a été proposée par Wen et Ren en 2018 [Wen et Ren, 2018]. Wen et Ren se sont inspirés de la méthode numérique proposée en 1999 par Wei *et al.* [Wei *et al.*, 1999]. La méthode numérique de prédiction-correction est utilisée en se basant sur l'approximation de Boussinesq [Abbott *et al.*, 1984, Nwogu, 1993]. Les vagues sont générées en rajoutant un vecteur de termes source s^{mon} dans l'équation de quantité de mouvement. Ce vecteur de termes source est une force interne imposée à chaque particule placée dans la région de génération du train de vagues. La force tend à pousser l'eau en dehors de la zone de génération du train de vagues.

Pour une onde linéaire monochromatique en 2D, les composantes du vecteur de termes source, s_x et s_y , sont :

$$s_x = -2\kappa g x \exp^{-\kappa x^2} \frac{D}{\omega} \sin(k_y y - \omega t), \quad (3.13)$$

$$s_y = g \exp^{-\kappa x^2} \frac{k_y D}{\omega} \cos(k_y y - \omega t) \quad (3.14)$$

avec $\kappa = 20/w^2$ et $k_y = k \sin \theta$. w est la largeur de la région source et elle est similaire à la longueur d'onde désirée λ . ω est la pulsation de l'onde, k_y est le nombre d'onde dans la direction y , k est le nombre d'onde et θ est l'angle entre la direction de l'onde et l'axe x . $2\kappa g x D \exp^{-\kappa x^2} / \omega$ est l'amplitude. $\sin(k_y y - \omega t)$ et $\cos(k_y y - \omega t)$ sont les termes périodiques. La fonction source D de l'amplitude des vagues est :

$$D = \frac{H \left(\omega^2 - \lambda_2 g k^4 y_f^3 \right) \cos \theta}{\omega I k \left[1 - \lambda_1 (k d)^2 \right]} \quad \text{avec } I = \sqrt{\pi/\kappa} \exp^{-k^2/(4\kappa)}. \quad (3.15)$$

y_f est la profondeur initiale de l'eau. λ_1 et λ_2 sont des paramètres des equations de Boussinesq. Pour des eaux peu profondes, on prend $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$. Pour des eaux profondes, on prend $\lambda_2 = \lambda_1 + 1/3$ avec

$\lambda_1 = (z_a/d)(z_a/2d+1)$ [Nwogu, 1993] et $z_a = -0,53d$ [Liu *et al.*, 2015]. Dans le cas bidimensionnel, on a $\theta = 0^\circ$ et $k_y = 0$. La seule composante du vecteur de termes source non nulle est alors s_x^{mon} donnée par :

$$s_x^{mon} = 2kgx \exp^{-kx^2} \frac{D}{\omega} \sin(\omega t). \quad (3.16)$$

L'emplacement du générateur du train de vagues dans toute la profondeur d'eau fonctionne bien pour des eaux peu et moyennement profondes. Pour des eaux profondes ($h/\lambda > 0,5$), le générateur doit être placé à une profondeur nominale de $0,5\lambda$ par rapport à la surface libre, λ étant la longueur d'onde [Wen et Ren, 2018].



Fig 3.7 Emplacement du générateur du train de vagues pour différentes profondeurs d'eau [Wen et Ren, 2018].

3.2 Utilisation de la méthode

3.2.1 Implémentation de la méthode

Dans ce travail de thèse, nous avons retenu la méthode source de mouvement pour générer un train de vagues dans un canal numérique 2D. Dans la méthode ISPH à divergence nulle, l'implémentation de cette méthode numérique se fait naturellement en utilisant le formalisme lagrangien. Cela consiste à introduire le vecteur de termes source dans l'équation de quantité de mouvement de chaque particule [Ren *et al.*, 2016] :

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \rho_i \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) \cdot \nabla_i \bar{W}_{ij}, \quad (3.17)$$

$$\frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = - \sum_{j=1}^N m_j \left[\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right] \nabla_i \bar{W}_{ij} + \mathbf{g} + \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} \frac{4(\nu) m_j \mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla_i \bar{W}_{ij} (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j)}{(\rho_i + \rho_j) [\mathbf{r}_{ij}^2 + (0,1h)^2]} + \mathbf{s}_x^{mon} \quad (3.18)$$

avec N le nombre total de particules incluses dans le support du noyau de la particule i . ρ_j et m_j sont la masse volumique et la masse des particules j . $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ est la distance entre deux particules, \mathbf{r}_i et \mathbf{r}_j étant les positions des particules i et j , respectivement.

Le vecteur de termes source est donné par l'équation (3.16) pour un canal numérique 2D. Dans la figure 3.8, la distribution spatiale de la composante suivant x du vecteur de termes source est montrée dans la région source. La composante horizontale s_x^{mon} est maximale au centre de la région source et nulle sur les bords de cette région source. Cette distribution de s_x^{mon} provoque un mouvement des particules dans la direction depuis le centre de la région source vers les bords de la région source. Ce mouvement des particules induit à son tour un mouvement de la surface libre. La surface libre s'élève dans les bords de la région source et descend au milieu de la région source. Cela induit la formation d'une onde.

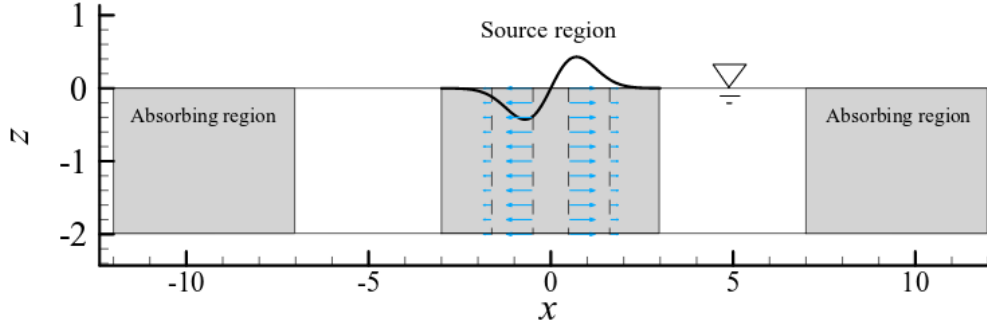


Fig 3.8 Définition de la région source pour la méthode source de mouvement [Liu *et al.*, 2015].

Une éponge artificielle est placée en amont et en aval du canal pour absorber la possible réflexion des vagues. Dans les régions absorbantes, la vitesse finale des particules est obtenue en multipliant la vitesse des particules par un coefficient d'atténuation μ_{att} à la fin de chaque pas de temps. Ce coefficient est calculé comme :

$$\mu_{att} = 1 - c_a \frac{\exp \left[\left(\frac{|x-x_s|}{s_l} \right)^{n_a} \right] - 1}{\exp(1) - 1} \quad \text{avec } x_s \leq x \leq x_s + s_l. \quad (3.19)$$

c_a et n_a sont des coefficients empiriques d'amortissement. x_s et s_l sont la position initiale et l'épaisseur de la zone absorbante, respectivement. Pour la méthode WCSPH, les coefficients d'amortissement et l'épaisseur de la zone absorbante prennent les valeurs de $c_a = 0,0035$, $n_a = 6$ et $s_l = 1,2\lambda$ [Wen et Ren, 2018]. Pour la méthode ISPH, on prend $c_a = 200$, $n_a = 10$ et $s_l = 1,2\lambda$, respectivement [Liu *et al.*, 2015].

3.2.2 Validation de la méthode

Zone de propagation des vagues

La validation de l'implémentation de la méthode source de mouvement dans la méthode ISPH à divergence nulle consiste en la vérification des caractéristiques du train de vagues dans la zone de propagation. La longueur d'onde λ , la période T et la hauteur de vagues H doivent être bien reproduites.

Le canal numérique a une profondeur $y_f = 0,15 m$ et une longueur $L = 8 m$. La longueur w de la région source est de $0,125 m$. L'épaisseur des régions absorbantes est de $s_l = 1 m$. La longueur d'onde est de $\lambda = 0,5 m$. La hauteur des vagues est de $H = 0,04 m$. Le temps réel simulé est de $6 s$. La validation réalisée sur la zone de propagation des vagues sert à fixer le nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\Delta t}$, le pas de temps Δt et la taille des particules Δx .

Une étude paramétrique pour définir la taille des particules Δx , le pas de temps Δt et le nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\Delta t}$ les plus adaptés pour maintenir une bonne distribution des particules sans affecter la surface libre a été menée dans le chapitre 2 pour trois benchmarks. Pour ces benchmarks, le nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\Delta t}$ optimal se trouve entre 100 et 200. Pour ces deux valeurs de $N_{\Delta t}$, le pas de temps optimal est identifié à $0,001 s$ et à $0,000025 s$, respectivement. Ces valeurs de pas de temps seront alors fixées pendant la validation du générateur numérique à vagues. La gamme utilisée pour la taille des particules optimale identifiée dans le chapitre 2 se trouve entre $0,001 \leq \Delta x \leq 0,04$. Il reste à vérifier que ce jeu de paramètres permet de reproduire correctement la propagation des vagues dans le canal numérique.

Dans la zone de propagation des vagues, les résultats numériques seront comparés aux solutions analytiques de l'évolution temporelle de la surface libre et de la pression dynamique en un point données par la théorie des ondes de Stokes de deuxième ordre, applicable à des eaux peu profondes [Demirbilek et Vincent, 2002]. L'expression de la solution analytique de la surface libre, obtenue à partir de la théorie du potentiel de vitesse est définie par [Dean et Dalrymple, 1991] :

$$\eta_{ana} = \frac{H}{2} \left[\frac{Hk}{4 \sinh(2ky_f)} + \cos(kx - \omega t) + \frac{Hk}{8} \frac{\cosh ky_f}{\sinh^3 ky_f} (2 \cosh^2 ky_f + 1) \cos(2kx - 2\omega t) \right]. \quad (3.20)$$

L'expression de la solution analytique de la pression dynamique calculée est définie par :

$$\begin{aligned} p_{d_{ana}} = & -\rho g y - \frac{\rho}{2} \frac{g K a^2}{\sinh 2K d_w} - [\cosh 2K(y + d_w) - 1] \\ & + \rho g a \frac{\cosh K(y + d_w)}{\cosh K y_f} \cos(Kx - \omega t) \\ & + \frac{3}{2} \rho g a^2 K \frac{1}{\sinh 2K d_w} \left[\frac{\cosh 2K(y + d_w)}{\sinh^2 K d_w} - \frac{1}{3} \right] \cos 2(Kx - \omega t). \end{aligned} \quad (3.21)$$

Sur la figure 3.9, l'évolution temporelle de l'ordonnée y de la surface libre à la position $x = 1 \text{ m}$ dans le canal numérique est représentée pour les deux valeurs de nombre d'itérations entre deux remaillages, $N_{\Delta t} = 100$ (Fig. 3.9 a) et 200 (Fig. 3.9 b). Les tailles des particules testées sont $\Delta x = 0,0065 \text{ m}$ (en orange), $0,0045 \text{ m}$ (en vert) et $0,0035 \text{ m}$ (en bleu). Des tailles des particules $\Delta x > 0,009 \text{ m}$ ne sont pas réalisables dans notre modèle numérique car elles sont considérées comme des particules très grandes pour le cas de validation. La ligne rouge représente l'évolution temporelle de la surface libre obtenue par la solution analytique (Éq. (3.20)). Quelle que soit la valeur de la taille des particules testée, la solution numérique présente une phase transitoire correspondante à l'établissement des vagues par rapport à leur amplitude et à leur longueur d'onde. On observe qu'à partir de $t \geq 3,5 \text{ s}$, la solution numérique se cale à la solution analytique. Le régime harmonique est établi. Pour le nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\Delta t} = 100$, la taille des particules $\Delta x = 0,0065 \text{ m}$ donne un résultat aussi bon que les deux autres valeurs de taille des particules testées, $\Delta x = 0,0035 \text{ m}$ et $0,0045 \text{ m}$. Pour le nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\Delta t} = 200$, la taille des particules $\Delta x = 0,0035 \text{ m}$ est la seule valeur à donner un résultat proche de la solution de référence. Nous retenons un nombre d'itérations entre deux remaillages de $N_{\Delta t} = 100$, un pas de temps de $\Delta t = 0,001 \text{ s}$ et une taille des particules $\Delta x = 0,0065 \text{ m}$ pour obtenir une solution satisfaisante en termes de temps de calcul et de précision de calcul pour les objectifs des chapitres suivants.

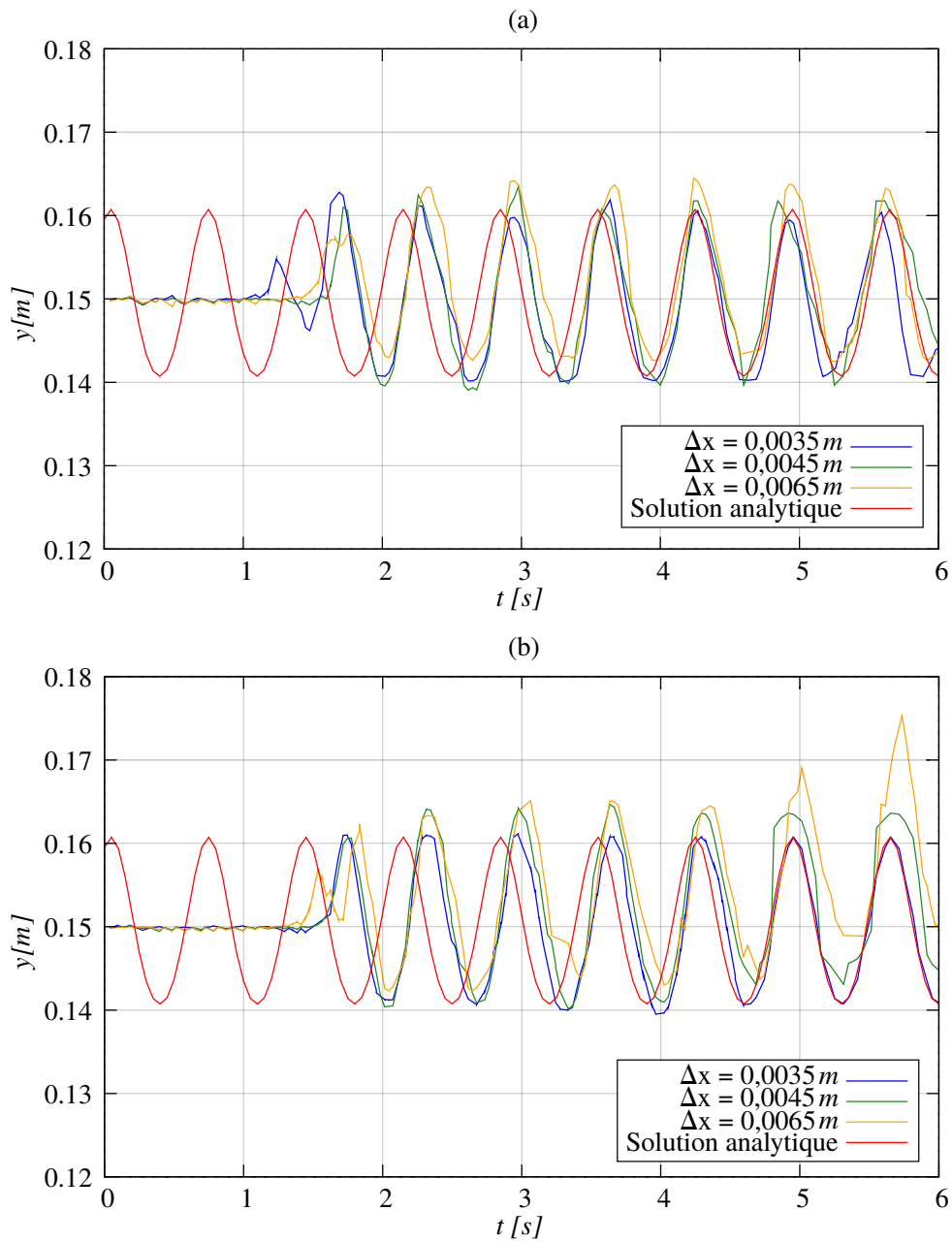


Fig 3.9 Variation temporelle du niveau d'eau à la position $x = 1 \text{ m}$ pour différentes valeurs de la taille des particules Δx avec $N_{\Delta t} = 100$ (a) et $N_{\Delta t} = 200$ (b), (ligne bleue : $\Delta x = 0,0035 \text{ m}$, ligne verte : $0,0045 \text{ m}$ et ligne orange : $0,0065 \text{ m}$).

La figure 3.10 présente l'évolution temporelle de la pression dynamique au point de coordonnées $(x = 1\text{ m}, y = 0,05\text{ m})$ représentée pour les deux valeurs du nombre d'itérations entre deux remaillages, $N_{\Delta t} = 100$ (Fig. 3.10 a) et 200 (Fig. 3.10 b). Les valeurs de la taille des particules testées sont $\Delta x = 0,0065\text{ m}$ (en orange), $0,0045\text{ m}$ (en vert) et $0,0035\text{ m}$ (en bleu). Des tailles des particules $\Delta x > 0,009\text{ m}$ ne sont pas réalisables dans notre modèle numérique car elles ne permettent pas de reproduire la pression dynamique à long terme. La ligne rouge représente l'évolution temporelle de la pression dynamique obtenue par la solution analytique (Éq. (3.21)). Comme pour l'évolution temporelle de la surface libre à la position $x = 1\text{ m}$, on observe l'établissement du régime harmonique après une phase transitoire qui dure $3,5\text{ s}$. Pour l'étude de l'influence de la taille des particules et du nombre d'itérations entre deux remaillages, les conclusions sont identiques à celles établies précédemment. Le jeu de paramètres, $N_{\Delta t} = 100$, $\Delta t = 0,001\text{ s}$ et $\Delta x = 0,0065\text{ m}$, donne le meilleur compromis pour obtenir une solution satisfaisante en termes de temps de calcul et de précision de calcul pour les objectifs des chapitres suivants.

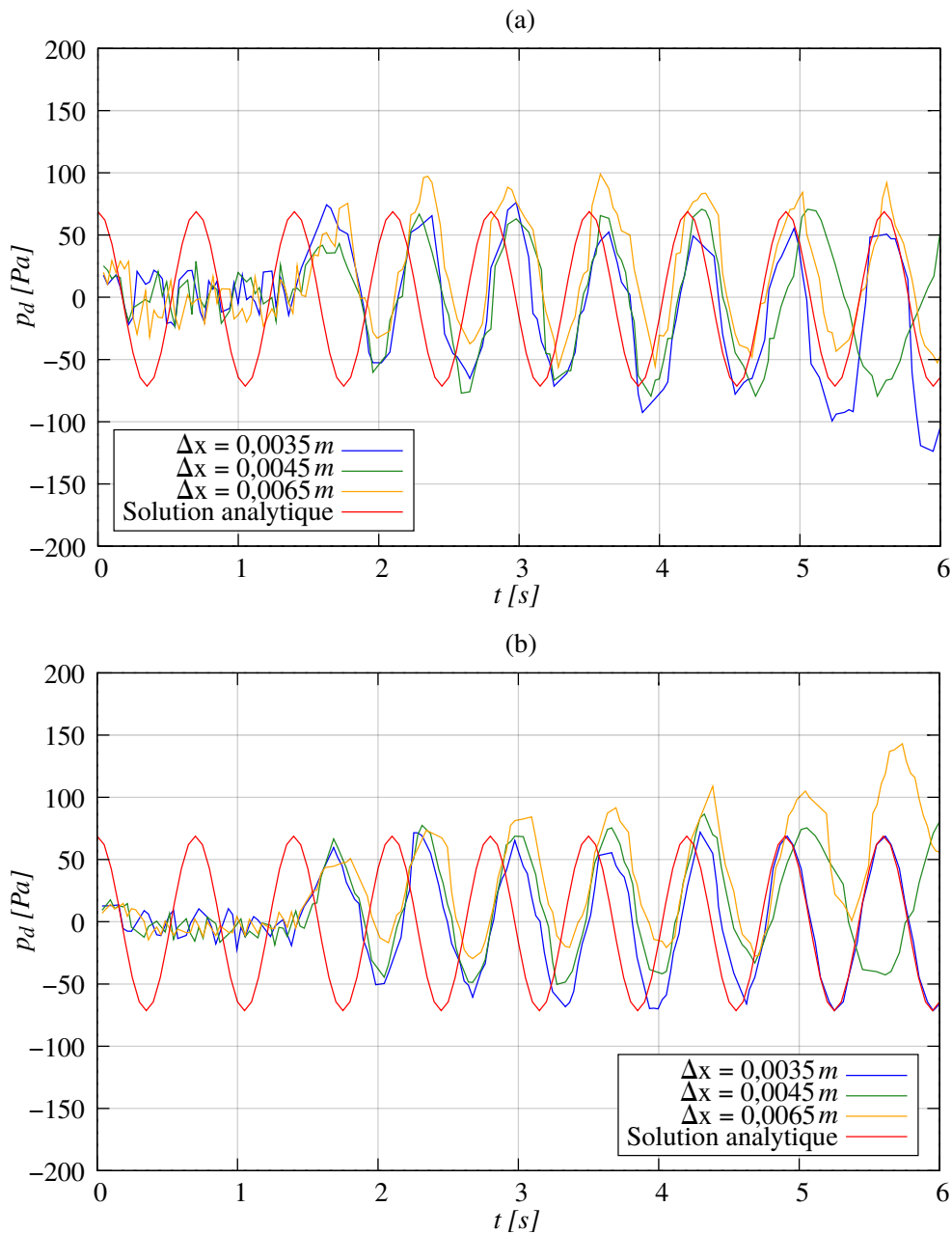


Fig 3.10 Variation temporelle de la pression dynamique à la position $x = 4,5\text{ m}$ pour différentes valeurs de la taille des particules Δx avec $N_{\Delta t} = 100$ (a) et $N_{\Delta t} = 200$ (b), (ligne bleue : $\Delta x = 0,0035\text{ m}$, ligne verte : $0,0045\text{ m}$ et ligne orange : $0,0065\text{ m}$).

La figure 3.11 représente la distribution spatiale de la pression totale sur le nuage des particules à l'instant $t = 4 s$ lors de la propagation d'un train de vagues générées par la méthode source de mouvement proposée par Ren et Wen en 2016 et implémentée dans notre méthode ISPH à divergence nulle optimisée [Ren *et al.*, 2016]. Ce résultat a été obtenu avec le jeu de paramètres $N_{\Delta t} = 100$, $\Delta t = 0,001 s$ et $\Delta x = 0,0065 m$. La surface libre est correctement reproduite et la distribution spatiale de la pression totale également. L'hydrodynamique de l'écoulement semble correctement reproduit. Pour générer ce résultat à l'instant $t = 4 s$, le temps de calcul obtenu est de $25,2 h$ pour un processeur Intel(R) Core(TM) i7-4800MQ CPU 2.70 GHz.

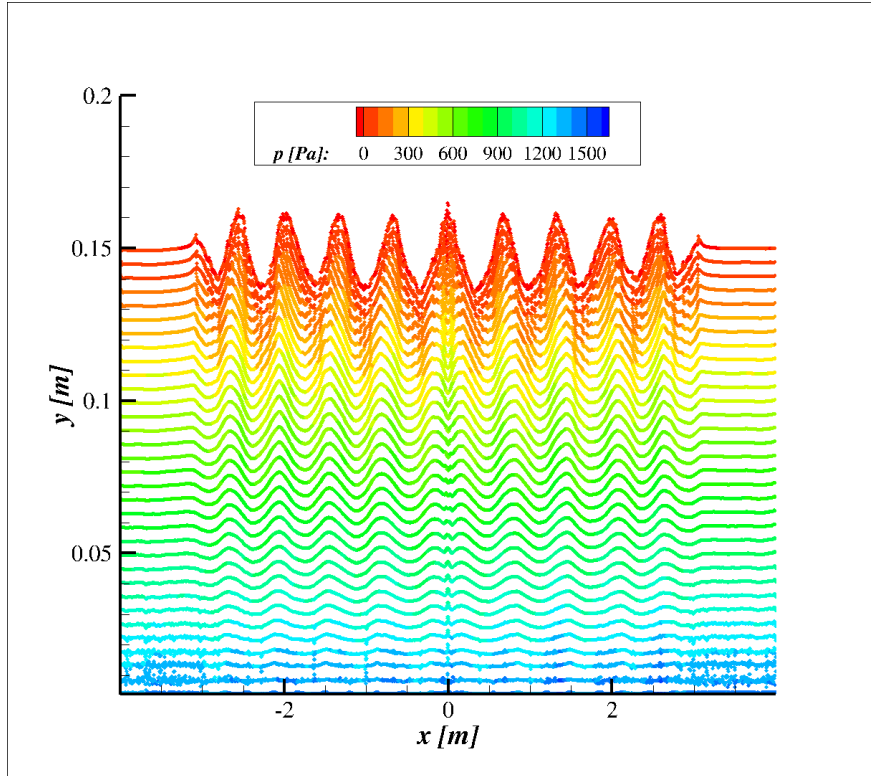


Fig 3.11 Champ de pression du train de vagues à $t = 4 s$ pour $\Delta x = 0,0065 m$, $\Delta t = 0,001 s$ et $N_{\Delta t}=100$.

Région source

Après la validation des caractéristiques du train de vagues dans la zone de propagation, une vérification est présentée au niveau de la zone source. La reproduction des résultats numériques de Liu *et al.* sera faite [Liu et Losada, 2002]. Liu *et al.* simulent la propagation d'un train de vagues dans un canal numérique en utilisant également la méthode ISPH à divergence nulle mais sans le couplage grille-maillage pour accélérer le calcul de l'équation de Poisson et sans la technique de remaillage pour maintenir une distribution homogène des particules. Le canal numérique a une profondeur $y_f = 0,4 m$ et une longueur $L = 24 m$. La longueur w de la région source est de $1 m$. L'épaisseur des régions absorbantes est de $s_l = 8 m$. La longueur d'onde est de $\lambda = 4 m$. La hauteur des vagues est de $H = 0,04 m$. La période des vagues est imposée à $T = 2 s$. La taille des particules dans le travail de Liu *et al.* est de $\Delta x_{ref} = 0,01 m$ pour une quantité totale de 200000 particules. Le temps réel simulé est de $2 s$ et le pas de temps de $\Delta t_{ref} = 0,004 s$.

La figure 3.12 présente les résultats de Liu *et al.* dans la région source [Liu et Losada, 2002]. La ligne rouge représente la surface libre et les flèches noires les vecteurs vitesse. L'évolution de la surface libre et la distribution des vecteurs vitesse sont représentées sur une période. Sur le premier quart de la période ($t/T = 0,25$), les vecteurs vitesse sont orientés vers l'extérieur de la région

source. Ceci provoque un abaissement de la surface libre. Entre les deuxième et troisième quarts de la période ($t/T = 0,5$ et $t/T = 0,75$), la direction des vecteurs vitesse est inversée. Cela amorce la remontée de la surface libre. Sur le dernier quart de la période ($t/T = 1$), la direction des vecteurs vitesse est à nouveau inversée pour amorcer la descente de la surface libre. Cette alternance de la direction des vecteurs vitesse génère le train des vagues.

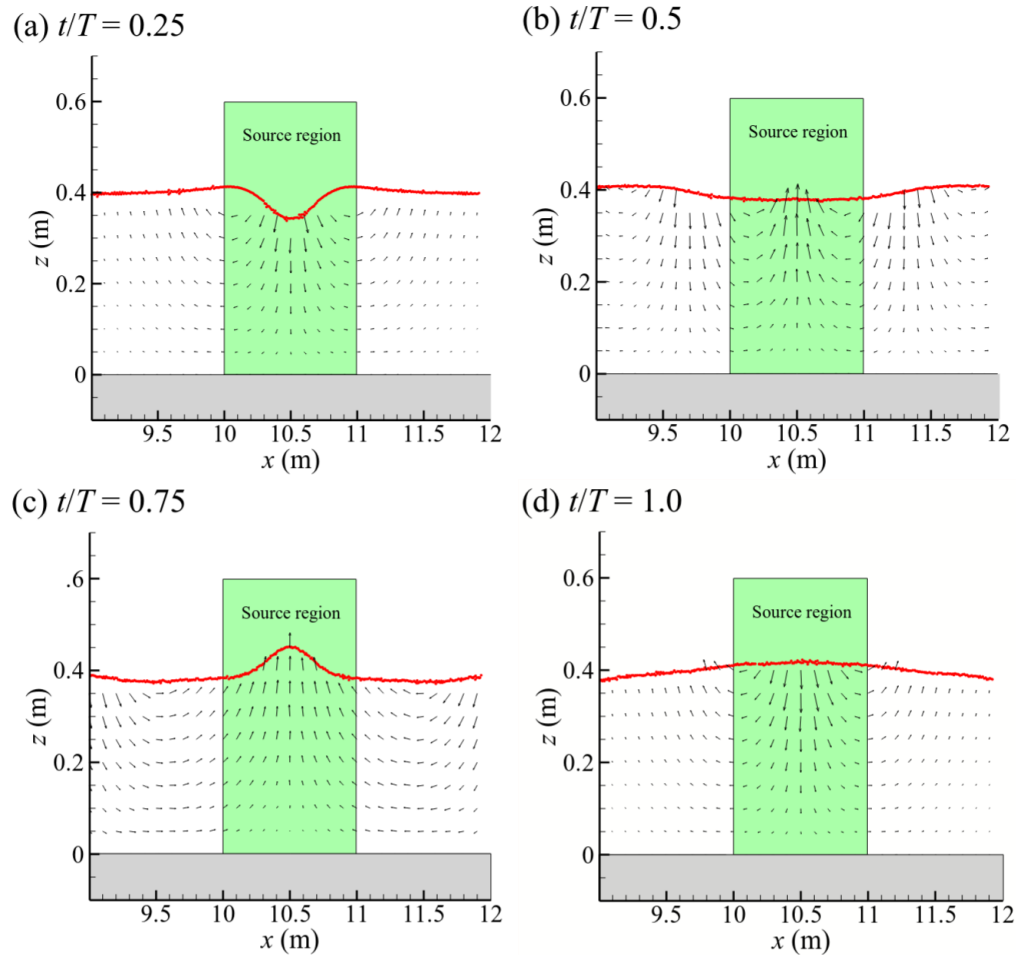


Fig 3.12 Résultats numériques obtenus par Liu *et al.* [Liu *et al.*, 2015].

A partir de la validation faite dans la zone de propagation, la taille des particules est fixée à $\Delta x = 0,0065 m$ et le pas de temps à $\Delta t = 0,001 s$. Un contrôle est fait sur la valeur du nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\Delta t}$. Les deux valeurs du nombre d'itérations entre deux remaillages, $N_{\Delta t} = 100$ et 200 , testées précédemment sont revérifiées dans la zone source.

La figure 3.13 montre les résultats numériques de l'évolution de la surface libre obtenus avec notre méthode ISPH à divergence nulle (en bleu et vert) pour $t/T = 0,25$ (à gauche) et $t/T = 0,75$ (à droite) correspondant à la phase descendante et montante de la surface libre, respectivement. Les deux valeurs du nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\Delta t} = 100$ et 200 sont présentées en bleu et en vert, respectivement. Les étoiles rouges représentent les résultats numériques obtenus par Liu *et al.* Dans la phase descendante à $t/T = 0,25$, le soulèvement de la surface libre au niveau des crêtes ($x = -0,472 m$ et $x = 0,472 m$) est correcte. La forme des crêtes pour les deux valeurs de $N_{\Delta t}$ est très proche de celle obtenue par Liu *et al.* Par contre, la profondeur du creux ($x = 0 m$) est légèrement moins importante que celle obtenue par Liu *et al.* Dans la phase montante à $t/T = 0,75$, les deux valeurs du nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\Delta t}$ testées donnent une forme de la crête et des creux relativement proche de celle obtenue par Liu *et al.* L'abaissement de la surface libre au niveau des creux ($x = -1 m$ et $x = 1 m$) présente le même effet.

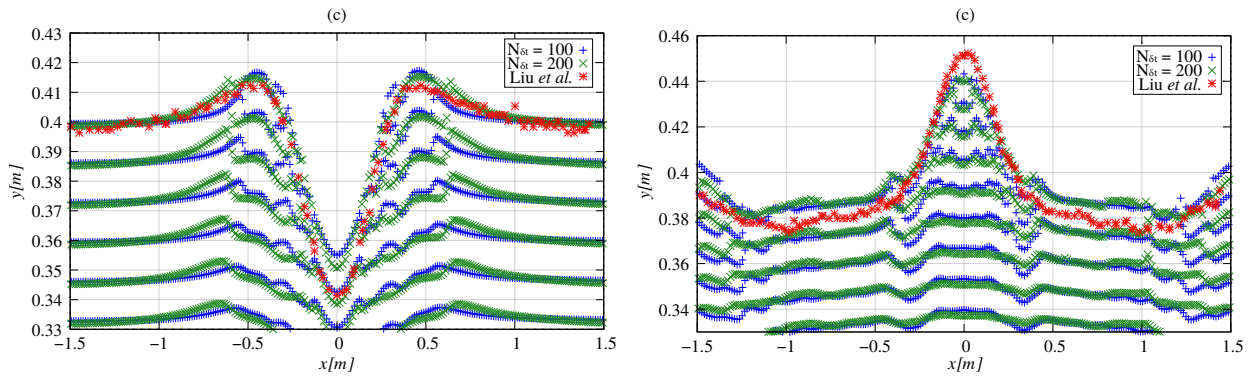


Fig 3.13 Convergence du nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\Delta t}$ sur la surface libre à $t/T = 0,25$ (à gauche) et à $t/T = 0,75$ (à droite).

Pour choisir le bon nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\Delta t}$, l'observation du champ de pression sur le fond du canal numérique est très importante. Les fluctuations de pression au fond du canal numérique dépendent de la disposition spatiale des particules. La figure 3.14 montre la position des particules au fond du canal numérique aux instants $t/T = 0,25$ et $t/T = 0,75$, respectivement. Les étoiles rouges représentent la surface libre obtenue par Liu et al. [Liu et al., 2015]. Les croix bleues et vertes représentent les particules utilisées par notre méthode ISPH à divergence nulle pour deux valeurs du nombre d'itérations entre deux remaillages, respectivement. Les deux valeurs du nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\Delta t} = 100$ et 200 semblent maintenir une distribution uniforme des particules au fond du canal.

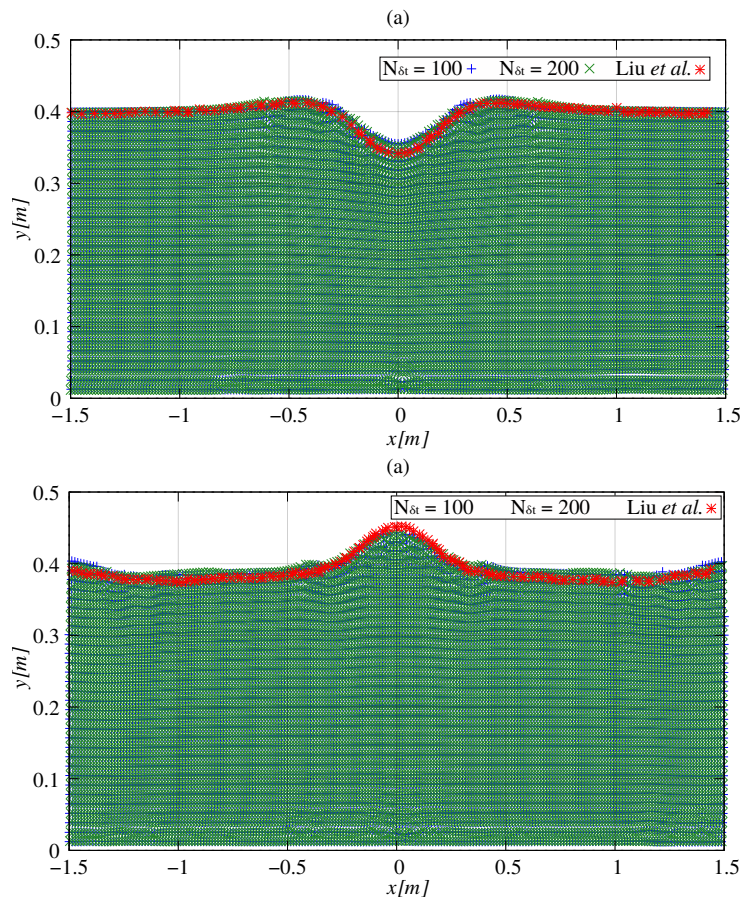


Fig 3.14 Convergence du nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\Delta t}$ sur le fond du canal à $t/T = 0,25$ (à gauche) et à $t/T = 0,75$ (à droite).

Les figures 3.15 et 3.16 montrent le champ de pression pour les quatre instants $t/T = 0,25$, $t/T = 0,5$, $t/T = 0,75$ et $t/T = 1$ obtenu avec le nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\Delta t} = 100$ et 200, respectivement. Pour $N_{\Delta t} = 100$, on n'observe pas d'oscillation numérique sur le champ de pression au fond du canal numérique. Les valeurs de pression sont bien en concordance avec la hauteur d'eau. L'absence d'oscillations numériques est la conséquence d'une distribution uniforme du nuage des particules au voisinage du fond. Pour $N_{\Delta t} = 200$, des oscillations sur le champ de pression s'observent au fond du canal. Cela montre que la valeur du nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\Delta t} = 100$ est optimale pour la précision du calcul. Les vecteurs de vitesse sont aussi correctes, en concordance avec les résultats numériques obtenus par Liu *et al.* (figure 3.12), confirmant ainsi la valeur du nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\Delta t} = 100$. L'intervalle de temps entre deux remaillages est alors de 0,1 s.

