



Ondes impulsées à la surface de l'eau par un effondrement granulaire

Wladimir Sarlin

► To cite this version:

Wladimir Sarlin. Ondes impulsées à la surface de l'eau par un effondrement granulaire. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Paris-Saclay, 2022. Français. NNT : 2022UPAST169 . tel-03922904

HAL Id: tel-03922904

<https://theses.hal.science/tel-03922904>

Submitted on 4 Jan 2023

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.

Ondes impulsées à la surface de l'eau par un effondrement granulaire

Water waves impulsed by a granular collapse

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 579, Sciences Mécaniques et Énergétiques, Matériaux
et Géosciences (SMEMaG)

Spécialité de doctorat : Mécanique des Fluides

Graduate School : Physique, Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée au laboratoire Fluides, Automatique et Systèmes Thermiques
(FAST, Université Paris-Saclay, CNRS), sous la direction de Philippe GONDRET,
Professeur (FAST, Université Paris-Saclay), la co-direction de Cyprien MORIZE,
Maître de Conférence (FAST, Université Paris-Saclay), et le co-encadrement
d'Alban SAURET, Associate Professor (Department of Mechanical Engineering,
University of California Santa Barbara)

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 14 décembre 2022, par

Wladimir SARLIN

Composition du jury

Philippe CLAUDIN Directeur de Recherche CNRS, PMMH Paris	Président
Laurent LACAZE Chargé de Recherche CNRS, IMFT Toulouse	Rapporteur
Olivier ROCHE Chercheur IRD, LMV Clermont-Ferrand	Rapporteur
Thierry DAUXOIS Directeur de Recherche CNRS, LPENSL ENS de Lyon	Examineur
Pierre-Yves LAGRÉE Directeur de Recherche CNRS, d'Alembert Paris	Examineur
Éric LAJEUNESSE Physicien CNAP, IGP Paris	Examineur
Philippe GONDRET Professeur Université Paris-Saclay, FAST	Directeur de thèse
Cyprien MORIZE Maître de Conférence Université Paris-Saclay, FAST	Co-directeur de thèse

Titre : Ondes impulsées à la surface de l'eau par un effondrement granulaire

Mots clés : Mécanique des Fluides, Ondes de Surface, Physique Non-Linéaire, Milieux Granulaires, Tsunami, Glissement de Terrain

Résumé : Les tsunamis comptent parmi les catastrophes naturelles les plus destructrices pour les populations côtières de par le monde. De tels événements peuvent, entre autres, être générés lors d'un glissement de terrain ou d'un éboulement massif, par exemple quand un pan de montagne ou de volcan se déstabilise et chute dans un lac, un fjord ou dans l'océan. L'objectif de cette thèse est d'étudier la génération de telles vagues à travers l'utilisation d'une configuration expérimentale modèle, dans laquelle une colonne de matériau granulaire de section rectangulaire, qui modélise le glissement de terrain, s'effondre dans une cuve remplie d'eau initialement au repos. Des mesures systématiques sont réalisées, en variant la profondeur de liquide tout comme la géométrie de la colonne de grains, afin de remonter par traitement d'images aux propriétés de l'avalanche granulaire comme à celles de l'onde produite. Dans un premier temps, la dynamique d'effondrement en l'absence d'eau est étudiée, ce qui permet de mettre en lumière les échelles de temps caractéristiques à l'œuvre ainsi que l'impact d'une libération progressive du milieu granulaire. Au cours des expériences de génération d'onde, différents régimes de vagues sont obtenus et analysés en fonction du

nombre de Froude local, lequel correspond au rapport de la vitesse horizontale maximale du front de grains à l'interface avec l'eau à la célérité des ondes gravitaires linéaires en eau peu profonde. Des ressauts, des ondes solitaires ou encore des vagues de Cauchy-Poisson sont observées, selon que ce paramètre présente des valeurs respectivement élevées, modérées ou faibles. Une analyse hydrodynamique est proposée afin de relier ces régimes à des modèles classiques d'ondes : les vagues générées présentent alors un caractère soit non-linéaire en eau peu profonde (ressauts, ondes solitaires), soit linéaire lorsqu'on tend vers la limite d'eau profonde. Enfin, un modèle est proposé, afin de relier l'amplitude maximale de la vague produite aux paramètres initiaux, en combinant les résultats obtenus au sujet de la dynamique de l'effondrement et ceux de l'hydrodynamique des ondes en eau peu profonde. L'approche se compare avec succès aux résultats expérimentaux, et explique l'influence des différents nombres sans dimensions clés proposés dans la littérature sur le sujet. Ce modèle permet une meilleure compréhension de la physique sous-jacente aux tsunamis engendrés par des glissements de terrain survenant dans un contexte d'eau peu profonde.

Title: Water waves impulsed by a granular collapse

Keywords: Fluid Mechanics, Surface waves, Non-linear physics, Granular Material, Tsunami, Landslide

Abstract: Tsunamis are amongst the most destructive natural disasters for coastal populations around the world. Such events may be generated from massive landslides or rockfalls, for example when a mountain or a volcano becomes destabilized and falls into a lake, a fjord, or the ocean. The objective of this thesis is to study the generation of such waves through the use of a model experimental configuration, in which a column of granular material of rectangular cross-section, which models the landslide, collapses into a tank filled with water initially at rest. Systematic measurements are performed, in which the depth of liquid as well as the geometry of the grains' column are varied, in order to trace by image processing to the properties of the granular avalanche as well as those of the wave produced. Firstly, the collapse dynamics in the absence of water is studied, which highlights the characteristic time scales involved as well as the impact of a gradual release of the granular medium. During wave generation experiments, different regimes are revealed and thoroughly analyzed: These are intimately related to the local Froude number,

which corresponds to the ratio of the maximum horizontal velocity of the grain front to the speed of linear gravity waves in shallow water. We thus observe bores, solitary waves or Cauchy-Poisson waves depending on whether this parameter has high, moderate, or low values, respectively. A hydrodynamic analysis is proposed in order to link these regimes to water wave theory: The generated waves then have a non-linear character in shallow water (hydraulic jumps, solitary waves), or a linear one in deep-water. Finally, a model is proposed, in order to relate the maximum amplitude of the wave produced to the initial geometrical parameters, by combining the results obtained for the dynamics of the collapse and those about the hydrodynamics of the waves in shallow water. The approach successfully compares with the experiments and explains the influence of the different key dimensionless numbers that were proposed in the literature on the subject. This is a first simplified, albeit comprehensive, modelling of the physics underlying tsunamis caused by landslides in a shallow water context.

*À Stella Odin,
la plus belle découverte que je ne ferai jamais.*

REMERCIEMENTS



l'heure où j'écris ces lignes, trois belles années se sont écoulées, au bout desquelles je suis finalement devenu docteur en mécanique des fluides. Le résultat de ce travail est présenté ici au lecteur, mais il serait incomplet si je n'y ajoutais mes remerciements les plus sincères aux personnes qui, de près ou de loin, m'ont accompagné dans cette aventure.

Je souhaite tout d'abord, par ces quelques mots, exprimer ma grande reconnaissance à mes encadrants de thèse, Cyprien Morize et Philippe Gondret. Cela aura été une bien belle rencontre : vous m'avez tout appris de l'univers de la recherche, de son fonctionnement et de ses innombrables subtilités. Merci pour votre bienveillance et pour la complicité qui s'est établie entre nous au fil des ans, pour avoir toujours cru en moi et pour m'avoir constamment poussé à donner le meilleur de moi-même, pour la forme comme pour le fond que revêtent les choses. Pour ces heures passées à réfléchir, tester, se tromper, réfléchir encore, entrevoir, et puis parfois triompher des mystères auxquels nous nous attaquâmes. À moi à présent de savoir faire bon usage de tout ce que vous m'avez transmis. Je remercie également Alban Sauret, avec qui j'ai eu la chance de collaborer pendant cette thèse, pour avoir pris part à cette aventure, à ses questionnements, et qui m'a tant appris sur la rédaction et les subtilités de la langue de Shakespeare. Merci à toi d'avoir partagé avec moi un peu de ta grande culture scientifique, et de m'avoir permis de venir à l'Université de Californie, à Santa Barbara (UCSB), pour réaliser des expériences là-bas. Ce fut un superbe séjour à l'autre bout du monde.

Je tiens aussi à remercier chaleureusement les membres du prestigieux jury de thèse que j'ai eu la chance d'avoir. Un grand merci à Philippe Claudin d'en avoir été le président, et à Laurent Lacaze et Olivier Roche d'en avoir été les rapporteurs. Merci pour vos rapports et les suggestions qu'ils contiennent, qui constituent des perspectives très intéressantes sur cette thématique. Je remercie également Pierre-Yves Lagrée, Éric Lajeunesse, ainsi que Thierry Dauxois pour leur rôle d'examineur, et, pour les deux premiers, pour avoir suivi avec intérêt ce travail de thèse dès le comité de suivi de première année. J'ai fort apprécié le bel échange scientifique, initié par la qualité des deux rapports de thèse, qui a eu lieu au cours de la soutenance, et pour la considération que vous avez portée à ce travail de doctorat.

Il me faut, à présent, remercier sincèrement les membres, permanents et non-permanents, du FAST, laboratoire au sein duquel la présente thèse a été réalisée. Et, tout d'abord,

à l'équipe technique du FAST, pour avoir monté plusieurs expériences au cours de cette thèse, parfois avec des délais fort courts avant l'arrivée d'un stagiaire, et pour vos précieux conseils et solutions techniques. Merci à Raphaël Pidoux pour tout cela, pour ta bonne humeur toujours communicative et ton humour sans filtre, j'aurai bien ri à tes blagues racontées avec grand talent. À Johannes Amarni, à qui je souhaite de continuer à voler haut dans les airs, là où la gravité n'est plus vraiment la même. À Christophe Manquest, Babacar Ndoye, Alban Aubertin et Lionel Auffray également, pour les nombreuses discussions que nous eûmes.

Je remercie Fabienne Jacquemin pour avoir toujours été disponible et arrangeante avec moi, et pour les suggestions de randonnées dans les environs d'Orsay qui m'ont fait découvrir de bien beaux endroits. Merci à Mai Guerrib pour ton invitation à la coupe du monde de Vovinam, à laquelle j'aurais bien aimé assister.

Je remercie également les chercheurs du FAST pour leur accueil chaleureux et, pour certains, pour leurs précieux conseils et leur sympathie. Un grand merci à Marc Rabaud pour avoir échangé avec moi plusieurs fois au cours de cette thèse, et pour avoir partagé l'immense culture scientifique qui est la tienne. La fin du chapitre IV de ce manuscrit, où il est question du problème de CAUCHY–POISSON, te doit énormément, car tu m'as orienté avec grande pertinence sur la voie de ce bel exercice de mécanique des fluides. Merci également à Frédéric Moisy pour tous tes conseils, ton avis au sujet du choix du post-doctorat, et pour l'exemplaire de « L'impermanence du monde - La physique de l'éphémère », qui est un ouvrage de très belle facture. Je remercie Laurent Talon pour les nombreuses discussions que nous avons eues, tes conseils et surtout pour ton retour d'expérience sur les thèses que tu as encadrées. À Baptiste Darbois-Textier, dont la bonne humeur et la bienveillance furent invariablement au rendez-vous. À Frédérique Giorgiutti-Dauphiné pour les nombreuses discussions à la pause méridienne, et pour m'avoir formé sur les travaux pratiques de Mécanique des Fluides en Master 1. À Georges Gauthier, Harold Auradou (et bien sûr Philippe Gondret, de nouveau), pour m'avoir enseigné le cours de Master 2 « Fluides et Grains », vous avez forgé le ciment de mes connaissances au sujet des milieux granulaires et des suspensions. À Mojtaba Jarrahi pour ta bienveillance et ta gentillesse, c'était toujours un plaisir de discuter avec toi. À Jérôme Martin, au plateau d'argent, pour les nombreuses discussions, que ce soit à la cafétéria, sur le toit du FAST, où lors de pots. Et, bien entendu, merci à tous les autres : Yann Bertho, Pierre-Philippe Cortet, Anne Davaille, Carine Douarche, Frédéric Doumenc, Lamine Hattali, Jean-Pierre Hulin, Nicole Rakotomalala, Neil Ribe, Dominique Salin, Ludovic Pauchard, Antoine Seguin, et ceux que je pourrais oublier...

Je remercie chaleureusement les doctorants et post-doctorants dont j'ai fait la connaissance pendant ces trois années. Merci tout d'abord à Manon Robbe-Saule de m'avoir si bien accueilli dans l'équipe, aidé à prendre en main le dispositif expérimental et à com-

prendre tous les résultats que tu avais obtenus, et pour ta bonne humeur. Grazie mille Nicolò Rubens Sgreva per le discussioni, spesso legate all'Italia, quando dividevamo lo stesso ufficio. À Romaric Kostenko pour nos discussions du matin à la cafétéria. À Marine Aulnette et Yves Feyel, j'étais très content de faire votre connaissance. On aura bien rigolé, et je vous souhaite tout le meilleur pour la suite. À Julien Bouvard, que je suis enchanté de rejoindre prochainement au LadHyX. Thanks Akash Ganesh, my fellow PhD student, for all these discussions about our respective countries, geopolitics, science and, last but not least... the French bureaucracy. I wish you all the best for your future life, and for the oncoming defense of your thesis. Thanks also to Misa Ishimura, who finished her PhD at the same time as me, and was always friendly. I wish you great success in your new endeavor. À Eduardo Monsalve, tu m'as si bien dépeint le Chili que j'espère m'y rendre un jour. À Jonathan Lalieu, qui a réussi à "terminer la physique" en si peu de temps, tout en étant coiffeur, tout en faisant de l'humour à chaque occasion. Savoir si tu disais la vérité ou si tu bluffais, peu importe le sujet, fut une quête de tous les instants. À Souhaila Nmar, pour tes anecdotes plus amusantes les unes que les autres, bon courage à toi pour la dernière ligne droite. À Joanne Steiner, pour toutes nos discussions tantôt drôles, tantôt sérieuses, et également pour m'avoir cédé ton bureau. Je te souhaite un beau voyage en Californie. À Koceila Zidi, arrivé l'année dernière, pour toutes les fois où l'on a pris un café, ri, discuté de tout et de rien, parfois de science, et souvent de Kabylie. C'était un plaisir de faire ta connaissance. Merci aussi à tous les autres : Hugo Remise-Charlot, Manon Pépin, Alejandro Garcia, Hassan Beigi-Rizi, Adam Gargasson, et ceux que je pourrais oublier...

Je tiens aussi à remercier les nombreux stagiaires avec qui j'ai pu travailler pendant ma thèse. Tout d'abord, merci à Jérémy Belayachi, qui s'est démené sur Basilisk, avec qui j'ai été enchanté de pouvoir parler de sport. À Hugo Lintanf et Matthis Vaudable, pour avoir monté l'expérience d'effondrement d'une colonne de grains axisymétrique dans l'eau. À Zhaodong Niu pour le superbe stage que tu as effectué sur la génération de vagues par avancée d'un piston. Enfin, à Jean-Gabriel Pichon pour ton travail sur les effondrements secs axisymétriques. Vous m'avez tous beaucoup apporté, et je vous souhaite le meilleur dans ce que vous entreprendrez.

I would like to warmly thank also some nice people I met during my stay at UCSB. Thanks Sreeram Rajesh, Deok-Hoon Jeong, Fabian Kleischmann, and Zachary Maches for the time we spent together, and for the interesting conversations we had. And, of course, thank you Ram Sudhir Sharma, my friend, for all the hours we dedicated to the study of the collapse of cohesive grains, we were definitively forming a nice team. I was pleased to meet you, and I hope we will continue to collaborate together in the future.

Il me faut, au détour des prochaines lignes, remercier de même les personnes avec qui j'ai eu la chance de collaborer dans le cadre de mon service de monitorat. Tout d'abord, merci à Emmanuel Seigneux d'avoir été mon référent d'enseignement à Polytech

Paris-Saclay, et pour m'avoir confié le cours d'option « Programmation Web » pour ces trois années. Cela aura été une très riche expérience, donc merci de m'avoir accordé ta confiance. Je remercie également Ségolène Guilbaud, avec qui j'ai eu l'occasion de collaborer lorsque j'enseignais en PACES, en première année. Et, bien entendu, un grand merci aux autres personnes, déjà mentionnées plus haut, avec qui j'ai eu la chance de travailler dans le cadre de mon service de monitorat, et qui m'ont appris les bases de l'art subtil qu'est l'enseignement.

Enfin, je voudrais remercier à présent mes amis et mes proches pour l'immense soutien que j'ai obtenu auprès d'eux, à chaque instant de cette longue aventure. Merci à Oleksandr Hryhorenko, mon ami, pour tous ces bons moments passés ensemble. J'ai de la chance de te connaître. Je souhaite ardemment que l'avenir te soit radieux et prospère, en juste rétribution du courage avec lequel tu affrontes les injustices de la guerre. À Jérémy Létang, nous avons fait du chemin depuis l'époque des classes préparatoires. Merci à toi pour toutes ces heures passées à refaire le monde, parler de géopolitique, de société ou encore de science, à jouer et surtout à rigoler de tout et de rien. Cela aura été une belle surprise de te retrouver à Orsay, et je m'en réjouis. Tout le meilleur à toi pour la suite de ta prometteuse carrière. À Maxime de Laage de la Rocheterie, le père de mon neveu, à nos soirées de jeu, souvent au coin du feu. À Jeanne-Aël Odin, à qui je souhaite une grande réussite et beaucoup de bonheur pour la suite, car tu le mérites totalement.

Je remercie du fond de mon cœur ma chère famille, qui est pareille au vieux hêtre, nef sylvestre que l'on peut trouver, parfois, dans les tréfonds de nos belles forêts dauphinoises. À Tatiana, ma mère, et à Stéphane, mon père, qui en constitueraient le tronc, qui a résisté aux pires tempêtes en leur opposant un port flamboyant. À Augusta, ma sœur, et à Angelo, mon frère, qui en seraient les branches primaires qui courbent sans jamais se rompre, et qui répondent au froid de l'hiver et des vents du nord par des rameaux toujours plus feuillus et plus verdoyants, qui font cap vers tous les horizons. À Joachim, mon neveu, nouveau rameau printanier de l'arbre, qui porte de sa frêle présence l'espoir et l'avenir de l'essence tout entière. À René Sarlin et Vladimir Kratchko, les racines profondes et originelles que le lierre n'atteint pas, à qui je dois ma passion pour la science et l'envie constante de dépasser mes frontières. Et quelle arborescence, que celle qui parvient à atteindre de sa cime la lumière, en s'éloignant de l'ombre que domine à présent sa ramure.

À Stella, ma compagne et ma muse, mon indéfectible soutien. Je te dédie ce chapitre de ma vie à travers cet ouvrage, avant que nous ne nous élancions pour écrire le prochain.

TABLE DES MATIÈRES

Contexte	11
I État de l'art	19
I.1 Éléments de théorie des ondes de surface	19
I.1.1 Équations de conservation et formulation du problème d'onde . . .	19
I.1.2 Linéarisation du problème et onde d'Airy	22
I.1.3 Le problème de Cauchy-Poisson	25
I.1.4 Équation de Korteweg-de Vries et solitons	27
I.1.5 Ressauts hydrauliques	31
I.2 Effondrement d'une colonne granulaire	34
I.3 Travaux expérimentaux sur la génération de vagues impulsionnelles	42
I.3.1 Génération avec un corps solide	42
I.3.2 Génération avec un milieu granulaire	46
I.4 Conclusion	59
II Protocole et dispositif expérimental	61
II.1 Présentation générale du dispositif	61
II.2 Protocole expérimental	64
II.2.1 Principe de l'expérience	64
II.2.2 Matériau et méthodes	65
II.2.3 Traitement des données	67
II.2.4 Paramètres d'intérêt	70
II.2.5 Nombres sans dimension du problème	72
II.2.6 Expériences réalisées	73
II.3 Conclusion	76
III Dynamique des effondrements granulaires secs	77
III.1 Phénoménologies observées	78
III.2 Évolution quasi-statique	81
III.3 Régime de chute libre	85
III.3.1 Géométrie finale des dépôts	85
III.3.2 Étude de la dynamique de l'effondrement	87
III.3.3 Temps caractéristiques d'effondrement granulaire	93

III.4 Influence de l'ouverture de la porte	96
III.5 Conclusion	102
IV Ondes impulsionnelles générées par effondrement granulaire	103
IV.1 Présentation d'une expérience	104
IV.2 Mise en évidence de différents régimes de vagues	104
IV.3 Caractéristiques de l'onde et de l'effondrement granulaire	109
IV.3.1 Ressauts	109
IV.3.2 Ondes solitaires	109
IV.3.3 Ondes de transition	112
IV.3.4 Diagrammes spatio-temporels	114
IV.4 Bilans de volumes	116
IV.5 Influence des paramètres initiaux	119
IV.6 Influence des nombres sans dimensions	123
IV.7 Étude hydrodynamique des ondes impulsionnelles	128
IV.7.1 Régimes d'ondes et équation de Korteweg-de Vries	128
IV.7.2 Ressauts	131
IV.7.3 Ondes solitaires	135
IV.7.4 Conclusion pour les régimes de soliton et de ressaut	139
IV.7.5 Célérités	140
IV.7.6 Ondes de transition	143
IV.7.7 Conséquences sur l'énergie des ondes impulsionnelles	150
IV.7.8 Conclusion	154
V Un modèle prédictif pour les ondes en eau peu profonde	155
V.1 Dualité des effondrements observés	156
V.2 Morphologie du dépôt granulaire en présence d'eau	157
V.3 Expression de l'amplitude des vagues en eau peu profonde	159
V.4 Influence des paramètres initiaux prédite par le modèle	162
V.5 Influence des nombres sans dimensions qui gouvernent la génération de l'onde	166
V.6 Énergie transférée à l'eau	167
V.7 Comparaison avec les expériences	168
V.8 Commentaire au sujet des ondes de transition	171
V.9 Limites, applications, et extension de l'approche	172
V.10 Conclusion	175
Conclusion et perspectives	177

CONTEXTE

ES ondes ont ceci de fascinant qu'elles font partie de l'expérience quotidienne de tous, tout en constituant un sujet aux innombrables raffinements et subtilités, abondamment étudié depuis des siècles par la communauté scientifique. Certains exemples très généraux illustrent la grande universalité du concept d'onde comme le son, les vagues, certaines propriétés de la lumière, ou encore les oscillations de la courbure de l'espace-temps. Leur propagation peut intervenir dans tous les milieux solides, liquides et gazeux, de même que dans le vide. Cette omniprésence mène ainsi à définir celles-ci de façon très générale comme le transport d'une perturbation ou information donnée, et à en faire un domaine privilégié de l'investigation scientifique. Il existe une dichotomie entre les apports bénéfiques et les conséquences néfastes des ondes : elles rendent par exemple possibles certaines technologies comme la radio ou les rayons X, mais peuvent également être meurtrières lorsqu'elles revêtent la forme de marée de tempête, de vagues scélérates ou encore de tsunamis (du japonais *tsu nami*, signifiant "vague portuaire"). Leur manifestation dans l'eau, communément appelée vagues, a d'ailleurs inspiré la crainte autant que l'admiration des hommes au cours des âges, comme illustré par l'estampe du peintre japonais KATSUSHIKA HOKUSAI reproduite sur la figure 1.