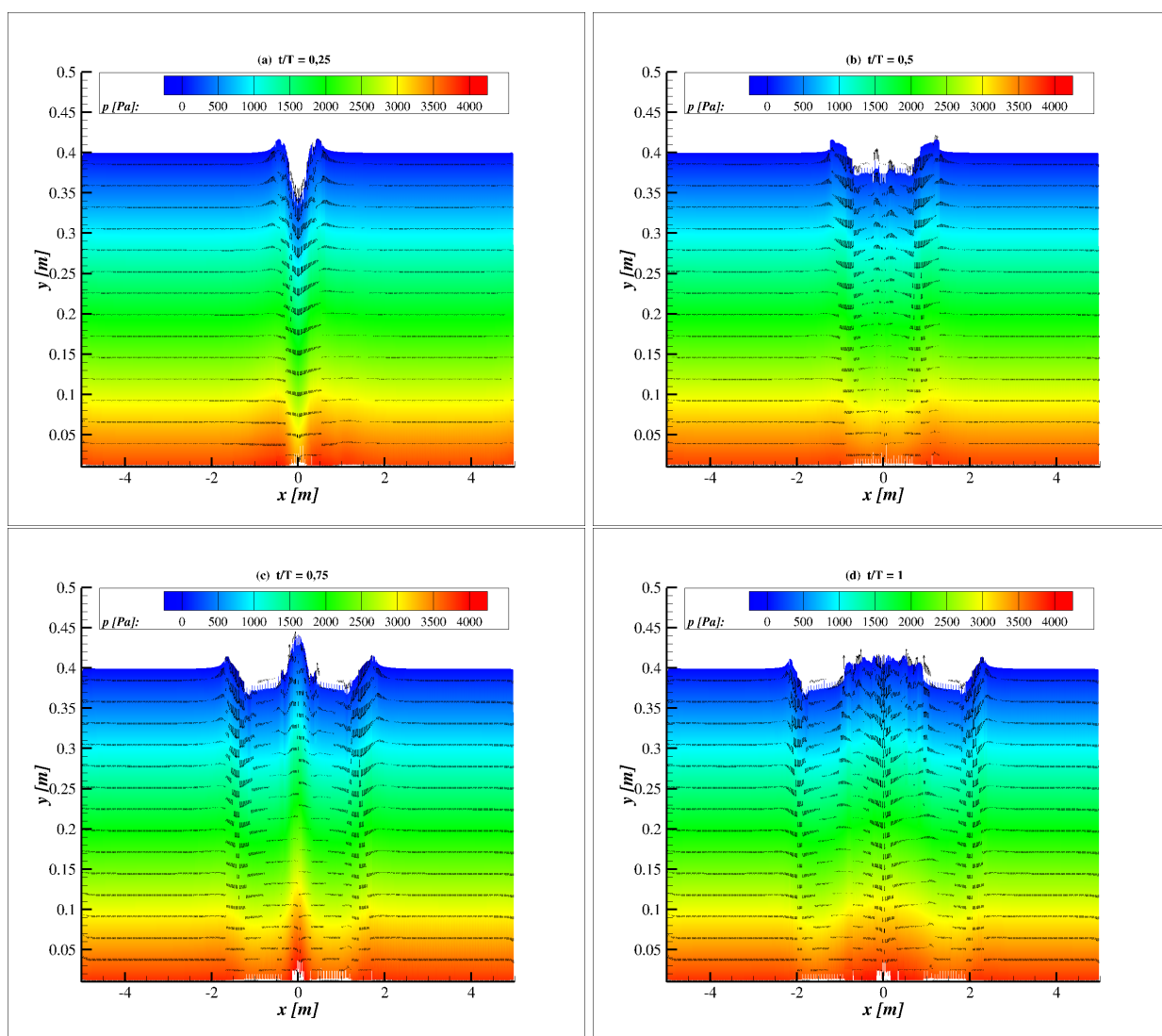


Fig 3.15 Champ de pression pour $N_{\Delta t} = 100$, $\Delta x = 0,0065$ m et $\Delta t = 0,001$ s aux instants $t/T = 0,25$ (a), $t/T = 0,5$ (b), $t/T = 0,75$ (c) et $t/T = 1$ (d).

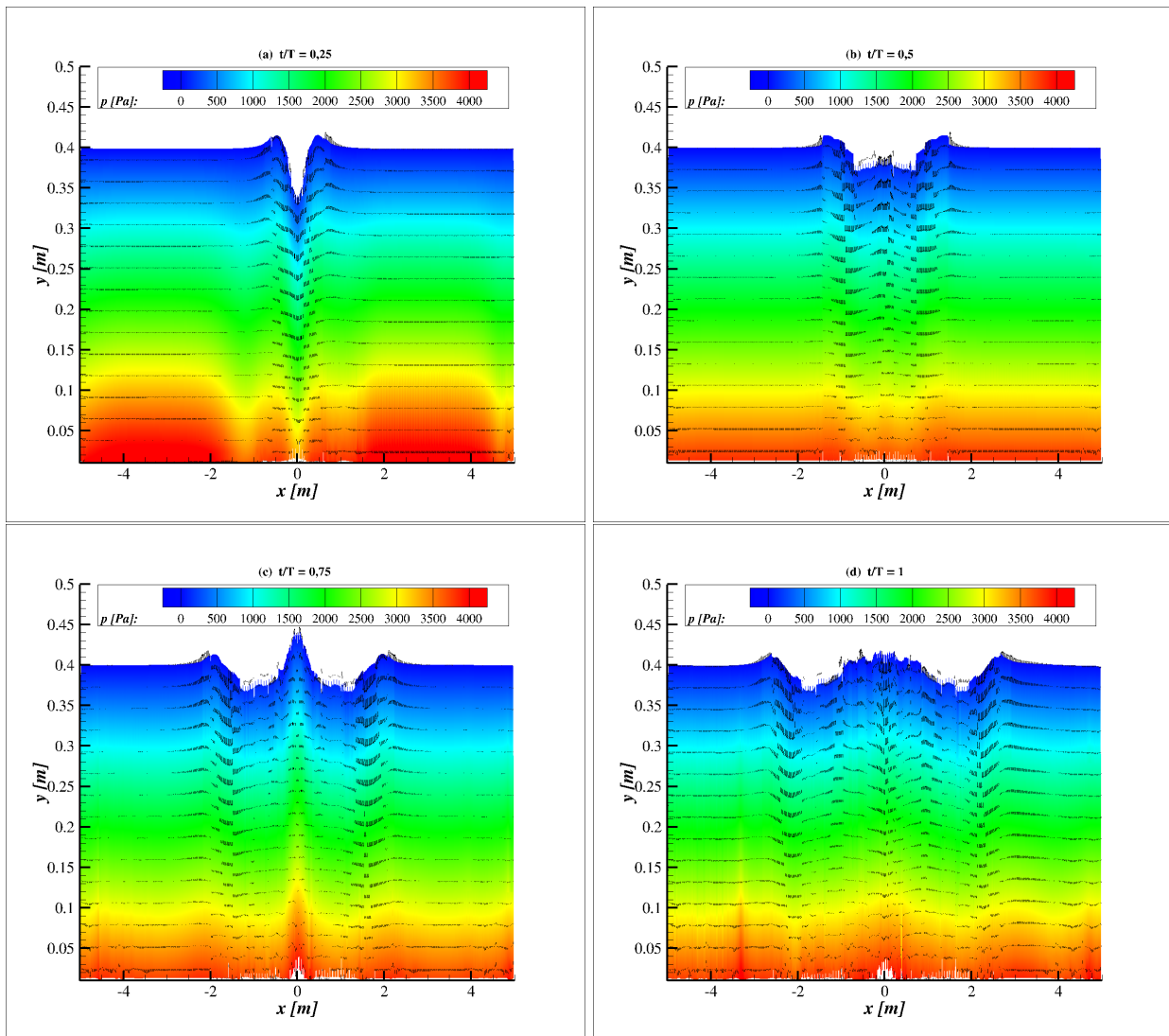


Fig 3.16 Champ de pression pour $N_{\Delta t} = 200$, $\Delta x = 0,0065 \text{ m}$ et $\Delta t = 0,001 \text{ s}$ aux instants $t/T = 0,25$ (a), $t/T = 0,5$ (b), $t/T = 0,75$ (c) et $t/T = 1$ (d).

4 . Interface fluide pur-milieu poreux

La simulation numérique d'un écoulement à l'interface fluide pur-milieu poreux nécessite de résoudre deux systèmes d'équations, les équations de Navier-Stokes pour la zone fluide pur et les équations de Darcy pour la zone milieu poreux. Le couplage de ces deux systèmes d'équations nécessite un traitement particulier des conditions aux limites à l'interface fluide pur-milieu poreux [Bruneau et Mortazavi, 2004, Bruneau et Mortazavi, 2008]. Dans la littérature, il existe trois familles de solutions pour traiter l'interface fluide pur-milieu poreux. La première famille de solutions utilise l'équation de Darcy ou l'équation de Brinkman dans le milieu poreux pour fournir une condition de Dirichlet sur la vitesse pour la zone fluide pur [Wong, 1979, Pangrle *et al.*, 1991, Ochoa-Tapia et Whitaker, 1995, Hanspal *et al.*, 2006, Vignjevic *et al.*, 2006]. La deuxième famille de solutions impose une condition mixte Dirichlet-Neumann sur la vitesse pour la zone fluide pur. Cette deuxième famille de solutions est basée sur les travaux de Beavers et Joseph [Jones, 1973, Beavers et Joseph, 1967, Salinger *et al.*, 1994, Hahn *et al.*, 2002, Das *et al.*, 2002]. La troisième famille est un mixte des deux précédentes où toutes ces conditions sont regroupées dans des conditions dites de raccordement. Cette troisième famille a été proposée par Huang *et al.* [Huang *et al.*, 2003, Huang *et al.*, 2008], en s'inspirant des travaux de Deresiewicz et Skalak [Deresiewicz et Skalak, 1963, Deresiewicz et Rice, 1964].

Pour simuler l'écoulement à l'interface fluide pur-milieu poreux, les méthodes SPH ont choisi une autre solution qui s'apparente à la méthode de pénalisation [Bruneau et Mortazavi, 2004, Bruneau et Mortazavi, 2008]. Cela consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes Brinkmann à la place d'un système composé des équations de Navier-Stokes et de Darcy [Akbari et Namin, 2013, Shao, 2010, Ren *et al.*, 2016, Khayyer *et al.*, 2018, Xu et Jin, 2019]. Les équations de Navier-Stokes Brinkman peuvent être obtenues en prenant la moyenne spatiale des équations de Navier-Stokes dans la zone milieu poreux [Fujisawa et Murakami, 2018]. L'obtention des équations de Navier-Stokes Brinkman est présentée dans les travaux de Bars et Worster en 2006 [Le Bars et Worster, 2006]. Les théorèmes justifiant la moyenne spatiale sont expliqués en détails dans les travaux de Howes et Whitaker [Howes et Whitaker, 1985, Quintard et Whitaker, 1999, Cushman, 2013]. L'avantage de cette solution est qu'elle permet de résoudre l'écoulement simultanément dans les deux zones, fluide pur et milieu poreux, sans avoir à traiter de conditions à l'interface fluide pur-milieu poreux [Bruneau et Mortazavi, 2004, Bruneau et Mortazavi, 2008, Mimeau *et al.*, 2016].

Cependant, les méthodes SPH doivent résoudre un problème de discontinuité de la porosité à l'interface fluide pur-milieu poreux. La taille des particules correspond à un volume d'eau qui dépend de la porosité de la zone où les particules sont placées. Si les particules sont dans la zone fluide pur, la porosité est égale à 1 dans les équations de Navier-Stokes Brinkmann. Si les particules sont dans la zone milieu poreux, cette porosité vaut celle du milieu poreux. La masse de fluide transportée par les particules étant invariante au cours du transport, le volume occupé par une particule sera plus étendu dans la zone poreuse et par conséquent son diamètre aussi. Si la porosité est constante, cela revient à avoir dans le même calcul deux familles de particules de tailles différentes. Cette différence de taille des particules introduit à l'interface fluide pur-milieu poreux une singularité dans l'estimation des grandeurs physiques qui nécessite l'introduction d'une fonction de lissage du noyau [Akbari et Namin, 2013, Ren *et al.*, 2016, Khayyer *et al.*, 2018, Xu et Jin, 2019]. Pour résoudre cette difficulté, les méthodes SPH utilisent la technique de la zone de transition. Cette technique consiste à estimer la valeur de la porosité sur les nœuds de la grille à partir des valeurs de porosité portées par les particules à l'aide de la fonction de lissage du noyau. Cette projection permet d'obtenir une porosité variante de la valeur 1 dans la zone fluide pur à la valeur de porosité de la zone milieu poreux en faisant évoluer cette dernière sur un voisinage limité de la frontière entre les deux zones [Akbari et Namin, 2013, Ren *et al.*, 2016].

L'utilisation d'une grille de transition à l'interface fluide pur-milieu poreux est le résultat d'une calibration numérique qui n'est pas basée sur des justifications physiques et mathématiques. Une autre solution est de construire une fonction de lissage du noyau pouvant prendre en compte des tailles différentes des particules. Dans les méthodes SPH, le développement de Taylor appliqué à l'estimation des grandeurs physiques et de leurs dérivées est une technique classique pour améliorer la précision des calculs [Zhang *et al.*, 2017a, Zhang *et al.*, 2018b, Liu et Zhang, 2019]. Dans cette thèse, nous proposons une variante à ces différentes méthodes SPH. Comme cela a été proposé par Beaudoin *et al.* [Beaudoin *et al.*, 2003], le développement de Taylor est appliqué directement à la fonction de lissage du noyau et non aux grandeurs physiques et à leurs dérivées. L'écriture du développement de Taylor de la fonction de lissage du noyau fait apparaître des termes, appelés moments, tenant compte de la taille des particules.

Après avoir redonné les équations d'écoulement traitées avec notre méthode ISPH à divergence nulle optimisée, le chapitre 4 donne la construction du développement de Taylor de la fonction de lissage du noyau pour traiter la singularité provoquée par la différence des tailles des particules dans l'estimation des grandeurs physiques à l'interface fluide pur-milieu poreux. Cette amélioration est comparée à la technique de la zone de transition au travers l'étude de l'infiltration d'un écoulement dans une structure poreuse à partir d'une rupture de barrage. Elle est également comparée à des solutions analytiques donnant les valeurs des coefficients de réflexion et transmission dans le cas d'un soliton impactant une paroi verticale poreuse [Goda et Suzuki, 1977, Nallayarasu *et al.*, 1995, Chang *et al.*, 2002].

4.1 Construction du modèle numérique

4.1.1 Équations d'écoulement

En 2010, Shao a proposé d'adapter le travail réalisé par Huang *et al.* en 2003 sur le traitement de l'interface fluide pur-milieu poreux à la méthode ISPH à densité invariante. Huang *et al.* résolvent les équations de Navier-Stokes dans la zone fluide pur et les équations Navier-Stokes Brinkman dans la zone milieu poreux avec la méthode eulérienne dite des Volumes Finies [Huang *et al.*, 2003, Huang *et al.*, 2008, Shao, 2010]. Dans ce travail, Huang *et al.* considèrent que l'écoulement à l'interface fluide pur-milieu poreux est laminaire. La turbulence est alors négligée. Antérieurement au travail de Huang *et al.*, Liu *et al.* en 1999 avaient proposé de résoudre avec la méthode Volumes Finis le même système d'équations en y ajoutant un terme de turbulence uniquement dans la zone fluide pur. Ce terme de turbulence est donné par le modèle de turbulence $\kappa - \epsilon$ [Liu *et al.*, 1999]. En 2002, Hsu *et al.* a introduit ce terme de turbulence dans la zone milieu poreux [Hsu *et al.*, 2002]. En 2016, Wen et Ren ont adapté ces travaux à la méthode WCSPH [Ren *et al.*, 2016]. Dans ce travail de thèse, nous avons fait la même hypothèse d'écoulement laminaire que celle de Huang *et al.* [Huang *et al.*, 2003, Huang *et al.*, 2008] car le modèle de turbulence $k - \epsilon$ est construit à partir des moyennes temporelles de la vitesse, et non des moyennes spatiales ; la simple transposition de l'une à l'autre ne nous a pas semblé acceptable.

Dans la zone fluide pur, les équations de Navier-Stokes qui décrivent l'écoulement sont exprimées comme :

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{u}_w = 0, \quad (4.1)$$

$$\frac{d\mathbf{u}_w}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + g + \nu \nabla^2 \mathbf{u}_w \quad (4.2)$$

avec \mathbf{u}_w la vitesse de l'écoulement dans la zone fluide pur. Dans la zone milieu poreux, les équations de Navier-Stokes Brinkman qui décrivent l'écoulement sont exprimées avec le même formalisme SPH :

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{u}_d = 0, \quad (4.3)$$

$$\frac{d\mathbf{u}_d}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + g + \nu\nabla^2\mathbf{u}_d - \frac{\nu n_w}{K_p}\mathbf{u}_d - \frac{C_f n_w^2}{\sqrt{K_p}}\mathbf{u}_d|\mathbf{u}_d| \quad (4.4)$$

avec \mathbf{u}_d la vitesse d'écoulement moyenne ou de Darcy dans le milieu poreux. Les deux vitesses, \mathbf{u}_w et \mathbf{u}_d , sont reliées par la porosité n_w , $\mathbf{u}_d = \mathbf{u}_w/n_w$. K_p et C_f représentent la perméabilité et le coefficient de résistance non-linéaire du milieu poreux, respectivement. Les forces de résistance agissant sur les particules par le milieu poreux sont imposées par les deux derniers termes de l'équation ci-dessus, correspondant respectivement aux coefficients linéaires et non-linéaires. Le terme linéaire (Darcy) régit le flux à faible nombre de Reynolds et le terme non-linéaire (Forchheimer) est lié au flux aux valeurs du nombre de Reynolds plus importantes [Sollitt et Cross, 1973, Forchheimer, 1901].

Plusieurs expressions empiriques pour le calcul de la perméabilité intrinsèque K_p et du coefficient de résistance non-linéaire C_f peuvent être trouvées dans la littérature, comme celles d'Arbhabhirama *et al.* (1973), de McDougal (1993), de Chwang *et al.* (1998), de Liu *et al.* (1999) et de Huang *et al.* (2008) [Arbhabhirama et Dinoy, 1973, McDougal, 1993, Chwang et Chan, 1998, Liu *et al.*, 1999, Huang *et al.*, 2008]. Elles sont calibrées en fonction d'essais expérimentaux où la forme et le diamètre des sédiments d_{50} sont variés, ainsi que la porosité et le nombre de Reynolds de l'écoulement dans le milieu poreux. Dans ce travail, les expressions proposées par Arbhabhirama et Dinoy *et al.* seront utilisées [Arbhabhirama et Dinoy, 1973, McDougal, 1993] :

$$K_p = 1,643 \times 10^{-7} \left[\frac{d}{d_0} \right]^{1,57} \frac{n_w^3}{(1 - n_w)^2}, \quad (4.5)$$

$$C_f = 100 \left[d \left(\frac{n_w}{K_p} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{-1,5} \quad (4.6)$$

où d et d_0 sont respectivement le diamètre du matériau poreux et le diamètre de référence, avec $d_0 = 0,1\text{mm}$. Ce sont des expressions empiriques qui ont été utilisées dans les études de Huang *et al.* et de Shao [Huang *et al.*, 2003, Huang *et al.*, 2008, Shao, 2010]. Dans l'équation de la perméabilité intrinsèque, d et d_0 doivent être introduits en mm . Dans l'équation du coefficient de résistance non-linéaire, d doit être introduit en m .

Dans le but d'unifier la résolution des équations de Navier-Stokes dans la zone fluide pur et des équations de Navier-Stokes Brinkman dans la zone milieu poreux sans écrire de conditions aux limites à l'interface fluide pur-milieu poreux, nous utilisons ici l'écriture de ces deux types d'équations proposée par Akbari et Namin en 2013 [Akbari et Namin, 2013]. Elle se base sur une extension de la loi de Darcy vers l'équation de conservation de mouvement des écoulements dans des milieux poreux, proposée par Vafai *et al.* en 1981 [Vafai et Tien, 1981] :

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{u}_p = 0, \quad (4.7)$$

$$C_r \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + g + \nu\nabla^2\mathbf{u}_p - \frac{\nu n_w}{K_p}\mathbf{u}_p - \frac{C_f n_w^2}{\sqrt{K_p}}\mathbf{u}_p|\mathbf{u}_p| \quad (4.8)$$

où \mathbf{u}_p est la vitesse d'écoulement des particules qui est reliée à la vitesse de Darcy par la relation $\mathbf{u}_d = n_w \mathbf{u}_p$ et C_r est le coefficient d'inertie empirique défini comme [Van Gent, 1995] :

$$C_r = 1 + \frac{1 - n_w}{n_w} \gamma \quad \text{avec } \gamma = 0,34. \quad (4.9)$$

Dans la zone fluide pur, la porosité n_w vaut 1. Dans le cas contraire, n_w est donnée par la porosité du milieu poreux. Ainsi, dans la zone fluide pur, le coefficient d'inertie C_r et les coefficients empiriques $\nu n_w/K_p$ et $C_f n_w^2/\sqrt{K_p}$ sont alors égaux à 1 et 0, respectivement et les deux équations précédentes deviennent les équations de Navier-Stokes.

4.1.2 Formulation SPH

Les différentes étapes de la méthode ISPH à divergence nulle décrites dans la section 1.4.1, compte tenu du fluide pur et du milieu poreux, sont redéfinies comme suit :

1. Les positions des particules \mathbf{r}^n sont avancées avec les vitesses \mathbf{u}_p^n aux positions \mathbf{r}^* :

$$\mathbf{r}^* = \mathbf{r}^n + \mathbf{u}_p^n \Delta t. \quad (4.10)$$

2. Les vitesses intermédiaires \mathbf{u}_p^* sont calculées aux positions \mathbf{r}^* en considérant uniquement les forces visqueuses et massiques de l'équation de quantité de mouvement :

$$\mathbf{u}_p^* = \mathbf{u}_p^n + \frac{1}{C_r^n} \left(\nu \nabla^2 \mathbf{u}_p + g - \frac{\nu n_w}{K_p} \mathbf{u}_p - \frac{C_f n_w^2}{\sqrt{K_p}} \mathbf{u}_p |\mathbf{u}_p| \right)^n \Delta t. \quad (4.11)$$

3. Les pressions p^{n+1} sont calculées à partir de l'équation de Poisson :

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{C_r \rho_w} \nabla p^{n+1} \right) = \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}_p^*}{\Delta t}. \quad (4.12)$$

4. Les vitesses \mathbf{u}_p^{n+1} sont obtenues par la projection des vitesses intermédiaires \mathbf{u}_p^* et le gradient de pression est ajouté pour obtenir un champ de vitesse à divergence nulle :

$$\mathbf{u}_p^{n+1} = \mathbf{u}_p^* - \frac{1}{C_r^n} \frac{\nabla p_i^{n+1}}{\rho_w} \Delta t. \quad (4.13)$$

5. Les positions des particules sont avancées dans le temps :

$$\mathbf{r}^{n+1} = \mathbf{r}^n + \left(\frac{\mathbf{u}_p^{n+1} + \mathbf{u}_p^n}{2} \right) \Delta t. \quad (4.14)$$

4.1.3 Traitement de la discontinuité de la porosité

4.1.4 Technique de la zone de transition

En 1964, Deresiewicz et Skalak ont proposé comme conditions aux limites à l'interface fluide pur-milieu poreux des conditions de raccordement sur les grandeurs physiques [Deresiewicz et Skalak, 1963, Deresiewicz et Rice, 1964] :

$$u_w = n_w u_p \quad \text{et} \quad v_w = n_w v_p, \quad (4.15)$$

$$(n_i \sigma_{ij} n_j)_w = (n_i \sigma_{ij} n_j)_p, \quad (4.16)$$

$$(\tau_i \sigma_{ij} n_j)_w = (\tau_i \sigma_{ij} n_j)_p \quad (4.17)$$

avec σ_{ij} un élément du tenseur des contraintes, n_i et τ_i les composantes des vecteurs unitaires normal et tangentiel à l'interface fluide pur-milieu poreux. Pour un problème 2D, les deux dernières conditions aux limites peuvent être simplifiées sous les formes suivantes [Huang *et al.*, 2003, Huang *et al.*, 2008] :

$$\left(-p + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right)_w = \left(-p + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right)_p, \quad (4.18)$$

$$\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)_p \quad (4.19)$$

où les indices w et p représentent les quantités physiques des particules placées dans la zone fluide pur et la zone milieu poreux, respectivement.

Pour implémenter ces conditions de raccordement sur les grandeurs physiques, Shao a proposé une grille de transition placée à l'interface fluide pur-milieu poreux en 2010. Cette grille a un pas spatial égal à la taille des particules. Les grandeurs physiques sont estimées sur les nœuds de la grille à l'aide de la fonction de lissage du noyau. Cette projection permet d'obtenir les grandeurs physiques de l'écoulement dans la zone milieu poreux qui deviennent les conditions aux limites pour les grandeurs physiques de l'écoulement dans la zone fluide pur. Pendant la phase prédictive des méthodes ISPH, les conditions aux limites, équation 4.15 et équation 4.19, servent à corriger le déplacement des particules présentes dans la zone fluide pur et proches de l'interface fluide pur-milieu poreux. Pendant la phase de correction des méthodes ISPH, l'équation 4.18 est utilisée pour définir la condition aux limites de pression pour le problème de Poisson [Shao, 2010].

En alternative à la méthode précédente proposée par Shao, Akbari et Namin ont proposé de résoudre sous une forme unifiée les équations de Navier-Stokes dans la zone fluide pur et les équations Navier-Stokes Brinkman dans la zone milieu poreux (voir Éq. (4.7) et (4.8)). Cependant, ils gardent la grille de transition pour résoudre le problème de discontinuité de la porosité à l'interface fluide pur-milieu poreux. Sur les nœuds de la grille de transition, la valeur de la porosité est estimée à l'aide de la fonction de lissage du noyau. Cela permet d'avoir une valeur de la porosité qui varie graduellement entre 1 dans la zone fluide pur et n_w dans la zone milieu poreux (voir fig. 4.1). La discontinuité de la porosité est ainsi étalée. La discontinuité en deux mailles successives est ramenée à une valeur acceptable pour ne pas compromettre la stabilité et la précision des calculs. En 2016, Ren et Wen ont utilisée la même technique de la zone de transition pour la méthode WCSPH. La longueur de la zone de transition conditionne la précision du calcul des quantités physiques dans l'interface fluide pur-milieu poreux. Elle est prise à quatre fois la longueur de lissage du noyau par Akbari et Namin [Akbari et Namin, 2013] et à une fois la longueur de lissage du noyau par Ren et Wen [Ren *et al.*, 2016].

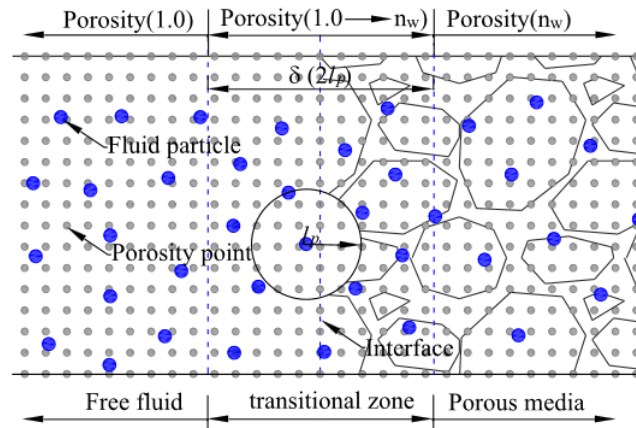


Fig 4.1 Schéma de la zone de transition proposée par Ben *et al.* pour la méthode WCSPH [Ren *et al.*, 2016].

4.1.5 Développement de Taylor de la fonction de lissage du noyau

Dans les méthodes SPH, l'application du développement de Taylor sur l'approximation des quantités physiques et de leurs dérivées est une technique classique pour augmenter la précision des schémas d'approximation (voir Éq. (1.23) dans le chapitre 1) [Zhang *et al.*, 2017a, Liu et Zhang, 2019, Zhang *et al.*, 2018b]. Dans la littérature, il existe quatre méthodes basées sur cette technique : NDA (Normalization for the Divergence Approximation) [Randles et Libersky, 1996], CSPH (Corrected Smoothed Particle Hydrodynamics) [Shao *et al.*, 2012], FPM (Finite Particle Method) [Liu *et al.*, 2005] et KGF SPH (Kernel Gradient Free SPH) [Huang *et al.*, 2015]. Dans ce travail de thèse, nous proposons une variante à ces différentes méthodes. Nous appliquons le développement de Taylor sur la fonction de lissage du noyau W , et pas sur la quantité physique f comme cela est proposée dans la littérature (voir Éq. (1.1) dans le chapitre 1). L'expression du développement de Taylor à l'ordre 3 de la fonction de lissage du noyau W par rapport à la position \mathbf{r}_j de la particule P_j est donnée par :

$$W(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \sum_{\alpha_1 + \alpha_2 \leq 2} \frac{(-1)^{\alpha_1 + \alpha_2}}{\alpha_1! \alpha_2!} \frac{\partial^{\alpha_1 + \alpha_2} W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)}{\partial x^{\alpha_1} \partial y^{\alpha_2}} (x - x_j)^{\alpha_1} (y - y_j)^{\alpha_2} + O(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|^3) \quad (4.20)$$

où α_1 et α_2 sont les ordres du développement de Taylor vérifiant la relation $\alpha_1 + \alpha_2 \leq 2$. Cette expression a été donnée dans le travail de Beaudoin *et al.*, portant sur la construction d'une méthode lagrangienne dite méthode des moments [Beaudoin *et al.*, 2002, Beaudoin *et al.*, 2003]. Pour appliquer le développement de Taylor sur la fonction de lissage du noyau W , nous utilisons l'équation 1.1 du chapitre 1, permettant d'estimer à la position \mathbf{r}_i de la particule P_i une grandeur physique f portée par les particules P_j de position \mathbf{r}_j , dont une approximation est donnée par :

$$f(\mathbf{r}_i) \approx \sum_j \int_{\sigma_j} f(\mathbf{r}') W(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\Omega \quad (4.21)$$

où σ_j représente le support de la particule P_j . Dans cette expression, en remplaçant la fonction de lissage du noyau $W(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ par son développement de Taylor donné par l'équation 4.20, la fonction de lissage du noyau W et ses dérivées peuvent être extraites de l'intégrale et les seuls termes à estimer sont notés $M_{\alpha_1 \alpha_2}^j$. Les termes $M_{\alpha_1 \alpha_2}^j$, appelés moments d'ordres α_1 et α_2 , sont donnés par :

$$M_{\alpha_1 \alpha_2}^j = \int_{\sigma_j} f(\mathbf{r}') (x - x_j)^{\alpha_1} (y - y_j)^{\alpha_2} d\Omega. \quad (4.22)$$

L'estimation de la quantité physique f à la position \mathbf{r}_i de la particule P_i devient alors :

$$f(\mathbf{r}_i) \approx \sum_j M_{00}^j W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) + \frac{1}{2} M_{02}^j \frac{\partial^2 W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{\partial^2 y} + \frac{1}{2} M_{20}^j \frac{\partial^2 W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{\partial^2 x}. \quad (4.23)$$

Comme le support des particules est un disque de diamètre Δx , les moments d'ordre inférieur à 2 sont donnés par $M_{00}^j = \pi \Delta x^2 / 4 f(\mathbf{r}_j)$, $M_{10}^j = M_{01}^j = 0$ et $M_{20}^j = M_{02}^j = \pi \Delta x^4 / 64 f(\mathbf{r}_j)$.

4.2 Validation

La validation de l'implémentation du développement de Taylor de la fonction de lissage du noyau W dans notre méthode ISPH optimisée est réalisée au travers de deux benchmarks. Dans le premier benchmark, nous simulons l'infiltration d'un écoulement dans une structure poreuse à partir d'une rupture de barrage. Nos résultats numériques sont comparés à ceux obtenus par Liu *et al.* [Liu *et al.*, 1999] qui utilisent la méthode des volumes finis et par Pahar et Dhar [Pahar et Dhar, 2016] qui utilisent la méthode ISPH à divergence nulle avec la technique de la grille de transition. Dans le deuxième benchmark, nous simulons l'impact d'un soliton sur une structure poreuse suivie d'une paroi imperméable. Nos résultats numériques sont comparés aux solutions analytiques donnant les valeurs des coefficients de réflexion C_R du soliton [Liu et Li, 2013, Yu et Chwang, 1994, Twu *et al.*, 2002].

4.2.1 Infiltration dans une structure poreuse

La géométrie du premier benchmark a été proposée par Liu *et al.* en 1999 [Liu *et al.*, 1999]. Cette géométrie est un canal au centre duquel une structure poreuse de forme rectangulaire est placée. Un réservoir d'eau est positionné à l'amont de la structure poreuse et une hauteur d'eau au repos remplit le fond du canal (voir fig. 4.2). Le canal a une longueur de $0,9\text{ m}$ et une hauteur de $0,2\text{ m}$. La structure poreuse a une longueur de $0,29\text{ m}$ et une hauteur de $0,37\text{ m}$. Elle est positionnée à l'abscisse $x = 0,3\text{ m}$. Elle est remplie de billes de verre dont le diamètre médian est $d_{50} = 0,003\text{ m}$. Sa porosité vaut $0,39$. Le réservoir d'eau est un rectangle de longueur $0,28\text{ m}$ et de hauteur $0,15\text{ m}$. La hauteur de l'eau au repos dans le fond du canal est de $0,02\text{ m}$. Pour ce benchmark, Liu *et al.* ont réalisé des simulations numériques avec la méthode des volumes finis. Cette géométrie a été reprise par Pahar et Dhar en 2016 pour tester l'utilisation de la technique de la grille de transition dans la méthode ISPH à divergence nulle.

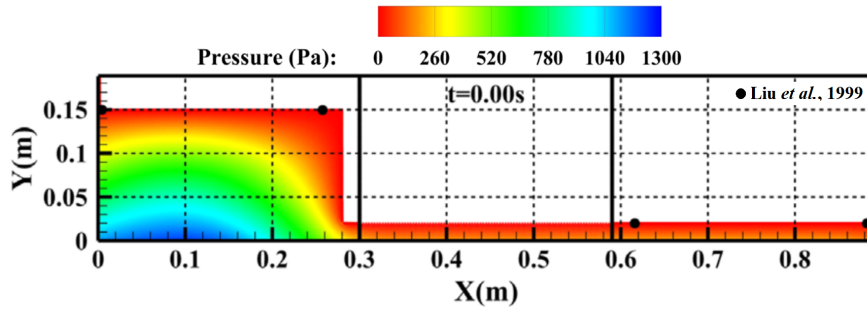


Fig 4.2 Champ de pression obtenu par Pahar et Dhar [Pahar et Dhar, 2016] et surface libre obtenue par Liu *et al.* (points noirs) [Liu *et al.*, 1999] à l'état initial $t = 0\text{ s}$.

Dans notre modèle numérique, le nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\delta t}$ est fixé à 100, le pas de temps Δt à $0,001\text{ s}$ et la taille des particules Δx à $0,005\text{ m}$. L'intervalle de temps entre deux remaillages est alors de $0,1\text{ s}$. Ce jeu de paramètres est bien en concordance avec l'étude paramétrique présenté dans les chapitres précédents. Pour réaliser leurs simulations numériques, Pahar et Dhar ont utilisé des particules de taille $\Delta x = 0,002\text{ m}$. Ils ont fixé leur pas de temps à l'aide de la condition CFL (Éq. 2.4). Ils n'ont pas utilisé de technique de remaillage.

Dans un premier temps, nos résultats numériques sont comparés à ceux de Liu *et al.* pour la surface libre et à ceux de Pahar et Dhar pour le champ de pression. Les figures 4.3, 4.5 et 4.7 représentent les résultats numériques de Pahar et Dhar pour le champ de pression (isocouleurs) et les résultats numériques de Liu *et al.* pour la surface libre (points noirs), à trois instants, $t = 0, 4\text{ s}$, $0,8\text{ s}$ et $1,2\text{ s}$, respectivement. Les figures 4.4, 4.6 et 4.8 représentent aux mêmes instants les résultats obtenus par notre modèle numérique sur le champ de pression et la surface libre. Sur ces figures, les étoiles rouges représentent les résultats numériques de Liu *et al.* sur la surface libre.

On peut observer sur toutes les figures 4.4, 4.6 et 4.8 que la distribution spatiale des particules reste uniforme, que les particules ne sont pas bloquées à l'interface fluide pur-milieu poreux et que les particules s'infiltrent correctement dans la structure poreuse. Cela montre par le fait que le développement de Taylor à l'ordre 2 de la fonction de lissage du noyau W a permis de traiter le problème de discontinuité de la porosité à l'interface fluide pur-milieu poreux. Comme la distribution spatiale des particules ne présente pas de perturbations, le champ de pression ne présente pas non plus d'oscillations.

On peut observer sur toutes les figures 4.4, 4.6 et 4.8 que notre modèle numérique reproduit correctement la dynamique de l'écoulement. On constate comme Pahar et Dhar que la pression calculée présente une distribution hydrostatique. A l'instant $t = 0,4\text{ s}$, on observe que la pression

augmente à l'interface fluide pur-milieu poreux. Comme l'ont expliqué Pahar et Dhar, cet accroissement de pression est provoqué par un ralentissement des particules s'approchant de l'interface fluide pur-milieu poreux, car à cause de la perméabilité de la structure poreuse la vitesse de l'écoulement est plus faible dans le milieu poreux que dans le fluide pur.

On peut observer sur toutes les figures 4.4, 4.6 et 4.8 que notre modèle numérique reproduit globalement l'évolution temporelle de la surface libre à la fois dans la zone fluide pur et dans la zone milieu poreux. Cependant, à partir de l'instant $t = 0,8 s$, un décalage vertical apparaît sur la surface libre entre les résultats numériques obtenus avec notre modèle numérique et ceux obtenus par Liu *et al.*. Ce décalage n'est pas produit par le développement de Taylor à l'ordre 2 de la fonction de lissage du noyau W . Il est généré par la technique de remaillage qui en redistribuant le nuage des particules sur une grille uniforme introduit progressivement une ligne des particules au voisinage de la surface libre. Pour éviter ce problème, lors du remaillage, un traitement d'anti-diffusion spécifique devrait être mis en place en considérant la surface libre comme une paroi.

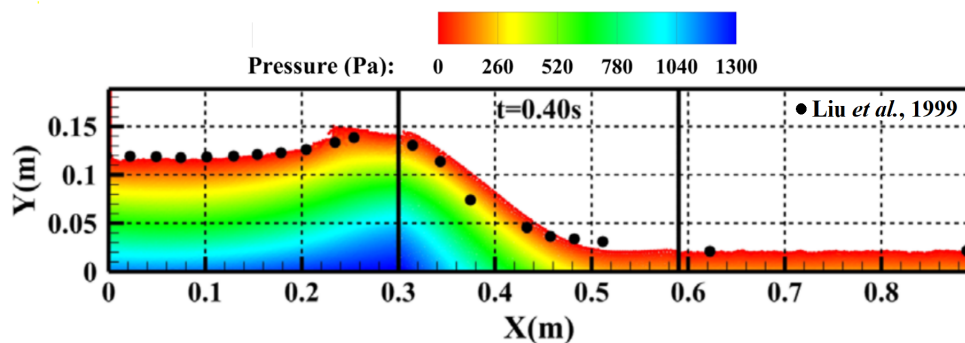


Fig 4.3 Champ de pression obtenu par Pahar et Dhar [Pahar et Dhar, 2016] et surface libre obtenue par Liu *et al.* (points noirs) [Liu *et al.*, 1999] à l'instant $t = 0,4 s$.

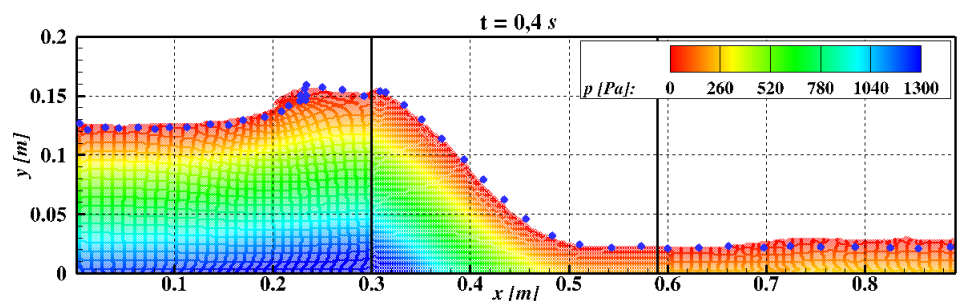


Fig 4.4 Champ de pression à l'instant $t = 0,4 s$ obtenu avec le développement de Taylor à l'ordre 2 sur la fonction de lissage du noyau (Points bleus : surface libre obtenue par Pahar et Dhar [Pahar et Dhar, 2016]).

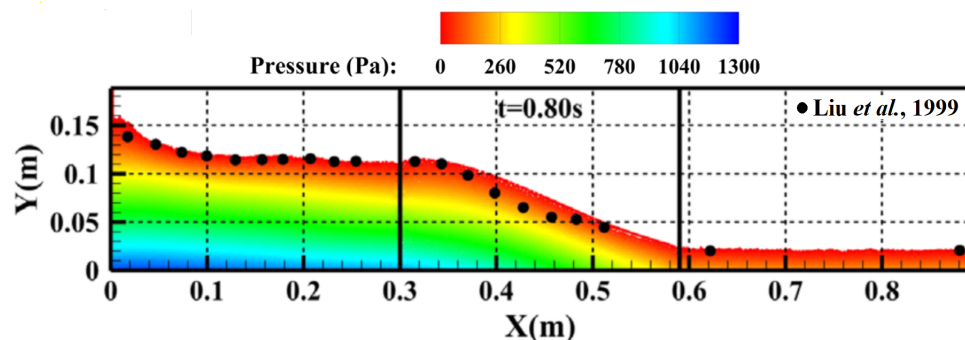


Fig 4.5 Champ de pression obtenu par Pahar et Dhar [Pahar et Dhar, 2016] et surface libre obtenue par Liu *et al.* (points noirs) [Liu *et al.*, 1999] à l'instant $t = 0,8 s$.

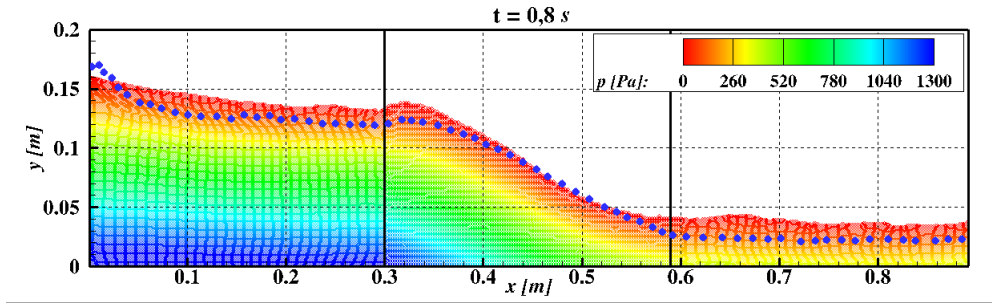


Fig 4.6 Champ de pression à l'instant $t = 0,8 s$ obtenu avec le développement de Taylor à l'ordre 2 sur la fonction de lissage du noyau (Points bleus : surface libre obtenue par Pahar et Dhar [Pahar et Dhar, 2016]).

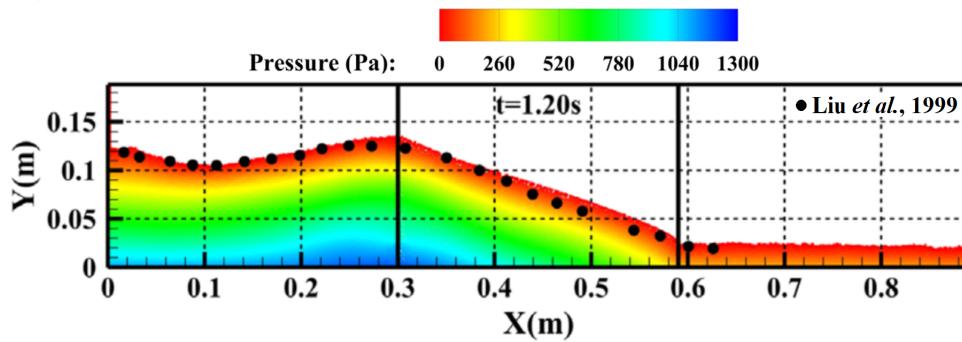


Fig 4.7 Champ de pression obtenu par Pahar et Dhar [Pahar et Dhar, 2016] et surface libre obtenue par Liu *et al.* (points noirs) [Liu *et al.*, 1999] à l'instant $t = 1,2 s$.

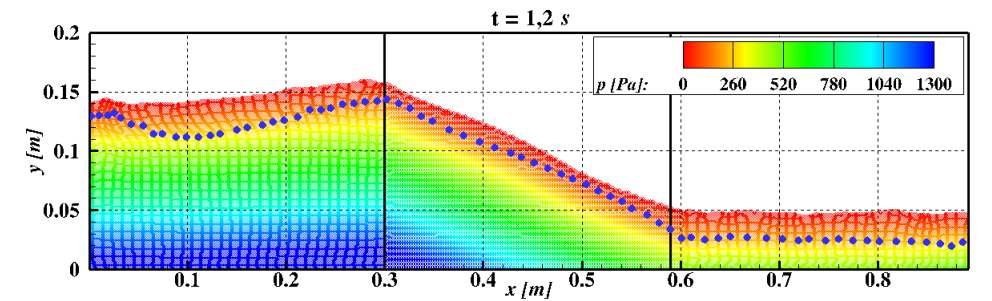


Fig 4.8 Champ de pression à l'instant $t = 1,2 s$ obtenu avec le développement de Taylor à l'ordre 2 sur la fonction de lissage du noyau (Points bleus : surface libre obtenue par Pahar et Dhar [Pahar et Dhar, 2016]).

Dans un deuxième temps, nos résultats numériques sont comparés à ceux de Pahar et Dhar pour le champ de la composante horizontale de la vitesse de l'écoulement. Les figures 4.9 et 4.10 montrent le champ de la composante horizontale u_x de la vitesse à l'instant $t = 0,2 s$ (a) et $0,4 s$ (b), obtenu par Pahar et Dhar et notre modèle numérique, respectivement. Dans ces figures, un zoom sur la zone encadrée est montré sur la figure 4.11 et 4.12 pour Pahar et Dhar, et notre modèle numérique respectivement. À l'instant $t = 0,2 s$, la composante horizontale u_x de la vitesse présente des valeurs positives proche de l'interface fluide pur-milieu poreux. Ces valeurs positives sont très élevées dans la zone fluide pur et de moindre importance dans la zone milieu poreux. Cela montre que le réservoir d'eau se vidange dans la structure poreuse. On observe un affaissement du niveau d'eau du réservoir et une zone d'infiltration de l'eau dans la structure poreuse. À l'instant $t = 0,4 s$, à cause d'une

porosité inférieure à 1 dans la structure poreuse, l'écoulement de l'eau est freiné à l'interface fluide pur-milieu poreux. Cela s'observe par une élévation de la surface libre et un changement de direction de l'écoulement à l'interface fluide pur-milieu poreux.

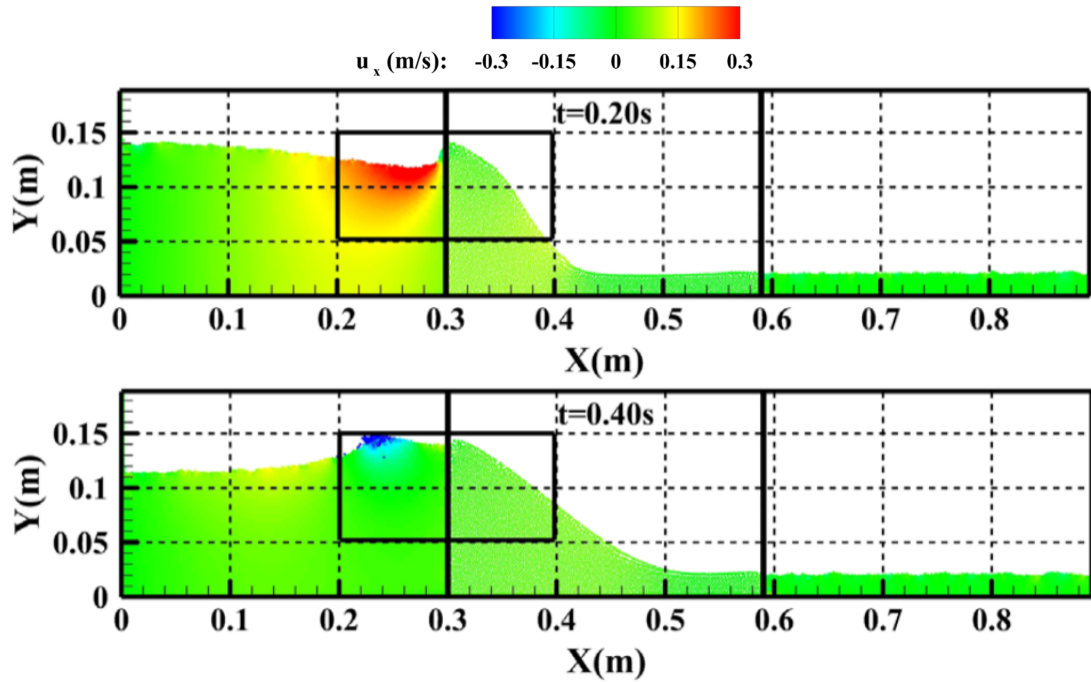


Fig 4.9 Champ de la composante horizontale u_x de la vitesse à $t=0,2s$ (a) et $0,4s$ (b) obtenu numériquement par Pahar et Dhar [Pahar et Dhar, 2016].

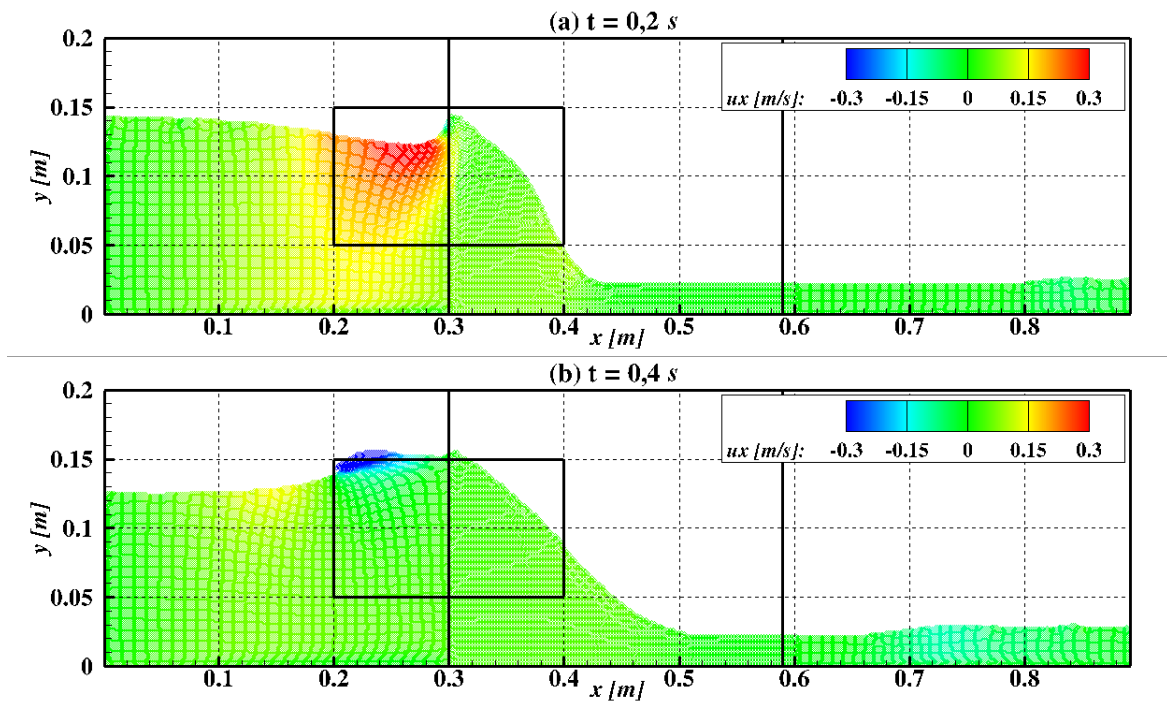


Fig 4.10 Champ de la composante horizontale u_x de la vitesse à $t=0,2s$ (a) et $0,4s$ (b) obtenu avec le développement de Taylor à l'ordre 2 sur la fonction de lissage du noyau.

Dans les figures 4.11 et 4.12, le zoom représente le champ des vitesses d'écoulement proche de l'interface fluide pur-milieu poreux aux instants $t = 0,2 s$ (a) et $t = 0,4 s$ (b), obtenu par Pahar et Dhar et par le développement de Taylor à l'ordre 2 de la fonction de lissage du noyau, respectivement. Le zoom permet de montrer que les deux méthodes, zone de transition et développement de Taylor à l'ordre 2 de la fonction de lissage du noyau, redonnent la même dynamique de l'écoulement d'une infiltration d'eau dans une structure poreuse à partir d'un réservoir d'eau au repos. Le zoom permet également de vérifier que la continuité du champ de vitesse est bien assurée avec la méthode de développement de Taylor à l'ordre 2 de la fonction de lissage du noyau.

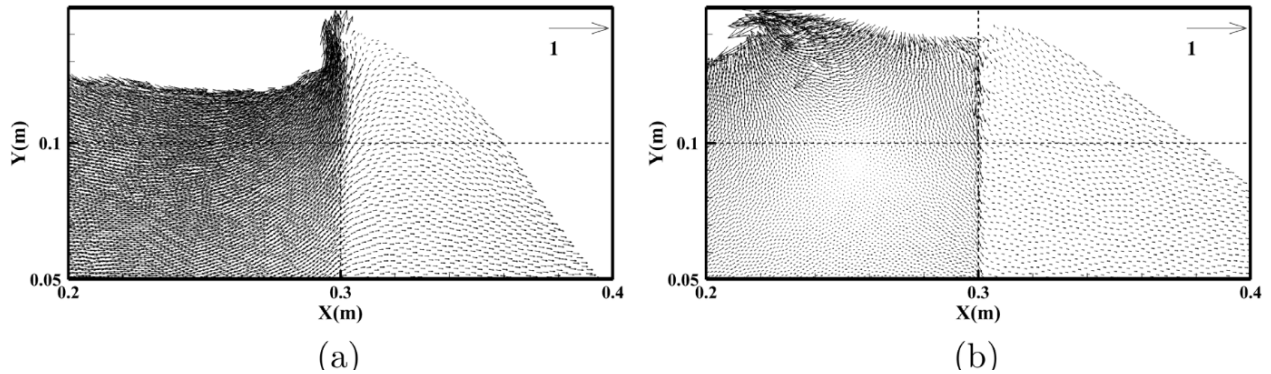


Fig 4.11 Zoom à l'interface fluide pur-milieu poreux montrant le champ de la composante horizontale u_x de la vitesse à $t=0,2 s$ (a) et $0,4 s$ (b) obtenu numériquement par Pahar et Dhar [Pahar et Dhar, 2016].

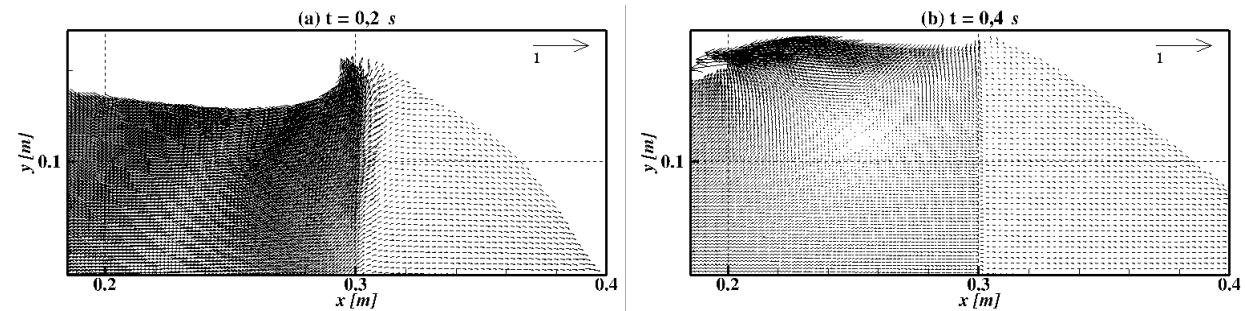


Fig 4.12 Zoom à l'interface fluide pur-milieu poreux montrant le champ de la composante horizontale u_x de la vitesse à $t = 0,2 s$ (a) et $0,4 s$ (b) obtenu avec le développement de Taylor à l'ordre 2 sur la fonction de lissage du noyau.

Les figures 4.13 et 4.14 montrent maintenant un zoom sur le champ de pression proche de l'interface fluide pur-milieu poreux aux instants $t = 0,2 s$ (a) et $0,4 s$ (b), obtenu par Pahar et Dhar et par le développement de Taylor à l'ordre 2 de la fonction de lissage du noyau, respectivement [Pahar et Dhar, 2016]. Comme pour le champ des vitesses, on observe que les deux méthodes donnent quasiment les mêmes résultats. La continuité de la pression est vérifiée pour les deux méthodes. Pour la méthode développement de Taylor à l'ordre 2 de la fonction de lissage du noyau, le champ de pression ne présente pas d'oscillations sur l'interface fluide pur-milieu poreux, sur la surface libre et dans les deux zones, fluide pur et milieu poreux. Cela s'explique par le fait que la distribution des particules reste uniforme.

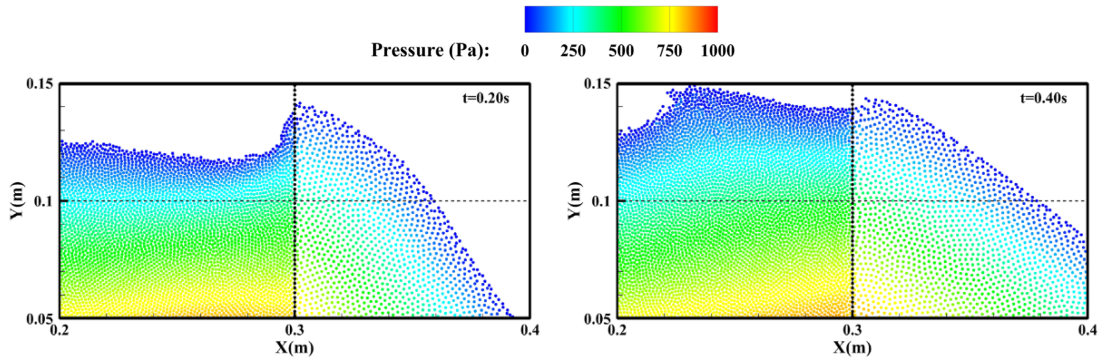


Fig 4.13 Zoom à l'interface fluide pur-milieu poreux montrant le champ de la pression à $t=0,2 s$ (a) et $0,4 s$ (b) obtenu numériquement par Pahar et Dhar [Pahar et Dhar, 2016].

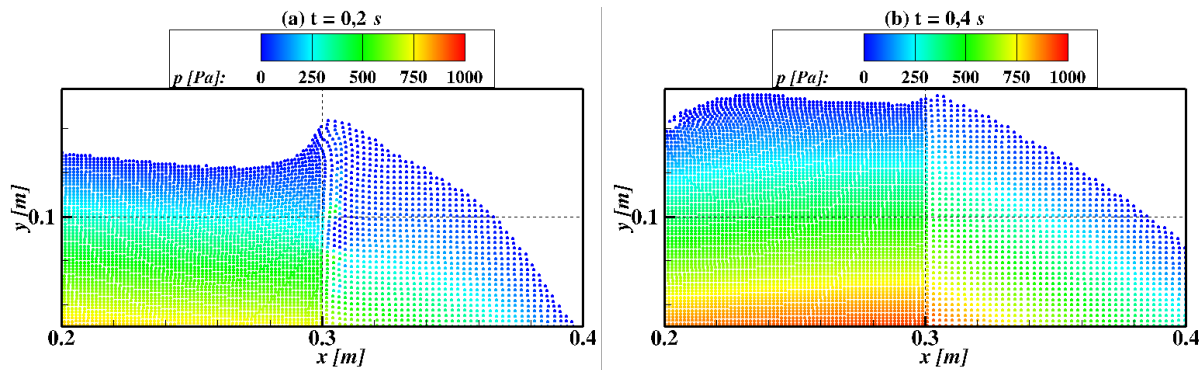


Fig 4.14 Zoom à l'interface fluide pur-milieu poreux montrant le champ de la pression à $t=0,2 s$ (a) et $0,4 s$ (b) obtenu avec le développement de Taylor à l'ordre 2 sur la fonction de lissage du noyau.

4.2.2 Impact d'un soliton sur une paroi verticale poreuse

La figure 4.15 représente la géométrie du deuxième benchmark. Cette géométrie est un canal au centre duquel est placée une structure poreuse rectangulaire de largeur finie B et d'hauteur infinie. Le canal est initialement rempli d'eau sur une profondeur d . Le matériau constituant la structure poreuse est caractérisé par sa porosité n_w . Dans le canal, un soliton se déplace de la gauche vers la droite. Il est caractérisé par le nombre d'onde $k_o = 2\pi/\lambda$, avec λ la longueur d'onde. Le domaine est divisé en trois zones, la première correspondant à la zone de fluide pur où le soliton est généré et déplacé (zone 1 sur le schéma), la deuxième zone correspondant à la structure poreuse (zone 2 sur le schéma) et la troisième est la zone fluide pur placée après la structure poreuse où le soliton est transmis (zone 3 sur le schéma).

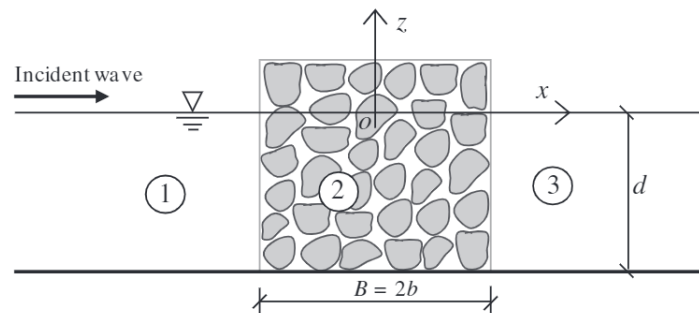


Fig 4.15 Schéma du canal pour l'étude de l'impact d'un soliton sur une paroi verticale poreuse [Liu et Li, 2013].

Lorsque le soliton impacte la structure poreuse, cette onde incidente se décompose en deux autres ondes, une onde transmise et une onde réfléchie. Les coefficients de réflexion C_R , de transmission C_T et de dissipation C_D permettent de quantifier ce mécanisme. À partir des hauteurs des ondes incidente, réfléchie et transmise, ces trois coefficients peuvent être définis :

$$C_R = \frac{H_R}{H_I}, \quad (4.24)$$

$$C_T = \frac{H_T}{H_I}, \quad (4.25)$$

$$C_D = 1 - C_R^2 - C_T^2 \quad (4.26)$$

où H_I , H_R et H_T sont les hauteurs de l'onde incidente, de l'onde réfléchie et de l'onde transmise, respectivement [Seelig, 1980, Dalrymple et Kirby, 1986, Dean et Dalrymple, 1991, Kakuno et Liu, 1993, Yu, 1995].

Cette géométrie a été utilisée par Liu et Li en 2013 [Liu et Li, 2013]. Dans leur travail, Liu et Li ont proposé des solutions analytiques permettant d'estimer les coefficients de réflexion C_R , de transmission C_T et de dissipation C_D pour un soliton impactant une paroi verticale poreuse [Liu et Li, 2013]. Ces solutions analytiques sont basées sur la méthode de décomposition des potentiels de la vitesse introduite par Lee et Liu en 1995 [Lee et Liu, 1995]. L'écoulement à l'intérieur et à l'extérieur d'une structure poreuse avec une paroi verticale est décrit par une fonction potentielle de la vitesse. L'expression du potentiel de vitesse pour des ondes harmoniques est donnée par :

$$\phi(x, z, t) = \text{Re} \left[\frac{-igH}{2\omega} \phi(x, z) \exp^{-i\omega t} \right] \quad (4.27)$$

où Re correspond à la partie réelle de la fonction potentielle, i est l'unité imaginaire définie comme $i = \sqrt{-1}$, g est la pesanteur, H est la hauteur de l'onde incidente, ω est la fréquence angulaire et $\phi(x, z)$ est la distribution spatiale du potentiel de la vitesse en régime stationnaire.

Dans cette fonction potentielle, la partie stationnaire $\phi(x, z)$ est la solution de l'équation de Laplace avec l'imposition des conditions aux limites sur la surface de l'eau au repos ($z = 0$), sur le fond du canal ($z = -y_f$) et sur les frontières de la structure poreuse ($x = -b$ et $x = b$) issues du modèle de Sollitt et Cross [Sollitt et Cross, 1973]. L'expression de l'équation de Laplace est donnée par :

$$\frac{\partial^2 \phi_j(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_j(x, z)}{\partial z^2} = 0 \quad \text{avec } j = 1, 2 \text{ et } 3 \quad (4.28)$$

où j définit la zone, milieu poreux ou fluide pur en accord avec la figure 4.15, où le potentiel de la vitesse est calculé. Le potentiel de la vitesse doit être satisfait par des conditions aux limites entre les trois zones du domaine. Pour la surface de l'eau au repos ($z = 0$) des deux zones de fluide pur, la fonction est définie par :

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = K \phi_j \quad \text{avec } j = 1, 3. \quad (4.29)$$

Pour la surface libre ($z = 0$) de la zone milieu poreux, la fonction est définie par :

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial z} = K(s + if) \phi_2 \quad \text{avec } K = \omega^2/g. \quad (4.30)$$

Pour le fond du canal ($z = -y_f$) dans les trois zones, la fonction est définie par :

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0 \quad \text{avec } j = 1, 2 \text{ et } 3. \quad (4.31)$$

s et f sont les coefficients d'inertie et de résistance linéaire du milieu poreux, respectivement [Sollitt et Cross, 1973]. Dans les interfaces fluide pur-milieu poreux, la continuité de la pression

dynamique et du flux horizontal de masse doit être garantie. Dans la première interface fluide pur-milieu poreux placée entre la zone 1 et 2 ($x = -b$), le potentiel de la vitesse et sa dérivée sont définis par :

$$\phi_1 = (s + if)\phi_2, \quad (4.32)$$

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial x} = n_w \frac{\partial \phi_2}{\partial x}. \quad (4.33)$$

Dans la deuxième interface fluide pur-milieu poreux placée entre les zones 2 et 3 ($x = b$), le potentiel de la vitesse et sa dérivée sont définis par :

$$\phi_3 = (s + if)\phi_2, \quad (4.34)$$

$$\frac{\partial \phi_3}{\partial x} = n_w \frac{\partial \phi_2}{\partial x}. \quad (4.35)$$

Le potentiel de la vitesse peut s'écrire comme l'addition d'une partie symétrique et d'une autre partie antisymétrique :

$$\phi(x, z) = \frac{1}{2} [\phi^S(x, z) + \phi^A(x, z)] \quad (4.36)$$

$$\text{avec } \phi^S(-x, z) = \phi^S(x, z) \text{ et } \phi^A(-x, z) = -\phi^A(x, z) \quad (4.37)$$

où $S(A)$ correspond à la partie symétrique (ou antisymétrique). La décomposition du potentiel de la vitesse est bien en accord avec la définition des conditions aux limites exprimées dans les équations 4.29 à 4.35. Ceci permet de simplifier le domaine de calcul et de limiter le domaine de résolution à la moitié du canal, c'est à dire, la première zone fluide pur (1) et la zone milieu poreux (2) ainsi que l'interface fluide pur-milieu poreux de la figure 4.15. La technique de séparation des variables permet d'obtenir les expressions des deux fonctions potentielles symétrique et antisymétrique dans les deux zones. Pour la zone fluide pur (1), les fonctions sont définies par :

$$\phi_1^{S(A)} = \exp^{ik_0(x+b)} Z_0(z) + R_0^{S(A)} \exp^{-ik_0(x+b)} Z_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} R_n^{S(A)} \exp^{k_n(x+b)} Z_n(z) \quad (4.38)$$

$$\text{avec } Z_n(z) = \begin{cases} \frac{\cosh k_0(z+d)}{\cosh k_0 d} & n = 0, \\ \frac{\cos k_n(z+d)}{\cos k_n d} & n = 1, 2, \dots, N \end{cases}$$

où $R_n^{S(A)}$ sont des coefficients, $Z_n(z)$ sont les fonctions propres verticales et k_n sont les racines réelles positives de la relation de dispersion $K = k_0 \tanh(k_0 d) = -k_n \tanh(k_n d)$. Pour la zone milieu poreux (2), la potentiel de la vitesse s'exprime comme la somme de deux potentiels en évitant l'implémentation de relations de dispersions complexes dans la structure poreuse. Ce potentiel s'exprime comme suit :

$$\phi_2^{S(A)} = \phi_{2,v}^{S(A)} + \phi_{2,h}^{S(A)}. \quad (4.39)$$

Les relations symétrique et antisymétrique présentées dans l'équation 4.37 permettent d'utiliser les potentiels avec les conditions aux limites établies. Ceci permet aussi de simplifier le domaine pour résoudre jusqu'à la moitié de la zone milieu poreux ($x = 0$) et définir les parties symétrique et antisymétrique. Alors, dans la surface libre ($z = 0$) et dans le fond du canal ($z = -b$), la condition de Neumann est imposée comme :

$$\frac{\partial \phi_{2,v}^{S(A)}}{\partial z} = \frac{\partial \phi_{2,h}^{S(A)}}{\partial z} = 0. \quad (4.40)$$

Dans l'interface fluide pur-milieu poreux ($x = -b$), le potentiel est défini par :

$$\phi_{2,h}^S = \frac{\partial \phi_{2,h}^A}{\partial x} = 0. \quad (4.41)$$

À l'axe de symétrie ($x = 0$), les potentiels de vitesse satisfont les conditions suivantes :

$$\frac{\partial \phi_{2,v}^S}{\partial x} = \frac{\partial \phi_{2,h}^S}{\partial x} = \phi_{2,v}^A = \phi_{2,h}^A = 0. \quad (4.42)$$

Les potentiels symétrique et antisymétrique de la vitesse, $\phi_{2,v}^S(A)$ et $\phi_{2,h}^S(A)$ satisfaisant les conditions aux limites précédentes et l'équation de Laplace 4.28, peuvent alors être calculés pour la zone milieu poreux par les expressions suivantes :

$$\phi_{2,v}^S = C_0^S Y_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} C_n^S \frac{\cosh \alpha_n x}{\cosh \alpha_n b} Y_n(z), \quad (4.43)$$

$$\phi_{2,h}^S = \sum_{n=0}^{\infty} D_n^S X_n^S(x) \frac{\cosh \beta_n(z+d)}{\cosh \beta_n d},$$

$$\phi_{2,v}^A = C_0^A Y_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} C_n^A \frac{\sinh \alpha_n x}{\cosh \alpha_n b} Y_n(z), \quad (4.44)$$

$$\phi_{2,h}^A = \sum_{n=0}^{\infty} D_n^A X_n^A(x) \frac{\cosh \beta_n(z+d)}{\cosh \beta_n d}$$

où C_n^S et D_n^S sont des coefficients. $\alpha_n = (n\pi)/d$ et $\beta_n = (n+0,5)\pi/b$ sont les valeurs propres. $X_n^S(x) = \cos \beta_n x$ et $X_n^A(x) = \sin \beta_n x$ sont les fonctions propres horizontales symétriques et antisymétriques. La fonction propre verticale $Y_n^S(z)$, étant la même pour les parties symétrique et antisymétrique, est définie comme suit :

$$Y_n(z) = \begin{cases} \frac{\sqrt{2}}{2} & n = 0, \\ \cos \alpha_n(z+d) & n = 1, 2, \dots, N. \end{cases} \quad (4.45)$$

Les potentiels de la vitesse doivent alors satisfaire des conditions aux limites entre les deux zones du nouveau domaine. Pour la surface libre ($z = 0$) de la zone milieu poreux, l'équation 4.30 est modifiée par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_{2,h}^S}{\partial z} &= K(s+if)(\phi_{2,v}^S + \phi_{2,h}^S), \\ \frac{\partial \phi_{2,h}^A}{\partial z} &= K(s+if)(\phi_{2,v}^A + \phi_{2,h}^A). \end{aligned} \quad (4.46)$$

Dans l'interface fluide pur-milieu poreux ($x = -b$), les potentiels de la vitesse (Éq. 4.32) et leur dérivée (Éq. 4.48) sont modifiés par :

$$\begin{aligned} \phi_1^S &= (s+if)\phi_{2,v}^S, \\ \phi_1^A &= (s+if)(\phi_{2,v}^A + \phi_{2,h}^A), \end{aligned} \quad (4.47)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_1}{\partial x} &= n_w \left(\frac{\partial \phi_{2,v}^S}{\partial x} + \frac{\partial \phi_{2,h}^S}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial \phi_1}{\partial x} &= n_w \frac{\partial \phi_{2,v}^A}{\partial x}. \end{aligned} \quad (4.48)$$

À partir des conditions aux limites sur la frontière de la structure poreuse, entre la zone fluide pur (1) et la zone milieu poreux (2), des systèmes linéaires sont écrits pour déterminer les coefficients des expressions donnant les fonctions potentielles symétrique et antisymétrique :

$$\{C_m^S\} = [b_{mn}^S] \{R_n^S\} + \{e_m^S\} \quad \text{avec } m, n = 0, 1, 2, \dots, N, \quad (4.49)$$

$$[c_{mn}^S] \{C_n^S\} + [d_{mn}^S] \{D_n^S\} = \{R_m^S\} + \{f_m\}, \quad (4.50)$$

$$[a_{mn}^A] \{C_n^A\} = \{D_m^A\}, \quad (4.51)$$

$$\{C_m^A\} + [d_{mn}^A] \{D_n^A\} = [b_{mn}^A] \{R_n^A\} + \{e_m^A\}, \quad (4.52)$$

$$[c_{mn}^A] \{C_n^A\} = \{R_m^A\} + \{f_m\}. \quad (4.53)$$

Les éléments des matrices données dans les équations précédentes sont résumés dans le tableau suivant :

Coefficients	Values	Coefficients	Values
b_{mn}^S	$2 \int_{-d}^0 Y_m(z) Z_n(z) dz / (s + if)d$	b_{mn}^A	$b_{mn}^S / \tilde{\alpha}_m$
c_{mn}^S	$\varepsilon \alpha_n \tanh \alpha_n b (\delta_{0n} - 1) \int_{-d}^0 Z_m(z) Y_n(z) dz / (\tilde{k}_m \tilde{z}_m)$	$e_m^{S(A)}$	$b_{m0}^{S(A)}$
c_{mn}^A	$\varepsilon \nu_n \int_{-d}^0 Z_m(z) Y_n(z) dz / (\tilde{k}_m \tilde{z}_m)$	f_m	$-\delta_{0m}$
d_{mn}^S	$\varepsilon \beta_n \sin \beta_n b \int_{-d}^0 Z_m(z) \cosh \beta_n(z+d) dz / (\tilde{k}_m \tilde{z}_m \cosh \beta_n d)$		
d_{mn}^A	$-2 \sin \beta_n b \int_{-d}^0 Y_m(z) \cosh \beta_n(z+d) dz / (\tilde{\alpha}_m d \cosh \beta_n d)$		
$d_{mn}^{S(A)}$	$2(-1)^n K(s+if) \int_{-b}^0 X_m^{S(A)}(x) U_n^{S(A)}(x) dx / [\beta_m b \tanh \beta_m d - Kb(s+if)]$		

Tableau 4.1 Éléments des matrices données dans les équations descriptives des solutions analytiques proposées par Liu et Li [Liu et Li, 2013].

Les éléments de la matrice $\{R_0^S\}$ et $\{R_0^A\}$ permettent de déterminer les solutions analytiques pour l'estimation des coefficients de réflexion C_R , de transmission C_T et de dissipation C_D à partir des expressions suivantes :

$$C_R = \frac{|R_0^S + R_0^A|}{2}, \quad (4.54)$$

$$C_T = \frac{|R_0^S - R_0^A|}{2}, \quad (4.55)$$

$$C_D = 1 - C_R^2 - C_T^2. \quad (4.56)$$

La solution analytique symétrique peut être aussi applicable à l'estimation du coefficient de réflexion C_R^S dans des milieux poreux suivis de parois verticales imperméables. Le coefficient de réflexion est défini par :

$$C_R^S = |R_0^S|. \quad (4.57)$$

Dans leur travail, Liu et Li valident leur solution analytique du coefficient de réflexion en la comparant à d'autres solutions analytiques classiques [Yu et Chwang, 1994, Twu *et al.*, 2002] et à des solutions numériques obtenues avec la méthode multi-domaine des éléments de frontière [Ijima *et al.*, 1977, Sulisz, 1985, Yueh et Chuang, 2009, Liu *et al.*, 2012]. Plusieurs paramètres physiques sont pris en compte dans leur validation, tels que la largeur de la structure poreuse B , la profondeur d'eau d , la porosité n_w , le nombre d'onde k_0 et les coefficients d'inertie s et de résistance linéaire f .