Les tsunamis, notamment, comptent parmi les catastrophes naturelles les plus destructrices. Ceux-ci correspondent à des ondes résultant du déplacement soudain d'une grande quantité d'eau. On leur associe souvent une origine tectonique, en attribuant leur naissance à des séismes de forte amplitude. Cela est peut-être dû aux catastrophes passées, qui ont parfois marqué l'Histoire, comme la destruction de Lisbonne le premier novembre 1755, provoquée par un séisme suivi d'un puissant tsunami et d'incendies [8, 190], qui causeront plus de 100 000 morts. L'évènement a bouleversé l'Europe d'alors, et est notamment évoqué par le philosophe et écrivain VOLTAIRE dans son *Poème sur le désastre de Lisbonne* (1756), ou encore dans le cinquième chapitre de *Candide* (1759) :

“A peine ont-ils mis le pied dans la ville, en pleurant la mort de leur bienfaiteur, qu'ils sentent la terre trembler sous leurs pas ; la mer s'élève en bouillonnant dans le port, et brise les vaisseaux qui sont à l'ancre ; des tourbillons de flammes et de cendres couvrent les rues et les places publiques ; les maisons s'écroulent, les toits sont renversés sur les fondements, et les fondements se dispersent : trente mille habitants de tout âge et de tout sexe sont écrasés sous des ruines.”



FIGURE 1 – *La Grande Vague de Kanagawa*, estampe du peintre japonais KATSUSHIKA HOKUSAI publiée en 1830 ou 1831 (période d’Edo).

Deux autres catastrophes majeures ont marqué le début du XXI^{ème} siècle : le tsunami du 26 décembre 2004 dans l’océan Indien [95, 125, 163], ayant coûté la vie à près de 250 000 personnes, et celui du 11 mars 2011 de la côte Pacifique du Tōhoku [45, 114], qui a causé un peu moins de 20 000 morts. Le premier, dont les vagues ont localement atteint 30 mètres, est, de mémoire d’homme, le tsunami le plus dévastateur de l’histoire (figure 2). Ce type d’évènement est caractérisé notamment par de très grandes longueurs d’ondes, de l’ordre de la centaine de kilomètres, et par une période de plusieurs minutes, ce qui induit une vitesse de propagation élevée, comme illustré en figure 3.

Cependant, les tremblements de terre ne sont pas les seules causes possibles pouvant mener à la génération de tsunamis, comme cela est illustré en figure 4. Ceux-ci peuvent en effet être provoqués par l’impact d’un corps céleste dans l’eau [181], par de brusques sauts de pression atmosphérique (*météotsunamis*) [98], par une éruption volcanique comme par exemple lors du récent évènement du *Hunga Tonga* le 15 janvier 2022 [68], ou encore par des glissements de terrain à grande échelle [64]. C’est à la compréhension de ce dernier mode tsunamigène qu’est consacré le travail de thèse présenté ici.

Lorsqu’une grande quantité de matière, par exemple un pan de montagne [136], de glacier [182] ou de volcan [64], s’effondre subitement dans l’eau, d’énormes volumes de



FIGURE 2 – Arrivée du tsunami du 26 décembre 2004 dans l’océan Indien sur les côtes de Koh Jum en Thaïlande (copyright Anders Grawin, 2006).

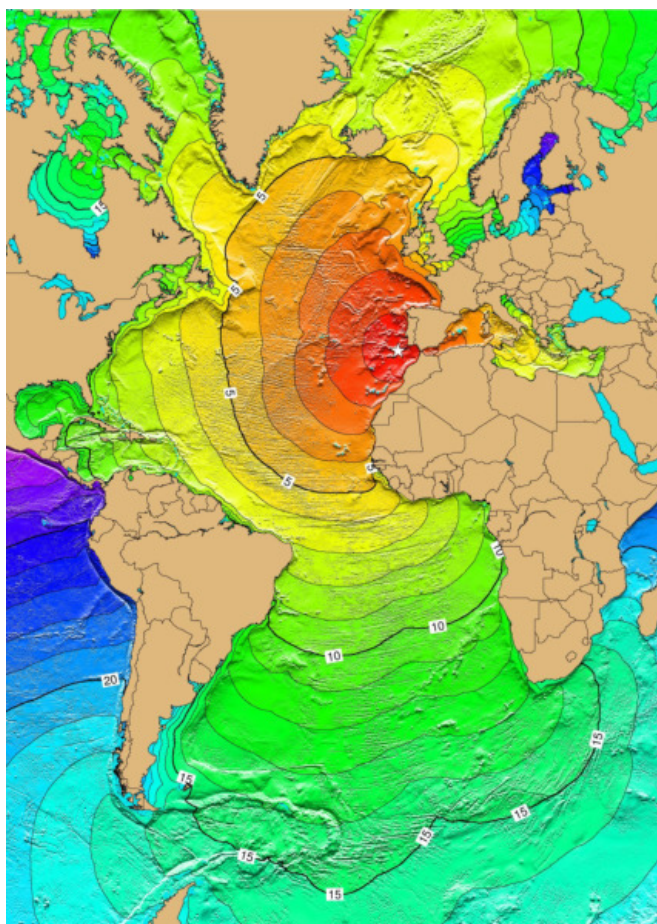


FIGURE 3 – Propagation du tsunami du premier novembre 1755 ayant, avec le séisme qui l’a créé, anéanti Lisbonne. Les couleurs indiquent les zones affectées par l’onde au bout de (rouge) 1 à 4 heures, (jaune) 5 à 6 heures, (vert) 7 à 14 heures, et (bleu) 15 à 21 heures. [Source : *National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA)*]

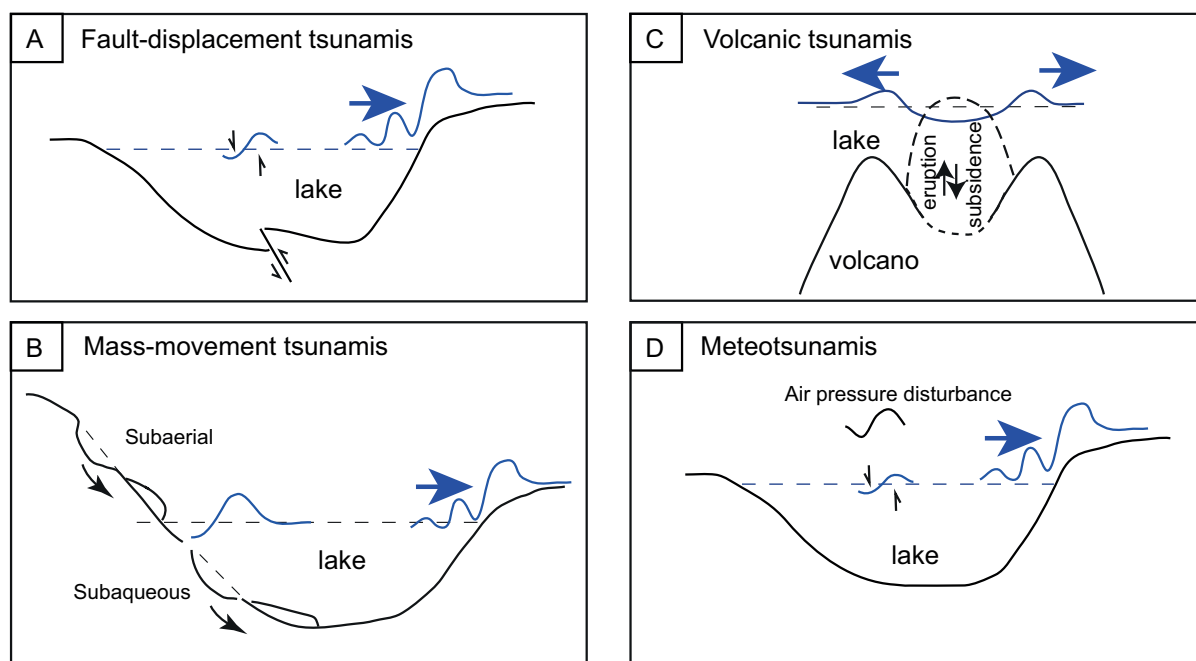


FIGURE 4 – Schéma issu de la revue de KREMER *et al.* [83], illustrant différents modes de génération d'un tsunami.

fluide sont rapidement mis en mouvement, pouvant mener à la formation de vagues aux proportions gargantuesques. Il faut noter que ce type de tsunami n'est pas l'apanage des seuls océans, mais peut également être observé dans des lacs [130], des fjords [177], des baies [129] ou encore à proximité d'une rivière ou d'un fleuve [184]. Ainsi, comme présenté sur la figure 5, alors que les événements d'origine sismique surviennent proches des frontières entre plaques tectoniques (entre les plaques australienne et eurasienne par exemple, ou sur le pourtour des plaques philippine et pacifique), les tsunamis générés par glissement de terrain peuvent survenir dans une grande variété de contextes. Ils sont en effet soit proches eux-aussi des plaques lithosphériques, et sont alors souvent la conséquence d'un tremblement de terre, soit ils surviennent dans des régions montagneuses, volcaniques ou polaires (Îles Canaries, Italie, Norvège, Canada ou encore Groenland). On distingue usuellement trois types de glissements de terrain à l'origine d'ondes de tsunami, comme présenté sur la figure 6 : les effondrements dits subaériens (s'initiant hors de l'eau), partiellement immergés (comportant une partie initialement émergée, et l'autre submergée), et sous-marins.

Les vagues ainsi générées peuvent mener à d'importantes destructions, comme l'illustre l'évènement dit du *Tauredunum* (Suisse, an 563), relaté notamment par GRÉGOIRE DE TOURS dans le livre IV de son *Histoire des Francs* (VI^{ème} siècle). Lors de celui-ci, la montagne éponyme s'est brusquement effondrée et les débris ont impacté les eaux du lac Léman : le tsunami en résultant a alors dévasté son pourtour en détruisant notamment le port de la ville, alors burgonde, de Genève, ce qui suggère que la vague s'élevait à près de

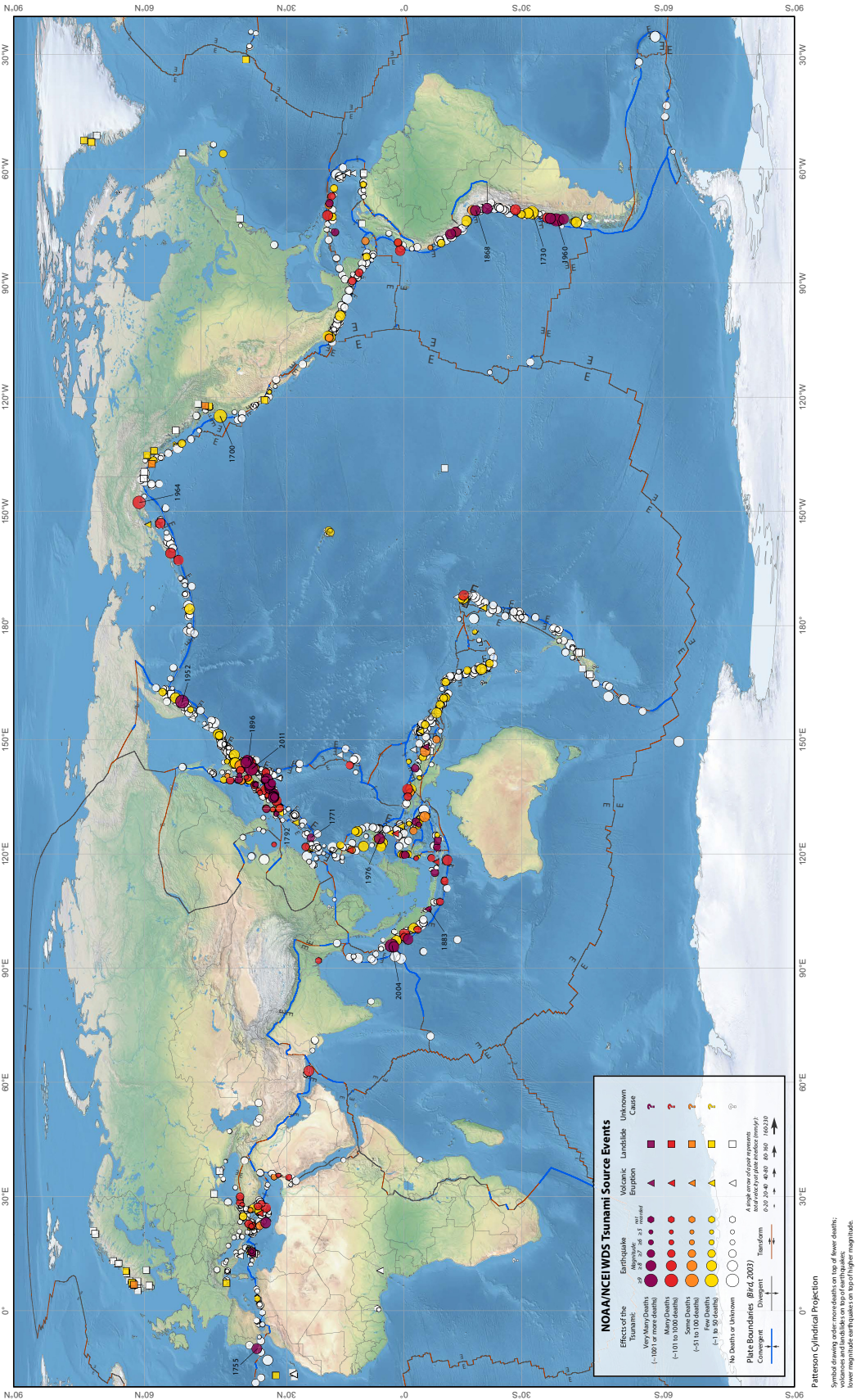


FIGURE 5 – Planisphère montrant les tsunamis majeurs survenus de -1610 à 2022 et provoqués par (o) des tremblements de terre, (Δ) des éruptions volcaniques, (□) des glissements de terrain, ainsi que par (?) des causes inconnues à ce jour. [Source : *International Tsunami Information Center (ITIC)*]

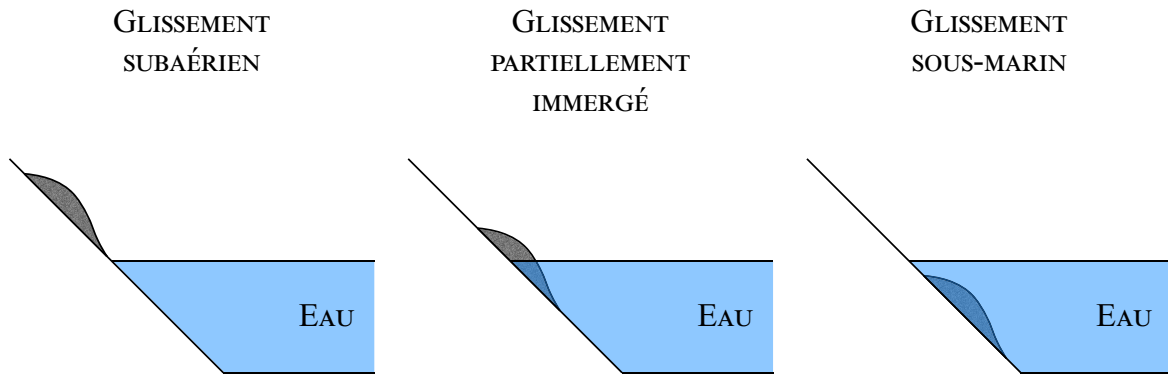


FIGURE 6 – Schéma illustrant les différentes configurations initiales d'un glissement de terrain tsunamigène, qui peut être subaérien, partiellement immergé ou sous-marin.

8 m lorsqu'elle atteignit les remparts de la ville antique [84]. Un autre évènement récent illustrant ce potentiel destructeur est le tsunami du 22 décembre 2018 dans le détroit de la Sonde (Indonésie), qui a causé près de 450 décès. À la suite de l'effondrement partiel du volcan *Anak Krakatau* lors de son éruption, dont l'élévation est passée à cette occasion de 338 à 110 mètres, une vague de forte amplitude a frappé les côtes environnantes, atteignant par endroit plusieurs dizaines de mètres de haut [16, 64, 124], comme cela est illustré sur la figure 7. Les îles proches de la source (Rakata, Sertung et Panjang) ont subi des destructions très importantes, jusqu'à des altitudes de *run-up* (remontée de l'onde le long du relief) proches de 85 mètres par endroits [16]. Il est intéressant de noter qu'une étude numérique avait prédit un tel scénario quelques années avant ladite catastrophe [60]. Mais l'exemple le plus emblématique est peut-être celui survenu le 8 juillet 1958 à *Lituya Bay* (Alaska, États-Unis) [51, 109], lorsqu'un éboulement massif de plusieurs dizaines de millions de mètres cubes de roches et de débris a eu lieu. Celui-ci a engendré une énorme vague, dont l'amplitude est estimée par FRITZ *et al.* [51] à près de 150 mètres, qui s'est propagée dans la baie en détruisant les zones côtières environnantes jusqu'à des hauteurs de *run-up* de 524 mètres, la valeur la plus élevée jamais relevée à ce jour. Cet évènement, faisant intervenir des volumes d'avalanches et des dimensions de vagues démesurées, démontre avec force l'intérêt d'étudier et de pouvoir prédire l'ampleur prise par ces phénomènes, dont on voit ici qu'ils sont souvent très localisés (*i.e.*, ils n'affectent pas une aire géographique importante) mais aussi très intenses (destructions très importantes à proximité de la région source). De plus, les tsunamis provoqués par des glissements de terrain surviennent fréquemment, ainsi dénombre-t-on de multiples évènements de grande envergure, souvent dans un contexte volcanique, ayant eu lieu lors des dernières décennies [38, 64, 74, 79, 130, 136, 184]. Comme souligné par HIGMAN *et al.* [74], la fréquence de ces catastrophes devrait augmenter du fait du réchauffement climatique dans les années à venir. Certains évènements potentiels sont également étudiés par la communauté

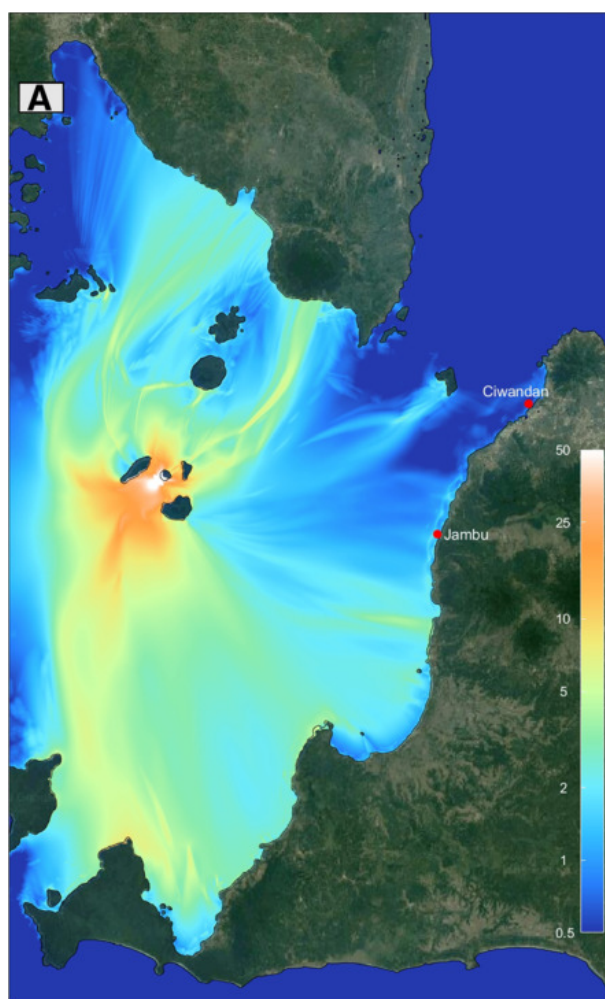


FIGURE 7 – Amplitude maximale atteinte localement par le tsunami du 22 décembre 2018 dans le détroit de la Sonde (Indonésie), généré au cours de l’éruption du volcan *Anak Krakatau*, d’après les simulations numériques réalisées par BORRERO *et al.* [16]. L’échelle de couleurs indique l’ampleur de l’élévation de l’eau en mètres.

scientifique, comme l’effondrement d’une partie de la falaise de la *Cumbre Vieja* (Îles Canaries, Espagne) : si le volume exact de matière qui constituerait le glissement de terrain fait l’objet d’un vif débat, il semble en revanche acquis qu’en pareille circonstance une vague gigantesque serait générée, dont l’amplitude maximale pourrait atteindre plusieurs centaines de mètres à l’origine et se propager à travers tout l’océan Atlantique [1, 178].

L’évocation de ces catastrophes naturelles, passées et à venir, ainsi que le manque d’outils de gestion des risques associés [16], indiquent une claire nécessité d’étudier et de mieux comprendre les ondes générées par des glissements de terrain. Pour autant, le problème présente une inhérente complexité, de par sa nature triphasique (*i.e.*, faisant intervenir l’air, l’eau, et l’éboulement), que l’on souhaite l’aborder théoriquement, expérimentalement, ou bien à l’aide de simulations numériques. Il amène également à des questions fondamentales ouvertes, comme par exemple quant à la manière de décrire un glissement



de terrain, la génération d'ondes présentant un caractère non-linéaire, ou encore la cascade d'évènements menant du commencement du premier à la terminaison du second. Ces problématiques ont été au cœur du travail de thèse présenté dans ce manuscrit, dont les résultats vont être exposés au lecteur dans les prochains chapitres. L'idée générale de l'étude a été d'articuler la réflexion autour d'une expérience modèle, qui s'abstrait des subtilités des phénomènes géophysiques naturels pour n'en garder que la physique principale sous-jacente, avec pour constante motivation d'en extraire la substantifique moelle.

Pour ce faire, il convient tout d'abord de consacrer un chapitre à l'état de l'art du sujet étudié. À la suite de celui-ci, le dispositif expérimental, le protocole suivi ainsi que les expériences réalisées font l'objet d'une seconde partie. Les travaux réalisés sur les effondrements de matière granulaire, sans que l'eau n'y soit dans un premier temps présente, sont évoqués dans le troisième chapitre. La quatrième partie de ce manuscrit est quant à elle dédiée à la description des ondes impulsionnelles générées par ce type de forçage. Enfin, un modèle prédictif, permettant d'estimer l'amplitude des vagues produites par effondrement granulaire dans un contexte d'eau peu profonde, est présenté dans le cinquième chapitre de cette thèse, lequel constitue le prélude à une ultime partie de conclusion et d'évocation des perspectives.