Dans ce travail de thèse, le benchmark simplifié de Liu et Li est reproduit afin de comparer nos valeurs de coefficient de réflexion C_R à celles obtenues avec leur solution analytique. Une paroi imperméable est placée derrière la structure poreuse au bord du canal. La longueur du canal est de $0,5 m$, la structure poreuse rectangulaire de longueur $B = 0,04 m$ est placée à $x = 0,46 m$. Sa porosité est fixée à $n_w = 0,4$. La profondeur d'eau au repos est $d = 0,04 m$. Le soliton impactant la structure poreuse est supposé être une onde linéaire de faible amplitude qui se déplace dans des eaux peu profondes. Ce type d'onde ne déferle pas avant d'être en contact avec la structure poreuse [Madsen, 1974, Madsen, 1971]. Pour générer le soliton, nous simulons la rupture d'un barrage comme indiqué sur la figure 4.16. La hauteur y_{db} et la longueur x_{db} du barrage sont variées afin d'obtenir des solitons de plusieurs longueurs d'onde λ ainsi que différentes valeurs du nombre d'onde k_0 . Pour une longueur de barrage fixée à $x_{db} = 0,15 m$, deux hauteurs de barrage sont testées : $y_{db} =$

0,015 m et 0,03 m. Pour une hauteur de barrage fixée à $y_{db} = 0,04$ m, des valeurs comprises entre $0,15 \leq x_{db} \leq 0,35$ m ont été testées. Ceci nous a permis d'obtenir des valeurs de $k_0 d$ comprises entre $0,5 \leq k_0 d \leq 2,5$ pour des longueurs d'ondes du soliton comprises entre $0,27$ m $\geq \lambda \geq 0,1$ m.

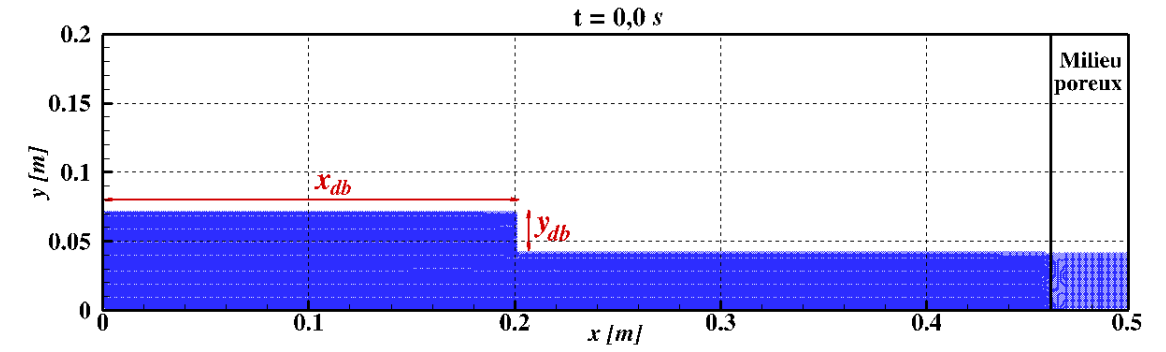


Fig 4.16 Schéma de principe pour la génération du soliton impactant une paroi poreuse.

Pour mesurer la hauteur d'une onde à partir des simulations numériques, nous calculons la différence de hauteur entre la crête $Y_{crête}$ et la surface de l'eau au repos $Y_{surface}$. Deux sondes numériques sont placées à des positions fixes sur le canal pour détecter les signaux du soliton et calculer les hauteurs d'onde réfléchie H_R et d'onde incidente H_I , respectivement. La hauteur de l'onde incidente H_I est mesurée à l'abscisse $x = 0,42$ m pour toutes les valeurs de longueur d'onde testées, comme le montre la figure 4.17. La hauteur de l'onde réfléchie H_R est mesurée à l'abscisse $x = 0,35$ m pour toutes les valeurs de longueur d'onde testées, comme le montre la figure 4.18.

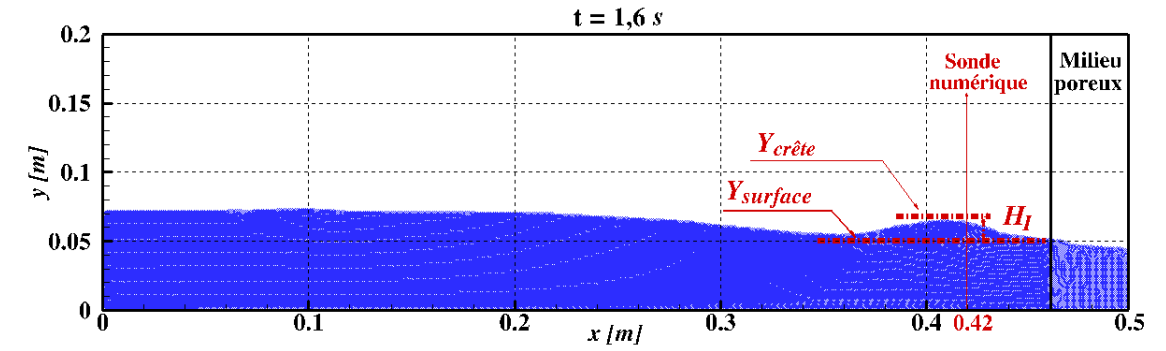


Fig 4.17 Mesure de la hauteur de l'onde incidente H_I .

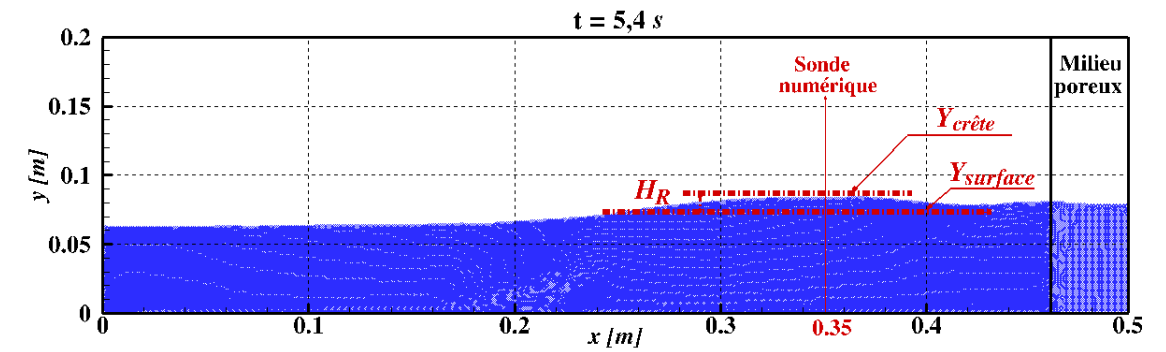


Fig 4.18 Mesure de la hauteur de l'onde réfléchie H_R .

Pour réaliser les simulations numériques, nous avons pris une taille des particules $\Delta x = 0,001$ m, un pas de temps $\Delta t = 0,001$ s et un nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\delta t} = 100$. À partir

des mesures des hauteurs des solitons incident et réfléchi, des valeurs de coefficient de réflexion C_R ont été calculées. La figure 4.19 présente les valeurs de coefficient de réflexion C_R en fonction du paramètre k_0d obtenues avec la méthode de développement de Taylor à l'ordre 2 de la fonction de lissage du noyau (croix bleues) et les solutions analytiques proposées par Liu et Li (croix rouges) pour une porosité $n_w = 0,4$, un ratio $B/y_f = 1$, des coefficients d'inertie $s = 1$ et de résistance linéaire $f = 1$ [Liu et Li, 2013]. Le nombre d'onde est inversement proportionnel à la longueur d'onde du soliton, ceci permet de définir des solitons avec des faibles ou fortes longueurs d'onde.

La paroi imperméable ne permettant pas la transmission du soliton, on peut observer que la structure poreuse dissipera une partie de son énergie et une autre partie sera réfléchi. De manière générale, les coefficients de réflexion numériques sont en bon accord avec les coefficients de réflexion analytiques de Liu et Li [Liu et Li, 2013]. Une bonne approximation des coefficients de réflexion est observée pour des valeurs de $k_0d \geq 1,3$ où les longueurs d'onde sont inférieures à $\lambda \leq 0,12m$. Pour des faibles longueurs d'onde, les valeurs de C_R seront à peu près constantes autour de $C_R = 0,45$. Ce qui signifie qu'une certaine réflexion d'onde se produira quelle que soit la longueur d'onde du soliton. Ainsi, une grosse partie de l'énergie sera dissipée par la structure poreuse. Cependant, pour des faibles valeurs de $k_0d \leq 1,3$, des solitons avec des longueurs d'onde plus élevées sont générés. Ces longueurs d'onde sont plus importantes que la longueur de la structure poreuse et une partie de la masse d'eau réfléchi sera superposée au soliton incident, ce qui augmentera le coefficient de réflexion C_R .

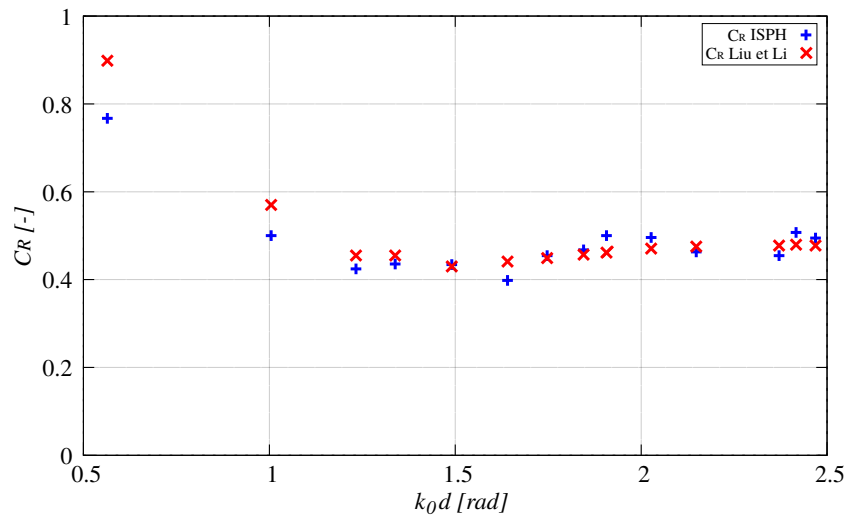


Fig 4.19 Valeurs du coefficient de réflexion C_R en fonction du paramètre k_0d obtenues avec la méthode de développement de Taylor à l'ordre 2 de la fonction de lissage du noyau (croix bleues) et avec les solutions analytiques proposées par Liu et Li (croix rouges) pour une porosité $n_w = 0,4$.

Le tableau 4.2 détaille les valeurs de coefficient de réflexion C_R obtenues avec la méthode de développement de Taylor à l'ordre 2 de la fonction de lissage du noyau et les solutions analytiques proposées par Liu et Li [Liu et Li, 2013] présentées dans la figure précédente. La comparaison entre les valeurs numériques et analytiques de C_R est faite à partir du calcul d'erreur relative afin de quantifier l'écart entre les deux solutions. L'expression pour le calcul de l'erreur relative est la suivante :

$$Erreur [\%] = \frac{|C_R^{ana} - C_R|}{C_R^{ana}} \times 100 \quad (4.58)$$

où C_R^{ana} et C_R^{num} désignent les coefficients de réflexion obtenus analytiquement et numériquement, respectivement.

k_0d [m]	λ [m]	$C_{R_{ana}}$ [-]	$C_{R_{ISPH}}$ [-]	Erreur [%]
0,564	0,265	0,898	0,767	14,608
1,005	0,250	0,570	0,500	12,296
1,233	0,204	0,455	0,424	6,719
1,338	0,188	0,455	0,435	4,247
1,491	0,169	0,430	0,434	0,988
1,641	0,153	0,441	0,398	9,739
1,747	0,144	0,449	0,455	1,234
1,845	0,136	0,457	0,468	2,351
1,907	0,132	0,462	0,500	8,342
1,910	0,132	0,464	0,496	6,878
2,027	0,124	0,471	0,496	5,369
2,148	0,117	0,475	0,463	2,557
2,371	0,106	0,477	0,455	4,787
2,417	0,104	0,480	0,507	5,764
2,469	0,102	0,477	0,495	3,587

Tableau 4.2 Valeurs d'erreur relative entre les coefficients de réflexion C_R obtenus avec le développement de Taylor à l'ordre 2 de la fonction de lissage du noyau et les solutions analytiques proposées par Liu et Li [Liu et Li, 2013] pour différentes valeurs de k_0d avec $n_w = 0, 4$, $s = 1$ et $f = 1$.

Il existe une différence significative entre les coefficients de réflexion numérique et analytique pour des valeurs de $k_0d \leq 1$ ou des valeurs de longueur d'onde $\lambda > 2,5 m$. L'erreur relative est entre 12 et 15 %. L'écart entre les résultats numériques et théoriques des coefficients de réflexion peut s'expliquer par la discrétisation spatiale du domaine fluide. Des faibles valeurs de nombre d'onde impliquent des longueurs d'onde plus importantes, ce qui oblige à avoir une augmentation du nombre de particules dans le calcul numérique pour raffiner la discrétisation et avoir une meilleure définition de la surface libre.

5 . Amortissement d'un train de vagues sur une structure poreuse

Dans ce dernier chapitre, les simulations numériques de l'impact d'un train de vagues sur une structure poreuse inclinée sont présentées. Ces simulations numériques sont réalisées avec la méthode ISPH à divergence nulle optimisée présentée dans les chapitres 1 et 2, le générateur numérique de vagues présenté dans le chapitre 3 et le développement de Taylor sur la fonction de lissage du noyau présenté dans le chapitre 4.

Ces simulations numériques permettent de visualiser les trois transformations d'énergie qui ont lieu lors de l'impact d'un train de vagues sur une structure poreuse inclinée, la réflexion, la transmission et la dissipation. Ces trois transformations de l'énergie du train de vagues sont décrites dans la première partie de ce dernier chapitre de thèse. Les coefficients de réflexion C_R , de transmission C_T et de dissipation C_D servant à quantifier ces trois transformations de l'énergie d'un train de vagues sont également présentés. Dans la littérature, on trouve un nombre adimensionnel $\chi = y_f H_I / \lambda^2$ qui permet d'identifier des fonctions permettant d'estimer ces trois coefficients. L'origine de ce nombre adimensionnel est rappelée dans la première partie de ce dernier chapitre.

Avant d'utiliser le modèle numérique pour déterminer les relations remontant aux trois coefficients C_R , C_T et C_D à partir du nombre adimensionnel χ , une validation de ce modèle numérique est nécessaire. Cette validation, présentée dans la deuxième partie de ce dernier chapitre de thèse, est basée sur un benchmark dans lequel on reproduit les résultats numériques obtenus par Shao avec une méthode ISPH et par Liu *et al.* avec une méthode des volumes finis [Liu *et al.*, 1999, Shao, 2010]. Ces résultats numériques présentent la surface libre, le champ de pression et le champ de vitesse de l'écoulement d'une onde impactant une structure poreuse inclinée. Ils sont obtenus dans la configuration expérimentale de Sakakiyama et Kayama [Sakakiyama et Kayama, 1997].

Dans la dernière partie de ce dernier chapitre, des simulations numériques de l'impact d'un train de vagues sur une structure poreuse inclinée sont réalisées sur la base du dispositif expérimental de Carrasco *et al.* [Carrasco, 2019, Díaz-Carrasco *et al.*, 2020, Díaz Carrasco *et al.*, 2020]. Les résultats numériques obtenus permettent de remonter aux hauteurs de l'onde incidente H_I et de l'onde réfléchie H_R . La base de données ainsi constituée sur ces deux hauteurs est utilisée pour représenter les coefficients C_R et C_D en fonction du nombre adimensionnel χ afin de vérifier que ce nombre adimensionnel χ permet effectivement d'identifier les différents types de transformation d'énergie qui ont lieu lors de l'impact d'un train de vagues sur une structure poreuse inclinée.

5.1 Physique de l'amortissement d'un train de vagues sur une structure poreuse

5.1.1 Réflexion, transmission et dissipation dans une structure poreuse

Lorsqu'un train de vagues impacte une structure poreuse inclinée, l'énergie de l'onde incidente est soumise à des transformations. Sur la figure 5.1, ces transformations sont représentées dans un volume de contrôle fini. La figure présente une structure poreuse trapézoïdale sur laquelle un train de vagues vient s'impacter. Avant d'impacter la structure poreuse, l'onde incidente peut se mettre à déferler suivant la cambrure, la pente de la structure poreuse inclinée et la turbulence. Le déferlement provoque alors une dissipation d'énergie. A l'impact, une partie de l'onde incidente est réfléchiée et une autre partie est transmise. Pendant la transmission, une partie de l'énergie de

l'onde transmise est dissipée sous l'effet de la friction interne dans la structure poreuse. En sortie de la structure poreuse, il reste l'onde transmise.

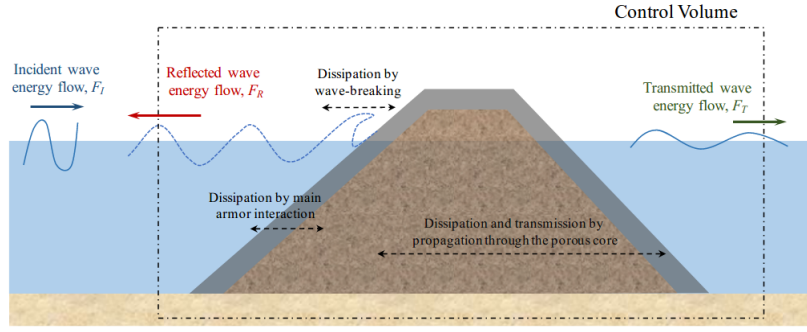


Fig 5.1 Phénomènes de distribution de l'énergie du train de vagues incidentes impactant une structure poreuse [Carrasco, 2019].

En considérant que la théorie linéaire de la houle est applicable et que l'énergie des harmoniques d'ordres supérieurs est négligée dans le problème décrit sur la figure 5.1, l'équation de la conservation d'énergie dans le volume de contrôle est donnée par [Losada et Gimenez-Curto, 1979] :

$$F_I - F_R - F_T - D^* = 0 \quad (5.1)$$

où F_I , F_R et F_T sont les flux d'énergie des ondes incidente, réfléchie et transmise, respectivement. D^* correspond au flux d'énergie dissipée par le déferlement de l'onde incidente sur la pente de l'ouvrage et la friction interne dans la structure poreuse lors de la transmission de l'onde. Les trois premiers flux d'énergie sont calculés comme suit :

$$\begin{aligned} F_I &= (C_g)_I E_I \text{ avec } E_I = (1/8)\rho g H_I^2, \\ F_R &= (C_g)_R E_R \text{ avec } E_R = (1/8)\rho g H_R^2, \\ F_T &= (C_g)_T E_T \text{ avec } E_T = (1/8)\rho g H_T^2 \end{aligned} \quad (5.2)$$

où $(C_g)_I = c/2(1 + (2k y_f)/(\sinh(2k y_f)))$ est la vitesse de propagation de l'onde incidente avec $c = \lambda/T$ la célérité d'onde et k le nombre d'onde. H_I , H_R et H_T sont les hauteurs des ondes incidente, réfléchie et transmise, respectivement. A partir des expressions donnant les flux d'énergie des ondes incidente et réfléchie, on peut définir le coefficient de réflexion C_R :

$$C_R^2 = \frac{E_R}{E_I} = \frac{H_R^2}{H_I^2}. \quad (5.3)$$

Dans le cas d'une structure poreuse de hauteur infinie, il n'y a pas de franchissement de la structure poreuse inclinée par l'onde incidente. La transmission de l'onde incidente se fait uniquement à travers la structure poreuse inclinée. Le coefficient de transmission C_T peut être aussi estimé de la même manière :

$$C_T^2 = \frac{E_T}{E_I} = \frac{H_T^2}{H_I^2}. \quad (5.4)$$

L'équation de conservation de l'énergie (Eq. 5.1) est utilisée pour définir le coefficient de dissipation C_D :

$$C_D = 1 - C_R^2 - C_T^2. \quad (5.5)$$

5.1.2 Étude adimensionnelle

Nous commençons cette section par quelques rappels sur le déferlement. Celui-ci est dû à une déformation rapide d'une onde qui provoque son effondrement. Le processus de déferlement se

produit lorsque l'indice de déferlement H/y_f est excessif et quand la cambrure de l'onde $\epsilon_c = H/\lambda$ devient très importante. Dans la littérature, quatre types de déferlement sont distingués : déferlement glissant, déferlement plongeant, déferlement à gonflement et déferlement à effondrement [Galvin Jr, 1968, Komar *et al.*, 1976]. La figure 5.2 présente les profils longitudinaux des quatre types de déferlement. Les flèches sur la figure représentent le point initial du déferlement. En 1954, Wiegel *et al.* ont proposé une relation entre ces quatre types de déferlement des ondes et la cambrure des ondes incidentes ainsi que de la pente de la structure poreuse [Wiegel *et al.*, 1954]. En 1974, Battjes a formalisé cette idée en reprenant le nombre d'Iribarren dans lequel on retrouve les deux paramètres [Battjes, 1974, Battjes, 1975]. C'est en fait Iribarren qui a donné en 1938 l'expression de ce nombre adimensionnel :

$$\xi = \frac{\tan \beta}{\sqrt{H_b/\lambda}} \quad (5.6)$$

où β est la pente de la plage et H_b/λ est la cambrure des ondes incidentes. A partir de ce nombre d'Iribarren, Battjes a proposé une classification de ces quatre types de déferlement. Des valeurs de $\xi < 0,4$ promeuvent la formation du déferlement glissant. Le déferlement plongeant se passe pour des valeurs du nombre d'Iribarren comprises entre $0,4 < \xi < 2,3$. Le déferlement à effondrement est défini pour $2,3 < \xi < 3,2$. Le déferlement à gonflement est défini à partir de $\xi > 3,2$.

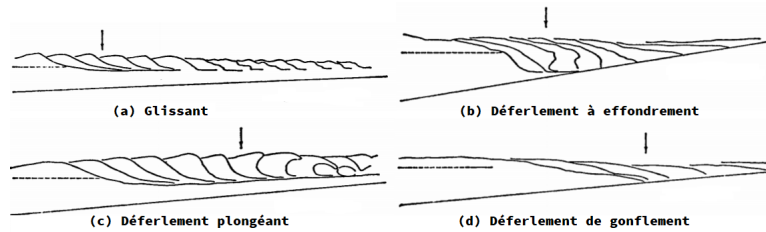


Fig 5.2 Profils longitudinaux des quatre types de déferlement sur une paroi inclinée imperméable [Galvin Jr, 1968].

Battjes a aussi initié les études pour l'utilisation du nombre d'Iribarren ξ dans la quantification des coefficients de réflexion C_R , de transmission C_T et de dissipation C_D d'un train de vagues impactant une structure poreuse inclinée [Bruun et Günbak, 1977, Zanuttigh et van der Meer, 2008, Van der Meer, 1995, Gómez-Martín et Medina, 2014]. Dans le cas où on ne considère pas l'effet de la pente de la structure poreuse, les résultats expérimentaux et numériques établissent que le coefficient de réflexion C_R augmente avec le nombre d'Iribarren ξ tandis que le coefficient de dissipation C_D diminue [Seelig, 1980, Battjes, 1974, Davidson *et al.*, 1996]. Cependant, lorsque la pente de l'ouvrage est considérée, les résultats expérimentaux et numériques sont beaucoup plus dispersés par rapport à cette tendance. On peut citer les travaux expérimentaux de Diaz *et al.* de 2020 dans lesquels des mesures des coefficients de réflexion C_R , de transmission C_T et de dissipation C_D ont été réalisées sur une structure poreuse inclinée mise dans un canal à houle de laboratoire [Díaz Carrasco *et al.*, 2020]. La figure 5.3 présente ces valeurs de coefficients de réflexion C_R , de transmission C_T et de dissipation C_D en fonction du nombre d'Iribarren ξ pour une structure poreuse inclinée avec un angle $\beta = 26^\circ$ et une porosité $n_w = 0,39$. Les valeurs du coefficient de réflexion C_R augmentent effectivement avec le nombre d'Iribarren ξ . Cependant, pour une même valeur du nombre d'Iribarren ξ , différents modes de transformation d'énergie sont obtenus. Pour des valeurs importantes du nombre d'Iribarren ξ , la gamme des valeurs obtenues de C_R et C_D est large. C_R varie entre 0,05 et 0,52, et C_D varie entre 0,47 et 0,92. Par rapport à la configuration de leur expérience, Diaz *et al.* ont observé que le coefficient de transmission C_T reste faible, sa valeur étant comprise entre 0 et 0,035. Ces résultats expérimentaux montrent le manque de concordance entre le nombre d'Iribarren ξ et la détermination des transformations de l'énergie ayant lieu lors de l'impact d'un train de vagues sur une structure poreuse inclinée.

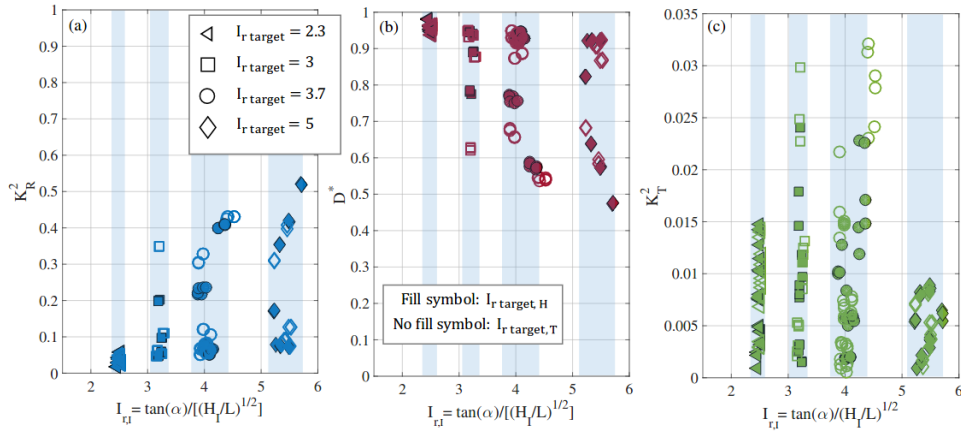


Fig 5.3 Variation du carré du coefficient de réflexion C_R^2 (K_R^2 sur la figure, à gauche), du coefficient de dissipation C_D (D^* sur la figure, au centre) et du carré du coefficient de transmission C_T^2 (K_T^2 sur la figure, à droite) en fonction du nombre d'Iribarren ξ pour une structure poreuse inclinée avec un angle $\beta = 26^\circ$ et une porosité $n_w = 0,39$ [Díaz Carrasco *et al.*, 2020].

Une analyse adimensionnelle a été proposée par Clavero *et al.* pour identifier un nombre adimensionnel permettant de quantifier les transformations d'énergie ayant lieu lors de l'impact d'un train de vagues sur une structure poreuse inclinée sur laquelle une carapace est montée [Clavero *et al.*, 2018, Díaz Carrasco *et al.*, 2020, Clavero *et al.*, 2020]. Cette analyse adimensionnelle est basée sur le théorème Π - généralisé de Buckingham qui permet de choisir un ensemble complet de variables indépendantes qui gouvernent ces transformations d'énergie [Buckingham, 1914]. Selon les travaux de Vilchez *et al.*, cet ensemble est constitué de 11 variables indépendantes qui sont la profondeur d'eau y_f , la masse volumique ρ , la viscosité dynamique μ , la gravité g , la hauteur des ondes incidentes H_I , la longueur d'onde λ , le diamètre équivalent des éléments constituant la structure poreuse $D_{50,p}$, la largeur caractéristique de la structure poreuse B^* , le diamètre moyen des éléments constituant la carapace D_a et son épaisseur e [Vilchez *et al.*, 2016]. Compte tenu des échelles considérées ici, l'effet de la tension superficielle est négligeable et elle n'est pas prise en compte. L'angle d'inclinaison β de la structure poreuse inclinée n'est pas non-plus prise en compte dans cette analyse adimensionnelle. Vilchez *et al.* postulent que les hauteurs des ondes réfléchiées H_R et transmises H_T sont reliées à ces 10 variables indépendantes par l'intermédiaire d'une fonction f indéterminée :

$$(H_R, H_T) = f_i(y_f, \rho, \mu, g, H_I, \lambda, D_{50,p}, B^*, D_a, e) \text{ avec } i = R \text{ (réflexion) ou } T \text{ (transmission)}. \quad (5.7)$$

Plusieurs de ces paramètres ont fait l'objet de considérations permettant de conclure que leur rôle peut être fixé ou négligeable :

- Dans le cas d'une structure poreuse inclinée sans carapace, les deux grandeurs indépendantes, diamètre équivalent de la carapace D_a et son épaisseur e , ne sont pas considérées.
- Les deux grandeurs indépendantes, gravité g et masse volumique ρ sont des constantes et donc ne sont pas des variables de cette analyse adimensionnelle.
- La viscosité dynamique μ peut être reliée aux autres grandeurs par le nombre de Reynolds granulaire $Re_{e,d} = U_d D_{50,p} / (n_w \nu)$, où U_d est la vitesse de Darcy.

En considérant la longueur d'onde comme longueur caractéristique, les variables indépendantes restantes peuvent être exprimées comme des quantités adimensionnelles. Cela permet de réécrire la fonction f indéterminée sous la forme suivante où toutes les variables sont sans dimension :

$$\left(\frac{H_R}{\lambda}, \frac{H_T}{\lambda} \right) = f_i \left(\frac{y_f}{\lambda}, \frac{H_I}{\lambda}, \frac{D_{50,p}}{\lambda}, \frac{B^*}{\lambda}, Re_p \right) \text{ avec } i = R \text{ (réflexion) ou } T \text{ (transmission)}. \quad (5.8)$$

Des considérations supplémentaires permettent aussi de négliger les paramètres suivants :

- Le nombre de Reynolds granulaire est fonction du régime hydrodynamique dans la structure poreuse inclinée. $R_{e,d}$ est une donnée fixée du problème et peut donc être retiré des variables prises en compte [Burcharth et Andersen, 1995].
- Les caractéristiques internes de la structure poreuse B^*/λ et $D_{50,p}/\lambda$ décrivent la dissipation de l'écoulement. Nous supposons ici qu'elles permettent de quantifier cette dissipation. Ces valeurs sont des constantes de notre problème.

Finalement, la fonction f indéterminée est donnée par :

$$\left(\frac{H_R}{\lambda}, \frac{H_T}{\lambda} \right) = f_i \left(\frac{y_f}{\lambda}, \frac{H_I}{\lambda} \right) \quad \text{avec } i = R \text{ (réflexion) ou } T \text{ (transmission)}. \quad (5.9)$$

A partir des définitions des coefficients de réflexion C_R (Éq. 5.3) et de transmission C_T (Éq. 5.4), on peut définir avec la fonction f indéterminée une fonction Ψ , également indéterminée, permettant de quantifier les coefficients de réflexion C_R et de transmission C_T :

$$(C_R^2, C_T^2) = \Psi_i \left(\frac{y_f}{\lambda}, \frac{H_I}{\lambda} \right) \quad \text{avec } i = R \text{ (réflexion) ou } T \text{ (transmission)}. \quad (5.10)$$

A partir de l'équation de conservation de l'énergie, la fonction Ψ indéterminée peut également être utilisée pour quantifier le coefficient de dissipation C_D :

$$C_D = 1 - \Psi_R - \Psi_T. \quad (5.11)$$

Par rapport à cette analyse adimensionnelle proposée par Clavero *et al.*, deux grandeurs adimensionnelles apparaissent finalement y_f/λ et H_I/λ . A la suite, Carrasco *et al.* en 2020 ont montré que l'on pouvait rassembler ces deux grandeurs adimensionnelles en un seul nombre adimensionnel χ [Carrasco, 2019, Díaz-Carrasco *et al.*, 2020, Díaz Carrasco *et al.*, 2020] :

$$\chi = \frac{y_f H_I}{\lambda^2}. \quad (5.12)$$

La figure 5.4 présente les valeurs de coefficients de réflexion C_R , de transmission C_T et de dissipation C_D en fonction du nombre adimensionnel χ pour le même problème décrit dans la figure 5.3. Les valeurs du coefficient de réflexion C_R diminuent avec le nombre adimensionnel χ . Toutes les phases de transformation de l'énergie des ondes sont décrites, pour des valeurs de C_R^2 qui couvrent tout l'intervalle entre 0,1 et 0,95. Une large zone de transition relie deux zones extrêmes où l'écoulement est dominé par la réflexion ou par la dissipation. On observera que le regroupement en un seul paramètre des variables ayant un effet sur C_R et C_T conduit à une dispersion limitée des valeurs mesurées autour de la courbe représentant ces coefficients en fonction de χ . Selon Carrasco *et al.*, l'ensemble de données expérimentales est bien représenté par une courbe sigmoïde [Churchill et Usagi, 1972, Sivanapillai *et al.*, 2014]. Comme pour les cas présentés sur la figure 5.3, le coefficient de transmission C_T reste faible avec des valeurs restant dans l'intervalle $[0, 0,035]$. Il en résulte que le nombre χ peut être utilisé aussi pour quantifier les transformations de l'énergie d'une onde incidente impactant une structure poreuse inclinée.

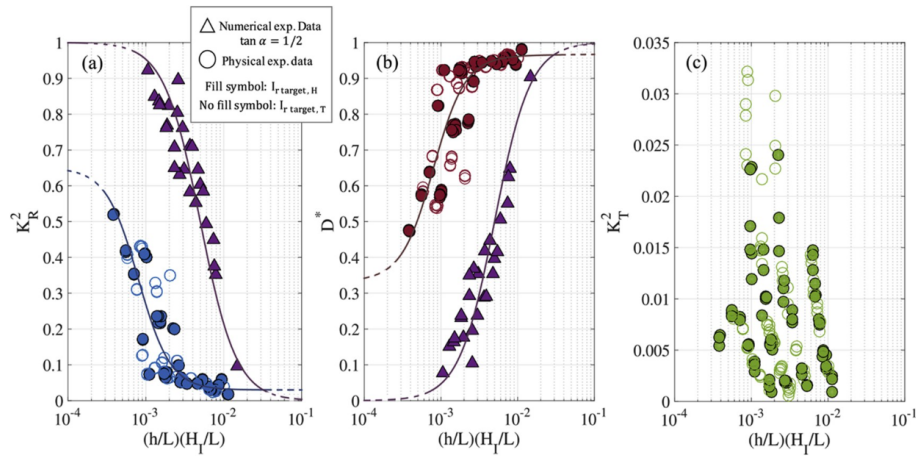


Fig 5.4 Variation du carré du coefficient de réflexion C_R^2 (K_R^2 sur la figure, à gauche), du coefficient de dissipation C_D (D^* sur la figure, au centre) et du carré du coefficient de transmission C_T^2 (K_T^2 sur la figure, à droite) en fonction du nombre adimensionnel χ pour une structure poreuse inclinée avec un angle $\beta = 26^\circ$ et une porosité $n_w = 0,39$ [Díaz Carrasco *et al.*, 2020]. Les lignes continues représentent les courbes sigmoïdes choisies comme courbes de tendance qui s'adaptent aux résultats expérimentaux

5.2 Validation du modèle numérique ISPH

5.2.1 Description du benchmark

La géométrie du benchmark est celle étudiée expérimentalement par Sakakiyama et Kayama [Sakakiyama et Kayama, 1997] (voir figure 5.5-a). Dans leur dispositif expérimental, le canal a une longueur de $7,328\text{ m}$, une largeur de $0,8\text{ m}$ et une hauteur de $1,2\text{ m}$. Le noyau de la digue est imperméable avec une dimension de $0,3\text{ m} \times 0,18\text{ m}$. Il est protégé par une couche poreuse placée en face du caisson. La digue est placée sur un fond incliné de pente $2,8^\circ$ qui fait varier la profondeur initiale de l'eau. La profondeur de l'eau est de $0,28\text{ m}$ en amont et de $0,13\text{ m}$ en aval. La pente est de la digue $3/4$ soit $36,869^\circ$ que l'on approchera par 37° . La carapace est composée de tétrapodes en béton de hauteur $0,063\text{ m}$. La carapace présente une porosité $n_w = 0,5$. Un seul jeu de paramètres de l'onde incidente a été testé dans les expériences de Sakakiyama et Kayama. La hauteur de l'onde incidente est $H = 0,105\text{ m}$, la période est $T = 1,4\text{ s}$ et la longueur d'onde est de $\lambda = 2,097\text{ m}$.

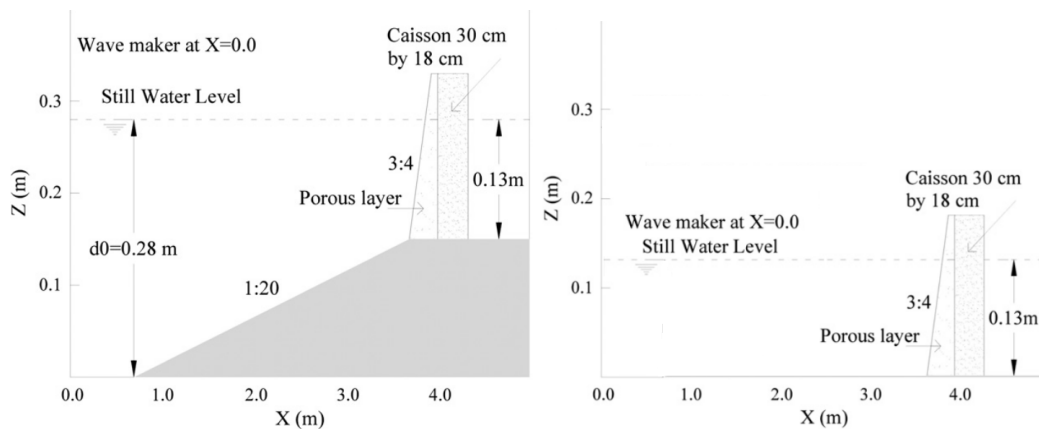


Fig 5.5 Schéma du dispositif expérimental de Sakakiyama et Kayama [Sakakiyama et Kayama, 1997] (à gauche) et simplification du dispositif expérimental pour notre modèle ISPH à divergence nulle (à droite).