ÉTAT DE L'ART

AVANT de présenter le travail réalisé au cours de cette thèse, il est nécessaire d'établir dans ce chapitre un état des connaissances actuelles sur le sujet. Comme évoqué précédemment, le problème posé est à l'interface entre deux domaines distincts : la physique des ondes de surface d'une part, et les écoulements géophysiques (*e.g.*, les glissements de terrains ou les avalanches) de l'autre. Le couplage des deux à travers la génération d'ondes par effondrement granulaire, fait lui-aussi l'objet d'une littérature abondante, en rapide croissance ces dernières années de par l'intérêt suscité par cette thématique au sein de la communauté scientifique. À ce titre, il semble opportun de scinder le propos en trois sous-parties. La première donnera les notions de la théorie des ondes nécessaires pour pouvoir décrire les vagues obtenues dans le chapitre IV. Il conviendra ensuite de présenter la littérature qui a été consacrée au problème de l'effondrement granulaire depuis deux décennies. Enfin, la troisième partie s'intéressera aux travaux réalisés sur le thème de la génération expérimentale d'ondes impulsionsnelles.

I.1 Éléments de théorie des ondes de surface

I.1.1 Équations de conservation et formulation du problème d'onde

Dans un premier temps, il semble judicieux d'introduire les notions théoriques et les concepts qui sont classiquement utilisés afin de décrire les ondes gravitaires se propageant à la surface de l'eau. Les premiers essais pour développer une telle théorie sont à attribuer à NEWTON au XVII^{ème} siècle [44]. Cependant, EULER ou encore LAGRANGE vont, au siècle suivant, remettre en cause ces travaux [149] et contribuer à formuler les bases de la mécanique des fluides moderne. Dans le cas d'un fluide supposé parfait (*i.e.*, lorsque l'on néglige les forces visqueuses dans le problème), les lois de conservation de la masse et de la quantité de mouvement ont ainsi été établies par EULER pour un écoulement incompressible (*i.e.*, dont la masse volumique ρ est constante) [47]. On se place ici sous ces mêmes hypothèses, qui sont très acceptables dans le cas du fluide que l'on considère

(l'eau), et on adopte un système de coordonnées cartésiennes associé à un repère $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ dont l'axe $\vec{z}$ est ascendant. Comme indiqué plus haut, on ne s'intéresse ici qu'aux ondes de gravité : on néglige donc les effets capillaires dans le problème. On peut alors écrire les équations d'EULER de la manière qui suit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (\text{I.1})$$

et

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (\text{I.2})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (\text{I.3})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g, \quad (\text{I.4})$$

où u , v et w désignent respectivement les composantes du champ de vitesse $\vec{v}$ selon les directions $\vec{x}$, $\vec{y}$ et $\vec{z}$, p désigne la pression, et g l'accélération de la pesanteur. Tandis que l'expression (I.1) traduit la conservation de la masse, il faut noter que les équations de conservation de la quantité de mouvement (I.2)-(I.4) correspondent à l'application de la seconde loi de NEWTON au fluide.

On restreint dans ce qui suit notre attention au problème bidimensionnel, *i.e.* en ne considérant plus que le plan xOz en supposant que $v = 0$. On obtient alors les équations

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial w}{\partial z}, \quad (\text{I.5})$$

et

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (\text{I.6})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g. \quad (\text{I.7})$$

Il existe peu de solutions connues de ces équations très générales qui décrivent des ondes. L'une des plus fameuses est peut-être celle de la houle trochoïdale de GERSTNER [59] (une traduction en langue française de cette étude a été réalisée par SAINT-VENANT [142]). Cependant, celle-ci a trouvé jusqu'à présent peu d'applications concrètes, et est en pratique peu usitée. Pour mieux rendre compte des vagues observées dans la réalité, on doit ajouter l'hypothèse que l'écoulement est irrotationnel [154], autrement dit que le champ de vitesse dérive d'un potentiel ϕ :

$$\vec{v} = \vec{\nabla}\phi, \quad (\text{I.8})$$

où $\vec{\nabla}$ désigne l'opérateur gradient. De manière classique [154], on peut alors remarquer que les équations (I.5)-(I.7) peuvent se mettre sous la forme

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0, \quad (\text{I.9})$$

$$\vec{\nabla} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + \frac{p}{\rho} + gz \right) = \vec{0}. \quad (\text{I.10})$$

L'intégration de l'équation (I.10) donne le théorème de BERNOULLI dans sa forme instantanée :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + \frac{p - p_0}{\rho} + gz = \mathfrak{F}(t). \quad (\text{I.11})$$

où p_0 désigne une pression de référence (par exemple la pression atmosphérique) et $\mathfrak{F}(t)$ est une fonction du temps. Celle-ci peut en réalité aisément être intégrée dans la définition du potentiel de vitesse pour éliminer le membre de droite (en posant par exemple $\phi = \phi^* + \int_0^t \mathfrak{F}(\tau) d\tau$, puis en omettant l'astérisque par la suite par souci de lisibilité), ce qui mène finalement à

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + \frac{p - p_0}{\rho} + gz = 0. \quad (\text{I.12})$$

Ce sont ces équations (I.9) et (I.12) qui permettent de décrire le mouvement des vagues. Le problème d'onde peut alors se formuler en donnant les conditions aux limites (aux parois, au fond et à l'interface en contact avec l'air) appropriées à la situation étudiée [154, 180]. On considérera dans ce qui suit le cas de vagues à la surface d'une eau de profondeur h_0 uniforme (qui peut être finie ou que l'on fait tendre vers l'infini), et on désignera systématiquement par η la surface libre de celles-ci (interface entre l'eau et l'air), qui est une fonction du temps ainsi que de la variable spatiale x . L'origine des altitudes est placée initialement au niveau de la frontière entre l'eau au repos et l'air. On peut alors remarquer que les particules fluides qui se situent à la surface libre forment une courbe d'équation $\xi = z - \eta(x, t) = 0$. En appliquant la dérivée particulaire à cette expression, il vient

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{en } z = \eta. \quad (\text{I.13})$$

Cette équation constitue la condition cinématique à la surface libre, et traduit le fait que

les particules fluides qui la constituent en restent solidaires. D'autre part, en évaluant l'équation (I.12) en $z = \eta$, et en faisant coïncider la pression du fluide avec celle de l'air ambiant (en négligeant les variations de celle-ci dues au mouvement de l'air, petites devant celles de l'eau [180]), on obtient une nouvelle condition dynamique à la surface libre, qui est

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + g\eta = 0 \quad \text{en } z = \eta. \quad (\text{I.14})$$

À cela il convient de noter qu'une condition de NEUMANN doit également être vérifiée au fond, soit

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{en } z = -h_0. \quad (\text{I.15})$$

On peut enfin adjoindre les conditions initiales décrivant le fluide (*e.g.*, en écrivant par exemple $\partial \phi / \partial x = \partial \phi / \partial z = \eta = 0$ à $t = 0$ dans le cas d'un équilibre initial du système) ou encore la perturbation génératrice d'ondes [154], ce qui clôt la formulation du problème.

I.1.2 Linéarisation du problème et onde d'Airy

Dans l'hypothèse que l'eau, initialement au repos, n'éprouve que de petites perturbations, il est possible de linéariser le problème. Si la démonstration rigoureuse de ce procédé est, par exemple, développée en détail dans le livre de STOKER [154], on peut retenir que celle-ci consiste à considérer les quantités η et ϕ comme petites, et donc que les termes croisés ou d'ordres supérieurs à un dans les équations (I.13) et (I.14) le sont encore plus. On peut alors les négliger en première approximation, ce qui donne les équations linéaires

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad \text{en } z = \eta, \quad (\text{I.16})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + g\eta = 0 \quad \text{en } z = \eta. \quad (\text{I.17})$$

Une nouvelle linéarisation est alors appliquée en considérant que, l'élévation de la vague étant faible, on peut appliquer les équations (I.16) et (I.17) en $z = 0$ plutôt qu'en $z = \eta$. On peut alors obtenir, de manière assez immédiate,

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{en } z = 0. \quad (\text{I.18})$$

Finalement, le problème linéaire complet prend la forme



$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{en } z = -h_0, \quad (\text{I.19})$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad \text{en } -h_0 < z < 0, \quad (\text{I.20})$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{en } z = 0. \quad (\text{I.21})$$

Une fois le potentiel de vitesse déterminé à l'aide de ces équations, la surface libre est directement donnée par la relation

$$\eta(x, t) = -\frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t}(x, 0, t). \quad (\text{I.22})$$

La résolution finale fait alors naturellement intervenir les conditions initiales et aux limites.

On recherche à présent une solution des équations (I.19)-(I.21) prenant la forme d'une onde sinusoïdale se propageant horizontalement, *i.e.*, pour laquelle le potentiel de vitesse s'écrit

$$\phi(x, z, t) = \mathfrak{C}(z) \sin(kx - \omega t + \theta_0), \quad (\text{I.23})$$

avec $\mathfrak{C}$ une fonction à valeurs réelles, ω la pulsation de l'onde, k le nombre d'onde, et θ_0 une phase arbitraire. L'équation de LAPLACE (I.20) impose alors

$$\mathfrak{C}'' - k^2 \mathfrak{C} = 0, \quad (\text{I.24})$$

ce qui, avec la condition (I.19), mène à

$$\mathfrak{C} = G \cosh[k(z + h_0)], \quad (\text{I.25})$$

avec G une constante réelle. En utilisant l'équation (I.22), il vient alors

$$\eta(x, t) = \frac{\omega}{g} G \cosh(kh_0) \cos(kx - \omega t + \theta_0), \quad (\text{I.26})$$

ce qui détermine le profil de la surface libre à une constante multiplicative près. Il s'agit là de l'onde linéaire dite d'AIRY, car mise en évidence pour la première fois par celui-ci [4]. La dernière condition (I.21) mène alors à la relation, dite de dispersion,

$$\omega^2 = gk \tanh(kh_0), \quad (\text{I.27})$$

qui établit un lien entre la fréquence de la vague et sa longueur d'onde. On remarque que l'équation (I.27) possède deux solutions $\omega = \pm \sqrt{gk \tanh(kh_0)}$: celle qui est positive décrit le mouvement d'une vague se déplaçant dans le sens des x croissants, tandis que l'autre va dans le sens des x décroissants. Il est important de noter que celle-ci ne dépend pas

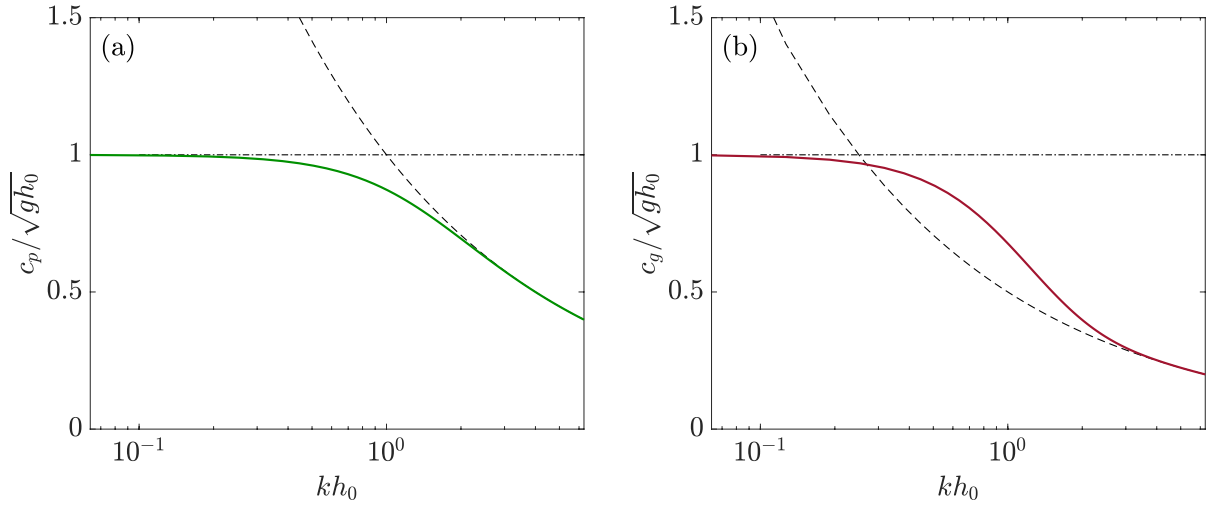


FIGURE I.1 – Évolution de la vitesse (a) de phase et (b) de groupe de l'onde d'AIRY, renormalisées par $\sqrt{gh_0}$, en fonction du paramètre kh_0 . (---) Célérité en eau peu profonde. (---) Valeur asymptotique en eau profonde.

de l'amplitude des vagues : c'est là la signature de la théorie linéaire. On remarque que l'équation (I.27) possède deux limites, en fonction du paramètre kh_0 : celle des eaux peu profondes ($kh_0 \rightarrow 0$), pour laquelle on a

$$\lim_{kh_0 \rightarrow 0} \omega^2 = gh_0 k^2, \quad (\text{I.28})$$

et celle des eaux profondes ($kh_0 \rightarrow +\infty$)

$$\lim_{kh_0 \rightarrow +\infty} \omega^2 = gk. \quad (\text{I.29})$$

Cela a une incidence sur la vitesse de phase de l'onde, qui s'écrit $c_p = \omega/k$ et qui correspond à la célérité de propagation des vagues. En profondeur arbitraire on a en effet

$$c_p = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kh_0)}, \quad (\text{I.30})$$

expression à partir de laquelle il est rapide de constater qu'on tend vers une vitesse $\sqrt{gh_0}$ dans le cas d'une eau peu profonde, et $\sqrt{g/k} = \sqrt{g\lambda/(2\pi)}$ dans celui d'une profondeur infinie (avec λ la longueur d'onde), comme cela est illustré sur la figure I.1(a). Ainsi, dans le premier cas, la célérité des vagues est indépendante de la longueur d'onde (*i.e.*, il n'y a pas de dispersion) et ne dépend que de la profondeur h_0 , tandis que dans la seconde limite le phénomène inverse a lieu (et donc il y a de la dispersion).

La vitesse de groupe, $c_g = \partial\omega/\partial k$, qu'aurait un paquet d'ondes s'écrit quant à elle

$$c_g = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kh_0)} \left(1 + kh_0 \frac{1 - \tanh^2(kh_0)}{\tanh(kh_0)} \right), \quad (\text{I.31})$$

ce qui mène aux limites

$$\lim_{kh_0 \rightarrow 0} c_g = \sqrt{gh_0}, \quad (\text{I.32})$$

en eau peu profonde, et

$$\lim_{kh_0 \rightarrow 0} c_g = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g}{k}}, \quad (\text{I.33})$$

en eau profonde, comme cela est illustré sur le tracé de la figure I.1(b). Elle est par conséquent identique à la vitesse de phase pour des profondeurs faibles : l'enveloppe d'un paquet d'ondes se déplace aussi vite que les vagues qui la composent, tandis que cette remarque n'est plus vraie lorsque l'on considère la limite en eau profonde.

I.1.3 Le problème de Cauchy-Poisson

La théorie linéaire présentée précédemment peut être mise à profit dans l'étude d'un problème, classique en mécanique des fluides, qui est celui de la détermination des vagues produites par une impulsion ou une déformation initiale appliquée à une surface libre au repos. Si l'énoncé paraît simple, l'élaboration d'une solution rigoureuse fait intervenir des concepts mathématiques subtils. Le problème a été résolu pour la première fois par CAUCHY et POISSON, dont les noms ont par conséquent été associés à celui-ci [30]. Ce formalisme a depuis été utilisé dans des contextes variés, et a notamment été proposé pour décrire les tsunamis générés par des éruptions sous-marines [128, 150, 166-168], ou encore les vagues produites par des éboulements rocheux [32].

La première étape dans la recherche d'une solution consiste à définir les conditions initiales. Par exemple, cela peut être la donnée de l'élévation initiale de la surface libre (on considère ici que c'est une fonction paire de la variable spatiale x)

$$\eta(x, 0) = \eta_0(x), \quad (\text{I.34})$$

avec $\phi(x, z, 0) = 0$ (et par conséquent $\partial\eta/\partial t = 0$ également). Sous réserve que $\eta(x, t)$ soit décomposable en séries de FOURIER, l'application du principe de superposition (les équations étant linéaires) implique alors que la solution générale peut s'écrire à l'aide du théorème d'inversion de FOURIER (voir également l'approche présentée dans le livre de WHITHAM [180])

$$\begin{aligned} \eta(x, t) = & 2 \int_0^\infty \{ \Re[F(k) \cos(kx - \omega t)] - \Im[F(k) \sin(kx - \omega t)] \} dk \\ & + 2 \int_0^\infty \{ \Re[F(k) \cos(kx + \omega t)] - \Im[F(k) \sin(kx + \omega t)] \} dk, \end{aligned} \quad (\text{I.35})$$

où $\Re$ et $\Im$ désignent les parties réelle et imaginaire, respectivement, et $F(k)$ la transformée de FOURIER de $\eta_0/2$. Pour ce dernier point, en effet, on note qu'en $t = 0$ l'équation (I.35)

revient à écrire

$$\eta_0(x) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} F(k) e^{ikx} dk, \quad (\text{I.36})$$

soit

$$F(k) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \eta_0(x) e^{-ikx} dx. \quad (\text{I.37})$$

On voit ici que la solution est entièrement déterminée dès lors que la condition initiale l'est. Si l'on considère alors le cas particulier d'une impulsion de DIRAC donnée à l'instant $t = 0$, qui est l'exemple donné par WHITHAM [180], on a $\eta_0(x) = \delta(x)$, $F = 1/(4\pi)$ et, en conséquence,

$$\eta(x, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos(kx) \cos(\omega t) dk, \quad (\text{I.38})$$

en utilisant la symétrie de la fonction cosinus. Cependant, l'expression de la surface libre donnée par l'équation (I.38) rend son interprétation délicate de prime abord. À cette fin, il faut alors employer les outils de l'analyse asymptotique, comme par exemple la méthode de la phase stationnaire de KELVIN, afin de mettre en lumière le comportement de l'onde, à temps long ou proche de la source perturbatrice. Un tel développement est présenté à la fin du chapitre IV de ce manuscrit, pour le cas des vagues générées par une impulsion initiale distribuée sur un segment.

Dans le cas d'une eau peu profonde, *i.e.*, pour laquelle $kh_0 \rightarrow 0$, WHITHAM [180] donne une extension de l'approche ci-dessus pour décrire le front d'onde qui se propage alors. Celui-ci repose sur le développement limité de la relation de dispersion, dont on ne garde que les termes allant jusqu'au troisième ordre

$$\omega \underset{kh_0 \rightarrow 0}{\sim} c_0 k - \frac{1}{6} h_0^2 c_0 k^3, \quad (\text{I.39})$$

avec $c_0 = \sqrt{gh_0}$. Si l'on considère l'onde se déplaçant dans le sens des x croissants uniquement, on peut montrer qu'il y a équivalence entre l'expression (I.39) et l'équation suivante pour la surface libre

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + c_0 \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{1}{6} h_0^2 c_0 \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} = 0, \quad (\text{I.40})$$

dont on verra au paragraphe prochain que celle-ci correspond à l'équation de KORTEWEG–DE VRIES linéarisée. Celle-ci est par conséquent fort utile pour décrire un front d'onde se propageant dans un contexte d'eau peu profonde, et intervient également dans la modélisation des vagues scélérates [126]. Le terme de troisième ordre qui apparaît dans l'équation (I.40) introduit une faible dispersion dans le système. Toujours en se donnant pour condition initiale une impulsion de DIRAC pour décrire l'élévation de la surface libre, la solution

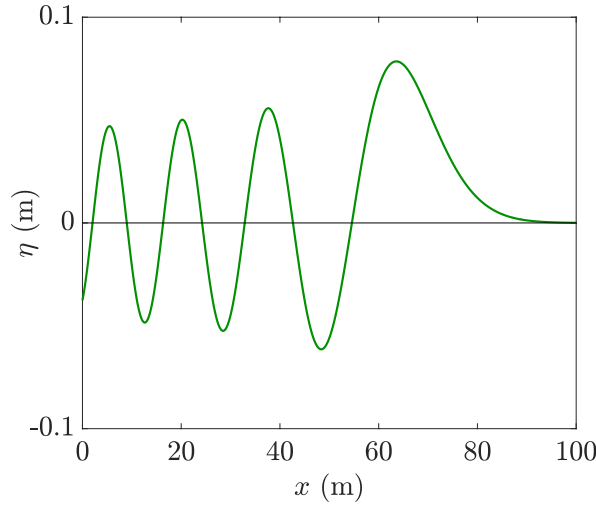


FIGURE I.2 – Solution de l’équation de KORTEWEG–DE VRIES linéarisée (I.41) résultant d’une impulsion de DIRAC $[\eta_0(x) = \delta(x)]$, tracée pour $h_0 = 3$ m et $t = 13$ s.

de l’équation (I.40) s’écrit

$$\eta(x, t) = \left(\frac{2}{c_0 t h_0^2} \right)^{1/3} \text{Ai} \left[\left(\frac{2}{c_0 t h_0^2} \right)^{1/3} (x - c_0 t) \right], \quad (\text{I.41})$$

avec Ai la fonction d’AIRY de première espèce. La figure I.2 présente un exemple de tracé de cette solution pour la condition initiale considérée (impulsion de DIRAC).

I.1.4 Équation de Korteweg-de Vries et solitons

Lorsque l’amplitude des vagues augmente, les hypothèses de la théorie linéaire ne sont plus valables, et d’autres outils théoriques doivent être employés pour rendre compte des propriétés alors observées. Un exemple édifiant est celui de l’onde solitaire, aussi nommée “onde de translation” par RUSSELL [139], qui le premier rendit compte du phénomène. Celle-ci s’observe dans un contexte d’eau peu profonde, et est caractérisée par une vague possédant une unique élévation, qui se propage sur de grandes distances sans presque se déformer. RUSSELL [139] a montré par l’expérience que la célérité c de l’onde dépend de l’amplitude A_m de celle-ci, et a proposé la loi

$$c = \sqrt{gh_0 (1 + A_m/h_0)}. \quad (\text{I.42})$$

Cette dépendance à la hauteur de vague est en net contraste avec la relation de dispersion (I.27) : c’est là la signature de la non-linéarité, qui devient non négligeable dans ce cas. Un modèle classique pour décrire les ondes non-linéaires en eau peu profonde est l’équation de KORTEWEG–DE VRIES [82] (développée par ces auteurs mais également introduite pour la première fois par BOUSSINESQ [20]), qui est obtenue à partir des relations établies dans la partie I.1.1, pour un fluide parfait, incompressible, et irrotationnel. En l’absence d’effet

capillaire, celle-ci s'écrit

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{3}{2} \sqrt{\frac{g}{h_0}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \eta^2 + \frac{2}{3} \alpha \eta + \frac{h_0^3}{9} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right) = 0, \quad (\text{I.43})$$

avec α une constante arbitraire liée au mouvement uniforme du fluide (par rapport à l'étude de KORTEWEG et DE VRIES [82], on considère ici une vague se propageant dans le sens des x croissants, d'où le signe positif devant la dérivée spatiale). En suivant ces auteurs, on peut montrer que $\alpha \simeq h_0$ au premier ordre. En développant alors l'expression (I.43), on obtient, en tenant compte de la remarque qui vient d'être faite,

$$\frac{1}{c_0} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{3}{2h_0} \eta \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{h_0^2}{6} \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} = 0, \quad (\text{I.44})$$

qui est la même équation que celle présentée dans l'ouvrage de DAUXOIS et PEYRARD [42]. Puis, en se plaçant dans le repère mobile à la vitesse c_0 (*i.e.*, en effectuant la transformation $X = x - c_0 t$ et $T = t$), on supprime le second terme de l'équation, ce qui mène à

$$\frac{1}{c_0} \frac{\partial \eta}{\partial T} + \frac{3}{2h_0} \eta \frac{\partial \eta}{\partial X} + \frac{h_0^2}{6} \frac{\partial^3 \eta}{\partial X^3} = 0. \quad (\text{I.45})$$

En réalisant un nouveau changement de variable (en posant $\eta = h_0 \Gamma$, $T = (4\sqrt{6}/3) \sqrt{h_0/g} \tau$, et $X = \sqrt[3]{4/(3\sqrt{6})} h_0 \chi$), il vient

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial \tau} + 6\Gamma \frac{\partial \Gamma}{\partial \chi} + \frac{\partial^3 \Gamma}{\partial \chi^3} = 0, \quad (\text{I.46})$$

qui est la forme standardisée de l'équation. Celle-ci est composée de trois termes respectivement instationnaire ($\partial \Gamma / \partial \tau$), non-linéaire ($\Gamma \partial \Gamma / \partial \chi$) et dispersif ($\partial^3 \Gamma / \partial \chi^3$). Le second tend à raidir la vague, potentiellement jusqu'à provoquer un choc hydrodynamique (quand le front d'onde devient vertical). Lorsque celui-ci prédomine sur le terme lié à la dispersion, on obtient en négligeant ce dernier une équation de BURGERS [26] :

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial \tau} + 6\Gamma \frac{\partial \Gamma}{\partial \chi} = 0, \quad (\text{I.47})$$

qui peut justement être utilisée pour décrire la formation d'ondes de chocs et l'évolution de discontinuités dans le fluide, comme cela a été réalisé notamment par GUREVICH et PITAEVSKII [66]. Quand l'effet de la non-linéarité est, au contraire, négligeable, on remarque que l'expression (I.44) se simplifie pour donner l'équation de KORTEWEG-DE VRIES linéarisée (I.40) déjà évoquée dans la partie précédente. La dispersion, quant à elle, mène à une allure oscillatoire, comme les différentes longueurs d'ondes se propagent alors à des célérités différentes [42]. Enfin, certaines solutions de l'équation complète (I.46), appelées solitons, traduisent un remarquable équilibre stable entre les effets non-linéaires et dispersifs, ce qui explique tout l'intérêt qui a été porté à ce formalisme, qui trouve

des applications dans de nombreux domaines de la physique comme l'hydrodynamique, l'optique, ou encore pour étudier la déformation plastique des cristaux [42]. L'équation de KORTEWEG–DE VRIES [82] a notamment été utilisée par TADEPALLI et SYNOLAKIS [159] pour décrire la propagation transocéanique des tsunamis.

Ces solutions de solitons hydrodynamiques sont d'une telle importance qu'il convient d'indiquer ici la manière de les obtenir. L'idée générale est de les chercher sous la forme de fonctions f localisées spatialement, et se propageant à vitesse constante $\mathfrak{v}$ sans se déformer, *i.e.*, $f = f(\chi - \mathfrak{v}\tau)$. À partir de (I.46), il vient alors

$$-\mathfrak{v}f' + 6ff' + f''' = 0, \quad (\text{I.48})$$

ce qui donne, après une première intégration,

$$-\mathfrak{v}f + 3f^2 + f'' = \mathfrak{a}. \quad (\text{I.49})$$

La condition de localisation spatiale impose alors $\mathfrak{a} = 0$. En multipliant par $2f'$ puis en intégrant à nouveau, on obtient alors

$$-\mathfrak{v}f^2 + 2f^3 + f'^2 = \mathfrak{b}, \quad (\text{I.50})$$

avec, là-encore, $\mathfrak{b} = 0$ pour la même raison que celle donnée pour la nullité de $\mathfrak{a}$. Si l'on ne tient pas compte de la solution triviale $f = 0$, l'intégration de (I.50), par la méthode de la séparation des variables [en utilisant par exemple la transformation $f = (\mathfrak{v}/2) \operatorname{sech}^2(u)$, où u désigne une nouvelle fonction], donne la solution

$$f = \frac{\mathfrak{v}}{2} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\sqrt{\mathfrak{b}}}{2} (\chi - \mathfrak{v}\tau) + \mathfrak{c} \right). \quad (\text{I.51})$$

La constante d'intégration $\mathfrak{c}$ correspond à la position du centre de symétrie de la vague lorsque $\chi - \mathfrak{v}\tau = 0$. On peut, sans perte de généralité, considérer que $\mathfrak{c} = 0$ (en décalant au besoin l'origine spatiale ou temporelle). Finalement, en remplaçant par les variables initiales, et en notant A_m l'amplitude maximale du soliton, il vient

$$\eta(x, t) = A_m \operatorname{sech}^2 \left(\frac{x - c_S t}{\lambda_S} \right), \quad (\text{I.52})$$

avec $c_S = \sqrt{gh_0}(1 + A_m/(2h_0))$ et $\lambda_S = 2h_0\sqrt{h_0/(3A_m)}$. Un exemple de surface libre obtenue avec l'équation (I.52) est présenté en figure I.3. On note de suite la particularité d'un soliton : à une profondeur h_0 , la seule donnée de son amplitude permet de le caractériser complètement, comme λ_S et c_S dépendent uniquement de ces quantités. Sa vitesse de propagation fait apparaître une dépendance affine à l'amplitude, et on note que son expression correspond au développement limité d'ordre un de l'expression (I.42) dans la limite $A_m/h_0 \rightarrow 0$. Il faut préciser ici qu'un soliton ne peut rester stable quelle

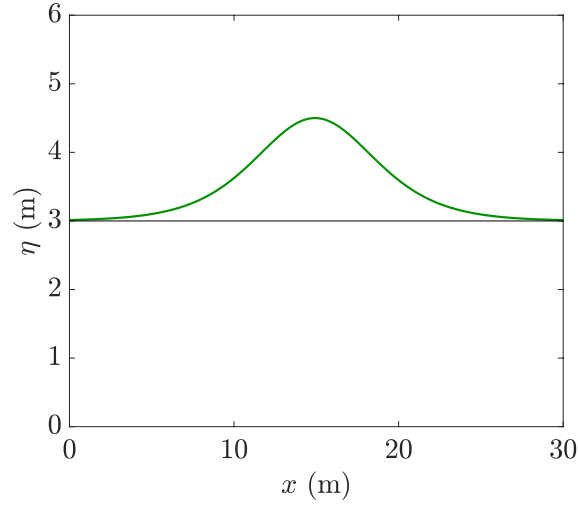


FIGURE I.3 – Forme d’un soliton de KORTEWEG–DE VRIES, obtenue pour $h_0 = 3$ m, $A_m = 1,5$ m et $t = 2,2$ s.

que soit son amplitude, et donc qu’il existe une valeur critique A_{mc} au-delà de laquelle l’onde va déferler, ce qui constitue une limite à la validité de la théorie de KORTEWEG et DE VRIES [82]. Celle-ci a été déterminée par MCCOWAN [107], qui donne le rapport théorique suivant

$$\frac{A_{mc}}{h_0} = 0,78. \quad (\text{I.53})$$

Le fait de connaître l’évolution de la surface libre d’un soliton permet, au demeurant, de donner les expressions de ses énergies potentielle et cinétique. En effet, en suivant LONGUET-HIGGINS [101], celles-ci s’écrivent respectivement, dans le cas d’un canal de longueur infinie et par unité de profondeur,

$$\varepsilon_S = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \rho g \eta^2 \, dx, \quad (\text{I.54})$$

$$\kappa_S = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-h_0}^{\eta} \frac{1}{2} \rho (u^2 + w^2) \, dz \, dx, \quad (\text{I.55})$$

avec u et w les vitesses selon les directions $\vec{x}$ et $\vec{z}$, respectivement. En remplaçant η par l’expression (I.52), il vient pour l’énergie potentielle

$$\varepsilon_S = \frac{4}{3\sqrt{3}} \rho g A_m^{3/2} h_0^{3/2}. \quad (\text{I.56})$$

L’énergie cinétique est, en revanche, plus subtile à appréhender. Elle peut être estimée de plusieurs façons : soit par l’approche variationnelle, comme l’a exposé LONGUET-HIGGINS

[101], soit avec l'approximation de la demi-force vive mise en lumière par BOUSSINESQ [22] pour des ondes en eau peu profonde :

$$\kappa_S \simeq \frac{\rho g}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \eta^2 dx + \frac{\rho g}{4h_0} \int_{-\infty}^{\infty} \eta^3 dx. \quad (\text{I.57})$$

En injectant dans l'équation (I.57) l'expression (I.52) pour η , on obtient alors

$$\kappa_S \simeq \frac{4}{3\sqrt{3}} \rho g A_m^{3/2} h_0^{3/2} + \frac{8}{15\sqrt{3}} \rho g A_m^{5/2} h_0^{1/2}, \quad (\text{I.58})$$

relation qui est en accord avec les formules établies par LONGUET-HIGGINS [101]. Il convient toutefois de préciser qu'en pratique le second terme de l'équation (I.58) est petit devant le premier, et donc qu'au premier ordre on peut raisonnablement considérer que les énergies potentielle et cinétique de l'onde solitaire sont toutes deux égales à l'expression (I.56).

Cette solution de soliton pour décrire le phénomène de l'onde solitaire a également été obtenue dans les travaux antérieurs de BOUSSINESQ [21, 22] ou de RAYLEIGH [131], entre autres. Cependant, il faut insister sur le fait que l'équation de KORTEWEG-DE VRIES en comporte d'autres. Ainsi, par exemple, il existe des solutions périodiques qui s'obtiennent lorsque l'on abandonne l'hypothèse de localisation spatiale, comme les ondes cnoïdales [82]. Il convient de mentionner que la présentation donnée ici se veut tout sauf exhaustive, et que d'autres théories très riches existent sur le sujet, comme celle des ondes de STOKES [155], qui traite également des vagues non-linéaires tout en étendant les résultats au cas d'une profondeur arbitrairement grande.

I.1.5 Ressauts hydrauliques

Lorsque la non-linéarité est trop importante comparativement à la dispersion, un choc hydrodynamique survient, qui peut rester stationnaire (ressaut hydraulique) [figure I.4], ou se propager (on parle alors de mascaret, ou en anglais de *bore*) [figure I.5]. Comme évoqué dans la partie précédente, la théorie de KORTEWEG-DE VRIES [82] prédit un tel comportement, lequel peut être analysé en résolvant l'équation de BURGERS, par exemple à l'aide de la méthode des caractéristiques [3]. Il existe plusieurs types de ressauts hydrauliques, et ceux-ci surviennent dans de nombreux problèmes d'ingénierie hydraulique [31]. De manière générale, ces chocs marquent la transition entre un écoulement torrentiel (ou super-critique) en amont, et fluvial (ou sous-critique) en aval. Au niveau du ressaut, une forte dissipation d'énergie a lieu, ce qui se manifeste par une forte turbulence et la présence de rouleaux déferlants dans le fluide, un phénomène qui tend à fortement diminuer la charge hydraulique.

La configuration du ressaut stationnaire a été étudiée par de nombreux auteurs du XIX^{ème} siècle, comme BIDONE [11] et BÉLANGER [15] ou encore SAINT-VENANT [141],

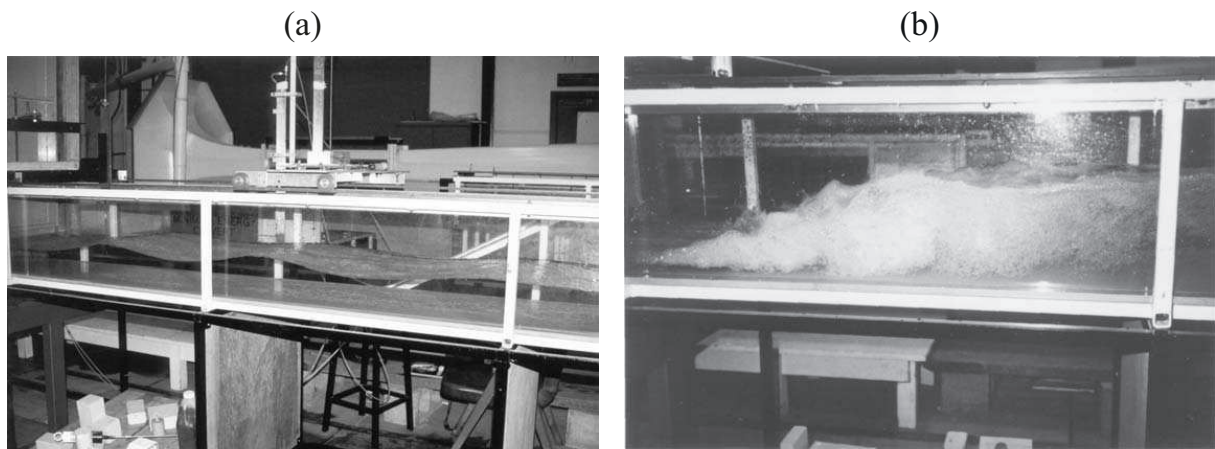


FIGURE I.4 – Images issues de l'ouvrage de CHANSON [31], et illustrant deux types de ressauts hydrauliques : (a) ondulatoire ou de FAWER (*undular hydraulic jump*), et (b) transition entre le régime stationnaire (*steady jump*) et le choc fort (*strong jump*). L'écoulement va ici de la gauche vers la droite du canal.



FIGURE I.5 – Vue aérienne du mascaret remontant le *Turnagain Arm* à *Cook Inlet*, Alaska (2010, copyright Scott Dickerson).

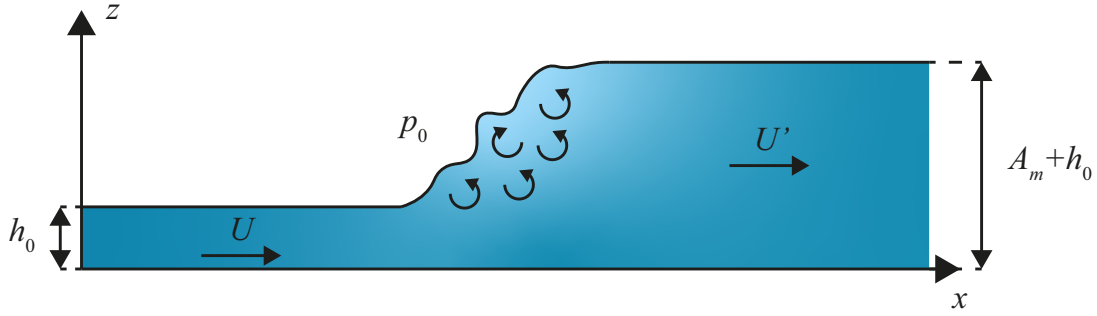


FIGURE I.6 – Schéma d'un ressaut hydraulique, et notations utilisées.

et continue de faire l'objet de recherches actives [10]. Ces travaux ont notamment permis d'exprimer la hauteur de l'intumescence qui se forme en pareil cas. On considère ici la situation schématisée en figure I.6 : le ressaut hydraulique est précédé par une région super-critique en amont, portée à la vitesse U et de profondeur h_0 , et est suivi d'une région sous-critique de vitesse U' et de hauteur $h_0 + A_m$ par rapport au fond du canal, supposé de section rectangulaire. L'air ambiant est supposé être à la pression constante p_0 . L'hypothèse de conservation du débit impose la condition suivante

$$Uh_0 = U'(A_m + h_0). \quad (\text{I.59})$$

D'autre part, l'équation de la quantité de mouvement s'obtient à l'aide du théorème de transport de REYNOLDS [31, 67]. On applique celui-ci à un volume de contrôle englobant le ressaut, et se poursuivant jusqu'aux régions super-critique et sous-critique, non affectées alors par la présence de celui-ci. Sous l'hypothèse d'une pression hydrostatique loin du ressaut (dans les régions torrentielles et fluviales), et en négligeant la friction s'opérant au fond du canal, on obtient alors, par unité de profondeur

$$\int_0^{A_m+h_0} \rho U'^2 dz - \int_0^{h_0} \rho U^2 dz = - \int_0^{A_m+h_0} \rho g z dz + \int_0^{h_0} \rho g z dz, \quad (\text{I.60})$$

soit

$$(A_m + h_0)U'^2 - h_0U^2 + \frac{g}{2} [(A_m + h_0)^2 - h_0^2] = 0. \quad (\text{I.61})$$

En injectant alors l'expression de U' obtenue à partir de l'équation (I.59), il vient

$$\frac{A_m + h_0}{h_0} \left(\frac{A_m + h_0}{h_0} + 1 \right) = 2\text{Fr}^2, \quad (\text{I.62})$$

avec $\text{Fr} = U/\sqrt{gh_0}$ qui est le nombre de FROUDE amont, un nombre sans dimension qui compare les forces inertielles et gravitationnelles. En résolvant l'équation (I.62), on aboutit à l'équation de BÉLANGER, qui exprime l'élévation relative du ressaut :

$$\frac{A_m + h_0}{h_0} = \frac{\sqrt{1 + 8\text{Fr}^2} - 1}{2}. \quad (\text{I.63})$$

On remarque que trois cas sont alors possibles, en fonction de la valeur du nombre de FROUDE. Lorsque $\text{Fr} = 1$, on a $A_m = 0$, et il n'y a alors aucun ressaut qui se développe. Quand $\text{Fr} > 1$, $A_m > 0$, tandis que la condition $\text{Fr} < 1$ mène à $A_m < 0$: on parle alors respectivement de choc positif ou négatif. Il faut mentionner ici que la fraction d'énergie dissipée par le ressaut est directement fonction du nombre de FROUDE amont, qui gouverne également le type de ressaut observé. Ainsi, dans le cas de chocs forts (*strong jump*, pour lesquels $\text{Fr} > 9$), celle-ci peut devenir très importante (jusqu'à 85%) [31].

I.2 Effondrement d'une colonne granulaire

On s'intéresse à présent à l'autre thématique abordée dans cette thèse, à savoir la manière de modéliser un glissement de terrain, ou d'autres écoulements géophysiques similaires, à l'échelle du laboratoire. Lorsqu'un événement de ce type survient dans la nature, une grande quantité de matière est soudainement mise en mouvement sous l'effet de la gravité. Les roches se désagrègent et se fragmentent, et la surface libre de l'avalanche subit de fortes et rapides déformations lors de son écoulement. Ce fait rend subtile la description de ces phénomènes, qui mobilisent de grands volumes de débris solides et qui pourtant présentent des caractéristiques proches de celles d'un fluide durant leur mouvement.

Ces observations phénoménologiques ont mené à modéliser expérimentalement ces situations en utilisant un matériau granulaire, *i.e.*, constitué d'un grand nombre de grains. Cette approche s'est en effet avérée pertinente pour reproduire le comportement d'écoulements géophysiques [5, 29, 91]. Cependant, il n'existe pas encore de lois comportementales unifiées pour décrire pleinement ces milieux, et cette quête fait encore l'objet d'importantes recherches de nos jours [23, 58, 73, 78, 81]. De ce fait, le travail expérimental prend alors tout son sens, et permet de modéliser les phénomènes géophysiques tout en développant l'intuition nécessaire pour pouvoir, un jour, aboutir à une description efficace des matières granulaires. Dans cette partie, on s'arrête sur une solution expérimentale utilisée pour modéliser les glissements de terrains, et qui sera celle utilisée dans cette thèse : il s'agit de l'expérience d'effondrement granulaire.