Dans notre modèle numérique, le dispositif expérimental de Sakakiyama et Kayama est simplifié (voir figure 5.5-b). Le longueur du canal est de $5,0\text{ m}$. Le noyau de la digue et la carapace poreuse forment une seule structure poreuse, c'est à dire que le noyau est perméable avec la même porosité que celle de la carapace, $n_w = 0,5$. Le fond du canal est complètement plat ce qui fait que la profondeur d'eau est uniforme. Elle est imposée à $y_f = 0,13\text{ m}$. Le générateur de vagues est placé à $x = 2,0\text{ m}$. Nous avons simulé une onde incidente constituée par sept vagues avec une hauteur d'onde incidente $H = 0,04\text{ m}$, une période $T = 0,7\text{ s}$ et une longueur d'onde $\lambda = 0,25\text{ m}$. Cela correspond à un temps réel de 5 s . Sur ce temps réel simulé, seulement cinq vagues atteignent la digue. Les deux premières vagues se propagent sur la surface libre de l'eau au repos et ne correspondent pas à un régime établi. Celui-ci est considéré comme quasiment atteint à partir de la troisième vague. Les vagues incidentes ont alors une hauteur constante. Ce sont ces vagues que nous utilisons pour étudier la hauteur du jet le long de la pente du massif poreux phénomène dit de "running-up", et de débordement dit "overtopping". Nous utilisons pour cela les champs de pression et de vitesse de l'écoulement. Pour la simulation numérique, la taille des particules est $\Delta x = 0,006\text{ m}$, le pas de temps est $\Delta t = 0,0001\text{ s}$ et le nombre d'itérations entre deux remaillages est $N_\delta = 600$. L'intervalle de temps entre deux remaillages est alors de $0,06\text{ s}$. Cette valeur de temps entre deux remaillage se trouve dans la gamme des valeurs obtenus dans les études paramétriques présentées dans les chapitres 2 et 3. Le benchmark de rupture de barrage présenté dans le chapitre 2 nécessite d'un intervalle de temps entre deux remaillage de $0,004\text{ s}$ pour obtenir la bonne reproduction de l'impact de la masse d'eau sur la paroi imperméable. La validation du générateur à vagues présentée dans le chapitre 3 fixe l'intervalle de temps entre deux remaillages à $0,1\text{ s}$. La configuration du couplage du train de vagues avec son infiltration dans une structure poreuse, présentée dans ce chapitre, est un cas d'étude intermédiaire entre le seul générateur du batteur et l'impact sur une paroi imperméable.

5.2.2 Analyse des résultats

Les distributions des particules pour $t = 3,8\text{ s}$ et 4 s sont présentées sur les figures 5.6 et 5.7, respectivement. Avant que la première vague atteigne la structure poreuse inclinée, le niveau de l'eau devant celle-ci diminue progressivement au fur et à mesure que le creux de la vague approche. Quand la crête de la vague se rapproche de la digue, le niveau de l'eau augmente et l'eau progresse le long de la face inclinée du massif amorçant ainsi le phénomène de "running-up" (voir figure 5.6). L'augmentation du niveau d'eau quand la vague s'infiltré est due aux forces de résistance, opposées au sens de l'écoulement, de la structure. Dans les résultats de Shao, la crête de la structure poreuse inclinée est établie et définie, ce qui permet de visualiser le franchissement ou l'overtopping de la vague. Dans notre modèle numérique, la crête de la structure poreuse inclinée n'est pas définie et les deux zones, fluide pur et milieu poreux, sont simplement séparés par une droite ce qui retire son sens à la notion de franchissement. Cependant, comme dans la référence, l'augmentation du niveau d'eau pendant l'infiltration est visible (voir figure 5.7).

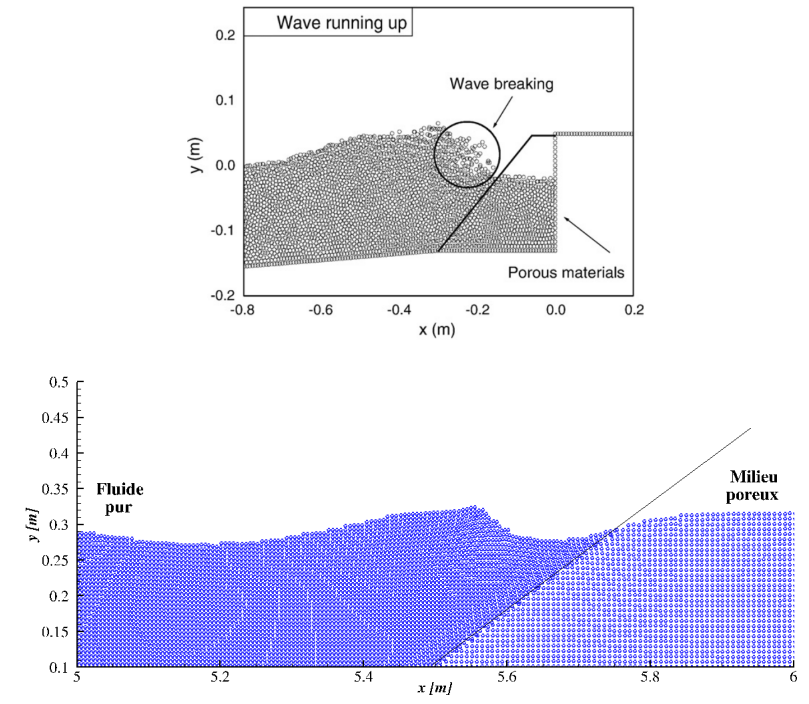


Fig 5.6 Distribution des particules lors de l'infiltration d'un train de vagues dans la structure poreuse inclinée obtenue par Shao [Shao, 2010] (en haut) et par notre modèle numérique (en bas) pour $t = 3,8 s$.

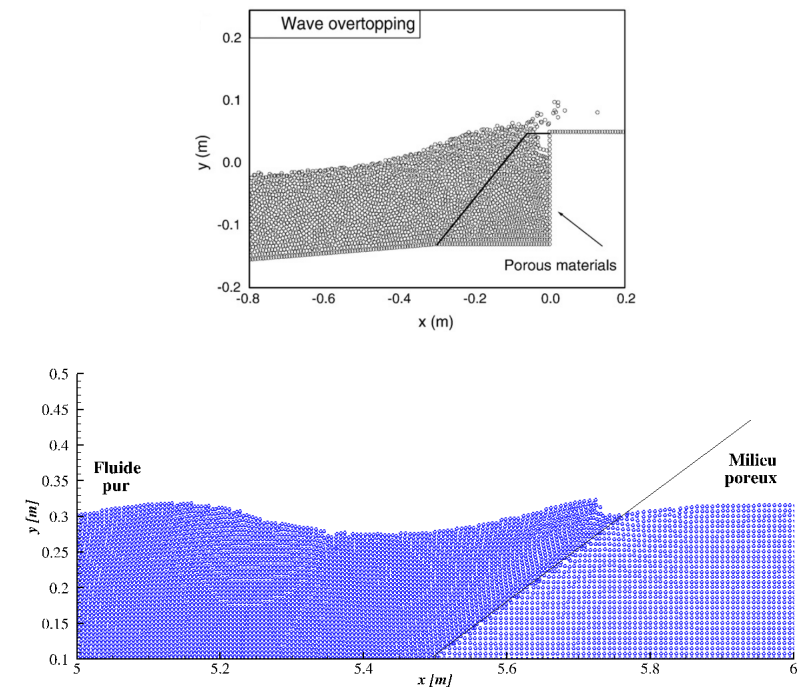


Fig 5.7 Distribution des particules lors de l'infiltration d'un train de vagues dans la structure poreuse inclinée obtenue par Shao [Shao, 2010] (en haut) et par notre modèle numérique (en bas) pour pour $t = 4 s$.

Les champs du vecteur vitesse et de ses deux composantes (u_x et u_y) obtenus numériquement par Shao sont montrés sur les figures 5.8 et 5.9 pour les temps $t = 3,8$ et $4,1 s$, respectivement. Les figures 5.10 et 5.9 présentent les champs du vecteur vitesse et de ses deux composantes (u_x et u_y) obtenus avec notre modèle numérique pour les temps $t = 3,8$ et $4,1 s$, respectivement. Ces données numériques sont représentées à partir des positions des particules. Lorsque la vague s'approche de

la structure poreuse inclinée, la composante horizontale de la vitesse devient plus importante que la composante verticale de la vitesse au niveau de la crête. Ceci montre que la vague remonte la pente de la digue. On observe que les deux composantes de la vitesse (u_x et u_y) diminuent ensuite dans la structure poreuse (voir figure 5.10). Cela montre que la structure poreuse inclinée absorbe l'énergie de l'onde incidente.

Dans les résultats de Shao où le franchissement apparaît, des particules isolées sont lâchées de l'écoulement car leur vitesse est plus importante que celles des particules qui traversent la structure poreuse (voir figure 5.9). Dans notre étude numérique, où la paroi est infinie, notre écoulement ne présente pas ces particules éjectées. Mais, la vitesse reste importante sur les particules fluides placées sur la crête de la vague qui traverse la structure poreuse (voir figure 5.11).

Les figures 5.12 et 5.13 présentent le champ de pression de l'écoulement pendant l'impact de la vague sur la structure poreuse à $t = 3,8 s$ et $4 s$, respectivement. Les valeurs de pression sont normalisées par le poids volumique de l'eau ρg . La pression présente une distribution hydrostatique avant l'impact de la vague sur la structure poreuse. Cependant, à mesure que le train de vagues s'approche de la structure poreuse, on observe que la pression devient légèrement supérieure à la pression hydrostatique.

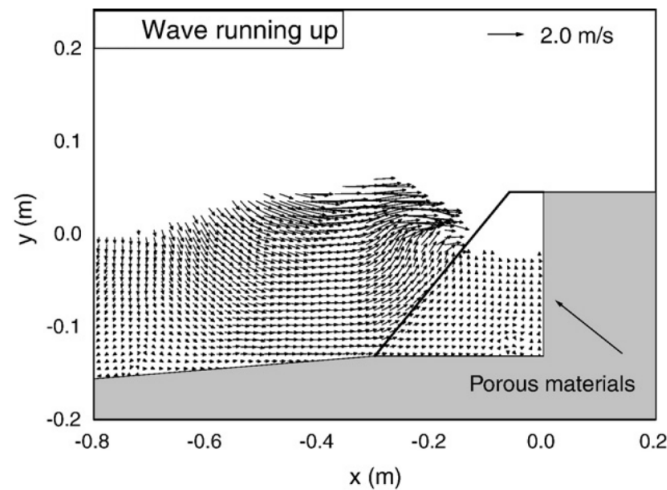


Fig 5.8 Champ de vecteur vitesse \mathbf{u} obtenu par Shao pour l'infiltration d'un train de vagues dans la structure poreuse inclinée à $t = 3,8 s$ [Shao, 2010].

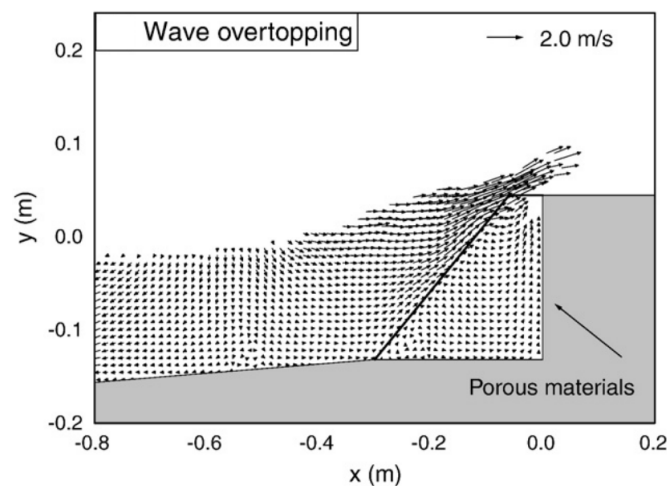


Fig 5.9 Champ de vecteur vitesse \mathbf{u} obtenu par Shao pour l'infiltration d'un train de vagues dans la structure poreuse inclinée à $t = 4 s$ [Shao, 2010].

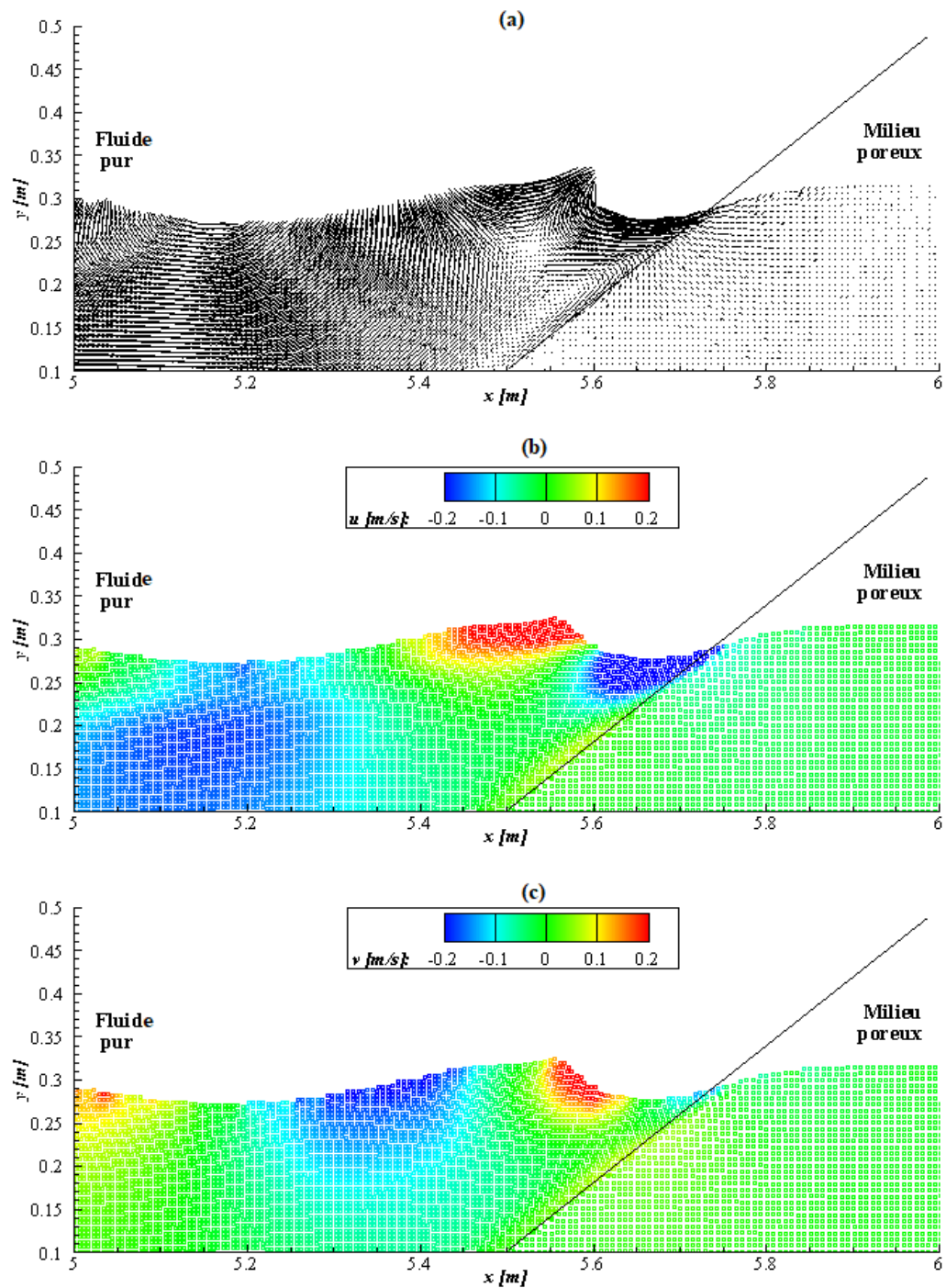


Fig 5.10 Champ de vecteur vitesse \mathbf{u} (a) de ses composantes horizontale u_x (b) et verticale u_y (c) obtenu par notre modèle numérique pour l'infiltration d'un train de vagues dans la structure poreuse à $t = 3,8$ s.

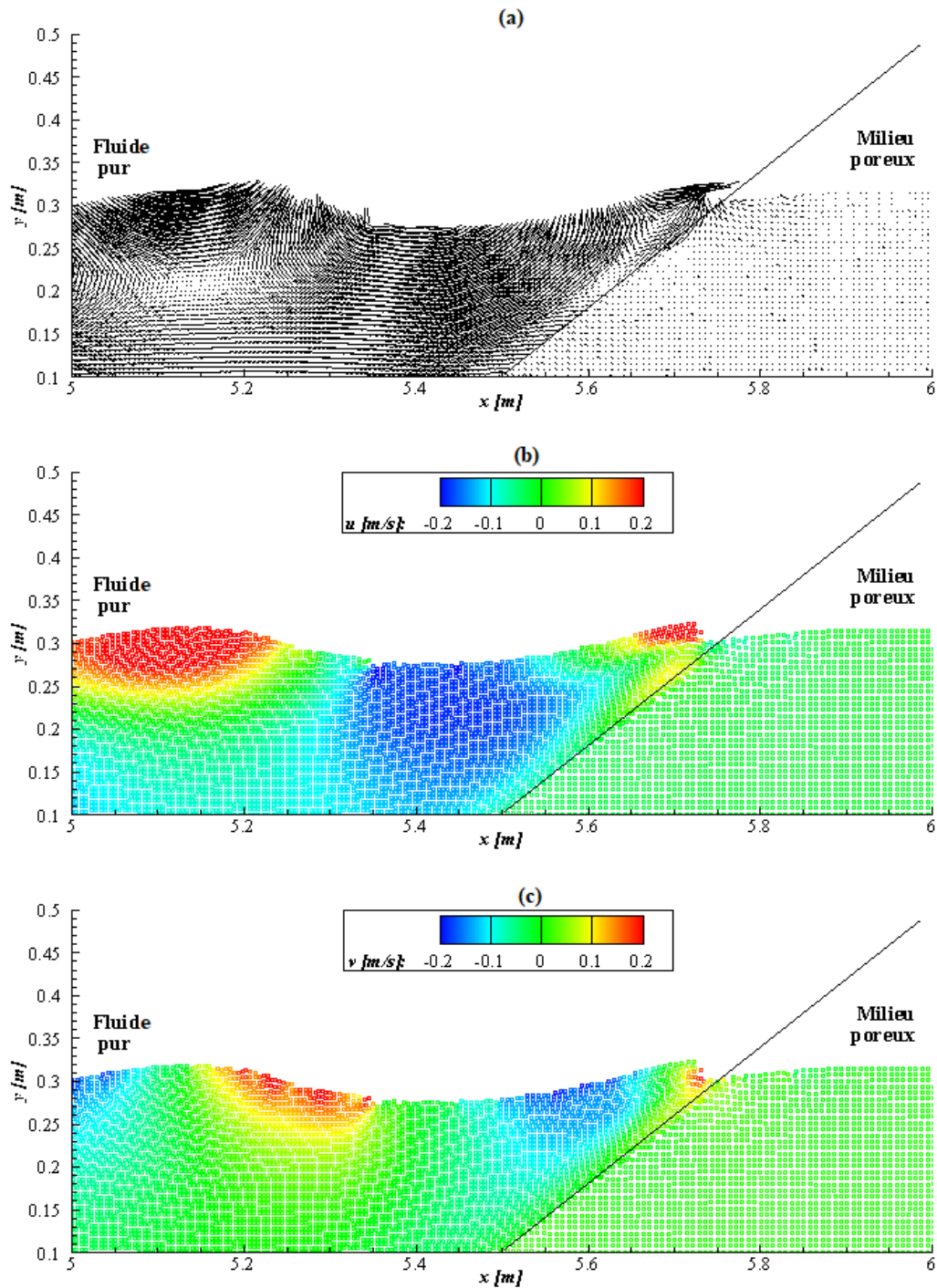


Fig 5.11 Champ de vecteur vitesse \mathbf{u} (a) de ses composantes horizontale u_x (b) et verticale u_y (c) obtenu par notre modèle numérique pour l'infiltration d'un train de vagues dans la structure poreuse $t = 4$ s.

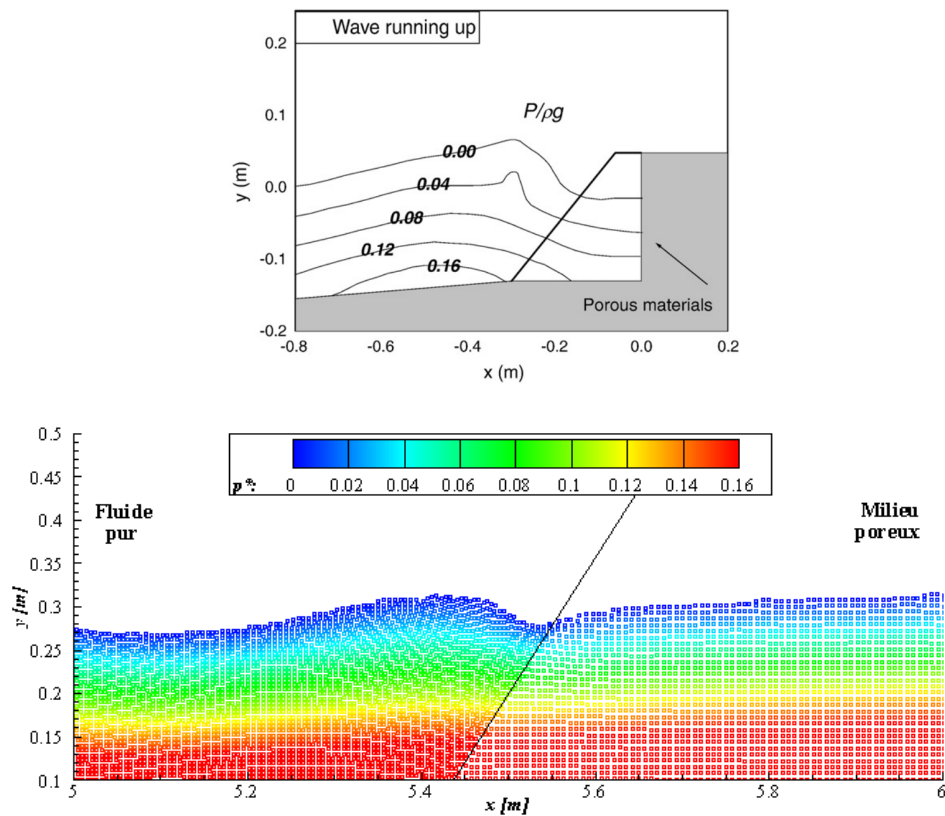


Fig 5.12 Champ de pression normalisée $p^* = p/(\rho g)$ pour un train de vagues impactant une structure poreuse obtenu par Shao [Shao, 2010] (en haut) et par notre modèle numérique (en bas) à $t = 3,8$ s.

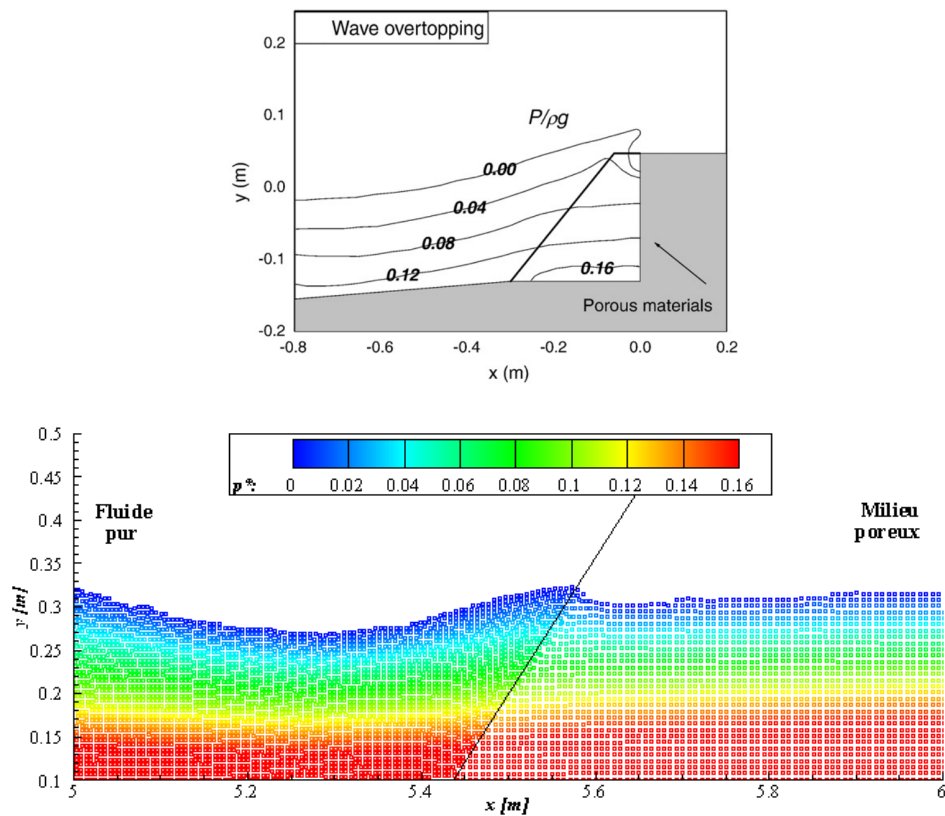


Fig 5.13 Champ de pression normalisée $p^* = p/(\rho g)$ pour un train de vagues impactant une structure poreuse obtenu par Shao [Shao, 2010] (en haut) et par notre modèle numérique (en bas) à $t = 4$ s.

5.3 Estimation des coefficients de réflexion, de transmission et de dissipation

5.3.1 Dispositif expérimental de Carrasco *et al.*

Pour analyser les transformations d'énergie dues à l'impact d'un train de vagues sur une structure poreuse, Carrasco *et al.* ont réalisé des mesures expérimentales des coefficients de réflexion C_R , de transmission C_T et de dissipation C_D dans le canal à houle de l'IISTA à l'Université de Grenade en 2019 [Carrasco, 2019, Clavero *et al.*, 2020]. Le dispositif expérimental est composé d'une maquette de digue placée au milieu du canal à houle (voir figure 5.14). Le canal à fond plat a une longueur de 23 m, une largeur de 0,65 m et une hauteur de 1 m. La maquette de digue a une forme trapézoïdale où les longueurs des grande et petite bases sont 1,15 m et 0,25 m, respectivement. Cela donne une pente de 26° à la paroi de gauche de la maquette de digue. Cette maquette de digue est composée d'un noyau perméable de graviers fins surmonté d'une carapace. Le diamètre équivalent des graviers fins est $D_{50,p} = 12 \text{ mm}$. Pour la carapace, des blocs de mortier de tailles comprises entre 25 mm et 65 mm ont été utilisés. Leur diamètre équivalent D_{eq} varie entre 31 mm et 80,6 mm et leur masse volumique $\rho_{s,a}$ entre $2,07 \text{ t/m}^3$ et $2,27 \text{ t/m}^3$ (voir figure 5.15). La carapace présente une porosité $n_w = 0,39$. Le noyau de la structure a la même porosité que la carapace. À l'aide d'un piston, un train de vagues est généré. La hauteur de l'onde incidente a été variée entre $0,04 \text{ m} \leq H_I \leq 0,12 \text{ m}$. La longueur d'onde a été variée entre $1,46 \text{ m} \leq \lambda \leq 5,95 \text{ m}$. La période de l'onde a été imposée à $T = 1,5 \text{ s}$. Le train de vagues se déplace dans le canal initialement rempli d'eau avec une profondeur $y_f = 0,4 \text{ m}$. L'élévation de la surface libre générée par le passage du train de vagues est mesurée à l'aide de six capteurs résistifs, S_1 à S_6 , placés tout au long du canal. Les capteurs S_1 , S_2 et S_3 ont été utilisés pour obtenir les hauteurs des ondes incidente et réfléchie.

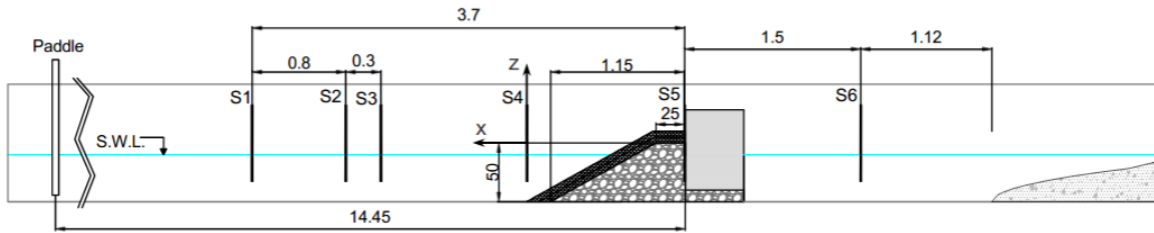


Fig 5.14 Schéma de principe du dispositif expérimental de Carrasco *et al.* pour étudier l'impact d'un train de vagues sur une structure poreuse inclinée [Carrasco, 2019, Clavero *et al.*, 2020].

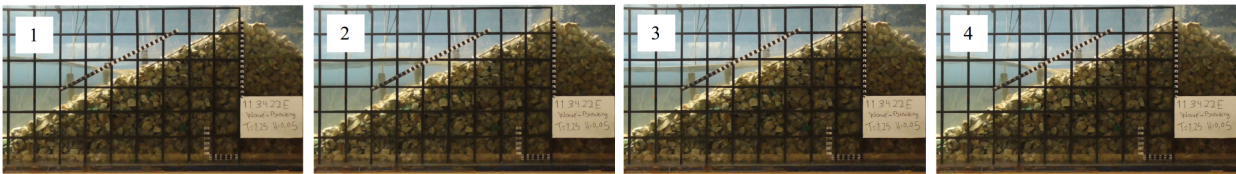


Fig 5.15 Évolution de la surface libre du train de vagues impactant la structure poreuse aux instants $t = 4 \text{ s}$ (1), $5,1 \text{ s}$ (2), $6,2 \text{ s}$ (3) et $7,7 \text{ s}$ (4) dans le dispositif expérimental de Carrasco *et al.* [Carrasco, 2019].

Notre modèle est utilisé pour reproduire les essais réalisés par Carrasco *et al.* afin de vérifier que le paramètre adimensionnel $\chi = y_f H_I / L^2$ proposé par Carrasco *et al.* permet effectivement de trouver des fonctions f et Ψ quantifiant les coefficients de réflexion C_R , de transmission C_T et de dissipation C_D . Dans notre modèle numérique, le domaine de calcul utilisé est une simplification du dispositif expérimental utilisé par Carrasco *et al.* pour des raisons de temps de calcul. Cette simplification est montrée dans la figure 5.16. La longueur du canal est de 8 m. La structure poreuse trapézoïdale est placée à $x = 6 \text{ m}$. Les dimensions de la forme trapézoïdale sont les mêmes que celles utilisées

dans les essais réalisés par Carrasco *et al.*. La pente de la paroi à gauche de la structure poreuse inclinée est maintenue à 26° . Coté droite de la structure poreuse, la géométrie est simplifiée. Une paroi verticale imperméable est mise en place. Le noyau de la digue et la carapace poreuse forment une seule structure poreuse ayant la même porosité $n_w = 0,39$. La profondeur d'eau est imposée à $y_f = 0,14\text{ m}$. Le générateur à houle est placé à $x = 3\text{ m}$. Une éponge absorbante est placée à gauche dans le canal afin de réduire la vitesse de l'écoulement et empêcher la réflexion des vagues depuis la paroi imperméable. Les longueurs d'onde testées sont comprises entre $0,43\text{ m} \leq \lambda \leq 1,5\text{ m}$. La hauteur de l'onde incidente a été fixée à $H_I = 0,04\text{ m}$. Le ratio y_f/H_I est de l'ordre de 3 comme celui imposé dans les essais réalisés par Carrasco *et al.*. La période de l'onde incidente est imposée à $T = 0,7\text{ s}$ alors que dans les essais réalisés par Carrasco *et al.* sa valeur minimale est de $T = 1,05\text{ s}$. Ce changement de la période T a pour objectif de réduire le temps de calcul afin de réaliser notre étude paramétrique. Cela ne gêne pas l'analyse des résultats numériques car la période de l'onde incidente T n'intervient pas dans le paramètre adimensionnel χ proposé par Carrasco *et al.*. Pour l'eau, sa masse volumique est fixée à $\rho = 1000\text{ kg/m}^3$ et sa viscosité dynamique est de $0,002\text{ kg/ms}$. Pour réaliser les simulations numériques, la taille des particules est $\Delta x = 0,0037\text{ m}$, le pas de temps est $\Delta t = 0,0001\text{ s}$ et la nombre d'itérations entre deux remaillages est $N_\delta = 600$. La figure 5.17 présente un des trains de vagues générés par notre modèle numérique pour une hauteur de l'onde incidente fixée à $H_I = 0,04\text{ m}$, une longueur d'onde $\lambda = 0,61\text{ m}$ et une période $T = 0,7\text{ s}$.

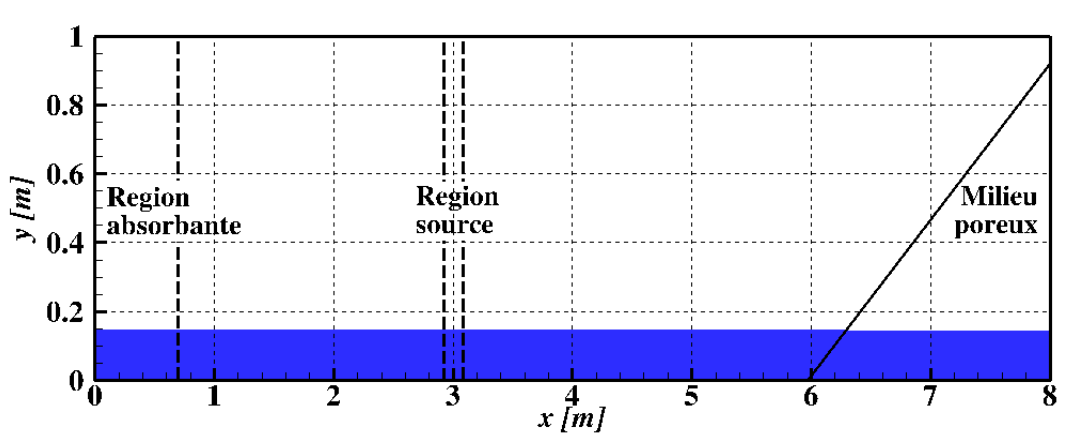


Fig 5.16 Schéma de principe du domaine de calcul utilisé dans notre modèle numérique.

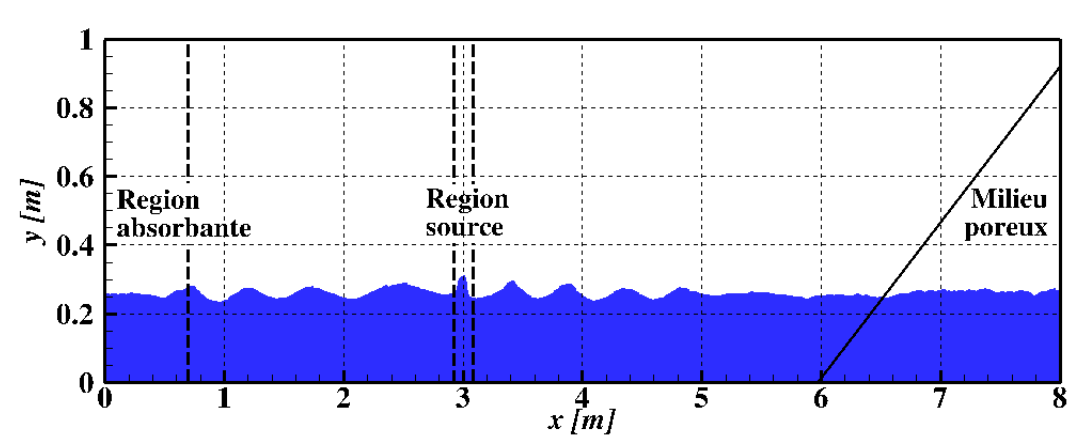


Fig 5.17 Train de vagues généré avec notre modèle numérique avec $H_I = 0,04\text{ m}$, $\lambda = 0,61\text{ m}$ et $T = 0,7\text{ s}$.

5.3.2 Méthode des sondes

Lors de l'impact d'une onde incidente sur une structure poreuse inclinée, l'énergie est séparée en trois parties : énergies réfléchie, transmise et dissipée. L'onde incidente se décompose en deux sous ondes, une onde réfléchie et une onde transmise. Cette séparation est complexe, car il n'existe pas une méthode directe pour la mesure de l'onde réfléchie [Nallayarasu *et al.*, 1995]. La surface libre de l'écoulement sera caractérisée par l'enveloppe d'interférence de ces ondes et des hauteurs d'élévation maximale H_{max} et minimale H_{min} peuvent être mesurées.

En laboratoire, une méthode commune de mesure de la réflexion des ondes est d'utiliser des sondes fixes [Goda et Suzuki, 1977, Mansard et Funke, 1980, Isaacson, 1991, Brossard *et al.*, 2000]. Des analyses de Fourier sont utilisées pour traiter les signaux et déterminer les hauteurs et phases des ondes. Pour des ondes régulières, trois paramètres doivent être déterminés pour la caractérisation de l'énergie des ondes : la hauteur de l'onde incidente, le coefficient de réflexion et l'angle de phase dans la réflexion. En laboratoire, cette technique est classifiée en deux types : méthodes à deux sondes fixes et à trois sondes fixes. La figure 5.18 présente un schéma général de l'emplacement des sondes dans un canal à houle. Pour la description de la méthode à deux sondes, les sondes 1 et 2 seront utilisées, où λ_2 est l'espacement entre les sondes. Pour la méthode à trois sondes, les sondes 1, 2 et 3 seront implémentées, où λ_3 est l'espacement entre la première et la troisième sonde.

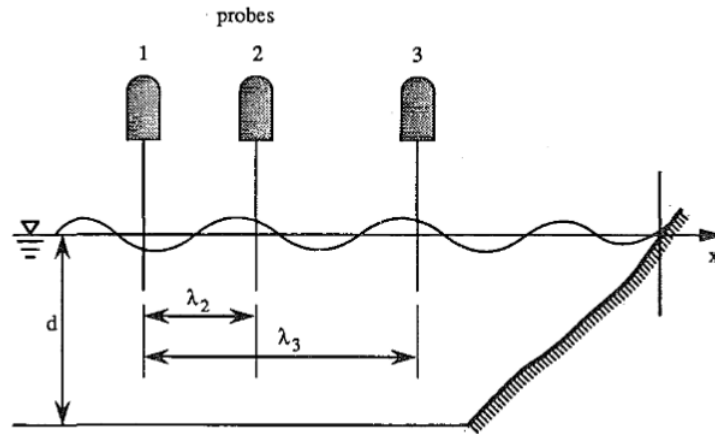


Fig 5.18 Schéma du canal où la méthode à trois sondes est utilisée pour la mesure de la surface libre [Merkoune *et al.*, 2014].

— La méthode à deux sondes a été initialement décrite par Thornton et Calhoun en 1972 et reprise par Goda et Suzuki en 1976 [Thornton et Calhoun, 1972, Goda et Suzuki, 1977]. Cette méthode permet de mesurer deux hauteurs d'onde et un angle de phase. Elle se base sur la mesure simultanée des hauteurs d'onde H_1 et H_2 par des sondes placées à deux positions fixes dans le canal, en amont de la structure poreuse inclinée (sondes 1 et 2 de la figure 5.18). Une différence de phase δ_2 est aussi mesurée entre les deux signaux. L'emplacement des sondes est important. Si l'espacement entre les deux sondes est réduit, l'analyse spectrale présente une perte de contraste. L'espacement critique de sondes dépend de la longueur d'onde [Goda et Suzuki, 1977]. Goda et Suzuki établissent que cette méthode échoue quand l'espacement entre les deux sondes est égal à un nombre entier de demi-longueur d'onde. Ils n'ont pas recommandé l'utilisation de cette méthode pour des espacement des sondes comprises entre $0,4\lambda < \lambda_2 < 0,6\lambda$. A partir d'une manipulation algébrique en 1991, Isaacson a proposé les expressions suivantes pour la détermination des hauteurs d'onde incidente et réfléchie sorties de la méthode à deux sondes [Isaacson, 1991] :

$$H_I = \frac{\sqrt{A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 \cos(\lambda_2 + \delta_2)}}{|\sin \lambda_2|} \quad \text{et} \quad H_R = \frac{\sqrt{A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 \cos(\lambda_2 - \delta_2)}}{|\sin \lambda_2|} \quad (5.13)$$

avec A_1 et A_2 les amplitudes des ondes mesurées par les sondes 1 et 2, respectivement. λ_2 est

la distance entre les deux sondes et δ_2 est l'angle de phase relative.

- La méthode à trois sondes a été décrite par Mansard et Funke en 1976 [Mansard et Funke, 1980]. Elle est basée sur une technique des moindres carrés appliquée aux mesures pour réduire l'erreur. Elle se base sur la mesure simultanée des hauteurs d'onde à trois positions fixes connues dans le canal (sondes 1, 2 et 3 de la figure 5.18). Le rajout d'une sonde supplémentaire augmente la sensibilité de la méthode à deux sondes et permet de réduire le bruit. Ceci permet de déterminer trois hauteurs d'onde H_1 , H_2 et H_3 , et deux angles de phase δ_2 et δ_3 . De manière générale, cette méthode apporte une plus grande bande de fréquences que la méthode à deux sondes, ainsi qu'une sensibilité réduite au bruit et à l'espacement critique des sondes [Mansard et Funke, 1980, Isaacson, 1991]. Les expressions pour la détermination des hauteurs d'ondes incidente et réfléchie sorties de la méthode à trois sondes [Isaacson, 1991] sont :

$$H_I = \left| \frac{s_2 s_3 - 3s_4}{s_5} \right| \quad \text{et} \quad H_R = \left| \frac{s_1 s_4 - 3s_3}{s_5} \right| \quad (5.14)$$

où s_1 , s_2 , s_3 , s_4 et s_5 sont des coefficients définis comme suit :

$$s_1 = \sum_{n=1}^3 \exp(i2\lambda_n), \quad s_2 = \sum_{n=1}^3 \exp(-i2\lambda_n), \quad s_3 = \sum_{n=1}^3 \exp(i(\delta_n + \lambda_n)), \quad (5.15)$$

$$s_4 = \sum_{n=1}^3 \exp(i(\delta_n - \lambda_n)) \quad \text{et} \quad s_5 = s_1 s_2 - 9. \quad (5.16)$$

A_1 , A_2 et A_3 sont les amplitudes des ondes mesurées par les sondes 1, 2 et 3, respectivement. λ_n est la distance entre la sonde n et la première sonde, où $n = 1, 2$ ou 3 . δ_n est l'angle de phase relative mesuré entre la sonde n et la première sonde.

Des mesures à partir de la méthode des trois sondes sans l'obtention des angles de phase sont aussi possibles. Les expressions des hauteurs d'ondes incidente et réfléchie sorties de la méthode à trois sondes [Isaacson, 1991] sont :

$$H_I = \frac{1}{2}(\sqrt{P+Q} + \sqrt{P-Q}) \quad \text{et} \quad H_R = \frac{1}{2}(\sqrt{P+Q} - \sqrt{P-Q}) \quad (5.17)$$

où P et Q sont des coefficients définis comme suit :

$$P = \frac{A_1^2 \sin[2(\lambda_3 - \lambda_2)] - A_2^2 \sin(2\lambda_3) + A_3^2 \sin(2\lambda_2)}{\sin[2(\lambda_3 - \lambda_2)] + \sin(2\lambda_2) - \sin(2\lambda_3)}, \quad (5.18)$$

$$Q = \frac{1}{2} \sqrt{\left[\frac{A_1^2 + A_3^2 - 2P}{\cos(\lambda_3)} \right]^2 + \left[\frac{A_1^2 - A_3^2}{\sin(\lambda_3)} \right]^2}. \quad (5.19)$$

Numériquement, le calcul des hauteurs d'onde se fera de manière plus simple, basée sur la mesure de la surface libre par deux sondes fixes placées dans des canaux en laboratoire [Goda et Suzuki, 1977, Isaacson, 1991]. Les deux sondes sont placées à des distances fixes $\lambda/2$ et $\lambda/4$ de la structure poreuse. Cette simplification suppose que la position des nœuds et ventres est connue et son écart est d'environ $\lambda/2$. Les deux sondes permettent d'obtenir les hauteurs, minimale H_{min} (mesurée aux nœuds) et maximale H_{max} (mesurée aux ventres) des ondes superposées ou de l'enveloppe du battement (voir figure 5.19). Ces deux hauteurs sont trouvées en faisant un certain nombre de tracés linéaires de l'élévation de la surface pendant une période d'onde.

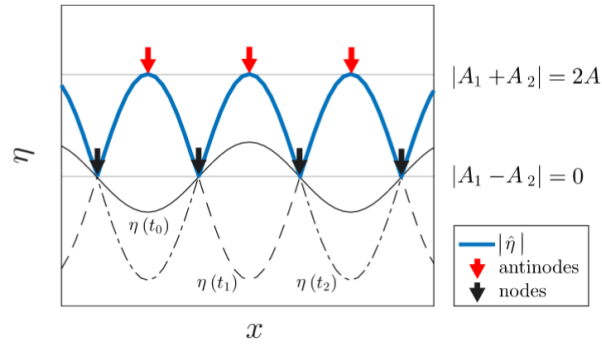


Fig 5.19 Surface libre à trois instants (lignes continue et pointillée) et définition de l'enveloppe spatiale (ligne bleue) avec emplacement des nœuds (flèches noires) et ventres (flèches rouges) [Padilla et Alsina, 2020].

Dans la méthode à deux sondes, en supposant que la hauteur des vagues est plus importante que la hauteur des ondes réfléchies ($H_I > H_R$), la hauteur de l'onde incidente peut être calculée comme la moyenne des hauteurs maximale H_{max} et minimale H_{min} de l'onde stationnaire. De la même manière, la hauteur de l'onde réfléchie peut être calculée comme la différence entre les hauteurs maximale et minimale de l'onde stationnaire. Les expressions pour le calcul des hauteurs des ondes incidente et réfléchie sont définies par :

$$H_I = \frac{H_{max} + H_{min}}{2} \quad \text{et} \quad H_R = \frac{H_{max} - H_{min}}{2}. \quad (5.20)$$

5.3.3 Résultats numériques

Pour des raisons de temps de calcul, seulement neuf vagues ont été simulées pour obtenir un temps réel de 6,3 s dans toutes les simulations numériques. Comme le montre la figure 5.20, c'est seulement à partir de la troisième vague générée que la hauteur de l'onde incidente H_I est correctement simulée. A cet instant $t_0^{3\lambda} = 3T$, il faut attendre une durée de $T(x_{sp} - x_g - \lambda)/\lambda$ pour que cette troisième vague impacte la structure poreuse inclinée. Dans la formule précédente, x_{sp} et x_g désignent respectivement les abscisses du batteur et le point d'impact des vagues sur la structure poreuse inclinée. Nous sommes à l'instant $t_I^{3\lambda} = t_0^{3\lambda} + T(x_{sp} - x_g - \lambda)/\lambda$. Dans le cas particulier de la figure 5.21, la distance $x_{sp} - x_g$ est d'environ 4λ . Cela donne une durée de $2T$ entre la génération de la troisième vague et son impact sur la structure poreuse. L'instant $t_I^{3\lambda}$ vaut $5T$. Il faut une période T pour que la troisième vague soit transmise et réfléchie par rapport à la paroi de la structure poreuse. Nous sommes à l'instant $t_R^{3\lambda} = t_I^{3\lambda} + T$. Cet instant correspond également à l'arrivée de la quatrième vague sur la structure poreuse. On a alors la formation de la courbe enveloppe, c'est-à-dire, la superposition entre les ondes incidente et réfléchie. Nous utilisons la quatrième vague pour mesurer les hauteurs maximale H_{max} et minimale H_{min} à partir des capteurs $S1$ et $S2$ (voir figure 5.22).

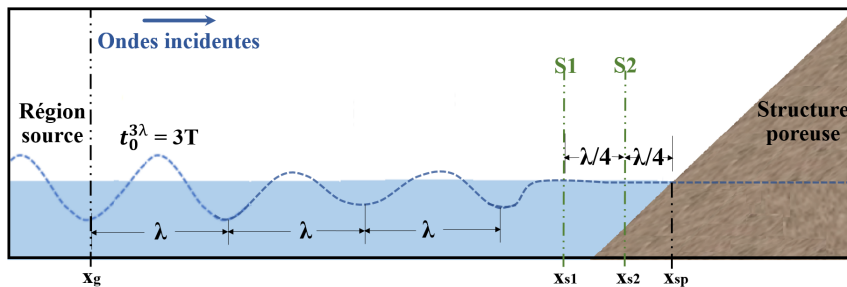


Fig 5.20 Schéma de principe de l'état de la surface libre avant l'impact du train de vagues sur la structure poreuse inclinée.

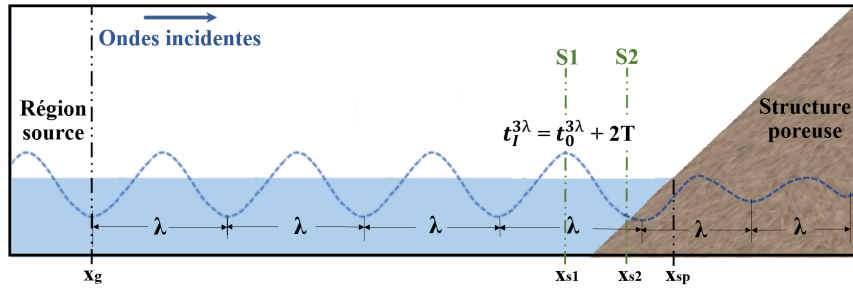


Fig 5.21 Schéma de principe de l'état de la surface libre au moment de l'impact du train de vagues sur la structure poreuse inclinée.

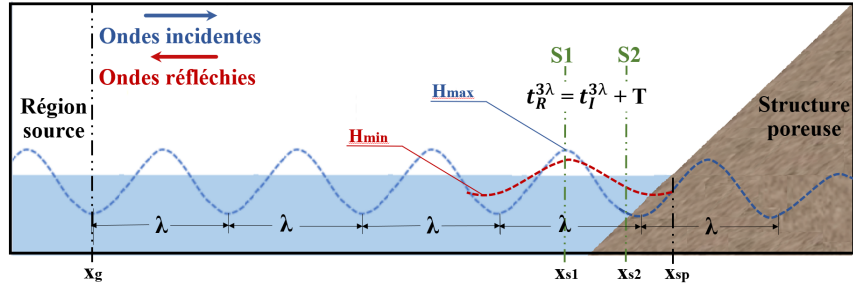


Fig 5.22 Schéma de principe de l'état de la surface libre après l'impact du train de vagues sur la structure poreuse inclinée.

La durée entre la génération de la troisième vague et son impact sur la structure poreuse est fonction des valeurs de la longueur d'onde λ et de la période T . x_{sp} et x_g sont fixes dans toutes les simulations numériques. Dix valeurs de la longueur d'onde, $0,43\text{ m} \leq \lambda \leq 1,3\text{ m}$, sont considérées ici afin d'étudier dix valeurs du paramètre adimensionnel χ . Dans le tableau 5.1, pour chaque valeur de longueur d'onde λ , sont données les valeurs correspondantes du logarithme du paramètre adimensionnel $\ln(\chi)$, du nombre de vague générées nécessaire pour avoir l'impact de la troisième vague sur la structure poreuse et l'instant $t_I^{3\lambda}$ de cet impact.

λ [m]	$\ln(\chi)$ [-]	$(x_{sp} - x_g - \lambda)/\lambda$ [-]	$t_I^{3\lambda}$ [s]
0,43	-3,497	9	6,3
0,50	-3,799	8	5,6
0,53	-3,915	8	5,6
0,56	-4,025	7	4,9
0,61	-4,196	7	4,9
0,84	-4,836	6	4,2
1,00	-5,185	5	3,5
1,10	-5,376	5	3,5
1,20	-5,550	5	3,5
1,30	-5,710	4	2,8

Tableau 5.1 Logarithme du paramètre adimensionnel $\ln(\chi)$, nombre de vagues générées $(x_{sp} - x_g - \lambda)/\lambda$ nécessaire pour avoir l'impact de la troisième vague sur la structure poreuse et l'instant $t_I^{3\lambda}$ de l'impact en fonction de la longueur d'onde λ

La figure 5.23 présente la surface libre perturbée par la superposition des ondes incidente et réfléchie à $t = 4,8\text{ s}$. Cette superposition est obtenue avec une onde incidente de hauteur d'onde $H_I = 0,04\text{ m}$ et de longueur d'onde $\lambda = 0,61\text{ m}$ (ligne 5 du tableau 5.1). La hauteur maximale H_{max} et minimale H_{min} des ondes sont mesurées à partir de la méthode des deux sondes. Les sondes $S1$ et $S2$ sont à une demi-longueur d'onde d'écart, $\lambda/2 = 0,305\text{ m}$. Les sondes $S1$ et $S2$ sont alors

placées à $x_1 = 0,485\text{ m}$ et $x_2 = 5,11\text{ m}$, respectivement. A cause de la technique de remaillage, la profondeur d'eau initiale $y_f = 0,14\text{ m}$ n'a pas été maintenue comme plan moyen du train de vagues de la simulation numérique. La technique de remaillage introduit des nouvelles particules au niveau de la surface libre, modifiant ainsi légèrement la profondeur d'eau initiale. Ce problème pourrait être corrigé en affinant le nuage des particules au détriment du temps de calcul. Dans nos simulations numériques, on ajuste cette profondeur d'eau à l'instant où on calcule les hauteurs maximale H_{max} et H_{min} sur le train de vagues. La valeur du nombre adimensionnel χ est estimée à partir de cette nouvelle valeur de la profondeur d'eau initiale. Par rapport à ces dernières profondeurs d'eau, les hauteurs des ondes incidente H_I et réfléchie H_R sont déterminées.

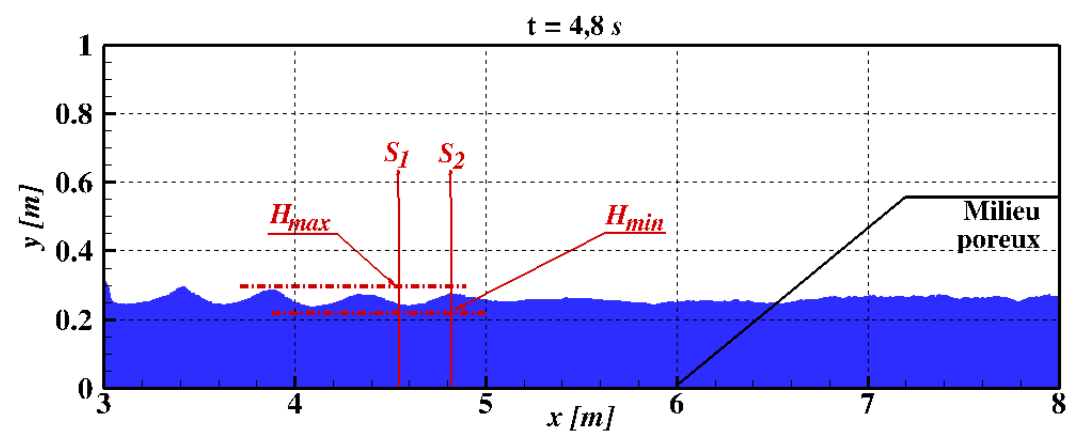


Fig 5.23 Mesure des hauteurs maximale H_{max} et minimale H_{min} à partir de la superposition des ondes incidente et réfléchie à l'instant $t = 4,8\text{ s}$ pour $H_I = 0,04\text{ m}$, $\lambda = 0,61\text{ m}$ et $T = 0,7\text{ s}$.

Pour les dix valeurs de longueur d'onde λ considérées, les valeurs des hauteurs maximale H_{max} et minimale H_{min} obtenues dans les simulations numériques sont reportées dans le tableau 5.2. Les valeurs des hauteurs de l'onde réfléchie H_R et de l'onde incidente H_I , estimées à partir de H_{max} et H_{min} (voir Eq. 5.20), sont également reportées dans le tableau 5.2. On remarque que la hauteur de l'onde réfléchie H_R augmente avec la longueur d'onde λ . Cela montre que le modèle numérique permet de reproduire l'impact du train de vagues sur la structure poreuse car plus la longueur de l'onde incidente est grande plus le débit à travers l'interface avec la structure poreuse est important.

λ [m]	$\ln(\chi)$ [-]	H_{max} [m]	H_{min} [m]	H_R [m]	H_I [m]
0,43	-3,497	0,236	0,207	0,014	0,222
0,50	-3,799	0,238	0,208	0,015	0,223
0,53	-3,915	0,232	0,204	0,014	0,218
0,56	-4,025	0,265	0,227	0,019	0,246
0,61	-4,196	0,264	0,225	0,020	0,245
0,84	-4,836	0,268	0,217	0,026	0,243
1,00	-5,185	0,264	0,211	0,026	0,238
1,10	-5,376	0,264	0,203	0,031	0,233
1,20	-5,550	0,290	0,218	0,036	0,254
1,30	-5,710	0,250	0,182	0,034	0,216

Tableau 5.2 Hauteurs maximale H_{max} , minimale H_{min} , des ondes réfléchie H_R et incidente H_I , en fonction de la longueur d'onde λ .

A partir des mesures sur la superposition des ondes incidente et réfléchie, des hauteurs maximale H_{max} et minimale H_{min} , les valeurs des coefficients de réflexion C_R (Eq. 5.3) et de dissipation C_D (Eq. 5.4) ont été calculées. Les figures 5.24 et 5.25 présentent les valeurs des coefficients de réflexion C_R et de dissipation C_D en fonction du logarithme du paramètre adimensionnel χ proposé par Carrasco *et al.*, respectivement. Les coefficients de réflexion C_R et de dissipation C_D obtenus

expérimentalement par Carrasco *et al.* sont décrits par les croix rouges. Les coefficients de réflexion C_R et de dissipation C_D obtenus avec notre modèle numérique sont décrits par les croix bleues. Les valeurs numériques de C_R et C_D sont données dans le tableau 5.3. On observe sur ces figures que le principe de conservation de l'énergie de l'onde incidente est bien respecté avec notre modèle numérique. Par exemple, pour $\ln(\chi) = -3,5$, le modèle numérique a donné $C_R = 0,062$ et $C_D = 0,93$. La somme des valeurs de C_R et C_D donne bien 1. On rappelle que le coefficient de transmission C_T est nul car il y a une paroi verticale imperméable à droite de la structure poreuse inclinée. On observe également une bonne concordance entre les résultats numériques donnés par notre modèle numérique et les résultats expérimentaux de Carrasco *et al.*. Cela montre qu'il permet d'estimer les coefficients de réflexion C_R et de dissipation C_D quantifiant les transformations d'énergie d'un train de vagues impactant une structure poreuse inclinée. Cela montre aussi que le nombre adimensionnel χ construit par Carrasco *et al.* à partir de mesures expérimentales permet de déterminer la fonction Ψ_R et de remonter aux coefficients de réflexion C_R et de dissipation C_D . La fonction Ψ_R est basée sur une courbe sigmoïde définie par Churchill et Usagi [Churchill et Usagi, 1972] :

$$X(Z) = (X_1 - X_0) \left[1 + \left(\frac{Z^{\gamma_z}}{a_z} \right) \right]^{-1} \quad \text{avec } Z > 0 \quad (5.21)$$

où $X(Z)$ est la quantité physique décrivant le phénomène de transformation d'énergie par réflexion, X_0 et X_1 sont les limites imposées sur $X(Z)$ pour décrire l'intervalle des valeurs de la variable indépendante Z . $\gamma_z = 2,1$ est un coefficient de mélange et $a_z = 0,0008$ est un paramètre du processus inhérent à la forme de la courbe sigmoïde. La fonction sigmoïde Ψ_R est reportée sur la figure 5.24, ainsi que son complément $1 - \Psi_R$ sur la figure 5.25. Cependant, dans leurs mesures expérimentales, Carrasco *et al.* balaient un intervalle de valeurs du nombre adimensionnel χ plus important que celui que nous avons simulé numériquement. Ils font varier $\ln(\chi)$ entre -8,5 et -3,5. Cela leur permet d'identifier trois zones de transformation de l'énergie de l'onde incidente : une première zone dominée par la dissipation avec $C_D > 0,85$, une deuxième zone dominée par la réflexion avec $C_D > 0,3$ et une troisième zone de transition avec $0,3 \leq C_D \leq 0,85$. Dans les simulations numériques faites dans ce travail de thèse, $\ln(\chi)$ varie entre -6 et -3,5. Le paramètre adimensionnel χ est inversement proportionnel au carré de la longueur d'onde λ . Pour atteindre des valeurs de $\ln(\chi)$ comprises entre -8,5 et -6 avec le modèle numérique, il faut pouvoir simuler une longueur d'onde supérieure à $2m$. Augmenter la longueur d'onde impose d'augmenter la taille du domaine de calcul du modèle numérique. Cela va augmenter le nombre des particules utilisées par le modèle numérique, et donc directement le temps de calcul.

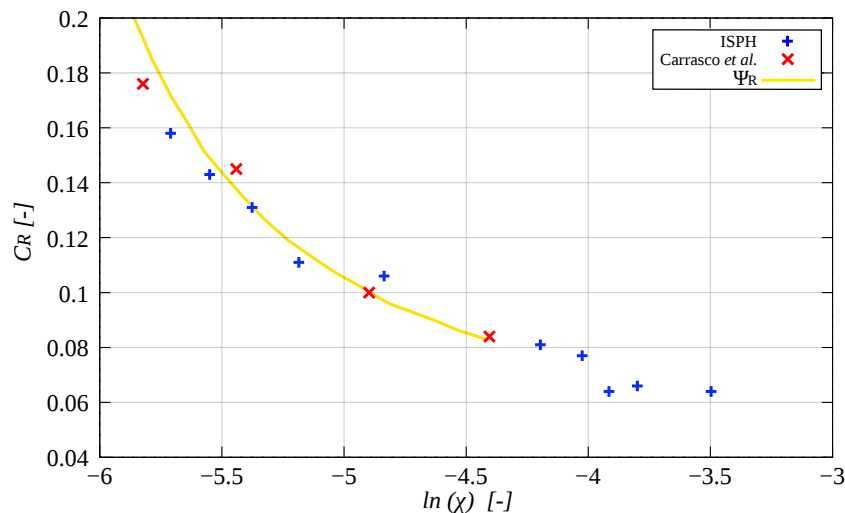


Fig 5.24 Coefficient de réflexion C_R en fonction du logarithme du paramètre adimensionnel $\ln(\chi)$ obtenu avec notre modèle numérique (croix bleues), les mesures expérimentales de Carrasco *et al.* (croix rouges) et la fonction sigmoïde Ψ_R (ligne jaune).

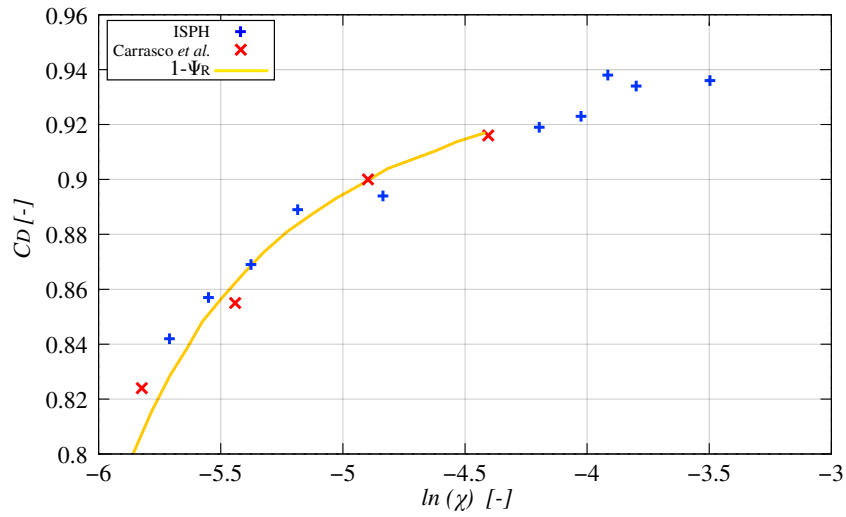


Fig 5.25 Coefficient de dissipation C_D en fonction du logarithme du paramètre adimensionnel $\ln(\chi)$ obtenu avec notre modèle numérique (croix bleues), les mesures expérimentales de Carrasco *et al.* (croix rouges) et la fonction sigmoïde $1 - \Psi_R$ (ligne jaune).

$\ln(\chi)$ [-]	C_{RISPH} [-]	C_{DISPH} [-]
-3,497	0,064	0,936
-3,799	0,066	0,934
-3,915	0,064	0,936
-4,025	0,077	0,923
-4,196	0,081	0,919
-4,836	0,106	0,894
-5,185	0,111	0,889
-5,376	0,131	0,869
-5,550	0,143	0,857
-5,710	0,158	0,842

Tableau 5.3 Coefficients de réflexion C_R et de dissipation C_D en fonction du logarithme du paramètre adimensionnel $\ln(\chi)$, obtenus avec notre modèle numérique.

Conclusions et perspectives

L'étude de l'amortissement d'une onde incidente dans une structure poreuse inclinée présentée dans cette thèse a nécessité l'utilisation et la mise en place de plusieurs outils numériques qui ont permis d'optimiser la méthode ISPH à divergence nulle. La formulation générale des méthodes SPH ainsi que les outils d'optimisation ont été présentés en détail dans le chapitre 1. L'objectif de ces outils d'optimisation est de réduire le temps de calcul du modèle numérique. Parmi ceux-ci figurent la renormalisation du noyau pour corriger la fonction de lissage du noyau et son gradient, la technique de remaillage afin de garantir la distribution uniforme des particules, et l'utilisation d'un couplage ISPH-maillage pour calculer la pression sur une grille cartésienne et ainsi résoudre le problème de Poisson. Le chapitre 2 de cette thèse analyse la performance des méthodes ISPH à divergence nulle et à densité invariante optimisées afin de choisir la méthode la plus robuste et ainsi construire notre code numérique 2D. Une étude de convergence nous a permis de confirmer la valeur de certains paramètres comme celui de la taille des particules Δx , le nombre de particules N_p , le pas de temps Δt et le nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\delta t}$. Cette synthèse nous a permis de définir une première gamme de paramètres pour nos simulations numériques. La réalisation de cette étude paramétrique nous a finalement amené à la présentation de nos résultats bruts. Ces derniers ont été particulièrement utiles et nous ont permis dans un premier temps de comparer les résultats de la méthode ISPH à divergence nulle optimisée avec ceux de la littérature. Par ce procédé, nous avons pu analyser l'effet de la taille des particules Δx et du pas de temps Δt pour trois benchmarks : le tourbillon de Lamb-Oseen ($100 \leq Re \leq 1000$), la cavité entraînée ($100 \leq Re \leq 7500$) et la rupture de barrage ($Re = 300000$). De toutes les méthodes SPH testées dans cette thèse, les méthodes ISPH ont fourni le meilleur compromis précision temps de calcul, leurs performances inférieures en temps de calcul pas de temps par rapport à la méthode WCSPH étant largement compensées par leur aptitude à utiliser des pas de temps plus grands apportant, en générale, un gain sur le temps de calcul total de la simulation. Les études paramétriques réalisées dans ce chapitre de thèse nous ont permis de choisir la méthode SPH avec laquelle le code numérique 2D sera construit pour simuler l'amortissement d'un train de vagues sur une structure poreuse inclinée. Les deux premiers benchmarks ont montré que la méthode WCSPH est très sensible au pas de temps Δt car elle doit respecter la condition CFL pour assurer la précision des calculs et leur stabilité. Cependant, les méthodes ISPH restent toujours stables par rapport à la taille des particules Δx et au pas de temps Δt . Ceci nous a permis d'écarter la méthode WCSPH et d'évaluer les méthodes ISPH. Le troisième benchmark nous a permis de remarquer des différences entre les deux méthodes ISPH dans la détection de la surface libre. La méthode ISPH à densité invariante conduit à une légère surélévation de la surface libre lors du retour de l'écoulement vers l'amont du canal. Ce chapitre nous a permis alors de retenir la méthode ISPH à divergence nulle pour la construction de notre code numérique utilisé dans la suite du travail.

Afin de construire notre code numérique 2D pour simuler un train de vagues impactant une structure poreuse inclinée, l'implémentation et la validation du générateur numérique de l'onde incidente ont été faites dans le chapitre 3. Une synthèse bibliographique sur les différentes méthodes numériques pour la génération de l'onde incidente est présentée afin de décrire leurs avantages et leurs inconvénients. Ceci nous a permis de choisir un générateur numérique de l'onde incidente

construit à partir d'une modélisation mathématique à la fois efficace et facile à mettre en œuvre. Le générateur numérique interne de l'onde incidente basé sur la fonction source de quantité de mouvement proposé par Wei *et al.* a été retenu dans notre modèle numérique. Il présente l'avantage de limiter les interactions entre l'onde incidente émise et les ondes réfléchies sur les bords du domaine. Une validation de la méthode de la fonction source de quantité de mouvement introduite dans notre méthode ISPH à divergence nulle est menée. Les résultats numériques ont été comparés aux résultats numériques de Liu *et al.* et aux solutions analytiques de la théorie des ondes linéaire. Une pré-visualisation de la taille du domaine est définie afin d'estimer le temps de calcul et de borner l'applicabilité de notre modèle numérique. La validation a été basée sur une étude paramétrique scindée en deux parties. Une première partie concernait la zone source du générateur numérique interne de l'onde incidente pour fixer le nombre d'itérations entre deux remaillages $N_{\delta t}$ adapté au problème. La deuxième partie correspondait à la validation dans la zone de propagation de l'onde incidente afin de fixer la taille des particules Δx et le pas de temps Δt . Dans la région source, le jeu de paramètres optimal pour reproduire les résultats numériques de Liu *et al.* sont $\Delta x = 0,01 m$, $\Delta t = 0,001 s$ et $N_{\delta t} = 200$. Dans la zone de propagation de l'onde incidente, les valeurs retenues pour les différents paramètres de discrétisation ont été testées pour valider le comportement de l'onde incidente en comparant les résultats numériques obtenus à des solutions analytiques de l'évolution temporelle de la surface libre et de la pression dynamique. Pour plusieurs valeurs de taille des particules, quelle que soit la valeur testée, les résultats numériques présentent une phase transitoire pour finalement obtenir le régime établi qui nous permet de reproduire les valeurs imposées de hauteur d'onde H et de longueur d'onde λ . Cependant, la valeur optimale de $0,01 m$ obtenue pour Δx dans la validation de la zone source, ne permet pas de reproduire la surface libre ni la pression dynamique du train de vagues à long terme. La taille des particules doit être alors réduite à $\Delta x = 0,0065 m$ pour avoir le meilleur compromis entre précision et temps de calcul.

Dans le chapitre 4, l'étude de l'infiltration d'un écoulement dans une structure poreuse a été faite. La solution de l'interface fluide pur-milieu poreux à partir des équations de Navier-Stokes Brinkmann est mise en place dans notre méthode ISPH à divergence nulle optimisée. Cette solution nous a permis de résoudre, de manière simultanée, l'écoulement dans la zone fluide pur et dans la zone milieu poreux sans imposer des conditions particulières à l'interface fluide pur-milieu poreux. Cependant, les méthodes SPH présentent un problème de discontinuité de la porosité à l'interface fluide pur-milieu poreux qui entraîne une inconsistance dans la taille des particules sur l'interface fluide pur-milieu poreux. Cette différence de taille des particules introduit une singularité dans l'estimation des grandeurs physiques avec la fonction de lissage du noyau. Une solution proposée dans la littérature est l'implémentation d'une zone de transition à l'interface fluide pur-milieu poreux afin de varier de manière graduelle la porosité des particules proches de l'interface. Cependant, cette zone de transition nécessite une calibration numérique qui n'est pas basée sur des justifications physiques et mathématiques. Dans ce chapitre, la construction d'une fonction de lissage du noyau qui prend en compte des tailles différentes des particules a été implémentée pour traiter ce problème. Cette technique utilise un développement de Taylor limité ici à l'ordre 2 et est appliquée à la fonction de lissage du noyau afin d'améliorer notre modèle numérique. La taille des particules est alors prise en compte dans les termes dits de moments qui apparaissent dans la formulation du développement de Taylor. La comparaison de ces deux techniques de traitement de la singularité est faite à travers de l'étude de l'infiltration d'un écoulement dans une structure poreuse à partir d'une rupture de barrage étudiée par Liu *et al.* et par Pahar et Dhar. Pendant l'infiltration, la distribution spatiale des particules est uniforme. Les particules ne sont pas bloquées à l'interface fluide pur-milieu poreux. Ceci montre que l'infiltration des particules dans la structure poreuse est correcte. Le ralentissement des particules qui s'approchent de l'interface fluide pur-milieu poreux est bien reproduit ainsi que l'affaissement du niveau d'eau du réservoir. Dans les deux zones du domaine, l'évolution temporelle de la surface libre obtenue avec notre modèle numérique est semblable à la surface libre obtenue par Liu *et al.*. En comparant nos résultats numériques à ceux de Liu *et al.*, un léger décalage peut se remarquer sur la surface libre à long terme. Ce décalage n'est pas produit par le développement de Taylor à l'ordre deux sur la fonction de lissage du noyau mais par la technique de remaillage.

Le traitement de l'interface fait à partir du développement de Taylor à l'ordre 2 sur la fonction de lissage du noyau a bien corrigé la discontinuité de la porosité. Grâce à la distribution homogène des particules obtenue, il n'y a pas d'oscillations visibles sur le champ de pression. La condition de continuité sur la pression est bien vérifiée ainsi que pour les vecteurs de vitesse. La détermination des coefficients de réflexion C_R d'un soliton impactant une paroi verticale poreuse nous a fourni une validation supplémentaire en comparant ces coefficients à ceux obtenus avec les solutions analytiques proposées par Lee et Liu. De manière générale, une bonne approximation de C_R est obtenue selon les variations du paramètre $k_0 d$, produit du nombre d'onde k_0 par la hauteur d'eau d , ou quand des ondes avec des faibles longueurs d'onde sont considérées. L'écart entre les valeurs de C_R analytiques et numériques peut se justifier par la discrétisation spatiale du domaine. Pour des longueurs d'onde plus importantes, une augmentation du domaine et de la quantité des particules est souhaitable.

Finalement, le chapitre 5 de cette thèse nous a permis de simuler l'impact d'un train de vagues sur une structure poreuse inclinée. Le générateur numérique de l'onde incidente présenté dans le chapitre 3 et le développement de Taylor sur la fonction de lissage du noyau du chapitre 4 ont été utilisés dans ces simulations. Une première validation a été réalisée avec l'étude du phénomène de "run-up" se produisant à l'impact d'une vague sur une structure poreuse inclinée en comparant nos résultats à ceux de Shao et de Liu *et al.* [Liu *et al.*, 1999, Shao, 2010]. L'évolution de la surface libre, le champ de pression et le champ de vitesse montrent une bonne concordance entre nos résultats numériques et les résultats de référence de Shao, et Liu *et al.*. Lorsque une vague de l'onde incidente se rapproche de la structure poreuse inclinée, la vitesse au niveau de la crête est plus importante et le niveau d'eau augmente pour démarrer le running-up de l'onde incidente. Lorsque l'onde s'infiltré, l'augmentation du niveau d'eau est toujours visible. La transformation de l'énergie lors de l'impact du train de vagues sur la structure poreuse inclinée peut être quantifiée à partir des coefficients de réflexion C_R , de transmission C_T et de dissipation C_D . Le nombre adimensionnel χ proposé par Carrasco *et al.*, a été utilisée dans ce travail afin de quantifier ces transformations d'énergie. Ce nombre permet de définir les différents phases de transformation de l'énergie de l'onde incidente. Une reproduction des essais simplifiés réalisés par Carrasco *et al.* a été menée numériquement afin d'évaluer les coefficients de réflexion C_R et de dissipation C_D en fonction du nombre adimensionnel χ lors de l'impact d'un train de vagues avec une structure poreuse inclinée. Les caractéristiques de la surface libre ont été évaluées à partir de l'analogie numérique de la technique expérimentale des deux sondes et on remarque que le comportement général de l'écoulement a été bien reproduit. L'infiltration d'une onde incidente de longueur plus importante entraîne une augmentation de l'amplitude de l'onde réfléchi, ou encore du coefficient C_R . Ce phénomène est dû aux vitesses plus importantes engendrées alors que le débit d'infiltration, la fraction du débit correspondant absorbée par le massif poreux, est plus faible. Une comparaison entre les valeurs des coefficients de réflexion C_R et de dissipation C_D a été faite. Une bonne concordance entre nos résultats numériques et les résultats expérimentaux de Carrasco *et al.* a été observée.

Le tableau suivant reprend la totalité des simulations qui ont été réalisées dans le cadre de cette thèse. Toutes les simulations ont été menées à partir de la programmation séquentielle dans un processeur Intel(R) Core(TM) i7-4800MQ CPU 2.70GHz. Le tableau 5.4 présente le temps de calcul t_{CPU} en fonction du nombre N_p des particules utilisé pour chaque cas de validation simulé.

Benchmark	t_{total} [s]	N_p [-]	t_{CPU} [min]
Tourbillon de Lamb-Oseen	5	$7683 \geq N_p \geq 2401$	$15 \geq t_{CPU} \geq 0,7$
Cavité entraînée	1	$22206 \geq N_p \geq 871$	$20 \geq t_{CPU} \geq 0,9$
Rupture de barrage	2	$64230 \geq N_p \geq 10121$	$8640 \geq t_{CPU} \geq 1448$
Zone source	2	62441	1362
Zone de propagation	6	39471	1512
Infiltration rupture de barrage	1,2	15444	3060
Infiltration du soliton	5,4	50192	5430
Running-up et overtopping	5	14302	10520
Impact train de vagues-structure poreuse	6,3	131253	34560

Tableau 5.4 Temps physique de simulation t_{total} , nombre de particules N_p et temps de calcul t_{CPU} des cas de validation testés pour une configuration optimale de Δt , de Δx et de $N_{\delta t}$.