Si des expériences consistant à relaxer une colonne granulaire cylindrique avaient déjà été réalisées par DAERR et DOUADY [37] en 1999, ce sont surtout les travaux fondateurs de LUBE *et al.* [103] et de LAJEUNESSE *et al.* [89] qui donnent les premiers une description approfondie et détaillée de l'effondrement d'une colonne granulaire. Celle-ci est constituée de grains secs monodisperses, et est initialement maintenue au repos par des parois solides l'entourant, comme illustré en figure I.7(a) pour une configuration axisymétrique. Au début de l'expérience, on retire celles-ci : ainsi la colonne peut-elle chuter verticalement

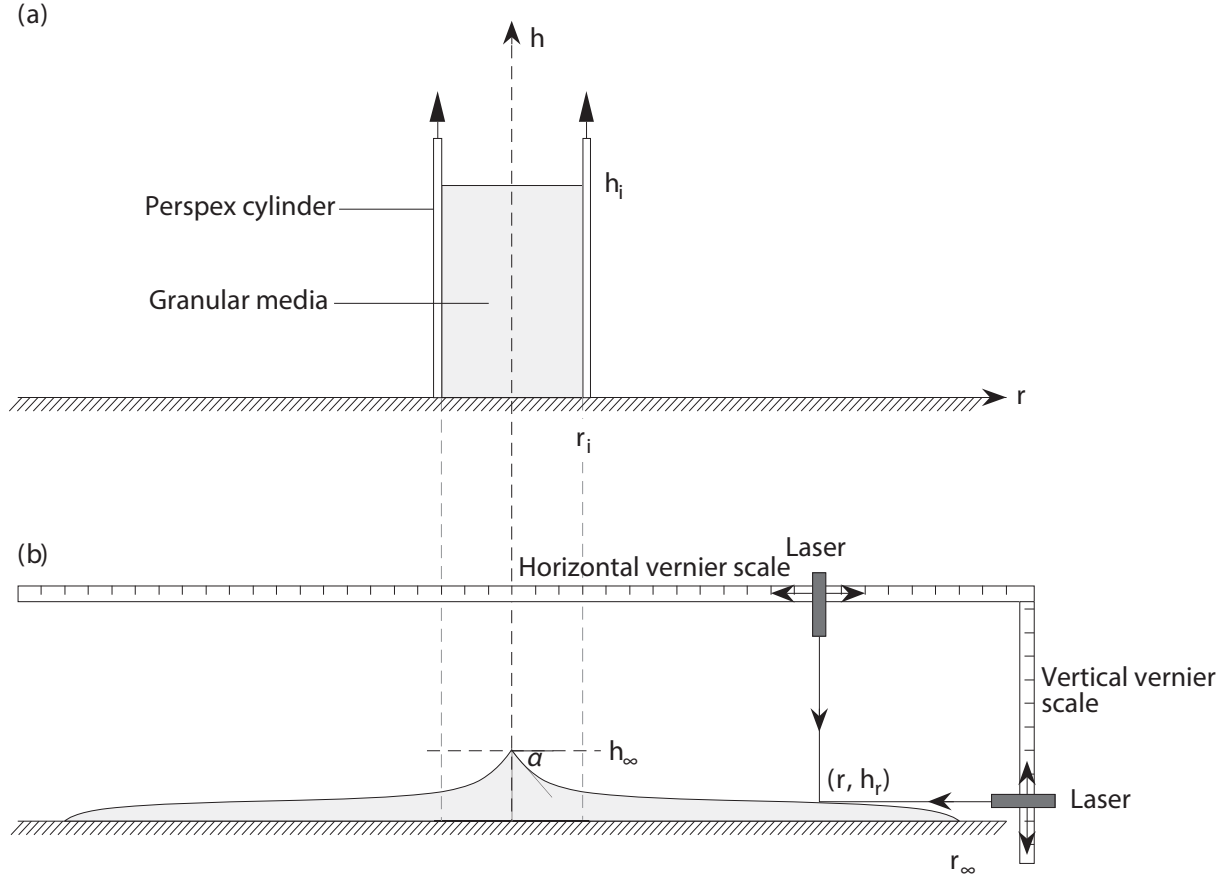


FIGURE I.7 – Schéma tiré de LUBE *et al.* [102], présentant l'état (a) initial et (b) final de l'expérience d'effondrement d'une colonne granulaire cylindrique. (a) La colonne initiale est caractérisée par sa hauteur h_i et son rayon r_i sur le schéma (désignés respectivement par H_0 et L_0 dans le texte de ce manuscrit). (b) Le dépôt final est, quant à lui, de hauteur maximale h_∞ , et possède une distance de *run-out* r_∞ (noté H_∞ et L_∞ dans le texte, respectivement).

tout en s'étalant horizontalement, sous l'effet de son propre poids, avant que les grains ne s'immobilisent et ne constituent le dépôt final. Deux configurations ont fait l'objet d'un grand nombre d'études : l'effondrement d'une colonne initiale de section rectangulaire (situation quasi-bidimensionnelle) ou circulaire (configuration tridimensionnelle) [7, 27, 35, 76, 86-90, 94, 102, 103, 105, 106, 115, 122, 144, 152, 153, 161, 162, 165, 169, 179, 183, 188].

Dans ce qui suit, on désigne par H_0 la hauteur de la colonne initiale, et par L_0 sa largeur ou son rayon, selon que celle-ci possède une section respectivement rectangulaire ou circulaire. L'un des principaux résultats mis en évidence par les études de LAJEUNESSE *et al.* [90] et LUBE *et al.* [102] est le fait que la hauteur maximale H_∞ ainsi que le *run-out* L_∞ (position extrême atteinte par le front de grains basal) du dépôt granulaire final dépendent tous deux du rapport d'aspect de la colonne initiale $a = H_0/L_0$. Ceci est illustré

par les lois d'échelles obtenues par LAJEUNESSE *et al.* [90] pour ces deux paramètres, renormalisés par la largeur initiale L_0 , qui s'écrivent

$$\frac{H_\infty}{L_0} = \begin{cases} a & \text{quand } a \lesssim 0,74, \\ 0,74 & \text{quand } a \gtrsim 0,74, \end{cases} \quad (\text{I.64})$$

$$\frac{\Delta L_\infty}{L_0} \propto \begin{cases} a & \text{quand } a \lesssim 3, \\ a^{1/2} & \text{quand } a \gtrsim 3, \end{cases} \quad (\text{I.65})$$

pour une géométrie axisymétrique, et

$$\frac{H_\infty}{L_0} \propto \begin{cases} a & \text{quand } a \lesssim 0,7, \\ a^{1/3} & \text{quand } a \gtrsim 0,7, \end{cases} \quad (\text{I.66})$$

$$\frac{\Delta L_\infty}{L_0} \propto \begin{cases} a & \text{quand } a \lesssim 3, \\ a^{2/3} & \text{quand } a \gtrsim 3, \end{cases} \quad (\text{I.67})$$

dans le cas rectangulaire, avec $\Delta L_\infty = L_\infty - L_0$ la distance d'étalement ou de *run-out*. Ces différents exposants dans les lois de puissance obtenues traduisent l'existence physique de plusieurs régimes d'effondrement, ce qui se répercute sur la morphologie finale du dépôt granulaire, comme illustré par les figures I.8 et I.9. On remarque, pour les géométries terminales obtenues dans les deux situations, une forme proche d'un cône tronqué (configuration axisymétrique) ou d'un trapèze (expérience bidimensionnelle) est obtenue pour des rapports d'aspects modestes, tandis que pour de plus grandes valeurs de a un dépôt respectivement cônique ou triangulaire (au premier ordre) apparaît. On note que la surface libre du dépôt est courbe, ce qui est dû à l'inertie des grains lors de leur chute. À très grands rapports d'aspect [figures I.8(c) et I.9(c)], une allure encore différente est obtenue, et l'on peut observer la naissance et la propagation d'une onde au cours de l'expérience, avant que celle-ci ne se fige lorsque le dépôt final se stabilise [103].

La recherche d'une meilleure compréhension de ces régimes explique le grand nombre d'études consacrées à ce sujet lors des deux dernières décennies. Pourtant, il n'existe pas encore, à ce jour, de développement théorique permettant d'établir analytiquement leur existence. Dans le premier régime à faible rapport d'aspect, il faut préciser que seule une partie de la colonne initiale s'effondre au cours de l'expérience : on a ainsi $H_\infty = H_0$. Par un argument dimensionnel, si a est le paramètre qui gouverne la morphologie finale

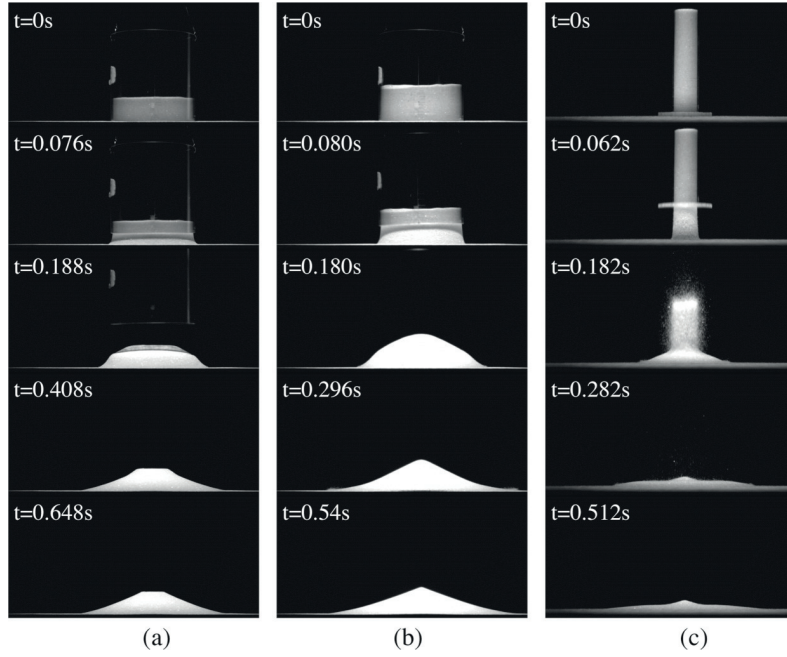


FIGURE I.8 – Présentation de trois séquences d'images, tirées de l'étude de LAJEUNESSE *et al.* [89], illustrant les différents régimes obtenus pour l'effondrement granulaire axisymétrique. Ceux-ci correspondent à des rapports d'aspect de la colonne initiale valant (a) $a = 0,56$, (b) $a = 0,8$, et (c) $a = 5,4$. Les grains utilisés ici sont des billes de verre de diamètre $d = 350 \mu\text{m}$.

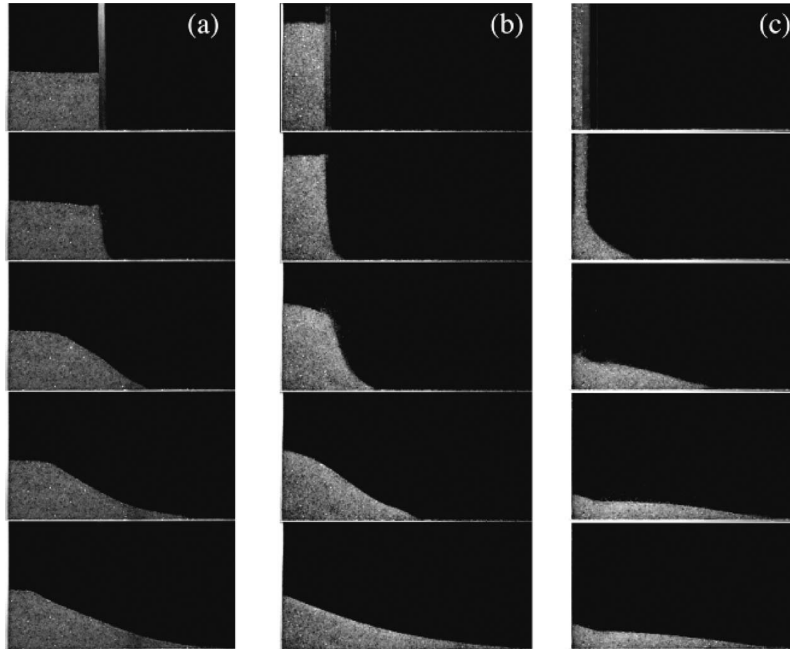


FIGURE I.9 – Illustrations tirées de l'étude de LAJEUNESSE *et al.* [90] présentant les différents régimes observés dans le cas de l'effondrement granulaire rectangulaire. Ceux-ci correspondent à des rapports d'aspect de la colonne initiale valant (a) $a = 0,6$, (b) $a = 2,4$, et (c) $a = 16,7$. Le matériau granulaire employé ici est constitué de billes de verre de diamètre $d = 1,15 \text{ mm}$.

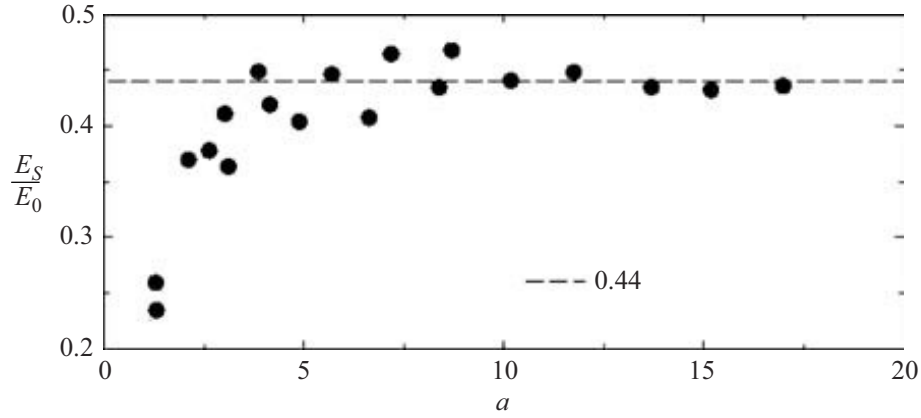


FIGURE I.10 – Rapport entre l'énergie E_S mobilisée par l'effondrement et celle, potentielle, de la colonne granulaire originelle $E_0 = m_0 g H_0$, avec m_0 la masse de celle-ci au début de l'expérience, en fonction du rapport d'aspect initial a . Les traits en pointillés indiquent la valeur plateau $E_S/E_0 = 0,44$. Figure tirée de l'étude de STARON et HINCH [153].

du dépôt granulaire, on obtient que $\Delta L_\infty = L_\infty - L_0 = L_0 f(a)$, avec f une fonction inconnue. Par suite, si seule une fraction de la colonne choit, cela signifie que la largeur L_0 n'a plus d'influence sur les autres longueurs du problème, et donc que $\Delta L_\infty/L_0 \propto a$ [103]. Cependant, pour de plus grands rapports d'aspect, l'argument ne tient plus, et une justification rigoureuse des lois de puissance du rapport d'aspect reste à élaborer.

De nombreux travaux subséquents ont également retrouvé ces différents régimes d'effondrement et des lois d'échelles similaires à celles données par les équations (I.64)-(I.67), avec cependant des préfacteurs et exposants différant d'une étude à l'autre, un fait potentiellement dû aux propriétés matérielles et frictionnelles des grains employés [7, 105, 119], ou encore à des effets de tailles finies [27]. ZENIT [188] et STARON et HINCH [153] ont également étudié le problème à travers des simulations numériques discrètes (DEM, pour *Discrete Element Method*, méthodes qui tirent leurs origines des travaux de CUNDALL et STRACK [36]), et ont retrouvé l'évolution en lois de puissance du rapport d'aspect des grandeurs décrivant la morphologie finale du dépôt de grains. STARON et HINCH [153], avec l'algorithme de dynamique de contact (en anglais *Contact Dynamics*), ont de plus mis en évidence le lien entre la masse de grains participant à l'effondrement et le *run-out*, et se sont livrés à une description précise des transferts d'énergies s'opérant au cours de la chute des grains. Notamment, ces auteurs ont montré qu'à grands rapports d'aspect l'énergie totale E_S mobilisée par l'effondrement est proportionnelle à celle, potentielle, de la colonne initiale :

$$E_S = 0,44 m_0 g H_0, \quad (\text{I.68})$$

avec m_0 la masse originelle de celle-ci, comme cela est illustré par la figure I.10. Il est inté-

ressant de noter que ces auteurs proposent des lois d'échelles différentes, bien que proches, de celles données par les équations (I.64)-(I.67). D'autres études numériques ont proposé de décrire le milieu granulaire par une rhéologie viscoplastique dépendant de la pression, en implémentant la loi frictionnelle $\mu(I)$ entre contraintes et déformations proposée par JOP *et al.* [78], comme cela a été réalisé par LACAZE et KERSWELL [86] et LAGRÉE *et al.* [88], ou encore en utilisant une autre formulation [76]. Bien que l'effondrement granulaire soit une expérience modèle, les lois d'échelles obtenues ont été appliquées avec succès pour décrire les dépôts finaux de glissements de terrain présents à la surface de Mars [91], un élément qui conforte la pertinence de cette approche. L'effet de la polydispersité (*i.e.*, la présence d'une distribution de tailles de grains non uniforme), qui a fait l'objet des récents travaux de DEGAETANO *et al.* [43] et MARTINEZ *et al.* [106], est une étape de plus vers la modélisation fine des situations rencontrées dans la nature.

De nombreuses déclinaisons de cette configuration ont été étudiées, notamment la situation d'un effondrement granulaire immergé dans un fluide [17, 19, 77, 138, 156, 164, 186]. Ces travaux ont permis d'explorer les différents régimes d'écoulement fluide-grains visqueux, inertiel et en chute libre. L'existence de ceux-ci est liée au fait qu'il existe trois échelles temporelles caractéristiques dans ce cas : deux d'entre elles désignent le temps qu'une particule met pour atteindre sa vitesse limite (visqueuse ou inertielle), tandis que la dernière représente la durée typique entre deux collisions solides [34]. En considérant le rapport de ces quantités, et sous l'hypothèse d'un coefficient de traînée constant, on peut alors construire deux nombres sans dimensions : l'un est la racine du rapport des densités $r \equiv \sqrt{\rho_g/\rho}$, avec ρ_g et ρ la masse volumique d'un grain et celle du fluide, respectivement, tandis que l'autre est le nombre de Stokes. Celui-ci se définit comme $St \equiv \sqrt{\rho_g \Delta \rho g d^3} / (18\sqrt{2}\eta)$, avec $\Delta \rho = \rho_g - \rho$, d le diamètre d'une particule, et η la viscosité du liquide ambiant. Par conséquent, à travers la sélection d'un milieu granulaire et d'un fluide, on détermine si l'effondrement va être dominé par la viscosité, les forces inertielles, ou par la chute libre, comme illustré par la figure I.11. Dans les deux premières situations, des avalanches différentes du cas sec sont observées, que ce soit au niveau de la dynamique de chute des grains ou du dépôt final, comme on peut le voir sur la figure I.12.

Il est également possible de changer significativement les caractéristiques de l'effondrement granulaire dans le cas où l'on fluidise celui-ci, comme cela a été démontré par ROCHE *et al.* [137], mais également par l'ajout de forces cohésives entre les grains [6, 93, 96, 97, 143, 189]. Cela peut-être réalisé numériquement, par l'implémentation de liaisons entre les particules, ou encore expérimentalement par l'emploi de grains humides, un procédé connu pour favoriser la stabilité de celui-ci, à l'instar de ce qui est observé lors de la construction d'un château de sable [123]. Ce faisant, on crée alors un réseau de ponts capillaires qui retiennent les grains entre eux, et qui sont plus ou moins importants en fonction de la fraction w_i d'eau présente dans le milieu. Un granulaire humide peut

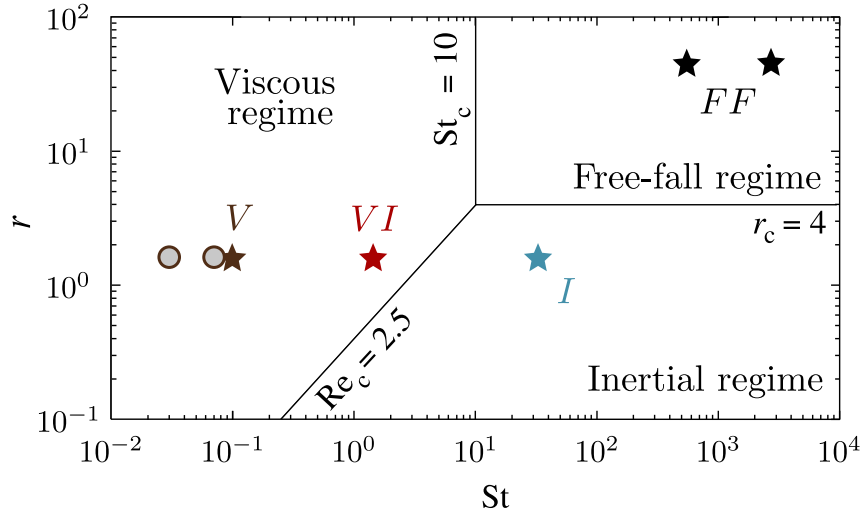


FIGURE I.11 – Diagramme dans le plan (St, r) , tiré de l'étude de BOUGOUIN et LACAZE [17]. Celui-ci s'inspire des travaux de COURRECH DU PONT *et al.* [34] sur les avalanches granulaires dans les fluides. On observe ainsi les trois régions d'écoulements fluide-grains visqueux (V), inertiel (I) et de chute libre (FF), ainsi que la transition entre les deux premiers (VI). Les symboles représentent des données expérimentales. St_c , Re_c et r_c désignent les limites des différents régimes.

ainsi appartenir aux quatre états pendulaire, funiculaire, capillaire, et bitumineux selon la valeur atteinte par w_i [112]. La cohésion est alors souvent quantifiée par l'utilisation d'un nombre de BOND Bo , usage emprunté aux problèmes capillaires, qui peut s'écrire de manière générale sous la forme

$$Bo = \frac{\mathfrak{K}}{P}, \quad (\text{I.69})$$

où $\mathfrak{K}$ désigne la force de cohésion inter-particule, et P le poids d'un grain. À grand nombre de BOND, les forces cohésives deviennent importantes, et l'on observe la formation d'agrégats. Dans le cas de l'effondrement granulaire, cela aboutit à la formation d'un dépôt final qui a une surface libre irrégulière et anguleuse, comme illustré par la figure I.13, dont les fluctuations marquées sont la signature de la cohésion [2].

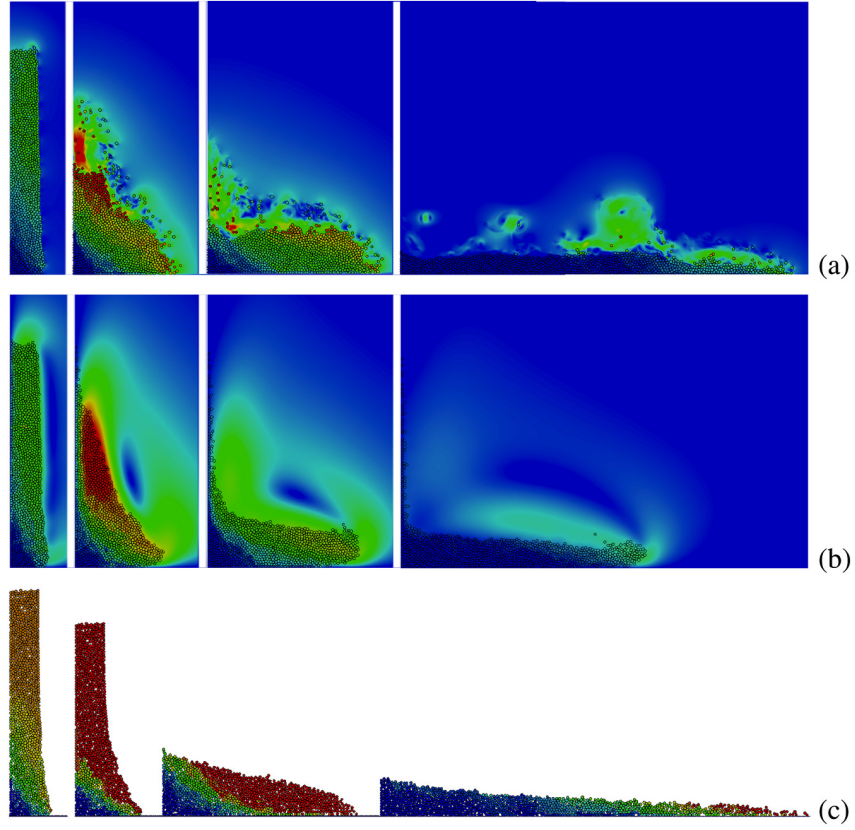


FIGURE I.12 – Séquences d’images issues des simulations numériques réalisées par TOPIN *et al.* [164], montrant l’effondrement d’une colonne de rapport d’aspect $a = 8$ dans les régimes d’écoulement fluide-grains (a) inertiel, (b) visqueux, et (c) de chute libre. Les couleurs illustrent les zones de faibles et de grandes vitesses (bleue et rouge, respectivement), pour le liquide comme pour le milieu granulaire.

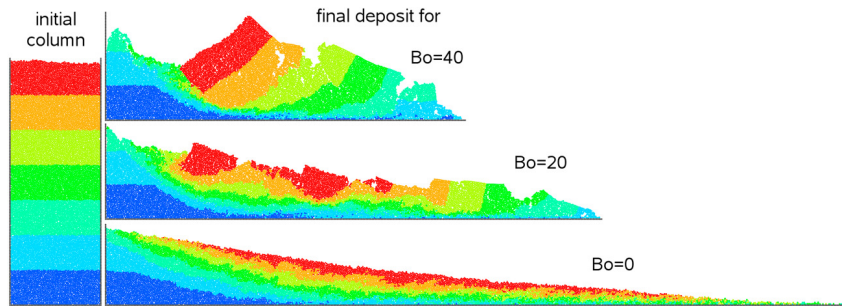


FIGURE I.13 – Colonne granulaire initiale, de rapport d’aspect $a = 2, 74$, et dépôts finaux obtenus dans les simulations numériques de LANGLOIS *et al.* [93] pour plusieurs valeurs du nombre de BOND. Les couleurs indiquent la position verticale qu’ont les particules dans la colonne originelle.

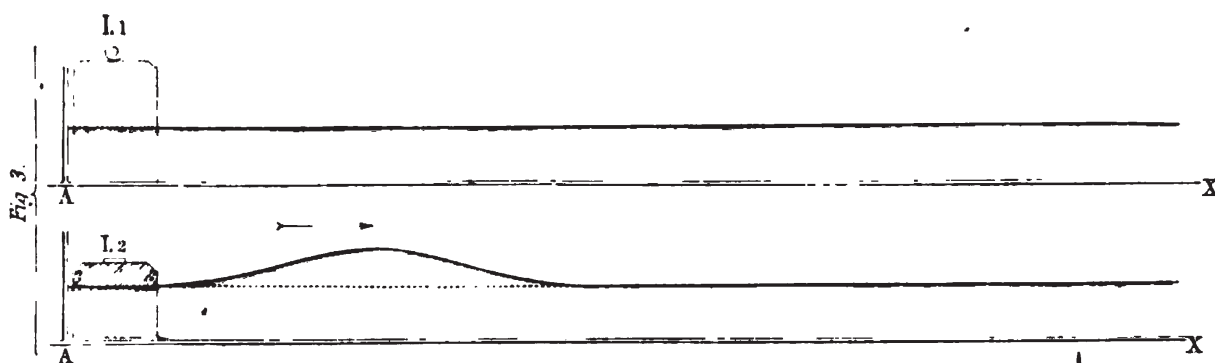


FIGURE I.14 – Schéma d'une expérience de génération d'onde solitaire par la chute d'un bloc solide dans un canal rempli d'eau, tiré des travaux de RUSSELL [139].

I.3 Travaux expérimentaux sur la génération de vagues impulsives

I.3.1 Génération avec un corps solide

Si la théorie des ondes évoluant à la surface de l'eau a constitué un domaine important de la recherche scientifique au cours des derniers siècles, comme cela a été évoqué dans la partie I.1 de ce chapitre, de nombreux résultats obtenus concernant la phase de propagation des vagues. Cependant, une multitude de questions ouvertes demeurent quant à leur génération ou leur arrivée sur la côte, lesquelles continuent de faire l'objet d'une abondante littérature. Le problème est, de manière générale, subtil car il requiert une description fine du mécanisme de forçage, ainsi que du couplage causal s'opérant alors entre celui-ci et les vagues engendrées. Dans cette thèse, on s'intéresse aux ondes dites impulsives, car provoquées par l'impact d'un corps dans le milieu fluide. Un grand nombre de situations physiques se retrouvent dans cette description : c'est le cas par exemple des ondulations créées par un caillou qui tombe dans l'eau, l'éruption d'un volcan sous-marin, ou encore un glissement de terrain. C'est ce dernier cas qui motive l'étude qui est présentée ici.

Parmi les premiers travaux expérimentaux consacrés à la génération d'ondes impulsives, on peut citer ceux de l'ingénieur écossais RUSSELL [139], qui a notamment cherché à reproduire en laboratoire, par la chute d'un bloc solide, l'onde solitaire qu'il avait observé en août 1834 dans la nature [figure I.14]. De nombreuses études ont suivi cette approche pour simuler les vagues générées par glissement de terrain, comme par exemple celles de MONAGHAN et KOS [113] et VIROULET *et al.* [172]. Dans cette dernière, les auteurs présentent des expériences de chute d'un bloc solide le long d'un plan incliné dans un contexte d'eau peu profonde. Celles-ci sont ensuite modélisées par des simulations numériques réalisées avec les codes GERRIS (en utilisant la méthode eulérienne VOF, pour *Volume Of Fluid*) et SPHysics (en employant la méthode lagrangienne SPH,

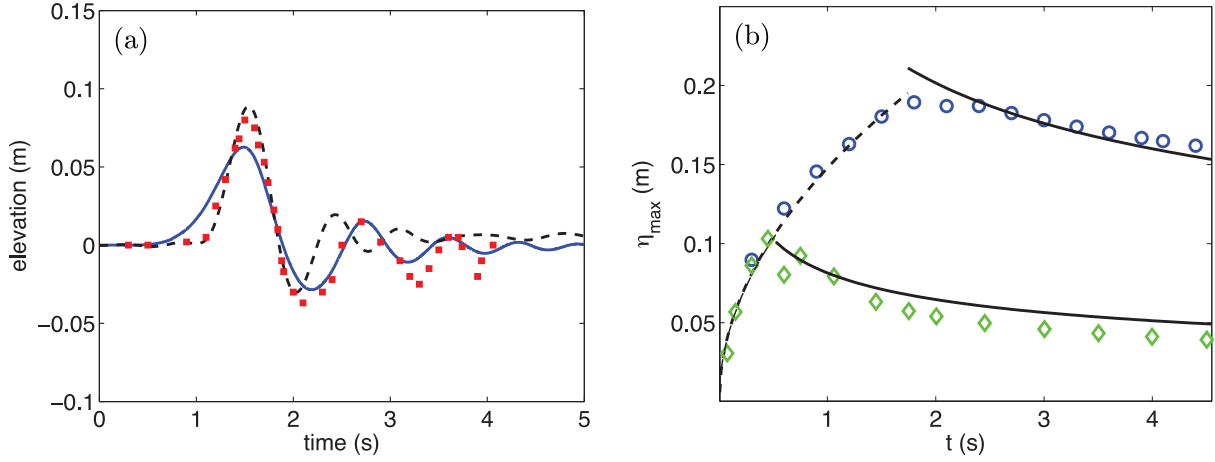


FIGURE I.15 – Graphiques extraits de l'étude de VIROULET *et al.* [172]. (a) Comparaison entre l'évolution de la surface libre expérimentale en un point du canal (traits pointillés noirs) et numérique [simulations GERRIS en traits pleins, et (■) SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics)]. (b) Évolution de l'amplitude maximale de la vague simulée numériquement en fonction du temps, pour deux configurations initiales différentes : l'une à bas nombre de FROUDE (cercles bleus), l'autre à grande valeur de celui-ci (losanges verts). Les lignes en traits pointillés et pleins correspondent respectivement aux prévisions données par les équations (I.70) et (I.71).

pour *Smooth Particle Hydrodynamics*, développée par GINGOLD et MONAGHAN [61] et LUCY [104]) [figure I.15(a)]. VIROULET *et al.* [172] proposent alors des lois d'échelles pour estimer l'amplitude maximale A_m de l'onde produite pendant les phases de génération et de propagation, qui s'écrivent respectivement

$$A_m = \begin{cases} K_{g1} A_0^{1/4} V^{1/2} t^{1/2} & \text{Fr}_{BS} > 1/2, \\ K_{g2} \zeta^{1/4} A_0^{1/16} V^{3/4} h_0^{1/4} g^{-1/8} t^{1/2} & \text{Fr}_{BS} < 1/2, \end{cases} \quad (\text{I.70})$$

$$A_m = \begin{cases} K_{p1} A_0 h_0^{-5/6} g^{-1/6} t^{-1/3} & \text{Fr}_{BS} > 1/2, \\ K_{p2} \zeta A_0^{1/4} V h_0^{1/6} g^{-2/3} t^{-1/3} & \text{Fr}_{BS} < 1/2, \end{cases} \quad (\text{I.71})$$

avec K_{g1} , K_{g2} , K_{p1} et K_{p2} des constantes, A_0 l'aire de la partie du solide qui est immergée quand celui-ci atteint le fond du canal, ζ un paramètre géométrique qui dépend de l'angle de la pente avec l'horizontale et du front solide avec la verticale, V la vitesse de chute du corps, h_0 la profondeur initiale d'eau dans le canal, g la pesanteur et t le temps. Le nombre de FROUDE correspond quant à lui à $\text{Fr}_{BS} = V/\sqrt{gh_0}$. Ces lois sont obtenues par l'analyse dimensionnelle et l'utilisation de la solution (I.41) de l'équation de KORTEWEG–

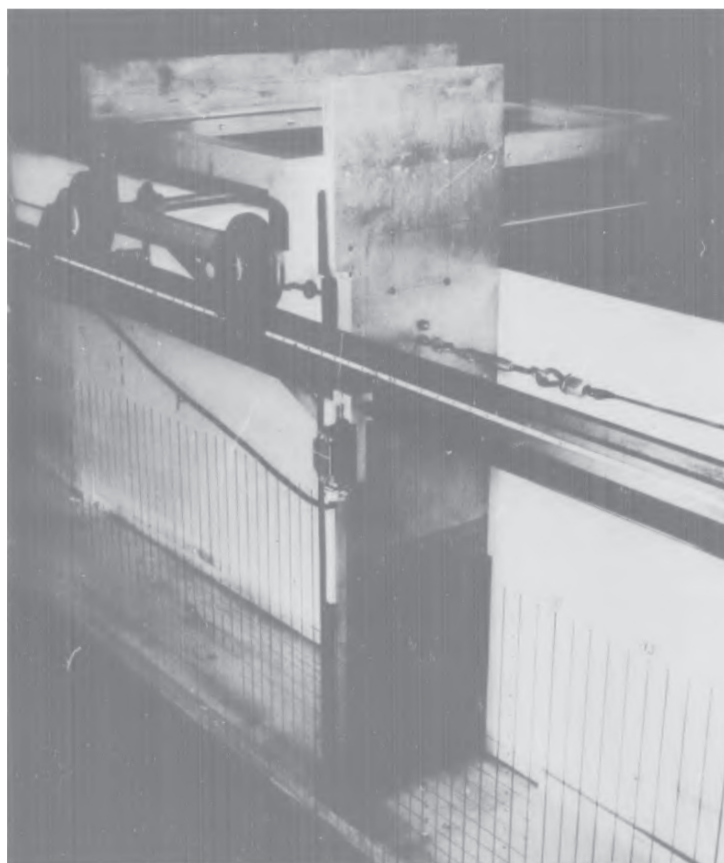


FIGURE I.16 – Photographie du piston et du chariot à roues utilisés par MILLER et WHITE [111].

DE VRIES linéarisée, présentée dans la partie I.1 de ce chapitre. L'accord observé entre ces prédictions et les simulations numériques, illustré sur la figure I.15(b), permet ainsi de mettre en évidence l'évolution temporelle de l'amplitude de l'onde primaire, en racine du temps lors de sa naissance, puis suivant une décroissance en loi de puissance lorsqu'elle se propage dans le canal.

Le XX^{ème} siècle a connu un important développement de l'ingénierie dédiée à la génération de vagues, comme cela est illustré par la revue de ces méthodes donnée par BIÉSEL et SUQUET [12-14]. Cet essor a rapidement permis à de nombreux auteurs de publier des études traitant des vagues causées par l'avancée d'un piston solide (dont un exemple est présenté sur la figure I.16) [39, 62, 63, 65, 111, 121, 158]. En particulier, avec l'utilisation de la théorie linéaire, de la solution du problème de CAUCHY-POISSON développée par KENNARD [80] et de la méthode de la phase stationnaire de KELVIN, NODA [121] a mis en évidence une relation linéaire entre l'amplitude maximale relative de la vague et un nombre de FROUDE basé sur la vitesse V d'avancée du piston, supposée constante. Celle-ci s'écrit

$$\frac{A_m}{h_0} = 1,32 \text{ Fr}_V, \quad (\text{I.72})$$

avec A_m l'élévation maximale atteinte par la vague au-dessus de la profondeur initiale d'eau h_0 , et $\text{Fr}_V = V/\sqrt{gh_0}$. Bien que les hypothèses de la théorie linéaire ne soient pas toujours vérifiées dans ce cas, nous verrons dans le chapitre IV de ce manuscrit qu'on peut retenir l'approximation que donne une telle relation, au premier ordre du moins, même lorsque les vagues obtenues sont fortement non-linéaires. En outre, il convient de préciser que NODA [121] et DAS et WIEGEL [39] observent plusieurs régimes de vagues, qui correspondent aux quatre régions qu'ils désignent sous les noms d'oscillatoire, de transition non-linéaire, d'onde solitaire et de ressaut.

D'autre part, les travaux théoriques et expérimentaux réalisés par GORING et RAICHLEN [62], SYNOLAKIS [158] ou encore GUIZIEN et BARTHÉLEMY [65] ont fait avancer les connaissances et les techniques de génération d'ondes par ce type de forçage. Ainsi, pour produire des vagues solitaires en eau peu profonde, l'approche développée par ces auteurs consiste à faire coïncider la vitesse $d\xi/dt$ du piston avec celle du fluide attenant, dont on prend la valeur moyenne verticalement $\bar{u}$:

$$\frac{d\xi}{dt} = \bar{u}(\xi, t). \quad (\text{I.73})$$

En introduisant la variable $\theta = ct - \xi$, avec c la célérité de la vague, on peut mettre cette relation sous la forme $d\xi/d\theta = \bar{u}(\theta)/[c - \bar{u}(\theta)]$ [63, 65]. D'autre part, d'après les travaux de SVENDSEN et STAUB [157], on a $\bar{u} = c\eta/(h_0 + \eta)$, avec η la surface libre. En combinant ces expressions, il vient

$$\frac{d\xi}{d\theta} = \frac{\eta}{h_0}, \quad (\text{I.74})$$

En explicitant le profil de la surface libre, on peut alors intégrer cette relation pour trouver le mouvement du piston correspondant. Si l'on considère un soliton se propageant à la vitesse c_S pour lequel $\eta = A_m \text{sech}^2(-\theta/\lambda_S)$ [avec A_m l'amplitude de celui-ci, et λ_S défini par l'équation (I.52)], on arrive à

$$\xi(t) = \frac{A_m \lambda_S}{h_0} \tanh \left[\frac{c_S t - \xi(t)}{\lambda_S} \right], \quad (\text{I.75})$$

qui constitue l'équation implicite décrivant le mouvement à imprimer au piston pour développer un soliton. De cette relation on tire la course maximale parcourue par la paroi solide $\xi_\infty = 2A_m \lambda_S/h_0$. Il est alors possible d'approcher la loi de mouvement (I.74) par des expressions explicites, ce qui permet en pratique de générer expérimentalement de telles ondes avec une grande précision, comme l'ont montré GUIZIEN et BARTHÉLEMY [65]. Une illustration des résultats obtenus par ces auteurs est présentée sur la figure I.17. On

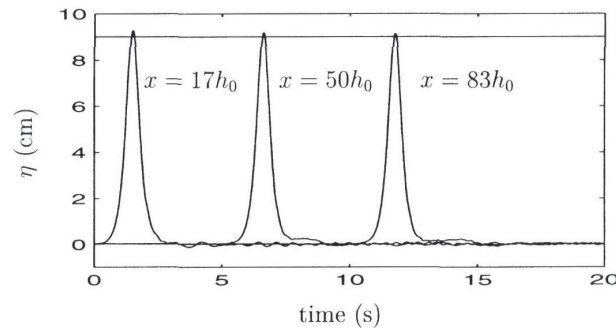


FIGURE I.17 – Illustration de solitons obtenus expérimentalement par GUIZIEN et BARTHÉLEMY [65]. L’amplitude à atteindre est fixée à $A_m = 0,3h_0$, avec $h_0 = 0,3$ m. On remarque que la procédure employée dans ce cas génère des solitons très stables, qui ne subissent que très peu d’atténuation spatiale.

remarque qu’il est alors possible de produire des solitons très stables, dont l’atténuation spatiale demeure faible au cours de la propagation de la vague. Une application de ces résultats sera présentée dans le chapitre IV de cette thèse.

Les approches présentées jusqu’ici, faisant intervenir des corps solides déplaçant de l’eau dans un canal, possèdent un indéniable intérêt fondamental pour comprendre les mécanismes de génération de vagues. De plus, ceux-ci peuvent servir, au premier ordre, à modéliser des situations géophysiques comme les tsunamis conséquents à un éboulement massif ou un glissement de terrain. Cependant, de nombreuses caractéristiques inhérentes à ces situations naturelles échappent à une telle modélisation. La nature granulaire de l’effondrement [figure I.18], qui joue un rôle important dans la dynamique de celui-ci, les hautes déformations subies par le milieu à l’initiation de l’avalanche, ou encore sa porosité sont autant d’éléments qui peuvent impacter de manière non-négligeable les caractéristiques de l’onde produite. De ce fait, depuis les années 2000 de nombreux auteurs ont commencé à employer des matériaux granulaires, de manière à modéliser plus finement les glissements de terrain et leur couplage avec la vague générée.

I.3.2 Génération avec un milieu granulaire

L’une des premières occurrences de l’utilisation d’un milieu granulaire pour générer des vagues se trouve dans les travaux de FRITZ *et al.* [51], qui ont modélisé expérimentalement le tsunami de *Lituya Bay* de 1958, à partir de l’étude de terrain réalisée par MILLER [109]. En réalisant un modèle à échelle réduite, respectant le critère de similitude en nombre de FROUDE, ces auteurs ont pu retrouver la distance de *run-up* maximale observée pour cet événement (près de 524 m), et donner les caractéristiques de l’onde générée. Pour ce faire, un lanceur pneumatique a été employé pour accélérer une boîte contenant des grains monodisperses le long d’une pente formant un angle de 45° avec l’horizontale. Celle-ci s’arrête lorsqu’elle atteint une position située à 0,7 m au-dessus du niveau d’eau au repos [56], le milieu granulaire est alors libéré et s’en va impacter l’eau, ce qui génère



FIGURE I.18 – Photographie d’un glissement de terrain survenu à *Jurassic Coast*, dans le *Dorset* (Royaume-Uni), le 13 avril 2021 (copyright James Loveridge Photography, 2021).

une vague. Ce dispositif expérimental, utilisé dans de multiples études subséquentes [48-54, 56], est représenté sur la figure I.19(a), tandis que les grains employés avec celui-ci sont illustrés par la figure I.19(b). Il faut préciser ici que cette configuration permet de varier de manière indépendante les différents paramètres du problème que sont la vitesse v_s , l’épaisseur s et la masse m_s du glissement, ainsi que la profondeur d’eau initiale h_0 [49]. Cela permet à FRITZ *et al.* [48] de varier ceux-ci de façon systématique, afin d’étudier les caractéristiques des ondes impulsionnelles générées par ce dispositif, et de mettre en évidence plusieurs régimes de vagues aux caractéristiques différentes, comme illustré par la figure I.20. Ceux-ci font fortement écho aux phénoménologies d’ondes produites par le mouvement d’un piston rapportées par NODA [121] et DAS et WIEGEL [39], comme évoqué précédemment dans ce chapitre. De plus, la relation empirique

$$\frac{A_m}{h_0} = 0,25 \left(\frac{v_s}{\sqrt{gh_0}} \right)^{1,4} \left(\frac{s}{h_0} \right)^{0,8}, \quad (\text{I.76})$$

est proposée par ces auteurs afin de relier l’amplitude A_m de la vague aux paramètres initiaux h_0 , v_s et s [48]. On remarque que $v_s/\sqrt{gh_0}$ constitue un nombre de FROUDE, qui est varié dans cette étude de 1 à 4,8 : c’est là-encore ce nombre sans dimension qui apparaît comme clé dans la génération de la vague, avec toutefois un effet de second ordre lié à la géométrie du glissement contenu dans le terme faisant intervenir s/h_0 .

Toujours en utilisant le même dispositif expérimental, HELLER et HAGER [69] retrouvent et proposent une classification des différents régimes de vagues observés. En outre, en combinant les nombres sans dimensions du problème, cette équipe propose de définir un

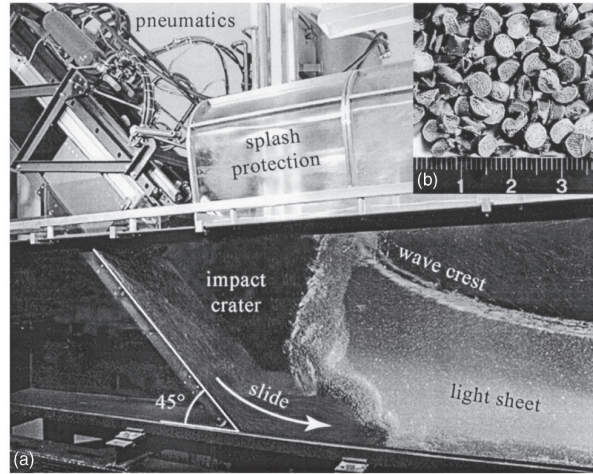


FIGURE I.19 – Images extraites de l'étude de FRITZ *et al.* [48], montrant (a) le dispositif expérimental, et (b) le matériau granulaire utilisé (granulat de PP-BaSO₄, de 4 mm de diamètre, de densité égale à 2640 kg.m⁻³ et de porosité valant 39%).