A partir du tableau précédent, nous pouvons confirmer que la méthode SPH est très exigeante en termes de ressources de calcul. Ces ordres de grandeur pour des faibles temps physiques simulés sont prohibitifs pour un usage de la méthode dans un cadre industriel et des calculs de grande envergure. La précision du calcul au sein de l'écoulement traversant une structure poreuse placée au milieu d'un canal plus large devient très vite problématique si nous gardons une taille des particules adaptée au problème et une simulation en séquentiel. Les champs de vitesse et de pression caractérisant l'écoulement ne seront pas suffisamment précis. Pour résoudre ce problème, une réduction de la taille des particules est nécessaire. Cependant cela entraîne une augmentation du nombre des particules composant l'écoulement et du temps de calcul. A partir de ce tableau, il est possible d'analyser l'une des plus grandes difficultés rencontrées par les méthodes SPH. L'ordre de précision des calculs est limité ce qui demande une discrétisation spatiale importante alors que le coût en temps de calcul par point de discrétisation est élevé.

Deux types de solutions peuvent être envisagés afin de limiter le nombre des particules dans le domaine ou de réduire le temps de calcul. Une première solution serait de développer une méthode de raffinement particulaire adaptatif [Hernquist et Katz, 1989, Vila, 1999, Feldman et Bonet, 2007, Barcarolo *et al.*, 2014, Chiron, 2017]. Le nombre des particules est alors limité en imposant une concentration des particules dans des emplacements spécifiques du domaine où le raffinement peut être nécessaire. Le bon comportement de la méthode construite pour prendre en compte l'augmentation du nombre des particules lors de leur passage du zone fluide pur vers la zone du milieu poreux donne une indication de la méthode qui pourrait être utilisée pour réaliser cette adaptation de la discrétisation. Une deuxième solution porte sur la technique de parallélisation. Une parallélisation est nécessaire dans les applications bidimensionnelles et inévitable dans les cas tridimensionnels afin de conserver des temps de calcul raisonnables. Dans la littérature, plusieurs techniques de parallélisation sont présentées [Ferrari *et al.*, 2009, Hérault *et al.*, 2010, Moulinec *et al.*, 2010, Cherfils *et al.*, 2012, Domínguez *et al.*, 2013, Marrone *et al.*, 2012]. Une stratégie de parallélisation appliquée aux méthodes SPH est présentée par Oger *et al.* en utilisant la technique standard MPI. Cette parallélisation se base sur la décomposition du domaine de calcul en sous-domaines. Chaque sous-domaine est calculé par un processeur. Des zones de overlapping sont définies entre les sous-domaines pour le transfert de l'information des quantités physiques [Oger *et al.*, 2013]. Une deuxième stratégie de parallélisation consiste en implémentation d'une technique GPU (Graphical Processing Unit) qui permet de gérer le flux transfert d'information à partir des processeurs graphiques. En complément du travail de parallélisation, on peut avoir recours au traitement d'une partie des calculs sur GPU (Graphical Processing Unit) de manière à exploiter la vitesse supérieure de ces processeurs dans l'exécution de calculs simples. Des implémentations de cette technique appliquée aux méthodes SPH peuvent être trouvées dans la littérature [Marrone *et al.*, 2012, Domínguez *et al.*, 2013, Xiong *et al.*, 2013, He *et al.*, 2018]. Avec un code numérique parallélisé, il serait alors possible d'étendre le domaine des paramètres étudiés dans les cas de validation considérés dans ce travail de thèse. Par exemple, on pourrait étudier des longueurs d'onde plus grandes dans le cas des expériences de Carrasco *et al.* Cela permettrait ainsi de reproduire les valeurs des

coefficients de réflexion CR , de transmission C_T et de dissipation C_D pour un logarithme du nombre adimensionnel χ compris entre -8,5 et -3,5.

Bibliographie

- [Abbasnia et Soares, 2018] ABBASNIA, A. et SOARES, C. G. (2018). Transient fully nonlinear ship waves using a three-dimensional nurbs numerical towing tank. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 91:44–49. (cf. page 10)
- [Abbott et al., 1984] ABBOTT, M. B., MCCOWAN, A. D. et WARREN, I. R. (1984). Accuracy of short-wave numerical models. *Journal of Hydraulic Engineering*, 110(10):1287–1301. (cf. page 77)
- [Abreu et al., 2010] ABREU, T., SILVA, P. A., SANCHO, F. et TEMPERVILLE, A. (2010). Analytical approximate wave form for asymmetric waves. *Coastal Engineering*, 57(7):656–667. (cf. page 13), (cf. page 74), (cf. page 75)
- [Adnan, 2006] ADNAN, I. (2006). Experimental studies on submerged breakwater for coastal protection. (cf. page 10)
- [Afshar, 2010] AFSHAR, M. A. (2010). Numerical wave generation in openfoam®. (cf. page 13), (cf. page 73)
- [Ahrens et Cox, 1990] AHRENS, J. et COX, J. (1990). Design and performance of reef breakwaters. *Journal of Coastal Research*, pages 61–75. (cf. page 10)
- [Airy, 1845] AIRY, G. B. (1845). *Tides and waves*. B. Fellowes. (cf. page 74)
- [Akbari et Namin, 2013] AKBARI, H. et NAMIN, M. M. (2013). Moving particle method for modeling wave interaction with porous structures. *Coastal engineering*, 74:59–73. (cf. page 10), (cf. page 14), (cf. page 89), (cf. page 91), (cf. page 93)
- [Altomare et al., 2015] ALTOMARE, C., CRESPO, A. J., DOMÍNGUEZ, J. M., GÓMEZ-GESTEIRA, M., SUZUKI, T. et VERWAEST, T. (2015). Applicability of smoothed particle hydrodynamics for estimation of sea wave impact on coastal structures. *Coastal Engineering*, 96:1–12. (cf. page 10)
- [Altomare et al., 2017] ALTOMARE, C., DOMÍNGUEZ, J. M., CRESPO, A., GONZÁLEZ-CAO, J., SUZUKI, T., GÓMEZ-GESTEIRA, M. et TROCH, P. (2017). Long-crested wave generation and absorption for sph-based dualsphysics model. *Coastal Engineering*, 127:37–54. (cf. page 76)
- [Altomare et al., 2018] ALTOMARE, C., TAGLIAFIERRO, B., DOMINGUEZ, J., SUZUKI, T. et VICCIONE, G. (2018). Improved relaxation zone method in sph-based model for coastal engineering applications. *Applied Ocean Research*, 81:15–33. (cf. page 74)
- [Aly et al., 2015] ALY, A. M., ASAI, M. et CHAMKHA, A. J. (2015). Analysis of unsteady mixed convection in lid-driven cavity included circular cylinders motion using an incompressible smoothed particle hydrodynamics method. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*. (cf. page 40)
- [Antuono et al., 2011] ANTUONO, M., COLAGROSSI, A., MARRONE, S. et LUGNI, C. (2011). Propagation of gravity waves through an sph scheme with numerical diffusive terms. *Computer Physics Communications*, 182(4):866–877. (cf. page 76)
- [Arbhabhira et Dinoy, 1973] ARBHABHIRAMA, A. et DINOY, A. A. (1973). Friction factor and reynolds number in porous media flow. *Journal of Hydraulics Division*, 99. (cf. page 91)
- [Asplund, 2000] ASPLUND, T. R. (2000). *The effects of motorized watercraft on aquatic ecosystems*. Wisconsin Department of Natural Resources Wisconsin. (cf. page 8)

- [Atluri et Zhu, 1998] ATLURI, S. N. et ZHU, T. (1998). A new meshless local petrov-galerkin (mlpg) approach in computational mechanics. *Computational mechanics*, 22(2):117–127. (cf. page 11)
- [Babuška et Melenk, 1997] BABUŠKA, I. et MELENK, J. M. (1997). The partition of unity method. *International journal for numerical methods in engineering*, 40(4):727–758. (cf. page 11)
- [Barcarolo et al., 2014] BARCAROLO, D. A., LE TOUZÉ, D., OGER, G. et DE VUYST, F. (2014). Adaptive particle refinement and derefinement applied to the smoothed particle hydrodynamics method. *Journal of Computational Physics*, 273:640–657. (cf. page 134)
- [Basa et al., 2009] BASA, M., QUINLAN, N. J. et LASTIWKA, M. (2009). Robustness and accuracy of sph formulations for viscous flow. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 60(10):1127–1148. (cf. page 43)
- [Baso et al., 2011] BASO, S., MUTSUDA, H., KURIHARA, T., KUROKAWA, T., SHI, J. et al. (2011). An eulerian scheme with lagrangian particles for evaluation of seakeeping performance of ship in nonlinear wave. *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, 21(02). (cf. page 10)
- [Battjes, 1974] BATTJES, J. A. (1974). Computation of set-up, longshore currents, run-up and overtopping due to wind-generated waves. (cf. page 111)
- [Battjes, 1975] BATTJES, J. A. (1975). Surf similarity. In *Coastal Engineering 1974*, pages 466–480. (cf. page 111)
- [Beaudoin et al., 2002] BEAUDOIN, A., HUBERSON, S. et RIVOALEN, E. (2002). Méthode particulaire anisotrope. *Comptes Rendus Mécanique*, 330(1):51–56. (cf. page 94)
- [Beaudoin et al., 2003] BEAUDOIN, A., HUBERSON, S. et RIVOALEN, E. (2003). Simulation of anisotropic diffusion by means of a diffusion velocity method. *Journal of Computational Physics*, 186(1):122–135. (cf. page 14), (cf. page 90), (cf. page 94)
- [Beavers et Joseph, 1967] BEAVERS, G. S. et JOSEPH, D. D. (1967). Boundary conditions at a naturally permeable wall. *Journal of fluid mechanics*, 30(1):197–207. (cf. page 89)
- [Becker et Teschner, 2007] BECKER, M. et TESCHNER, M. (2007). Weakly compressible sph for free surface flows. In *Proceedings of the 2007 ACM SIGGRAPH/Eurographics symposium on Computer animation*, pages 209–217. Eurographics Association. (cf. page 27)
- [Belytschko et al., 1994] BELYTSCHKO, T., LU, Y. Y. et GU, L. (1994). Element-free galerkin methods. *International journal for numerical methods in engineering*, 37(2):229–256. (cf. page 11)
- [Bender et al., 2018] BENDER, J., KOSCHIER, D., KUGELSTADT, T. et WEILER, M. (2018). Turbulent micropolar sph fluids with foam. *IEEE transactions on visualization and computer graphics*, 25(6):2284–2295. (cf. page 12)
- [Bentley, 1975] BENTLEY, J. L. (1975). A survey of techniques for fixed radius near neighbor searching. Rapport technique, Stanford, CA, USA. (cf. page 24)
- [Biesel et Suquet, 1951a] BIESEL, F. et SUQUET, F. (1951a). Les appareils générateurs de houle en laboratoire. *La houille blanche*, (2):147–165. (cf. page 73)
- [Biesel et Suquet, 1951b] BIESEL, F. et SUQUET, F. (1951b). Etude theorique d’un type d’appareil a la houle. *la houille blanche. 6e Ann*, (2):152–165. (cf. page 76)
- [Brandt, 1979] BRANDT, A. (1979). Multi-level adaptive computations in fluid dynamics. In *4th Computational Fluid Dynamics Conference*, page 1455. (cf. page 43)
- [Breitkopf et al., 2004] BREITKOPF, P., RASSINEUX, A., SAVIGNAT, J.-M. et VILLON, P. (2004). Integration constraint in diffuse element method. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 193(12-14):1203–1220. (cf. page 11)
- [Brossard et al., 2000] BROSSARD, J., HEMON, A. et RIVOALEN, E. (2000). Improved analysis of regular gravity waves and coefficient of reflexion using one or two moving probes. *Coastal Engineering*, 39(2-4):193–212. (cf. page 123)
- [Bruneau et Mortazavi, 2004] BRUNEAU, C.-H. et MORTAZAVI, I. (2004). Passive control of the flow around a square cylinder using porous media. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 46(4):415–433. (cf. page 14), (cf. page 89)

- [Bruneau et Mortazavi, 2008] BRUNEAU, C.-H. et MORTAZAVI, I. (2008). Numerical modelling and passive flow control using porous media. *Computers & Fluids*, 37(5):488–498. (*cf.* page 14), (*cf.* page 89)
- [Bruun et Günbak, 1977] BRUUN, P. et GÜNBAK, A. R. (1977). New design principles for rubble mound structures. In *Coastal Engineering 1976*, pages 2429–2473. (*cf.* page 111)
- [Buckingham, 1914] BUCKINGHAM, E. (1914). On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations. *Physical review*, 4(4):345. (*cf.* page 112)
- [Bukreev et Gusev, 1996] BUKREEV, V. et GUSEV, A. (1996). Gravity waves generated by a body falling onto shallow water. *Journal of applied mechanics and technical physics*, 37(2):224–231. (*cf.* page 73)
- [Burcharth et Andersen, 1995] BURCHARTH, H. et ANDERSEN, O. (1995). On the one-dimensional steady and unsteady porous flow equations. *Coastal engineering*, 24(3-4):233–257. (*cf.* page 113)
- [Burgin et Hardiman, 2011] BURGIN, S. et HARDIMAN, N. (2011). The direct physical, chemical and biotic impacts on australian coastal waters due to recreational boating. *Biodiversity and conservation*, 20(4):683–701. (*cf.* page 8), (*cf.* page 9)
- [Campos *et al.*, 2020a] CAMPOS, Á., CASTILLO, C. et MOLINA-SANCHEZ, R. (2020a). Damage in rubble mound breakwaters. part i : Historical review of damage models. *Journal of Marine Science and Engineering*, 8(5):317. (*cf.* page 14)
- [Campos *et al.*, 2020b] CAMPOS, Á., MOLINA-SANCHEZ, R. et CASTILLO, C. (2020b). Damage in rubble mound breakwaters. part ii : Review of the definition, parameterization, and measurement of damage. *Journal of Marine Science and Engineering*, 8(5):306. (*cf.* page 14)
- [Caplier *et al.*, 2014] CAPLIER, C., ROUSSEAU, G., CALLUAUD, D. et DAVID, L. (2014). Etude expérimentale des effets de hauteur d'eau finie et de confinement lateral sur les sillages de navire en bassin des carènes. In *Proc. 14th Journées de l'Hydrodynamique*. (*cf.* page 9)
- [Carrasco, 2019] CARRASCO, M. d. P. D. (2019). *Water-wave interaction with mound breakwaters : from the seabed to the armor layer*. Thèse de doctorat, Universidad de Granada. (*cf.* page 15), (*cf.* page 109), (*cf.* page 110), (*cf.* page 113), (*cf.* page 121)
- [Chang *et al.*, 2002] CHANG, H.-K. *et al.* (2002). A three-point method for separating incident and reflected waves over a sloping bed. *China Ocean Engineering*, 16(4):499–512. (*cf.* page 14), (*cf.* page 90)
- [Chaniotis *et al.*, 2002] CHANIOTIS, A., POULIKAKOS, D. et KOUMOUTSAKOS, P. (2002). Remeshed smoothed particle hydrodynamics for the simulation of viscous and heat conducting flows. *Journal of Computational Physics*, 182(1):67–90. (*cf.* page 31)
- [Cheng *et al.*, 2017] CHENG, H., ZHANG, A. et MING, F. (2017). Study on coupled dynamics of ship and flooding water based on experimental and sph methods. *Physics of Fluids*, 29(10):107101. (*cf.* page 10)
- [Cherfils *et al.*, 2012] CHERFILS, J.-M., PINON, G. et RIVOALEN, E. (2012). Josephine : A parallel sph code for free-surface flows. *Computer Physics Communications*, 183(7):1468–1480. (*cf.* page 134)
- [Chiang *et al.*, 1998] CHIANG, T., SHEU, W. et HWANG, R. R. (1998). Effect of reynolds number on the eddy structure in a lid-driven cavity. *International journal for numerical methods in fluids*, 26(5):557–579. (*cf.* page 33), (*cf.* page 43)
- [Chiron, 2017] CHIRON, L. (2017). *Couplage et améliorations de la méthode SPH pour traiter des écoulements à multi-échelles temporelles et spatiales*. Thèse de doctorat, École centrale de Nantes. (*cf.* page 134)
- [Choi et Yoon, 2009] CHOI, J. et YOON, S. B. (2009). Numerical simulations using momentum source wave-maker applied to rans equation model. *Coastal Engineering*, 56(10):1043–1060. (*cf.* page 13), (*cf.* page 74), (*cf.* page 77)
- [Chorin, 1967] CHORIN, A. J. (1967). A numerical method for solving incompressible viscous flow problems. *Journal of computational physics*, 2(1):12–26. (*cf.* page 27), (*cf.* page 28)

- [Christiansen, 1973] CHRISTIANSEN, I. (1973). Numerical simulation of hydrodynamics by the method of point vortices. *Journal of Computational Physics*, 13(3):363–379. (*cf.* page 31)
- [Churchill et Usagi, 1972] CHURCHILL, S. et USAGI, R. (1972). A general expression for the correlation of rates of transfer and other phenomena. *AIChE Journal*, 18(6):1121–1128. (*cf.* page 113), (*cf.* page 128)
- [Chwang et Chan, 1998] CHWANG, A. et CHAN, A. (1998). Interaction between porous media and wave motion. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 30(1):53–84. (*cf.* page 91)
- [Clavero *et al.*, 2020] CLAVERO, M., DÍAZ-CARRASCO, P. et LOSADA, M. Á. (2020). Bulk wave dissipation in the armor layer of slope rock and cube armored breakwaters. *Journal of Marine Science and Engineering*, 8(3):152. (*cf.* page 15), (*cf.* page 112), (*cf.* page 121)
- [Clavero *et al.*, 2018] CLAVERO, M., FOLGUERAS, P., DIAZ-CARRASCO, P., ORTEGA-SANCHEZ, M. et LOSADA, M. A. (2018). A similarity parameter for breakwaters : The modified iribarren number. *Coastal Engineering Proceedings*, (36):28–28. (*cf.* page 112)
- [Clément *et al.*, 1995] CLÉMENT, A., MAS, S. *et al.* (1995). Hydrodynamic forces induced by a solitary wave on a submerged circular cylinder. In *The Fifth International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineers. (*cf.* page 13), (*cf.* page 74), (*cf.* page 75)
- [Colagrossi et Landrini, 2003] COLAGROSSI, A. et LANDRINI, M. (2003). Numerical simulation of interfacial flows by smoothed particle hydrodynamics. *Journal of computational physics*, 191(2): 448–475. (*cf.* page 27), (*cf.* page 51)
- [Concrete Layer Innovations, 2002] CONCRETE LAYER INNOVATIONS (2002). Protections des ouvrages portuaires et côtiers en blocs artificiels cli. [Online ; accessed January 8, 2020]. (*cf.* page 10)
- [Crespo *et al.*, 2011] CRESPO, A., DOMINGUEZ, J., BARREIRO, A., GOMEZ-GESTEIRA, M. et ROGERS, B. D. (2011). Dualsphysics, new gpu computing on sph models. In *Proc. 6th International SPHERIC Workshop*, pages 348–354. (*cf.* page 53)
- [Crespo *et al.*, 2008] CRESPO, A., GÓMEZ-GESTEIRA, M. et DALRYMPLE, R. A. (2008). Modeling dam break behavior over a wet bed by a sph technique. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 134(6):313–320. (*cf.* page 53)
- [Crespo *et al.*, 2015] CRESPO, A. J., DOMÍNGUEZ, J. M., ROGERS, B. D., GÓMEZ-GESTEIRA, M., LONGSHAW, S., CANELAS, R., VACONDIO, R., BARREIRO, A. et GARCÍA-FEAL, O. (2015). Dualsphysics : Open-source parallel cfd solver based on smoothed particle hydrodynamics (sph). *Computer Physics Communications*, 187:204–216. (*cf.* page 53)
- [Cummins et Rudman, 1999] CUMMINS, S. J. et RUDMAN, M. (1999). An sph projection method. *Journal of computational physics*, 152(2):584–607. (*cf.* page 12), (*cf.* page 28)
- [Cushman, 2013] CUSHMAN, J. H. (2013). *The physics of fluids in hierarchical porous media : Angstroms to miles*, volume 10. Springer Science & Business Media. (*cf.* page 89)
- [Dalrymple et Kirby, 1986] DALRYMPLE, R. A. et KIRBY, J. T. (1986). Water waves over ripples. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 112(2):309–319. (*cf.* page 101)
- [Das *et al.*, 2002] DAS, D., NASSEHI, V. et WAKEMAN, R. (2002). A finite volume model for the hydrodynamics of combined free and porous flow in sub-surface regions. *Advances in Environmental Research*, 7(1):35–58. (*cf.* page 89)
- [Davidson *et al.*, 1996] DAVIDSON, M., BIRD, P., BULLOCK, G. et HUNTLEY, D. (1996). A new non-dimensional number for the analysis of wave reflection from rubble mound breakwaters. *Coastal Engineering*, 28(1-4):93–120. (*cf.* page 111)
- [de Carvalho et Do Carmo, 2007] de CARVALHO, R. F. et DO CARMO, J. S. A. (2007). Landslides into reservoirs and their impacts on banks. *Environmental Fluid Mechanics*, 7(6):481–493. (*cf.* page 73)
- [Dean et Dalrymple, 1991] DEAN, R. G. et DALRYMPLE, R. A. (1991). *Water wave mechanics for engineers and scientists*, volume 2. World Scientific. (*cf.* page 74), (*cf.* page 76), (*cf.* page 80), (*cf.* page 101)

- [Demirbilek et Vincent, 2002] DEMIRBILEK, Z. et VINCENT, C. L. (2002). Coastal engineering manual. *US Army Corps of Engineers, USACE*. (cf. page 80)
- [Deresiewicz et Rice, 1964] DERESIEWICZ, H. et RICE, J. (1964). The effect of boundaries on wave propagation in a liquid-filled porous solid : V. transmission across a plane interface. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 54(1):409–416. (cf. page 89), (cf. page 92)
- [Deresiewicz et Skalak, 1963] DERESIEWICZ, H. et SKALAK, R. (1963). On uniqueness in dynamic poroelasticity. *Bulletin of the seismological society of America*, 53(4):783–788. (cf. page 89), (cf. page 92)
- [Díaz Carrasco et al., 2020] DÍAZ CARRASCO, P. et al. (2020). Water-wave interaction with mound breakwaters : from the seabed to the armor layer. (cf. page 109), (cf. page 111), (cf. page 112), (cf. page 113), (cf. page 114)
- [Díaz-Carrasco et al., 2020] DÍAZ-CARRASCO, P., MORAGUES, M. V., CLAVERO, M. et LOSADA, M. Á. (2020). 2d water-wave interaction with permeable and impermeable slopes : Dimensional analysis and experimental overview. *Coastal Engineering*, 158:103682. (cf. page 109), (cf. page 113)
- [Divya et Sriram, 2017] DIVYA, R. et SRIRAM, V. (2017). Wave-porous structure interaction modeling using improved meshless local petrov galerkin method. *Applied Ocean Research*, 67:291–305. (cf. page 10)
- [Domínguez et al., 2011] DOMÍNGUEZ, J. M., CRESPO, A. J., GÓMEZ-GESTEIRA, M. et MARONGIU, J. C. (2011). Neighbour lists in smoothed particle hydrodynamics. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 67(12):2026–2042. (cf. page 25)
- [Domínguez et al., 2013] DOMÍNGUEZ, J. M., CRESPO, A. J., VALDEZ-BALDERAS, D., ROGERS, B. D. et GÓMEZ-GESTEIRA, M. (2013). New multi-gpu implementation for smoothed particle hydrodynamics on heterogeneous clusters. *Computer Physics Communications*, 184(8):1848–1860. (cf. page 134)
- [Dong et Huang, 2004] DONG, C.-M. et HUANG, C.-J. (2004). Generation and propagation of water waves in a two-dimensional numerical viscous wave flume. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 130(3):143–153. (cf. page 13), (cf. page 74), (cf. page 75)
- [Du et al., 2019] DU, Y., WANG, C. et ZHANG, N. (2019). Numerical simulation on coupled ship motions with nonlinear sloshing. *Ocean Engineering*, 178:493–500. (cf. page 10)
- [Duarte et Oden, 1996] DUARTE, C. A. et ODEN, J. T. (1996). H-p clouds—an h-p meshless method. *Numerical Methods for Partial Differential Equations : An International Journal*, 12(6):673–705. (cf. page 11)
- [Ducrozet et al., 2006] DUCROZET, G., BONNEFOY, F., LE TOUZÉ, D., FERRANT, P. et al. (2006). Implementation and validation of nonlinear wavemaker models in a hos numerical wave tank. *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, 16(03). (cf. page 75)
- [Eades, 1977] EADES, R. (1977). Notes on the distribution and feeding of little gulls at sea in liverpool bay. *Seabird Report*, 81:115–121. (cf. page 8)
- [Enrochement, 2009] ENROCHEMENT, G. (2009). Utilisation des enrochements dans les ouvrages hydrauliques. traduction française du rock manual, pm09. 01. (cf. page 9)
- [Farzin et al., 2019] FARZIN, S., FATEHI, R. et HASSANZADEH, Y. (2019). Position explicit and iterative implicit consistent incompressible sph methods for free surface flow. *Computers & Fluids*, 179:52–66. (cf. page 51)
- [Feldman et Bonet, 2007] FELDMAN, J. et BONET, J. (2007). Dynamic refinement and boundary contact forces in sph with applications in fluid flow problems. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 72(3):295–324. (cf. page 134)
- [Ferrari et al., 2009] FERRARI, A., DUMBSER, M., TORO, E. F. et ARMANINI, A. (2009). A new 3d parallel sph scheme for free surface flows. *Computers & Fluids*, 38(6):1203–1217. (cf. page 51), (cf. page 134)

- [Fontanet, 1961] FONTANET, P. (1961). Théorie de la génération de la houle cylindrique par un batteur plan (2e ordre d'approximation). *La Houille Blanche*, (1):3–31. (*cf.* page 73)
- [Forchheimer, 1901] FORCHHEIMER, P. (1901). Wasserbewegung durch boden. *Z. Ver. Deutsch, Ing.*, 45:1782–1788. (*cf.* page 91)
- [Fritz, 2002] FRITZ, H. M. (2002). *Initial phase of landslide generated impulse waves*. Thèse de doctorat, ETH Zurich. (*cf.* page 73)
- [Fujisawa et Murakami, 2018] FUJISAWA, K. et MURAKAMI, A. (2018). Numerical analysis of coupled flows in porous and fluid domains by the darcy-brinkman equations. *Soils and foundations*, 58(5):1240–1259. (*cf.* page 89)
- [Gabel *et al.*, 2017] GABEL, F., LORENZ, S. et STOLL, S. (2017). Effects of ship-induced waves on aquatic ecosystems. *Science of the Total Environment*, 601:926–939. (*cf.* page 9)
- [Gallati *et al.*, 2005] GALLATI, M., BRASCHI, G. et FALAPPI, S. (2005). Sph simulations of the waves produced by a falling mass into a reservoir. *Il nuovo cimento C*, 28(2):129–140. (*cf.* page 73)
- [Galvin Jr, 1968] GALVIN JR, C. J. (1968). Breaker type classification on three laboratory beaches. *Journal of geophysical research*, 73(12):3651–3659. (*cf.* page 111)
- [Ghia *et al.*, 1982] GHIA, U., GHIA, K. N. et SHIN, C. (1982). High-re solutions for incompressible flow using the navier-stokes equations and a multigrid method. *Journal of computational physics*, 48(3):387–411. (*cf.* page 33), (*cf.* page 43)
- [Gingold et Monaghan, 1977] GINGOLD, R. A. et MONAGHAN, J. J. (1977). Smoothed particle hydrodynamics : theory and application to non-spherical stars. *Monthly notices of the royal astronomical society*, 181(3):375–389. (*cf.* page 11), (*cf.* page 20)
- [Goda et Suzuki, 1977] GODA, Y. et SUZUKI, Y. (1977). Estimation of incident and reflected waves in random wave experiments. In *Coastal Engineering 1976*, pages 828–845. (*cf.* page 14), (*cf.* page 90), (*cf.* page 123), (*cf.* page 124)
- [Gómez-Gesteira *et al.*, 2012] GÓMEZ-GESTEIRA, M., CRESPO, A. J., ROGERS, B. D., DALRYMPLE, R. A., DOMINGUEZ, J. M. et BARREIRO, A. (2012). Sphysics–development of a free-surface fluid solver–part 2 : Efficiency and test cases. *Computers & Geosciences*, 48:300–307. (*cf.* page 24)
- [Gómez-Martín et Medina, 2014] GÓMEZ-MARTÍN, M. E. et MEDINA, J. R. (2014). Heterogeneous packing and hydraulic stability of cube and cubipod armor units. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 140(1):100–108. (*cf.* page 111)
- [González *et al.*, 2010] GONZÁLEZ, L., SÁNCHEZ, J., MACIA, F., DUQUE, D., GÓMEZ-GOÑI, J. et RODRIGUEZ-PÉREZ, M. (2010). Wsph and isph calculations of a counter-rotating vortex dipole. In *5th international SPHERIC workshop, Manchester, UK.. SPHERIC*, pages 158–65. (*cf.* page 36)
- [Gotoh, 2001] GOTOH, H. (2001). Sub-particle-scale turbulence model for the mps method-lagrangian flow model for hydraulic engineering. *Computational Fluid Dynamics Jour*, 9(4):339–347. (*cf.* page 53)
- [GPUSPH, 2008] GPUSPH (2008). Protections des ouvrages portuaires et côtiers en blocs artificiels cli. [Online ; accessed January 8, 2020]. (*cf.* page 11)
- [Graham et Cooke, 2008] GRAHAM, A. L. et COOKE, S. J. (2008). The effects of noise disturbance from various recreational boating activities common to inland waters on the cardiac physiology of a freshwater fish, the largemouth bass (*micropterus salmoides*). *Aquatic Conservation : Marine and Freshwater Ecosystems*, 18(7):1315–1324. (*cf.* page 8)
- [Griebel et Schweitzer, 2005] GRIEBEL, M. et SCHWEITZER, M. A. (2005). *Meshfree Methods for Partial Differential Equations Vii*. Springer. (*cf.* page 12)
- [Gui *et al.*, 2013] GUI, Q., SHAO, S. et DONG, P. (2013). Wave impact simulations by an improved isph model. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 140(3). (*cf.* page 12)
- [Guizien et Barthélemy, 2001] GUIZIEN, K. et BARTHÉLEMY, E. (2001). Short wave phase shifts by large free surface solitary waves : experiments and models. *Physics of Fluids*, 13(12):3624–3635. (*cf.* page 73)

- [Guizien et Barthélemy, 2002] GUIZIEN, K. et BARTHÉLEMY, E. (2002). Accuracy of solitary wave generation by a piston wave maker. *Journal of Hydraulic Research*, 40(3):321–331. (cf. page 73)
- [Guttreuter et al., 2006] GUTREUTER, S., VALLAZZA, J. M. et KNIGHTS, B. C. (2006). Persistent disturbance by commercial navigation alters the relative abundance of channel-dwelling fishes in a large river. *Canadian Journal of Fisheries and Aquatic Sciences*, 63(11):2418–2433. (cf. page 8)
- [Ha et al., 2013] HA, T., LIN, P. et CHO, Y.-S. (2013). Generation of 3d regular and irregular waves using navier–stokes equations model with an internal wave maker. *Coastal Engineering*, 76:55–67. (cf. page 13), (cf. page 74)
- [Hafsia et al., 2009] HAFSIA, Z., BEN HAJ, M., LAMLOUMI, H. et MAALEL, K. (2009). Comparison between moving paddle and mass source methods for solitary wave generation and propagation over a steep sloping beach. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, 3(3):355–368. (cf. page 77)
- [Hahn et al., 2002] HAHN, S., JE, J. et CHOI, H. (2002). Direct numerical simulation of turbulent channel flow with permeable walls. *Journal of Fluid Mechanics*, 450:259. (cf. page 89)
- [Hanspal et al., 2006] HANSPAL, N., WAGHODE, A., NASSEHI, V. et WAKEMAN, R. (2006). Numerical analysis of coupled stokes/darcy flows in industrial filtrations. *Transport in porous media*, 64(1):73–101. (cf. page 89)
- [Harlow et al., 1955] HARLOW, F. H., EVANS, M. et RICHTMYER, R. D. (1955). *A machine calculation method for hydrodynamic problems*. Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California. (cf. page 31)
- [Hasegawa et al., 2020] HASEGAWA, Y., NAKAGAWA, H., TAKEBAYASHI, H., KAWAIKE, K. et al. (2020). Three-dimensional flow characteristics in slit-type permeable spur dike fields : Efficacy in riverbank protection. *Water*, 12(4):964. (cf. page 10)
- [He et al., 2018] HE, Y., BAYLY, A. E., HASSANPOUR, A., MULLER, F., WU, K. et YANG, D. (2018). A gpu-based coupled sph-dem method for particle-fluid flow with free surfaces. *Powder technology*, 338:548–562. (cf. page 134)
- [Héroult et al., 2010] HÉROULT, A., BILOTTA, G. et DALRYMPLE, R. A. (2010). Sph on gpu with cuda. *Journal of Hydraulic Research*, 48(sup1):74–79. (cf. page 134)
- [Hernquist et Katz, 1989] HERNQUIST, L. et KATZ, N. (1989). Treesph—a unification of sph with the hierarchical tree method. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 70:419–446. (cf. page 24), (cf. page 134)
- [Higuera et al., 2013] HIGUERA, P., LARA, J. L. et LOSADA, I. J. (2013). Realistic wave generation and active wave absorption for navier–stokes models : Application to openfoam®. *Coastal Engineering*, 71:102–118. (cf. page 13), (cf. page 73)
- [Hofmann et al., 2011] HOFMANN, H., LORKE, A. et PEETERS, F. (2011). Wind and ship wave-induced resuspension in the littoral zone of a large lake. *Water Resources Research*, 47(9). (cf. page 9)
- [Hong et al., 2005] HONG, C.-B., DOI, Y. et MATSUDA, H. (2005). Numerical study on breaking phenomena of ships’ waves in narrow and shallow waterways. *Journal of Marine Science and technology*, 10(1):11–21. (cf. page 9)
- [Hopkins, 2015] HOPKINS, P. F. (2015). A new class of accurate, mesh-free hydrodynamic simulation methods. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 450(1):53–110. (cf. page 12)
- [Howes et Whitaker, 1985] HOWES, F. A. et WHITAKER, S. (1985). The spatial averaging theorem revisited. *Chemical engineering science*, 40(8):1387–1392. (cf. page 89)
- [Hsu et al., 2002] HSU, T.-J., SAKAKIYAMA, T. et LIU, P. L.-F. (2002). A numerical model for wave motions and turbulence flows in front of a composite breakwater. *Coastal Engineering*, 46(1):25–50. (cf. page 90)
- [Huang et al., 2015] HUANG, C., LEI, J., LIU, M. et PENG, X. (2015). A kernel gradient free (kgf) sph method. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 78(11):691–707. (cf. page 94)

- [Huang *et al.*, 2003] HUANG, C.-J., CHANG, H.-H. et HWUNG, H.-H. (2003). Structural permeability effects on the interaction of a solitary wave and a submerged breakwater. *Coastal engineering*, 49(1-2):1–24. (*cf.* page 89), (*cf.* page 90), (*cf.* page 91), (*cf.* page 92)
- [Huang *et al.*, 2008] HUANG, K. M., ZHANG, S. D. et YI, F. (2008). Propagation and reflection of gravity waves in a meridionally sheared wind field. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 113(D9). (*cf.* page 10), (*cf.* page 89), (*cf.* page 90), (*cf.* page 91), (*cf.* page 92)
- [Huberson et Jolles, 1990] HUBERSON, S. et JOLLES, A. (1990). Correction de l'erreur de projection dans les méthodes particules/maillage. *La Recherche aérospatiale*, (4):1–6. (*cf.* page 31)
- [Hudson, 1959] HUDSON, R. Y. (1959). Laboratory investigation of rubble-mound breakwaters. *Reprint of the original paper as published in the Journal of the Waterways and Harbors Division of ASCE, proceedings paper 2171*. (*cf.* page 10)
- [Idelsohn *et al.*, 2003] IDELSOHN, S., OÑATE, E. et DEL PIN, F. (2003). A lagrangian meshless finite element method applied to fluid–structure interaction problems. *Computers & Structures*, 81(8-11):655–671. (*cf.* page 11)
- [Ijima *et al.*, 1977] IJIMA, T., CHOU, C. R. et YOSHIDA, A. (1977). Method of analyses for two-dimensional water wave problems. In *Coastal Engineering 1976*, pages 2717–2736. (*cf.* page 104)
- [Iribarren, 1938] IRIBARREN, R. (1938). Una fórmula para el cálculo de los diques de escollera. *Pasajes*. (*cf.* page 15)
- [Iribarren, 1965] IRIBARREN, R. (1965). Formule pour le calcul des diques en enrochements naturels ou elements artificiels. *XXI Int. Navigation Congr, Sect. II-I, Stockholm, Sweden : p*, pages 15–46. (*cf.* page 15)
- [Isaacson, 1991] ISAACSON, M. (1991). Measurement of regular wave reflection. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 117(6):553–569. (*cf.* page 123), (*cf.* page 124)
- [Ivanovic *et al.*, 2009] IVANOVIC, O. D. M., GOLUSIN, M. T., DODIC, S. N. et DODIC, J. M. (2009). Perspectives of sustainable development in countries of southeastern europe. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 13(8):2079–2087. (*cf.* page 8)
- [Jacobsen *et al.*, 2014] JACOBSEN, L., BAKTOFT, H., JEPSEN, N., AARESTRUP, K., BERG, S. et SKOV, C. (2014). Effect of boat noise and angling on lake fish behaviour. *Journal of fish biology*, 84(6):1768–1780. (*cf.* page 8)
- [Jacobsen *et al.*, 2012] JACOBSEN, N. G., FUHRMAN, D. R. et FREDSE, J. (2012). A wave generation toolbox for the open-source cfd library : Openfoam®. *International Journal for numerical methods in fluids*, 70(9):1073–1088. (*cf.* page 74), (*cf.* page 75)
- [Jones, 1973] JONES, I. (1973). Low reynolds number flow past a porous spherical shell. In *Mathematical proceedings of the Cambridge philosophical society*, volume 73, pages 231–238. Cambridge University Press. (*cf.* page 89)
- [Kakuno et Liu, 1993] KAKUNO, S. et LIU, P. L.-F. (1993). Scattering of water waves by vertical cylinders. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 119(3):302–322. (*cf.* page 101)
- [Kao et Chang, 2012] KAO, H.-M. et CHANG, T.-J. (2012). Numerical modeling of dambreak-induced flood and inundation using smoothed particle hydrodynamics. *Journal of hydrology*, 448:232–244. (*cf.* page 53)
- [Khayyer *et al.*, 2018] KHAYYER, A., GOTOH, H., FALAHATY, H. et SHIMIZU, Y. (2018). An enhanced isph–sph coupled method for simulation of incompressible fluid–elastic structure interactions. *Computer Physics Communications*, 232:139–164. (*cf.* page 10), (*cf.* page 14), (*cf.* page 89)
- [Khorasanizade et Sousa, 2014] KHORASANIZADE, S. et SOUSA, J. M. (2014). A detailed study of lid-driven cavity flow at moderate reynolds numbers using incompressible sph. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 76(10):653–668. (*cf.* page 40)
- [Klein, 1997] KLEIN, R. (1997). The effects of marinas and boating activities upon tidal waters. *Owing Mills, MD : Community and Environmental Defense Services*. (*cf.* page 8)