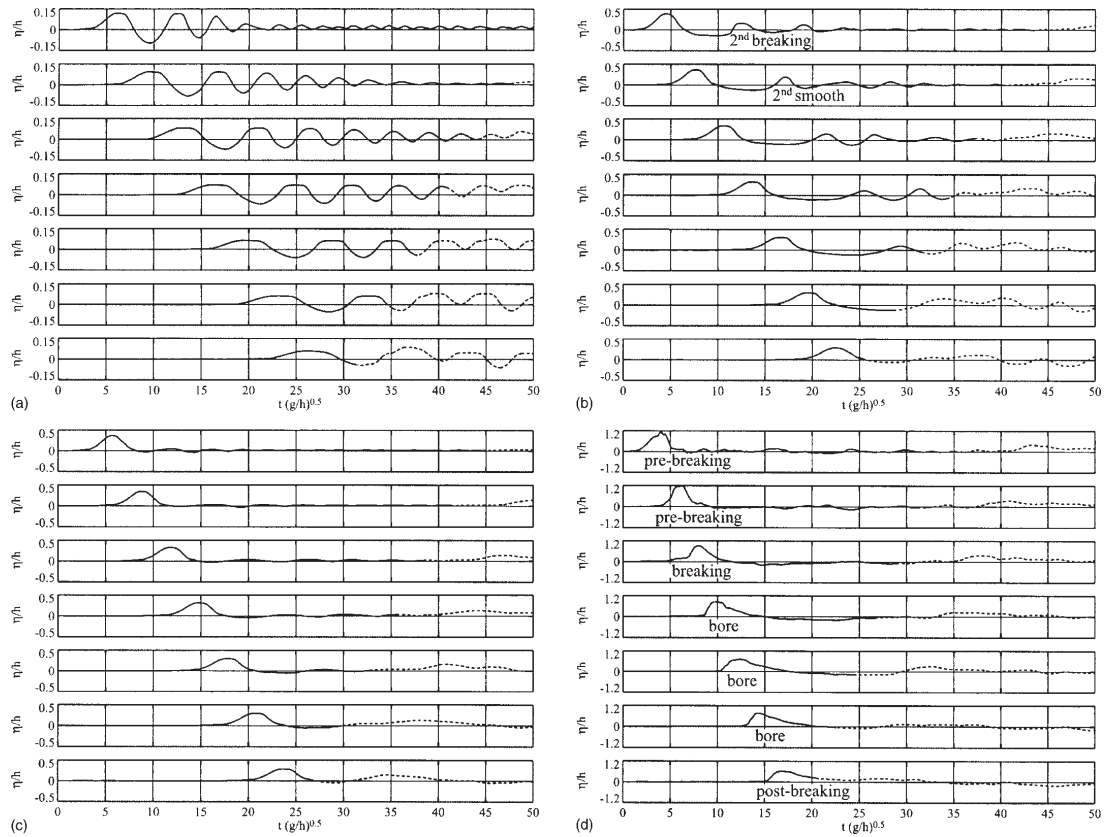


FIGURE I.20 – Illustration des différents régimes de vagues obtenus par FRITZ *et al.* [48]. L'échelle verticale représente la surface libre adimensionnée par la profondeur d'eau initiale, tandis que l'axe des abscisses correspond au temps renormalisé. Ondes (a) non-linéaire oscillatoire, (b) de transition non-linéaire, (c) solitaire, et (d) de ressaut. Pour chaque type de vagues, sept graphes sont présentés, correspondant chacun à des distances de plus en plus éloignées du point d'impact (du haut vers le bas).

nouveau paramètre P , qu'ils nomment “*impulse product parameter*”, et qui s'écrit

$$P \equiv FS^{1/2}M^{1/4}[\cos(6\alpha/7)]^{1/2}, \quad (\text{I.77})$$

avec F le nombre de FROUDE défini comme $v_s/\sqrt{gh_0}$, $S = s/h_0$ l'épaisseur relative du glissement, $M = m_s/(\rho b h_0^2)$ la masse relative de celui-ci (ρ étant la densité de l'eau, et b la dimension transverse du canal), et α l'angle du plan incliné [70, 71]. Ce paramètre serait, d'après ces auteurs, à relier au flux de quantité de mouvement dans la direction du glissement, et la corrélation empirique suivante est proposée entre l'amplitude relative de la vague et P

$$\frac{A_m}{h_0} = \frac{4}{9}P^{4/5}, \quad (\text{I.78})$$

expression qui parvient à capturer leurs données expérimentales avec une précision de $\pm 30\%$. On retrouve une influence majeure du nombre de FROUDE dans la phase de génération de la vague.

Une variante de cette expérience, utilisée dans de nombreux travaux, consiste à s'affranchir de l'accélération transmise par le moteur pneumatique, pour laisser les grains choir sous le seul effet de la gravité le long d'une pente avant d'impacter l'eau au repos dans un canal [25, 99, 110, 116, 173, 174]. Un schéma illustrant ce type de dispositif, tiré de l'étude de MILLER *et al.* [110], est représenté sur la figure I.21, tandis qu'une séquence d'images d'une expérience typique, montrant l'avalanche de grains ainsi que l'onde générée, est reproduite sur la figure I.22. L'intérêt de cette configuration est qu'elle se rapproche des situations naturelles, pour lesquelles le poids est l'unique moteur de l'écoulement. LINDSTRØM [99], en variant la porosité du milieu granulaire employé pour constituer le glissement (un bloc solide contenant du plomb, ainsi que des grains d'alumine, de verre et de dolomite), a montré que ce paramètre influence l'amplitude de l'onde générée. D'autre part, MULLIGAN et TAKE [116] ont développé un modèle pour tenter de relier l'amplitude maximale de la vague aux paramètres de l'avalanche de grains. En notant α l'angle du plan incliné (la même configuration expérimentale que celle présentée en figure I.21 est utilisée dans cette étude), v_s la vitesse du glissement parallèle à la pente, et m_s la masse de celui-ci, ces auteurs écrivent tout d'abord la variation de la quantité de mouvement horizontale de l'avalanche de grains au cours du temps

$$\frac{\partial(m_s v_s \cos \alpha)}{\partial t} = \frac{\rho_s V_s v_s \cos \alpha}{\Delta t_e}, \quad (\text{I.79})$$

avec ρ_s , V_s , et Δt_e la densité, le volume et la durée du glissement, respectivement. Dans une première approche, ces auteurs se placent dans des conditions hydrostatiques, et expriment alors le gradient horizontal de pression, sur une distance L , comme

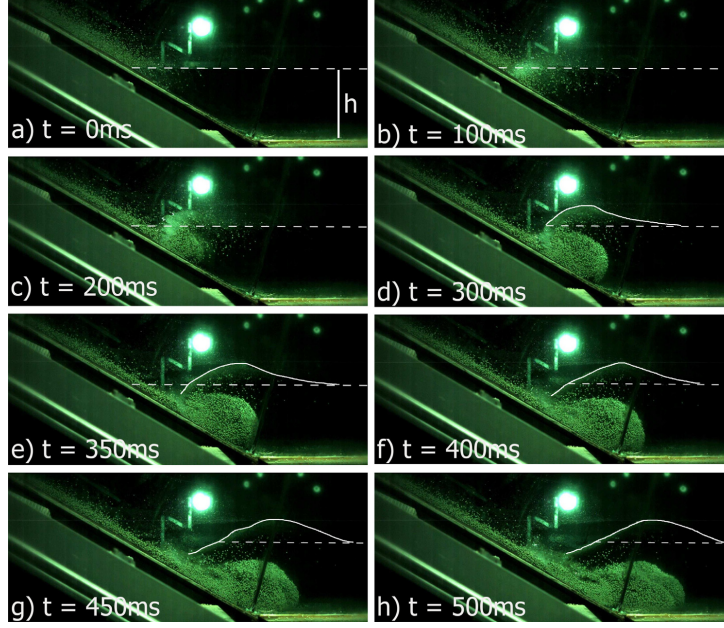


FIGURE I.22 – Séquence d’images, tirée de l’étude de MILLER *et al.* [110], présentant l’avalanche granulaire et l’onde impulsionnelle produite au cours d’une expérience. La profondeur initiale d’eau, de 25 cm, est indiquée par le tracé en pointillés, tandis que le profil de la surface libre est souligné par le contour en traits pleins.

$$A_m = \sqrt{h_0^2 + \frac{2\rho_s s v_s \cos \alpha L}{\rho g \Delta t_e}} - h_0. \quad (\text{I.82})$$

D’autre part, MULLIGAN et TAKE [116] considèrent également un modèle hydrodynamique, dans lequel le flux de quantité de mouvement de la vague est pris comme proportionnel au volume d’eau déplacé $A_m b l$ (b étant la dimension transverse de la cuve, et l une extension typique dans la direction de propagation). Cela les amène à écrire, par unité de longueur et de profondeur,

$$\frac{\rho_s s v_s \cos \alpha}{\Delta t_e} = \frac{\rho A_m c}{\Delta t_e}, \quad (\text{I.83})$$

avec c la célérité de l’onde. Il vient ainsi

$$A_m = \frac{\rho_s s v_s \cos \alpha}{\rho \sqrt{g h_0}}, \quad (\text{I.84})$$

dans le cas où $c = \sqrt{g h_0}$. Ces équations, bien qu’issues d’hypothèses fortes, constituent un premier modèle permettant de prédire l’amplitude des vagues générées par un glissement granulaire le long d’une pente. BULLARD *et al.* [25], en se dotant d’une approche statistique, se sont également intéressés à l’asymétrie des ondes produites, toujours dans cette configuration expérimentale. Cela a permis de mettre en évidence l’évolution de la forme des vagues au cours de leur propagation, et de distinguer plusieurs comportements : celles

qui sont amenées à déferler sont ainsi caractérisées par une asymétrie négative, tandis que celle-ci est positive pour des situations en eau profonde. Entre ces deux cas extrêmes, on retrouve l'onde solitaire, symétrique, vers laquelle finissent par tendre les vagues qui déferlent. Une variante de l'expérience, étudiée par BOUGOUIN *et al.* [18], consiste à fluidiser le milieu granulaire au cours de sa chute le long du plan incliné, de manière à simuler les tsunamis générés par des coulées pyroclastiques. Dans cette situation, le paramètre P de l'équation (I.77) ne permet plus de capturer la physique de la vague générée, ce qui motive la recherche d'un nouveau nombre sans dimension adéquat afin de pouvoir prédire l'amplitude de l'onde à l'aide de lois empiriques.

Ces différents travaux montrent la subtilité du phénomène étudié et, si elle constitue une modélisation qui se rapproche des situations rencontrées dans la nature, l'avalanche granulaire le long d'un plan incliné fait apparaître de nombreux paramètres de contrôle, ce qui complexifie la compréhension de la physique à l'œuvre. Cela se reflète dans les lois d'échelles obtenues, qui pour l'essentiel sont des lois empiriques pour lesquelles il manque encore un cadre théorique unificateur. Une autre approche, alliant la préoccupation d'une représentation réaliste à celle de la recherche d'une expérience modèle, a été proposée récemment : utiliser l'expérience de l'effondrement granulaire, décrite dans la partie I.2, pour étudier la génération d'ondes impulsionnelles. Une telle expérience, sorte de pendant granulaire au problème classique de rupture de barrage (*dam-break*), a été réalisée pour la première fois au laboratoire FAST (Orsay, France) lors de la thèse de MANON ROBBE-SAULE [133], laquelle a précédé le travail présenté au lecteur dans ce manuscrit.

Le schéma du dispositif expérimental alors utilisé est représenté sur la figure I.23 : dans une cuve parallélépipédique de dimensions $2\text{ m} \times 0,30\text{ m} \times 0,15\text{ m}$, une colonne granulaire de section rectangulaire, initialement maintenue au repos par la présence d'une porte, est juxtaposée à un canal rempli d'eau sur une profondeur h_0 . Une marche solide, sur laquelle repose le milieu granulaire, permet d'éviter que la plaque coulissante ne crée de perturbations à la surface de l'eau lors de son retrait, lequel initie l'effondrement granulaire qui est par conséquent subaérien (la matière granulaire est initialement complètement émergée). Les grains chutent alors et s'en vont impacter la surface de l'eau, et de leur impulsion naît une onde qui va se propager dans le canal [132], comme cela est illustré par la séquence d'images représentée sur la figure I.24. Dans la thèse de MANON ROBBE-SAULE [133], la porte coulissante est actionnée manuellement par le biais d'un système de cordes et poulies. Dans le présent travail, un dispositif quasiment identique a été utilisé, aussi sa description sera-t-elle entreprise plus en détails dans le chapitre qui va suivre. Plusieurs résultats ont été mis en évidence par MANON ROBBE-SAULE [133]. Tout d'abord, en eau peu profonde, l'amplitude maximale A_m de l'onde produite est indépendante de la taille des grains employés, ainsi que de la différence de densité $\Delta\rho$ entre le milieu granulaire et le liquide, du moins pour un granulat constitué de billes millimétriques et plus dense que l'eau, comme cela est illustré par la figure I.25. D'autre

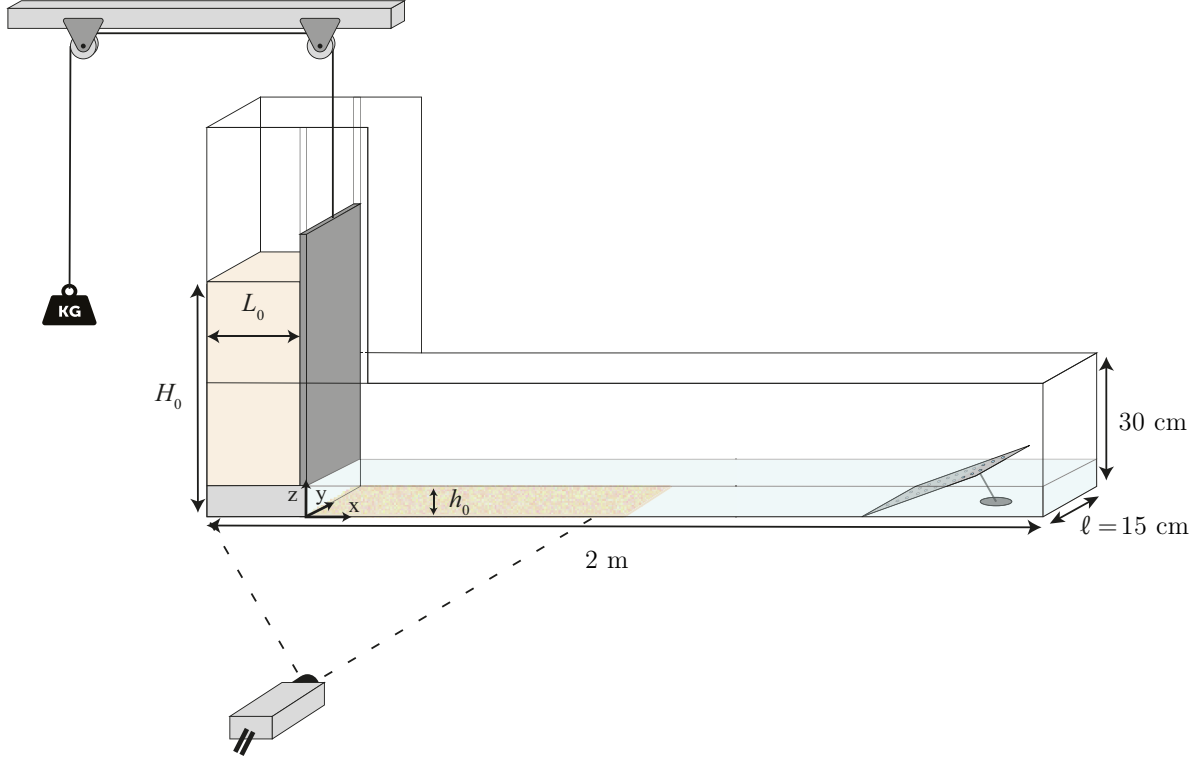


FIGURE I.23 – Schéma du dispositif expérimental utilisé par MANON ROBBE-SAULE au cours de sa thèse [133]. Dans cette configuration, une colonne initiale de matière granulaire repose sur une marche solide. L'ensemble possède une hauteur H_0 et une largeur L_0 , et affleure un canal rempli d'eau jusqu'à une profondeur h_0 .

part, en considérant l'amplitude maximale A_m et la largeur à mi-hauteur λ_m associée, renormalisées par la profondeur initiale h_0 , ROBBE-SAULE *et al.* [135] montrent que le nombre de FROUDE global $Fr_0 = \sqrt{H_0/h_0}$ ne permet qu'un regroupement partiel des données expérimentales, comme cela est présenté sur la figure I.26. Il faut préciser ici que celui-ci revient à comparer la vitesse typique de chute libre $\sqrt{gH_0}$ d'un grain sur hauteur $H_0/2$ à la célérité $\sqrt{gh_0}$ des ondes gravitaires linéaires en eau peu profonde. Cela a motivé la définition d'un nouveau nombre de FROUDE, local à l'interface entre les grains et l'eau, lequel s'écrit $Fr_f = v_{fm}/\sqrt{gh_0}$ et compare la vitesse horizontale maximale v_{fm} du front granulaire en $z = h_0$ à la célérité $\sqrt{gh_0}$. En utilisant ce nouveau paramètre sans dimension, un bien meilleur regroupement des expériences est observé, ce qui traduit l'existence d'une relation entre l'amplitude maximale A_m des vagues générées, adimensionnée par la profondeur initiale h_0 , et le nombre de FROUDE local Fr_f , qui est capturée par l'ajustement empirique

$$\frac{A_m}{h_0} = 1,23 Fr_f^{0,8}. \quad (\text{I.85})$$

Cette relation est discutée par ROBBE-SAULE *et al.* [135], et est illustrée sur la figure

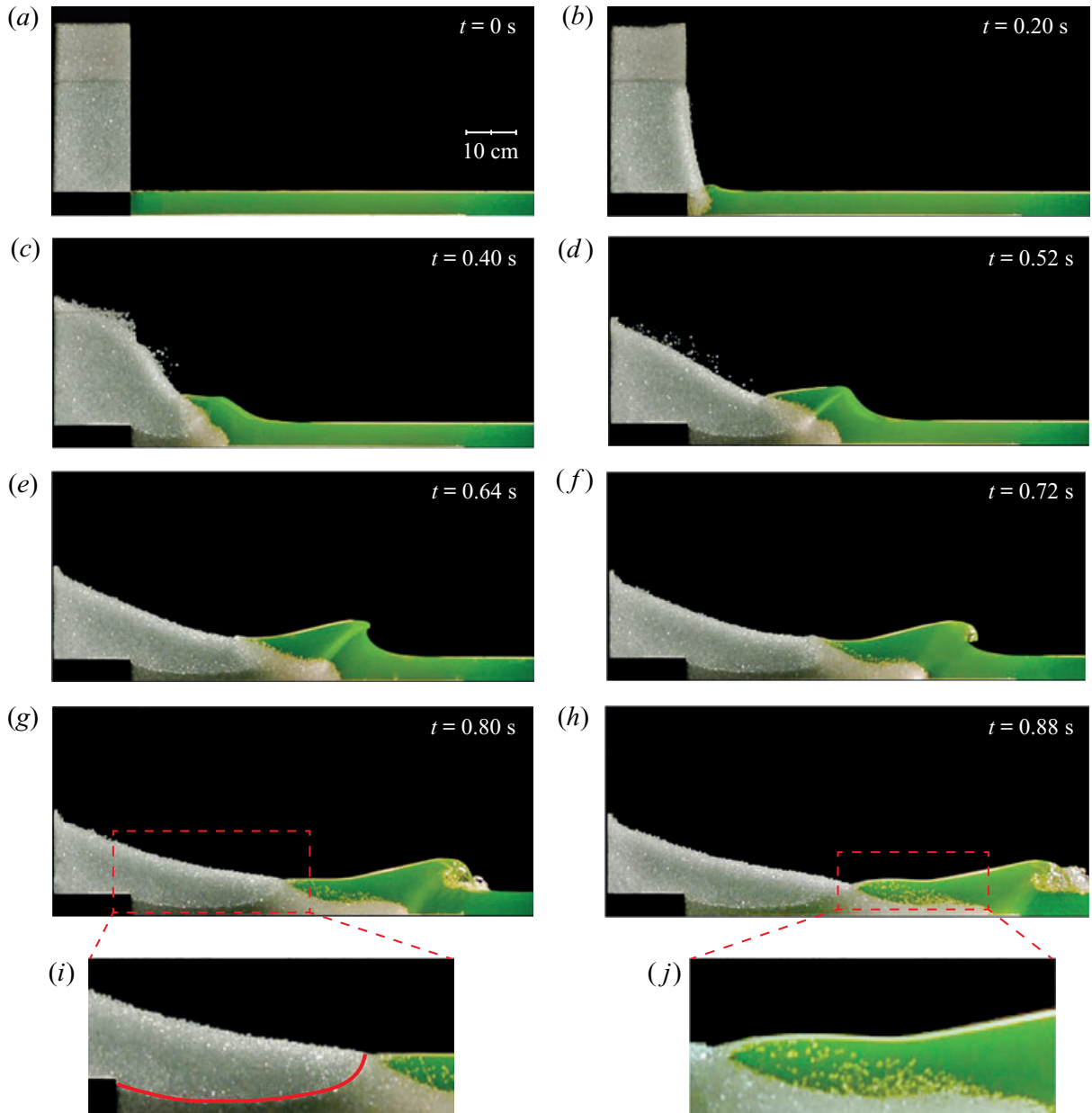


FIGURE I.24 – Séquence d’images, provenant de l’étude de ROBBE-SAULE *et al.* [135], montrant la croissance et le déferlement d’une vague provoquée par l’effondrement d’une colonne granulaire de rapport d’aspect initial $a = 2,5$ (correspondant à une hauteur $H_0 = 41$ cm et une largeur $L_0 = 16,5$ cm) composée de billes de verre de diamètre 5 mm. Les images (i) et (j) sont des vues agrandies des régions entourées sur les photographies (g) et (h), respectivement. La ligne rouge tracée sur l’illustration (i) indique le front d’imbibition séparant les grains secs de ceux qui sont immergés. L’instant initial $t = 0$ correspond au moment où le retrait de la porte coulissante commence.

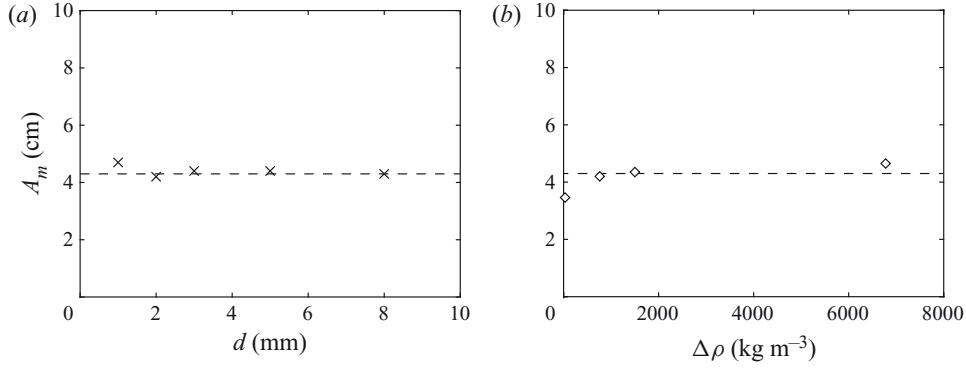


FIGURE I.25 – Amplitude maximale A_m de la vague générée, en fonction (a) du diamètre de grains d , et (b) de la différence de densité $\Delta\rho$ entre le milieu granulaire et l'eau. Les symboles représentent des expériences, tandis que le tracé en traits pointillés correspond à $A_m = 4,3$ cm. Figure tirée de l'étude de ROBBE-SAULE *et al.* [135].