- [Klingeman *et al.*, 1984] KLINGEMAN, P. C., KEHE, S. M., OWUSU, Y. A. *et al.* (1984). Streambank erosion protection and channel scour manipulation using rockfill dikes and gabions. (*cf.* page 10)
- [Komar *et al.*, 1976] KOMAR, P. D., LIZARRAGA-ARCINIEGA, J. R. *et* TERICH, T. A. (1976). Oregon coast shoreline changes due to jetties. *Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division*, 102(1):13–30. (*cf.* page 111)
- [Kurdistani *et al.*, 2019] KURDISTANI, S. M., TOMASICCHIO, G. R., D’ALESSANDRO, F. *et* HASSANABADI, L. (2019). River bank protection from ship-induced waves and river flow. *Water Science and Engineering*, 12(2):129–135. (*cf.* page 9)
- [Lamb, 1924] LAMB, H. (1924). *Hydrodynamics*. University Press. (*cf.* page 33), (*cf.* page 34)
- [Lambert, 2010] LAMBERT, B. (2010). The economic role of inland water transport. In *Proceedings of the Institution of Civil Engineers-Civil Engineering*, volume 163, pages 8–14. Thomas Telford Ltd. (*cf.* page 8)
- [Larsen *et* Dancy, 1983] LARSEN, J. *et* DANCY, H. (1983). Open boundaries in short wave simulations—a new approach. *Coastal Engineering*, 7(3):285–297. (*cf.* page 76)
- [Lattanzio *et al.*, 1985] LATTANZIO, J., MONAGHAN, J., PONGRACIC, H. *et* SCHWARZ, M. (1985). Interstellar cloud collisions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 215(2):125–147. (*cf.* page 21)
- [Le Bars *et* Worster, 2006] LE BARS, M. *et* WORSTER, M. G. (2006). Interfacial conditions between a pure fluid and a porous medium : implications for binary alloy solidification. *Journal of Fluid Mechanics*, 550:149–173. (*cf.* page 89)
- [Le Roux, 2008] LE ROUX, J. (2008). An extension of the airy theory for linear waves into shallow water. *Coastal Engineering*, 55(4):295–301. (*cf.* page 74)
- [Lee *et al.*, 2008] LEE, E.-S., MOULINEC, C., XU, R., VIOLEAU, D., LAURENCE, D. *et* STANSBY, P. (2008). Comparisons of weakly compressible and truly incompressible algorithms for the sph mesh free particle method. *Journal of computational Physics*, 227(18):8417–8436. (*cf.* page 40)
- [Lee *et* Liu, 1995] LEE, J. *et* LIU, C. (1995). A new solution of waves passing a submerged porous structure. In *Proceedings of the 17th International Conference on Coastal Engineering*, pages 593–606. (*cf.* page 101)
- [Lin *et* Liu, 1999] LIN, P. *et* LIU, P. L.-F. (1999). Internal wave-maker for navier-stokes equations models. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 125(4):207–215. (*cf.* page 76)
- [Liu *et* Liu, 2003] LIU, G.-R. *et* LIU, M. B. (2003). *Smoothed particle hydrodynamics : a meshfree particle method*. World Scientific. (*cf.* page 11), (*cf.* page 18), (*cf.* page 20), (*cf.* page 21), (*cf.* page 22), (*cf.* page 24), (*cf.* page 25)
- [Liu *et* Liu, 2006] LIU, M. *et* LIU, G. (2006). Restoring particle consistency in smoothed particle hydrodynamics. *Applied numerical mathematics*, 56(1):19–36. (*cf.* page 12)
- [Liu *et al.*, 2014] LIU, M., SHAO, J. *et* LI, H. (2014). An sph model for free surface flows with moving rigid objects. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 74(9):684–697. (*cf.* page 12)
- [Liu *et* Zhang, 2019] LIU, M. *et* ZHANG, Z. (2019). Smoothed particle hydrodynamics (sph) for modeling fluid-structure interactions. *SCIENCE CHINA Physics, Mechanics & Astronomy*, 62(8): 984701. (*cf.* page 14), (*cf.* page 90), (*cf.* page 94)
- [Liu *et al.*, 2005] LIU, M. B., XIE, W. *et* LIU, G. (2005). Modeling incompressible flows using a finite particle method. *Applied mathematical modelling*, 29(12):1252–1270. (*cf.* page 94)
- [Liu *et al.*, 1999] LIU, P. L.-F., LIN, P., CHANG, K.-A. *et* SAKAKIYAMA, T. (1999). Numerical modeling of wave interaction with porous structures. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 125(6):322–330. (*cf.* page 90), (*cf.* page 91), (*cf.* page 94), (*cf.* page 95), (*cf.* page 96), (*cf.* page 97), (*cf.* page 109), (*cf.* page 133)
- [Liu *et* Losada, 2002] LIU, P. L.-F. *et* LOSADA, I. J. (2002). Wave propagation modeling in coastal engineering. *Journal of Hydraulic Research*, 40(3):229–240. (*cf.* page 15), (*cf.* page 83)

- [Liu *et al.*, 2015] LIU, X., LIN, P. et SHAO, S. (2015). Isph wave simulation by using an internal wave maker. *Coastal Engineering*, 95:160–170. (*cf.* page 13), (*cf.* page 78), (*cf.* page 79), (*cf.* page 84), (*cf.* page 85)
- [Liu et Li, 2013] LIU, Y. et LI, H.-J. (2013). Wave reflection and transmission by porous breakwaters : A new analytical solution. *Coastal engineering*, 78:46–52. (*cf.* page 94), (*cf.* page 100), (*cf.* page 101), (*cf.* page 104), (*cf.* page 106), (*cf.* page 107)
- [Liu *et al.*, 2012] LIU, Y., LI, H.-J. et LI, Y.-C. (2012). A new analytical solution for wave scattering by a submerged horizontal porous plate with finite thickness. *Ocean Engineering*, 42:83–92. (*cf.* page 104)
- [Lobovskÿ *et al.*, 2014] LOBOVSKÿ, L., BOTIA-VERA, E., CASTELLANA, F., MAS-SOLER, J. et SOUTO-IGLESIAS, A. (2014). Experimental investigation of dynamic pressure loads during dam break. *Journal of Fluids and Structures*, 48:407–434. (*cf.* page 33), (*cf.* page 51), (*cf.* page 52), (*cf.* page 53), (*cf.* page 59), (*cf.* page 63), (*cf.* page 67)
- [Losada et Gimenez-Curto, 1979] LOSADA, M. A. et GIMENEZ-CURTO, L. A. (1979). The joint effect of the wave height and period on the stability of rubble mound breakwaters using iribarren's number. *Coastal Engineering*, 3:77–96. (*cf.* page 110)
- [Lucy, 1977] LUCY, L. B. (1977). A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. *The astronomical journal*, 82:1013–1024. (*cf.* page 11), (*cf.* page 19)
- [Machrouki, 2012] MACHROUKI, H. (2012). *Incompressibilité et conditions aux limites dans la méthode Smoothed particle hydrodynamics*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers. (*cf.* page 11), (*cf.* page 12), (*cf.* page 27), (*cf.* page 32)
- [Macià *et al.*, 2012] MACIÀ, F., SÁNCHEZ, J., SOUTO-IGLESIAS, A. et GONZÁLEZ, L. (2012). Wcsph viscosity diffusion processes in vortex flows. *International journal for numerical methods in fluids*, 69(3):509–533. (*cf.* page 36)
- [Madsen, 1971] MADSEN, O. S. (1971). On the generation of long waves. *Journal of Geophysical Research*, 76(36):8672–8683. (*cf.* page 104)
- [Madsen, 1974] MADSEN, O. S. (1974). Wave transmission through porous structures. *Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division*, 100(3):169–188. (*cf.* page 104)
- [Mansard et Funke, 1980] MANSARD, E. P. et FUNKE, E. (1980). The measurement of incident and reflected spectra using a least squares method. *In Coastal Engineering 1980*, pages 154–172. (*cf.* page 123), (*cf.* page 124)
- [Marrone *et al.*, 2012] MARRONE, S., BOUSCASSE, B., COLAGROSSI, A. et ANTUONO, M. (2012). Study of ship wave breaking patterns using 3d parallel sph simulations. *Computers & Fluids*, 69:54–66. (*cf.* page 134)
- [Marrone *et al.*, 2011] MARRONE, S., COLAGROSSI, A., ANTUONO, M., LUGNI, C. et TULIN, M. (2011). A 2d+ t sph model to study the breaking wave pattern generated by fast ships. *Journal of Fluids and Structures*, 27(8):1199–1215. (*cf.* page 10)
- [Mayer *et al.*, 1998] MAYER, S., GARAPON, A. et SØRENSEN, L. S. (1998). A fractional step method for unsteady free-surface flow with applications to non-linear wave dynamics. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 28(2):293–315. (*cf.* page 74)
- [Maynard, 2005] MAYNORD, S. T. (2005). Wave height from planing and semi-planing small boats. *River Research and Applications*, 21(1):1–17. (*cf.* page 9)
- [McCartney, 2019] MCCARTNEY, B. L. (2019). Inland navigation : Environmental sustainability. American Society of Civil Engineers. (*cf.* page 8)
- [McDougal, 1993] MCDUGAL, W. (1993). State of the art practice in coastal engineering. *Lecture Notes, National Cheng Kung University, Taiwan*, pages 10–25. (*cf.* page 91)
- [Méndez *et al.*, 2001] MÉNDEZ, F. J., LOSADA, I. J. et LOSADA, M. A. (2001). Wave-induced mean magnitudes in permeable submerged breakwaters. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 127(1):7–15. (*cf.* page 75)

- [Meringolo *et al.*, 2019] MERINGOLO, D. D., MARRONE, S., COLAGROSSI, A. et LIU, Y. (2019). A dynamic δ -sph model : How to get rid of diffusive parameter tuning. *Computers & Fluids*, 179:334–355. (*cf.* page 31)
- [Merkoune *et al.*, 2014] MERKOUNE, D., ABCHA, N., MOUAZÉ, D. et EZERSKY, A. (2014). Hydrodynamique d'un écoulement induit par un rideau de bulles d'air : étude expérimentale. (*cf.* page 123)
- [Migeon *et al.*, 2000] MIGEON, C., TEXIER, A. et PINEAU, G. (2000). Effects of lid-driven cavity shape on the flow establishment phase. *Journal of Fluids and Structures*, 14(4):469–488. (*cf.* page 43)
- [Mimeau *et al.*, 2016] MIMEAU, C., COTTET, G.-H. et MORTAZAVI, I. (2016). Direct numerical simulations of three-dimensional flows past obstacles with a vortex penalization method. *Computers & Fluids*, 136:331–347. (*cf.* page 14), (*cf.* page 89)
- [Mohamed, 2010] MOHAMED, H. I. (2010). Flow over gabion weirs. *Journal of irrigation and drainage engineering*, 136(8):573–577. (*cf.* page 9)
- [Mokos *et al.*, 2015] MOKOS, A., ROGERS, B. D., STANSBY, P. K. et DOMÍNGUEZ, J. M. (2015). Multi-phase sph modelling of violent hydrodynamics on gpus. *Computer Physics Communications*, 196:304–316. (*cf.* page 25)
- [Mola *et al.*, 2013] MOLA, A., HELTAI, L. et DESIMONE, A. (2013). A stable and adaptive semi-lagrangian potential model for unsteady and nonlinear ship-wave interactions. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 37(1):128–143. (*cf.* page 10)
- [Moldoveanu, 2007] MOLDOVEANU, C.-E. (2007). *Simulation des grandes échelles de tourbillons longitudinaux soumis à une turbulence extérieure intense*. Thèse de doctorat, INPT. (*cf.* page 33)
- [Monaghan, 1985] MONAGHAN, J. (1985). Extrapolating b splines for interpolation. *Journal of Computational Physics*, 60(2):253–262. (*cf.* page 12), (*cf.* page 32)
- [Monaghan, 2012] MONAGHAN, J. (2012). Smoothed particle hydrodynamics and its diverse applications. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 44:323–346. (*cf.* page 11)
- [Monaghan, 1992] MONAGHAN, J. J. (1992). Smoothed particle hydrodynamics. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 30(1):543–574. (*cf.* page 11), (*cf.* page 12), (*cf.* page 27)
- [Monaghan, 1994] MONAGHAN, J. J. (1994). Simulating free surface flows with sph. *Journal of computational physics*, 110(2):399–406. (*cf.* page 27)
- [Monaghan et Lattanzio, 1985] MONAGHAN, J. J. et LATTANZIO, J. C. (1985). A refined particle method for astrophysical problems. *Astronomy and astrophysics*, 149:135–143. (*cf.* page 21)
- [Moragues *et al.*, 2020] MORAGUES, M. V., CLAVERO, M. et LOSADA, M. Á. (2020). Wave breaker types on a smooth and impermeable 1 : 10 slope. *Journal of Marine Science and Engineering*, 8(4):296. (*cf.* page 14)
- [Morris *et al.*, 1997] MORRIS, J. P., FOX, P. J. et ZHU, Y. (1997). Modeling low reynolds number incompressible flows using sph. *Journal of computational physics*, 136(1):214–226. (*cf.* page 27), (*cf.* page 31)
- [Moulinec *et al.*, 2010] MOULINEC, C., ISSA, R., LATINO, D., VEZOLLE, P., EMERSON, D. et GU, X. (2010). A hybrid openmp-mpi approach for smoothed particle hydrodynamics. *In Parallel Computational Fluid Dynamics*. (*cf.* page 134)
- [Nallayarasu *et al.*, 1995] NALLAYARASU, S., FATT, C. H. et SHANKAR, N. J. (1995). Estimation of incident and reflected waves in regular wave experiments. *Ocean Engineering*, 22(1):77–86. (*cf.* page 14), (*cf.* page 90), (*cf.* page 123)
- [Ni *et al.*, 2014] NI, X., FENG, W. et WU, D. (2014). Numerical simulations of wave interactions with vertical wave barriers using the sph method. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 76(4):223–245. (*cf.* page 13), (*cf.* page 73)
- [Ni et Feng, 2013] NI, X. Y. et FENG, W. B. (2013). Numerical simulation of wave overtopping based on dualsphysics. *In Applied Mechanics and Materials*, volume 405, pages 1463–1471. Trans Tech Publ. (*cf.* page 75)

- [Nwogu, 1993] NWOGU, O. (1993). Alternative form of boussinesq equations for nearshore wave propagation. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 119(6):618–638. (cf. page 77), (cf. page 78)
- [Ochoa-Tapia et Whitaker, 1995] OCHOA-TAPIA, J. A. et WHITAKER, S. (1995). Momentum transfer at the boundary between a porous medium and a homogeneous fluid—i. theoretical development. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 38(14):2635–2646. (cf. page 89)
- [Oger *et al.*, 2007] OGER, G., DORING, M., ALESSANDRINI, B. et FERRANT, P. (2007). An improved sph method : Towards higher order convergence. *Journal of Computational Physics*, 225(2):1472–1492. (cf. page 23)
- [Oger *et al.*, 2013] OGER, G., GUIBERT, D., DE LEFFE, M. et PICCINALI, J. (2013). Parallelization of a 3-d sph code for massive hpc simulations. *In Congrès Français de Mécanique*. (cf. page 134)
- [Omidvar *et al.*, 2015] OMIDVAR, P., NOROUZI, H. et ZARGHAMI, A. (2015). Smoothed particle hydrodynamics for water wave propagation in a channel. *International Journal of Modern Physics C*, 26(08):1550085. (cf. page 76)
- [Oñate et Idelsohn, 1998] OÑATE, E. et IDELSOHN, S. (1998). A mesh-free finite point method for advective-diffusive transport and fluid flow problems. *Computational Mechanics*, 21(4-5):283–292. (cf. page 11)
- [Oñate *et al.*, 1996] OÑATE, E., IDELSOHN, S., ZIENKIEWICZ, O., TAYLOR, R. et SACCO, C. (1996). A stabilized finite point method for analysis of fluid mechanics problems. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 139(1-4):315–346. (cf. page 11)
- [Onofre-Ramos *et al.*, 2015] ONOFRE-RAMOS, M., CASTAÑEDA, L., AUSTRIA-AGUILAR, E., HERNÁNDEZ-MARTÍNEZ, E., OROPEZA-OSORNIO, A. *et al.* (2015). Brief review of numerical simulation applied to solve oil extraction problems. *International Journal of Geosciences*, 6(05):504. (cf. page 12)
- [OpenFOAM® tutorial : Buoy in waves (overset mesh), 2008] OPENFOAM® TUTORIAL : BUOY IN WAVES (OVERSET MESH) (2008). Openfoam® tutorial : Buoy in waves (overset mesh). [Online ; accessed January 8, 2020]. (cf. page 11)
- [Padilla et Alsina, 2020] PADILLA, E. M. et ALSINA, J. M. (2020). A general framework for wave separation in the frequency domain. *Coastal Engineering*, 158:103686. (cf. page 125)
- [Pahar et Dhar, 2016] PAHAR, G. et DHAR, A. (2016). Modeling free-surface flow in porous media with modified incompressible sph. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 68:75–85. (cf. page 94), (cf. page 95), (cf. page 96), (cf. page 97), (cf. page 98), (cf. page 99), (cf. page 100)
- [Pangrle *et al.*, 1991] PANGRLE, B., ALEXANDROU, A. N., DIXON, A. et DIBIASIO, D. (1991). An analysis of laminar fluid flow in porous tube and shell systems. *Chemical engineering science*, 46(11):2847–2855. (cf. page 89)
- [Patel *et al.*, 2009] PATEL, M., VIGNJEVIC, R. et CAMPBELL, J. (2009). An sph technique for evaluating the behaviour of ships in extreme ocean waves. *International Journal of Maritime Engineering*, 151:39–47. (cf. page 10)
- [Pitt et Shephard, 1999] PITT, M. K. et SHEPHARD, N. (1999). Filtering via simulation : Auxiliary particle filters. *Journal of the American statistical association*, 94(446):590–599. (cf. page 22), (cf. page 28)
- [Postma, 1989] POSTMA, G. (1989). Wave reflection from rock slopes under random wave attack. *MS thesis, Delft University of Technology, Department of Civil Engineering*. (cf. page 15)
- [Quintard et Whitaker, 1999] QUINTARD, M. et WHITAKER, S. (1999). Dissolution of an immobile phase during flow in porous media. *Industrial & engineering chemistry research*, 38(3):833–844. (cf. page 89)
- [Ramos Ortega *et al.*, 2020] RAMOS ORTEGA, M., BEAUDOIN, A. et HUBERSON, S. (2020). Optimized incompressible smoothed particle hydrodynamics methods and validations. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. (cf. page 30), (cf. page 42)

- [Randles et Libersky, 1996] RANDLES, P. et LIBERSKY, L. D. (1996). Smoothed particle hydrodynamics : some recent improvements and applications. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 139(1-4):375–408. (*cf.* page 23), (*cf.* page 94)
- [Ren *et al.*, 2016] REN, B., WEN, H., DONG, P. et WANG, Y. (2016). Improved sph simulation of wave motions and turbulent flows through porous media. *Coastal Engineering*, 107:14–27. (*cf.* page 10), (*cf.* page 14), (*cf.* page 78), (*cf.* page 83), (*cf.* page 89), (*cf.* page 90), (*cf.* page 93)
- [Ritter, 1892] RITTER, A. (1892). The propagation of water waves. *Ver Deutsch ingenieur zeitschr*, 36(33 part 3):947–954. (*cf.* page 52)
- [Rolbiecki et Wojewódzka-Król, 2020] ROLBIECKI, R. et WOJEWÓDZKA-KRÓL, K. (2020). The role of inland waterway transport in city logistics. *Transport Economics and Logistics*, 84:103–114. (*cf.* page 8)
- [Rubin et Khosla, 1981] RUBIN, S. et KHOSLA, P. (1981). Navier-stokes calculations with a coupled strongly implicit method—i : Finite-difference solutions. *Computers & Fluids*, 9(2):163–180. (*cf.* page 43)
- [Safak *et al.*, 2020] SAFAK, I., ANGELINI, C., NORBY, P., DIX, N., RODDENBERRY, A., HERBERT, D., ASTROM, E. et SHEREMET, A. (2020). Wave transmission through living shoreline breakwalls. *Continental Shelf Research*, 211:104268. (*cf.* page 15)
- [Sagerman *et al.*, 2020] SAGERMAN, J., HANSEN, J. P. et WIKSTRÖM, S. A. (2020). Effects of boat traffic and mooring infrastructure on aquatic vegetation : A systematic review and meta-analysis. *Ambio*, pages 1–14. (*cf.* page 8)
- [Sakakiyama et Kayama, 1997] SAKAKIYAMA, T. et KAYAMA, M. (1997). Numerical simulation of wave breaking and overtopping on wave absorbing revetment. *Proceedings of Coastal Engineering*, 44:741–745. (*cf.* page 109), (*cf.* page 114)
- [Salinger *et al.*, 1994] SALINGER, A. G., ARIS, R. et DERBY, J. J. (1994). Finite element formulations for large-scale, coupled flows in adjacent porous and open fluid domains. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 18(12):1185–1209. (*cf.* page 89)
- [Savage *et al.*, 1953] SAVAGE, R. P., FAIRCHILD, J. C., RAYNER, A. C. *et al.* (1953). Laboratory study of wave energy losses by bottom friction and percolation. (*cf.* page 10)
- [Schäffer et Sørensen, 2006] SCHÄFFER, H. et SØRENSEN, O. (2006). On the internal wave generation in boussinesq and mild-slope equations. *Coastal engineering*, 53(4):319–323. (*cf.* page 13), (*cf.* page 74)
- [Schäffer et Steenberg, 2003] SCHÄFFER, H. A. et STEENBERG, C. M. (2003). Second-order wave-maker theory for multidirectional waves. *Ocean Engineering*, 30(10):1203–1231. (*cf.* page 75)
- [Schmitt et Elsaesser, 2015] SCHMITT, P. et ELSAESSER, B. (2015). A review of wave makers for 3d numerical simulations. In *Proceedings of the 6th International Conference on Computational Methods in Marine Engineering, Rome, Italy*, pages 15–17. (*cf.* page 75)
- [Schwaiger, 2008] SCHWAIGER, H. F. (2008). An implicit corrected sph formulation for thermal diffusion with linear free surface boundary conditions. *International journal for numerical methods in engineering*, 75(6):647–671. (*cf.* page 31)
- [Seelig, 1980] SEELIG, W. N. (1980). Two-dimensional tests of wave transmission and reflection characteristics of laboratory breakwaters. Rapport technique, COASTAL ENGINEERING RESEARCH CENTER FORT BELVOIR VA. (*cf.* page 101), (*cf.* page 111)
- [Seelig et Ahrens, 1981] SEELIG, W. N. et AHRENS, J. P. (1981). Estimation of wave reflection and energy dissipation coefficients for beaches, revetments, and breakwaters. Rapport technique, Coastal Engineering Research Center Fort Belvoir VA. (*cf.* page 15)
- [Seeling et Ahrens, 1995] SEELING, W. et AHRENS, J. (1995). Wave forces on inclined and vertical structures. ASCE. (*cf.* page 15)
- [Shao *et al.*, 2012] SHAO, J., LI, H., LIU, G. et LIU, M. (2012). An improved sph method for modeling liquid sloshing dynamics. *Computers & Structures*, 100:18–26. (*cf.* page 94)

- [Shao, 2010] SHAO, S. (2010). Incompressible sph flow model for wave interactions with porous media. *Coastal Engineering*, 57(3):304–316. (cf. page 89), (cf. page 90), (cf. page 91), (cf. page 93), (cf. page 109), (cf. page 116), (cf. page 117), (cf. page 120), (cf. page 133)
- [Shao et Lo, 2003] SHAO, S. et LO, E. Y. (2003). Incompressible sph method for simulating newtonian and non-newtonian flows with a free surface. *Advances in water resources*, 26(7):787–800. (cf. page 12), (cf. page 28)
- [Shepard, 1968] SHEPARD, D. (1968). A two-dimensional interpolation function for irregularly-spaced data. In *Proceedings of the 1968 23rd ACM national conference*, pages 517–524. (cf. page 22)
- [Shibata et al., 2012] SHIBATA, K., KOSHIZUKA, S., SAKAI, M. et TANIZAWA, K. (2012). Lagrangian simulations of ship-wave interactions in rough seas. *Ocean Engineering*, 42:13–25. (cf. page 10)
- [Sims et al., 2014] SIMS, R., SCHAEFFER, R., CREUTZIG, F., NUNEZ, X., D'AGOSTO, M., DIMITRIU, D. et TIWARI, G. (2014). Chapter 8 : Transport in : Contribution of working group iii to the fifth assessment report of the intergovernmental panel on climate change. *Intergovernmental Panel on Climate Change, Geneva, Switzerland*. (cf. page 7)
- [Sivanesapillai et al., 2014] SIVANESAPILLAI, R., STEEB, H. et HARTMAIER, A. (2014). Transition of effective hydraulic properties from low to high reynolds number flow in porous media. *Geophysical Research Letters*, 41(14):4920–4928. (cf. page 113)
- [Sollitt et Cross, 1973] SOLLITT, C. K. et CROSS, R. H. (1973). Wave transmission through permeable breakwaters. In *Coastal Engineering 1972*, pages 1827–1846. (cf. page 10), (cf. page 91), (cf. page 101)
- [Sorensen, 1973] SORENSEN, R. (1973). Ship-generated waves. *Adv. Hydrosci*, 9:49–83. (cf. page 9)
- [Srinesh et al., 2015] SRINEASH, V., MURALI, K. et al. (2015). Hydrodynamic performance of gabion box artificial reefs. In *The Twenty-fifth International Ocean and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineers. (cf. page 10)
- [Stellingwerf et Wingate, 1994] STELLINGWERF, R. et WINGATE, C. (1994). Impact modelling with sph. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 65:1117. (cf. page 24)
- [Stephenson, 1979] STEPHENSON, D. (1979). Rockfill and gabions for erosion control. *Civil Engineer in South Africa*, 21(9):203–208. (cf. page 10)
- [Sulisz, 1985] SULISZ, W. (1985). Wave reflection and transmission at permeable breakwaters of arbitrary cross-section. *Coastal Engineering*, 9(4):371–386. (cf. page 104)
- [Svendsen, 2018] SVENDSEN, I. (2018). Physical modelling of water waves. In *Physical modelling in coastal engineering : Proceedings of an international conference, Newark, Delaware, August 1981*, page 13. Routledge. (cf. page 15)
- [Tait, 1965] TAIT, P. G. (1965). *Report on some of the physical properties of fresh water and of sea water*. Johnson Reprint Corporation. (cf. page 27)
- [Tang et al., 2020] TANG, X., TONG, S., HUANG, G. et XU, G. (2020). Numerical investigation of the maneuverability of ships advancing in the non-uniform flow and shallow water areas. *Ocean Engineering*, 195:106679. (cf. page 9)
- [Tanizawa et Minami, 2001] TANIZAWA, K. et MINAMI, M. (2001). Development of a 3d-nwt for simulation of running ship motions in waves. In *International Workshop on Water Waves and Floating Bodies*. (cf. page 10)
- [Tanizawa et al., 1999] TANIZAWA, K., MINAMI, M., NAITO, S. et al. (1999). Estimation of wave drift force by numerical wave tank. In *The Ninth International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineers. (cf. page 13), (cf. page 74), (cf. page 75)
- [Thornton et Calhoun, 1972] THORNTON, E. B. et CALHOUN, R. J. (1972). Spectral resolution of breakwater reflected waves. *Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division*, 98(4):443–460. (cf. page 123)

- [Torres-Freyermuth *et al.*, 2017] TORRES-FREYERMUTH, A., BROCCINI, M., CORVARO, S. et PINTADO-PATIÑO, J. C. (2017). Wave attenuation over porous seabeds : A numerical study. *Ocean Modelling*, 117:28–40. (*cf.* page 10)
- [Torres-Freyermuth *et al.*, 2010] TORRES-FREYERMUTH, A., LARA, J. L. et LOSADA, I. J. (2010). Numerical modelling of short-and long-wave transformation on a barred beach. *Coastal Engineering*, 57(3):317–330. (*cf.* page 13), (*cf.* page 73)
- [Twu *et al.*, 2002] TWU, S.-W., LIU, C.-C. et TWU, C.-W. (2002). Wave damping characteristics of vertically stratified porous structures under oblique wave action. *Ocean engineering*, 29(11):1295–1311. (*cf.* page 94), (*cf.* page 104)
- [Vafai et Tien, 1981] VAFAI, K. et TIEN, C. L. (1981). Boundary and inertia effects on flow and heat transfer in porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 24(2):195–203. (*cf.* page 91)
- [Van der Meer, 2002] Van der MEER, J. (2002). Technical report wave run-up and wave overtopping at dikes. *TAW report (incorporated in the EurOtop manual)*. (*cf.* page 15)
- [Van der Meer, 1995] Van der MEER, J. W. (1995). Conceptual design of rubble mound breakwaters. In *Advances In Coastal And Ocean Engineering : (Volume 1)*, pages 221–315. World Scientific. (*cf.* page 111)
- [Van Gent, 1995] VAN GENT, M. (1995). Porous flow through rubble-mound material. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 121(3):176–181. (*cf.* page 91)
- [Verlet, 1967] VERLET, L. (1967). Computer" experiments" on classical fluids. i. thermodynamical properties of lennard-jones molecules. *Physical review*, 159(1):98. (*cf.* page 24)
- [Vignjevic *et al.*, 2006] VIGNJEVIC, R., REVELES, J. R. et CAMPBELL, J. (2006). Sph in a total lagrangian formalism. *CMC-Tech Science Press-*, 4(3):181. (*cf.* page 89)
- [Vila, 1999] VILA, J. (1999). On particle weighted methods and smooth particle hydrodynamics. *Mathematical models and methods in applied sciences*, 9(02):161–209. (*cf.* page 134)
- [Vílchez *et al.*, 2016] VÍLCHEZ, M., CLAVERO, M. et LOSADA, M. A. (2016). Hydraulic performance of different non-overtopped breakwater types under 2d wave attack. *Coastal Engineering*, 107:34–52. (*cf.* page 14), (*cf.* page 112)
- [Violeau, 2012] VIOLEAU, D. (2012). *Fluid mechanics and the SPH method : theory and applications*. Oxford University Press. (*cf.* page 11)
- [Vu *et al.*, 2019] VU, L. T. Y., PHUONG, H., THINH, H. X., LIEM, D. T., THANH, T. Q. et SON, T. D. (2019). Design and fabrication of wave generator using an oscillating wedge. *Science & Technology Development Journal-Engineering and Technology*, 3(SI1):First–First. (*cf.* page 73)
- [Wang *et al.*, 2019] WANG, L., KHAYYER, A., GOTOH, H., JIANG, Q. et ZHANG, C. (2019). Enhancement of pressure calculation in projection-based particle methods by incorporation of background mesh scheme. *Applied Ocean Research*, 86:320–339. (*cf.* page 31)
- [Watson *et al.*, 1996] WATSON, R. T., ZINYOWERA, M. C. et MOSS, R. H. (1996). *Climate change 1995. Impacts, adaptations and mitigation of climate change : Scientific-technical analyses*. (*cf.* page 7)
- [Wei et Kirby, 1995] WEI, G. et KIRBY, J. T. (1995). Time-dependent numerical code for extended boussinesq equations. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 121(5):251–261. (*cf.* page 13), (*cf.* page 73), (*cf.* page 75)
- [Wei *et al.*, 1999] WEI, G., KIRBY, J. T. et SINHA, A. (1999). Generation of waves in boussinesq models using a source function method. *Coastal Engineering*, 36(4):271–299. (*cf.* page 13), (*cf.* page 74), (*cf.* page 77)
- [Wen et Ren, 2018] WEN, H. et REN, B. (2018). A non-reflective spectral wave maker for sph modeling of nonlinear wave motion. *Wave Motion*, 79:112–128. (*cf.* page 77), (*cf.* page 78), (*cf.* page 79)

- [Wen *et al.*, 2018] WEN, H., REN, B. et WANG, G. (2018). 3d sph porous flow model for wave interaction with permeable structures. *Applied Ocean Research*, 75:223–233. (*cf.* page 12), (*cf.* page 13)
- [Westhuis *et al.*, 2001] WESTHUIS, J., GROESEN, E. v. et HUIJSMANS, R. (2001). Experiments and numerics of bichromatic wave groups. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 127(6):334–342. (*cf.* page 75)
- [Whitfield et Becker, 2014] WHITFIELD, A. et BECKER, A. (2014). Impacts of recreational motorboats on fishes : a review. *Marine pollution bulletin*, 83(1):24–31. (*cf.* page 8)
- [Wiegel *et al.*, 1954] WIEGEL, R. L., PATRICK, D. A. et KIMBERLY, H. (1954). Wave, longshore current, and beach profile records for santa margarita river beach, oceanside, california, 1949. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 35(6):887–896. (*cf.* page 111)
- [Wong, 1979] WONG, H. (1979). A means of controlling bluff body flow separation. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 4(2):183–201. (*cf.* page 89)
- [Wu *et al.*, 2014] WU, N.-J., TSAY, T.-K. et CHEN, Y.-Y. (2014). Generation of stable solitary waves by a piston-type wave maker. *Wave Motion*, 51(2):240–255. (*cf.* page 73)
- [Xing, 2019] XING, J. T. (2019). *Fluid-Solid Interaction Dynamics : Theory, Variational Principles, Numerical Methods, and Applications*. Academic Press. (*cf.* page 11)
- [Xiong *et al.*, 2013] XIONG, Q., LI, B. et XU, J. (2013). Gpu-accelerated adaptive particle splitting and merging in sph. *Computer Physics Communications*, 184(7):1701–1707. (*cf.* page 134)
- [Xu et Jin, 2019] XU, T. et JIN, Y.-C. (2019). Modeling impact pressure on the surface of porous structure by macroscopic mesh-free method. *Ocean Engineering*, 182:1–13. (*cf.* page 9), (*cf.* page 14), (*cf.* page 89)
- [Xu et Deng, 2016] XU, X. et DENG, X.-L. (2016). An improved weakly compressible sph method for simulating free surface flows of viscous and viscoelastic fluids. *Computer Physics Communications*, 201:43–62. (*cf.* page 27), (*cf.* page 41), (*cf.* page 53)
- [Yang *et al.*, 2006] YANG, C., LÖHNER, R. et LU, H. (2006). An unstructured-grid based volume-of-fluid method for extreme wave and freely-floating structure interactions. *Journal of Hydrodynamics*, 18(1):405–412. (*cf.* page 10)
- [Yin *et al.*, 2017] YIN, Z., JIN, L., LIANG, B. et WANG, Y. (2017). Numerical investigation of wave reflection from a stepped breakwater. *Journal of Coastal Research*, 33(6):1467–1473. (*cf.* page 14)
- [Yu, 1995] YU, X. (1995). Diffraction of water waves by porous breakwaters. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 121(6):275–282. (*cf.* page 101)
- [Yu et Chwang, 1994] YU, X. et CHWANG, A. T. (1994). Wave motion through porous structures. *Journal of engineering mechanics*, 120(5):989–1008. (*cf.* page 94), (*cf.* page 104)
- [Yueh et Chuang, 2009] YUEH, C.-Y. et CHUANG, S.-H. (2009). The reflection of normal incident waves by absorbing-type breakwaters. *China Ocean Engineering*, 23(4):729–740. (*cf.* page 104)
- [Zanuttigh et van der Meer, 2008] ZANUTTIGH, B. et van der MEER, J. W. (2008). Wave reflection from coastal structures in design conditions. *Coastal engineering*, 55(10):771–779. (*cf.* page 15), (*cf.* page 111)
- [Zeng *et al.*, 2019] ZENG, J., SHEN, J. et LIU, H. (2019). A parametric study of dam break flow feature over a dry bed using sph modeling. *In International Conference on Asian and Pacific Coasts*, pages 79–86. Springer. (*cf.* page 53)
- [Zhang *et al.*, 2017a] ZHANG, A.-m., SUN, P.-n., MING, F.-r. et COLAGROSSI, A. (2017a). Smoothed particle hydrodynamics and its applications in fluid-structure interactions. *Journal of Hydrodynamics*, 29(2):187–216. (*cf.* page 14), (*cf.* page 31), (*cf.* page 90), (*cf.* page 94)
- [Zhang *et al.*, 2018a] ZHANG, D., SHI, Y., HUANG, C., SI, Y., HUANG, B. et LI, W. (2018a). Sph method with applications of oscillating wave surge converter. *Ocean Engineering*, 152:273–285. (*cf.* page 76)

- [Zhang *et al.*, 2017b] ZHANG, F., ZHANG, X., SZE, K. Y., LIAN, Y. et LIU, Y. (2017b). Incompressible material point method for free surface flow. *Journal of Computational Physics*, 330:92–110. (*cf.* page 14)
- [Zhang *et al.*, 2016] ZHANG, J., LI, Q., DING, C., ZHENG, J. et ZHANG, T. (2016). Experimental investigation of wave-driven pore-water pressure and wave attenuation in a sandy seabed. *Advances in Mechanical Engineering*, 8(6):1687814016651207. (*cf.* page 10)
- [Zhang *et al.*, 2018b] ZHANG, Z., WALAYAT, K., CHANG, J. et LIU, M. (2018b). Meshfree modeling of a fluid-particle two-phase flow with an improved sph method. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 116(8):530–569. (*cf.* page 90), (*cf.* page 94)