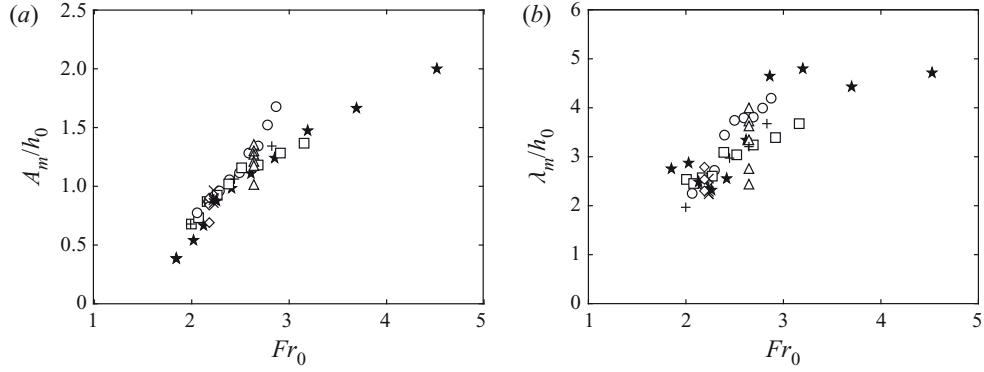


FIGURE I.26 – (a) Amplitude maximale A_m de l'onde générée, et (b) largeur à mi-hauteur λ_m associée, renormalisées par h_0 , en fonction du nombre de FROUDE global $Fr_0 = \sqrt{H_0/h_0}$. Figure tirée de l'étude de ROBBE-SAULE *et al.* [135].

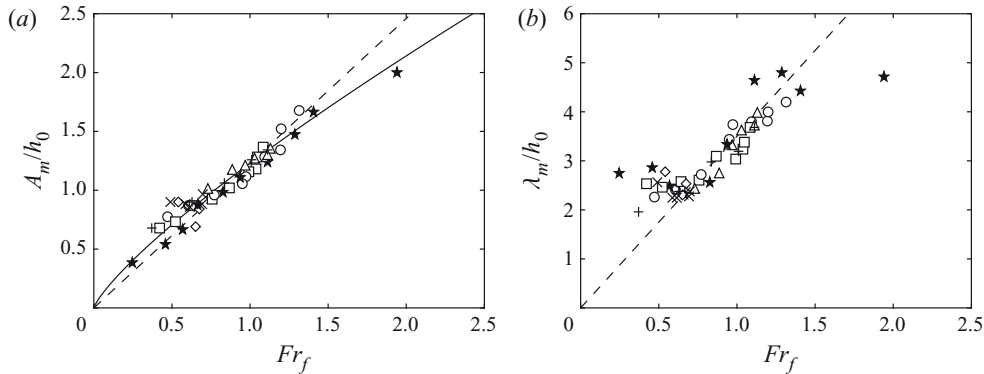


FIGURE I.27 – Évolution de (a) l'amplitude maximale relative A_m/h_0 de l'onde générée, et (b) sa largeur à mi-hauteur λ_m associée, renormalisée par h_0 , en fonction du nombre de FROUDE local $Fr_f = v_{fm}/\sqrt{gh_0}$. Les symboles représentent des données expérimentales, les lignes en traits pointillés correspondent aux relations (a) $A_m/h_0 = 1,23 Fr_f$ et (b) $\lambda_m/h_0 = 3,5 Fr_f$, et la courbe continue à la loi $A_m/h_0 = 1,23 Fr_f^{0,8}$. Figure tirée de l'étude de ROBBE-SAULE *et al.* [135].

I.27(a). Une telle corrélation fait écho aux résultats obtenus par NODA [121], et notamment à l'équation (I.72) : l'amplitude d'une onde impulsionnelle semble ainsi intimement liée à la dynamique du mécanisme de forçage, qui s'exprime par une vitesse caractéristique qui est communiquée au fluide lors de l'impact initial. Cette idée est renforcée par les récents travaux de simulations numériques de KRIAA *et al.* [85], qui ont étudié les ondes impulsionnelles provoquées par l'effondrement d'un fluide newtonien dans de l'eau, dans une configuration de type *dam-break*, à l'aide de la méthode VOF. En effet, ceux-ci mettent également en évidence une corrélation forte entre l'amplitude relative des vagues et un nombre de FROUDE défini à partir de la vitesse maximale d'avancée du front basal, lequel marque l'interface entre le fluide newtonien et l'eau, avant de proposer un modèle prédictif pour relier celui-ci aux conditions initiales. Cependant, on constate en considérant la figure I.27(b) que l'évolution de la largeur à mi-hauteur relative, λ_m/h_0 , avec le nombre de FROUDE local Fr_f est quant à elle bien plus subtile : une dispersion importante des données expérimentales existe dans cette représentation, et le regroupement des données est bien moins convaincant. La recherche d'une meilleure compréhension de ce paramètre a en partie motivé l'élaboration de la partie IV.7 de ce manuscrit, laquelle traite de l'hydrodynamique des ondes produites. Un autre résultat important a été obtenu lors de la thèse de MANON ROBBE-SAULE [133] grâce à l'examen du volume final V_{im}^F du dépôt granulaire immergé à l'issue de l'effondrement, renormalisé par la quantité de référence ℓh_0^2 (ℓ désignant la dimension transverse du canal, et h_0 la profondeur initiale d'eau). Une nouvelle corrélation empirique entre l'amplitude relative des vagues et ce volume relatif a été mise en lumière. Celle-ci s'écrit

$$\frac{A_m}{h_0} = 0,25 \left(\frac{V_{im}^F}{\ell h_0^2} \right)^{0,8}. \quad (\text{I.86})$$

La loi (I.86) présente un intérêt certain, car si le nombre de FROUDE local Fr_f est une quantité dynamique, difficile à mesurer sur le terrain, cela n'est pas le cas du volume final de matière qui s'est effondrée dans l'eau. En effet, celui-ci est une donnée appréhendable lors de l'analyse *post-mortem* d'un événement naturel par les géologues. Ce fait a par conséquent permis à ROBBE-SAULE *et al.* [134] de livrer une comparaison entre l'amplitude relative estimée pour de nombreux tsunamis générés par glissement de terrain, et la relation (I.86) : le résultat est présenté sur la figure I.28. Bien que les barres d'erreurs soient significatives, on remarque néanmoins que cette approche donne la tendance suivie par les événements naturels, à savoir une évolution sous-linéaire de l'amplitude relative de la vague primaire avec le volume relatif de matière s'étant écoulée dans l'eau. Cette étude conforte l'idée que l'expérience modèle utilisée ici est pertinente dans la modélisation du phénomène géophysique considéré.

Plusieurs auteurs ont également étudié des configurations expérimentales similaires à celle présentée sur la figure I.23 [28, 75, 85, 118]. HUANG *et al.* [75] ont considéré

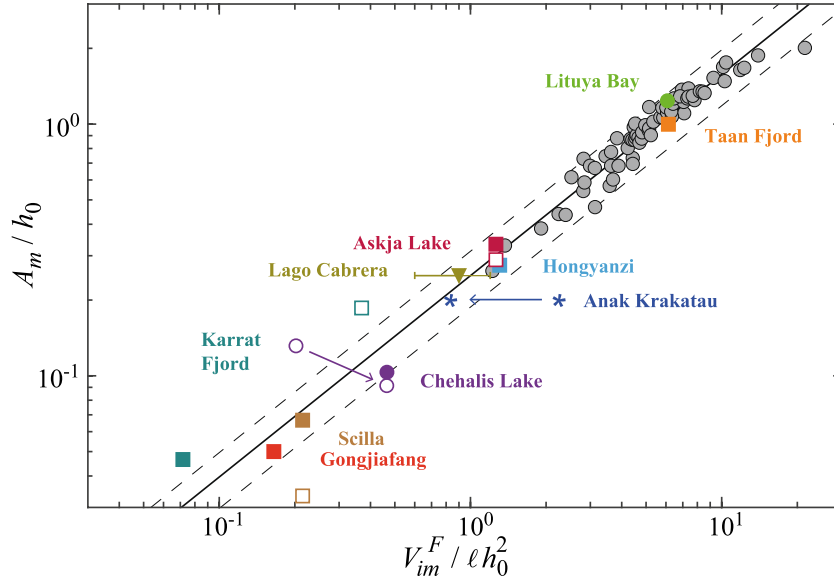


FIGURE I.28 – Amplitude relative de la vague en fonction du volume relatif du dépôt granulaire immergé V_{im}^F , renormalisé par ℓh_0^2 (figure tirée de l'étude de ROBBE-SAULE *et al.* [134]). Les points gris représentent des expériences, tandis que les symboles colorés correspondent à des événements naturels, dont le nom est indiqué. Le tracé en traits pleins représentent la loi d'ajustement $A_m/h_0 = 0,25 [V_{im}^F / (\ell h_0^2)]^{0,8}$, tandis que ceux en pointillés indiquent les écarts à $\pm 25\%$ de cette relation.

l'effondrement de colonnes granulaires composées de gravats, et employé un dispositif à plus grande échelle ($16 \text{ m} \times 0,30 \text{ m} \times 1,5 \text{ m}$). Ces auteurs ont alors observé plusieurs régimes d'ondes impulsionnelles, et réalisé des mesures PIV (*Particle Image Velocimetry*) qui ont mis en évidence la dynamique subtile de l'effondrement et de la vague générée. À l'issue de cette étude, la loi empirique suivante est proposée pour décrire l'amplitude maximale relative des vagues

$$\frac{A_m}{h_0} = 0,13 \left(\frac{H_0}{L_0} \right)^{0,81} \left(\frac{L_0}{h_0} \right)^{1,09}, \quad (\text{I.87})$$

avec H_0 et L_0 désignant respectivement la hauteur et la largeur de la colonne initiale, et h_0 la profondeur d'eau lorsque celle-ci est au repos. CABRERA *et al.* [28] se sont quant à eux intéressés aux vagues générées par des effondrements partiellement immergés et sous-marins, et ont proposé d'adapter le modèle développé par MULLIGAN et TAKE [116], qui a été présenté plus haut. Leurs expériences ont été reproduites par les simulations numériques réalisées par NGUYEN [118], comme cela est illustré par la figure I.29. Celles-ci couplent les méthodes VOF (qui modélise le fluide et l'air) et DEM (qui rend compte du milieu granulaire) à l'aide d'un algorithme développé par VÅNGÖ *et al.* [176]. De manière curieuse, le rapport d'aspect de la colonne granulaire ne semble pas influencer l'amplitude

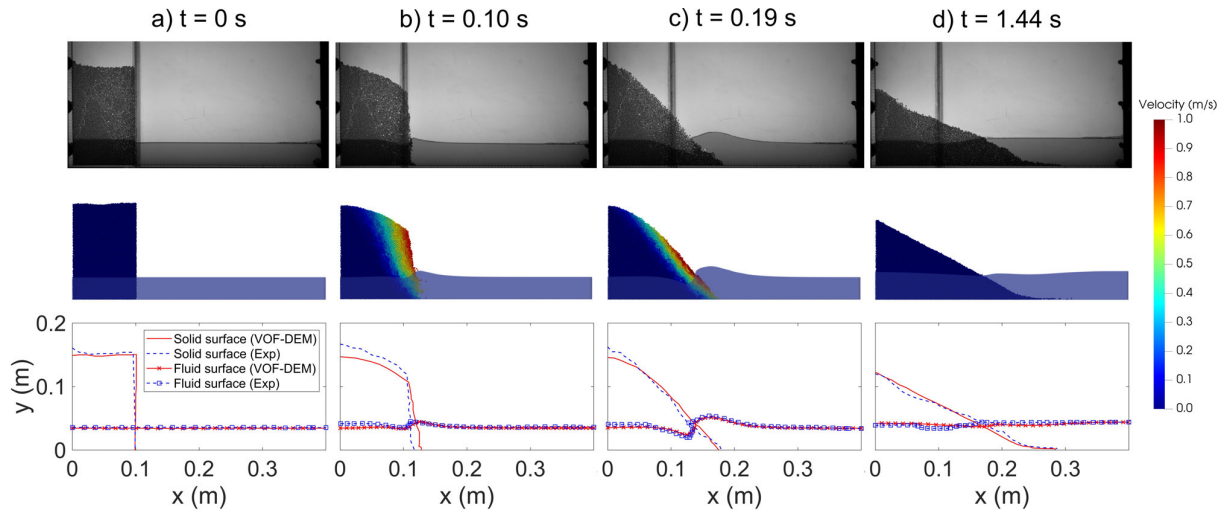


FIGURE I.29 – Comparaison, entre une expérience issue de l'étude de CABRERA *et al.* [28] (première ligne), et une simulation numérique réalisée par NGUYEN [118] (seconde ligne). La troisième ligne présente la superposition des contours des phases fluide et granulaire obtenus dans les deux études. Les images sont issues de l'étude de NGUYEN [118].

de la vague dans cette étude, un fait qui semble en contradiction avec l'équation (I.87) obtenue par HUANG *et al.* [75] et les résultats présentés dans la thèse de MANON ROBBE-SAULE [133]. La relation suivante est proposée pour décrire l'amplitude maximale A_m des ondes générées

$$\frac{A_m}{h_0} = \alpha e^{\beta \frac{h_0}{H_0}}, \quad (\text{I.88})$$

en employant les mêmes notations que pour l'équation (I.87), avec α et β des coefficients qui dépendent des propriétés frictionnelles du milieu granulaire considéré.



I.4 Conclusion

Ce chapitre a fourni l'occasion de livrer un état de l'art des connaissances sur la problématique abordée dans cette thèse. Celui-ci n'est point exhaustif, par souci de concision, cependant il permet de faire ressortir les notions importantes qui vont être utilisées dans la suite de ce manuscrit. Les éléments nécessaires de théories des ondes ont été présentés dans la partie I.1, tandis qu'une revue bibliographique concernant les effondrements granulaires et la génération de vagues impulsionnelles a fait l'objet des parties I.2 et I.3, respectivement.

Il convient dès à présent de faire ressortir le fait essentiel que, dans le problème de la génération d'ondes impulsionnelles par l'impact ou l'effondrement d'un milieu granulaire, un certain nombre de lois empiriques a été proposé pour exprimer l'amplitude de la vague produite. C'est le cas par exemple des relations (I.76), (I.78), et (I.85)-(I.88) présentées dans la partie précédente. À ces nombreuses corrélations, il manque encore un cadre unificateur, *i.e.*, l'identification du mécanisme physique clé dans la génération, et dans le cas de l'effondrement granulaire un modèle permettant de relier l'amplitude des vagues aux conditions initiales reste à développer. Qui plus est, FRITZ *et al.* [48] et HELLER et HAGER [69] font état de l'existence de plusieurs régimes d'ondes très différents, ce qui semble être également le cas dans les expériences d'effondrement de HUANG *et al.* [75]. Pour autant, cela ne semble point se répercuter dans les lois d'échelles avancées par ces mêmes auteurs, un fait qui interroge : doit-on comprendre qu'une tendance universelle régit l'amplitude des ondes impulsionnelles, indépendamment du type d'onde produite ?

Le travail de thèse qui est ici présenté au lecteur s'est intéressé à ces nombreuses questions, avec l'objectif d'apporter le plus d'éléments de réponses possibles, ou tout au moins de pistes de réflexions, à celles-ci. C'est ce qui fait l'objet des parties qui vont suivre, qui vont s'intéresser aux différents aspects du problème posé, avant de proposer d'en donner un lien, dans le cas où la condition d'eau peu profonde est vérifiée. Cependant, avant de livrer toute cette analyse, il convient tout d'abord d'initier le propos par la présentation détaillée du dispositif expérimental utilisé et des choix effectués quant au matériau granulaire employé, au protocole suivi, ou encore aux expériences réalisées au cours de cette thèse.

PROTOCOLE ET DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

 E présent chapitre a pour but d'introduire le dispositif expérimental qui a été utilisé au laboratoire FAST dans le contexte de cette thèse. Dans un premier temps, la configuration utilisée pour les effondrements secs (*i.e.*, sans présence d'eau) sera présentée, avant de montrer comment ce dispositif classique a été adapté pour la génération d'ondes impulsionnelles dans une couche d'eau. Le protocole suivi au cours des expériences, les choix expérimentaux effectués ainsi que les différentes campagnes de mesures seront détaillés afin de donner au lecteur une représentation claire des travaux réalisés. Ce chapitre sera également l'occasion d'établir les paramètres d'intérêts et les nombres sans dimensions clés pour la compréhension de la physique du problème.

II.1 Présentation générale du dispositif

Tout d'abord, le dispositif expérimental permettant d'étudier les effondrements de colonnes granulaires est représenté en figure II.1. L'expérience s'inspire des nombreux travaux effectués sur le sujet [7, 87, 90, 102, 115]. Il consiste en une cuve de verre de section rectangulaire de 2 m de long, 15 cm de large et 30 cm de haut, dont les parois font 1 cm d'épaisseur, et d'une porte coulissante placée à une distance L_0 du bord de la cuve. Celle-ci est contrôlée par un vérin électrique composé d'un servomoteur (Transtechnik DSM 5.22.11Z8, de couple nominal 1,3 Nm, de vitesse nominale 3000 tr/min et maximale 6000 tr/min) et d'un piston (Unimotion PNCE 40 BS 1616 300), auquel est fixée la porte coulissante, qui possède une course de 300 mm et un pas de 16 mm. Au moteur est associé un variateur de vitesse (LTI CDE 32.003.C3.0), lui-même relié à un ordinateur équipé du logiciel Drive Manager. Il est possible de cette manière de contrôler précisément la vitesse V , la course, ainsi que les phases d'accélération et de décélération avec lesquelles on actionne la porte coulissante. Celle-ci est par ailleurs guidée par des rails, creusés dans une structure en plexiglas qui surmonte la cuve, afin d'éviter qu'elle ne pivote au cours de son retrait. Il est à noter également que la porte est en acier, de manière à s'affranchir de la flexion due à la pression exercée par la colonne de grains. On place l'origine du repère xOz

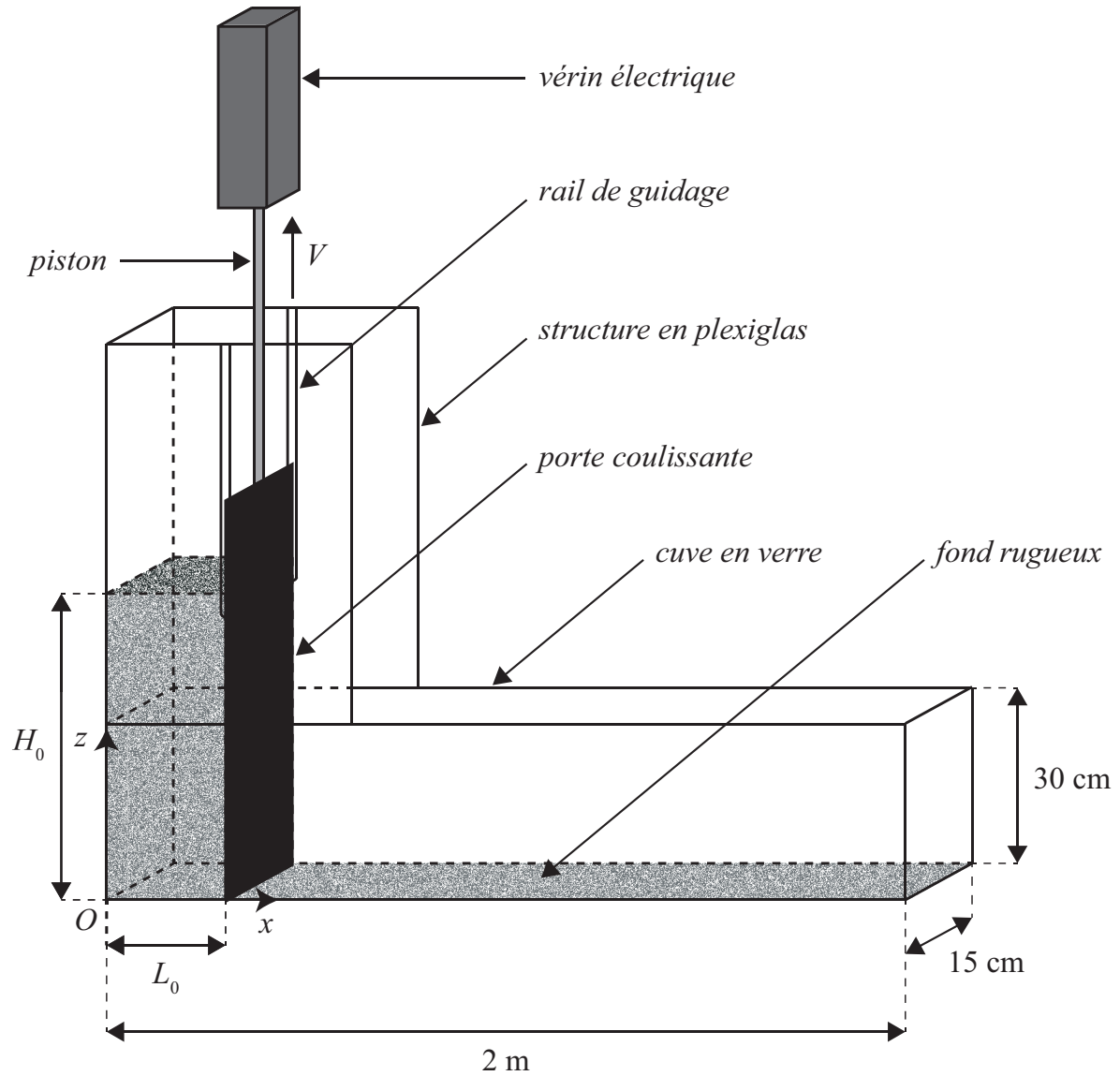


FIGURE II.1 – Schéma du dispositif expérimental d'effondrement granulaire sec, présentant la colonne rectangulaire initiale de hauteur H_0 et de largeur L_0 .

à l'extrémité de la cuve, au niveau du fond de celle-ci, comme indiqué sur la figure II.1. Entre le bord du réservoir et la porte coulissante est disposée une colonne de grains, qui est ainsi maintenue initialement au repos. Celle-ci a pour dimensions H_0 pour la hauteur, L_0 pour la largeur, et $W = 15$ cm pour la profondeur. Cette valeur pour W empêche le développement d'effets de paroi significatifs et assure l'invariance des propriétés étudiées selon la direction transverse, de sorte que la situation peut être considérée comme étant bidimensionnelle [133]. La structure en plexiglas, outre son rôle dans le guidage de la porte, présente l'avantage de pouvoir réaliser des colonnes plus hautes que la cuve. Un fond rugueux est placé à la base de la cuve, afin d'assurer une condition de non-glissement au sol : celui-ci est constitué d'une plaque revêtue d'une couche de grains identiques à

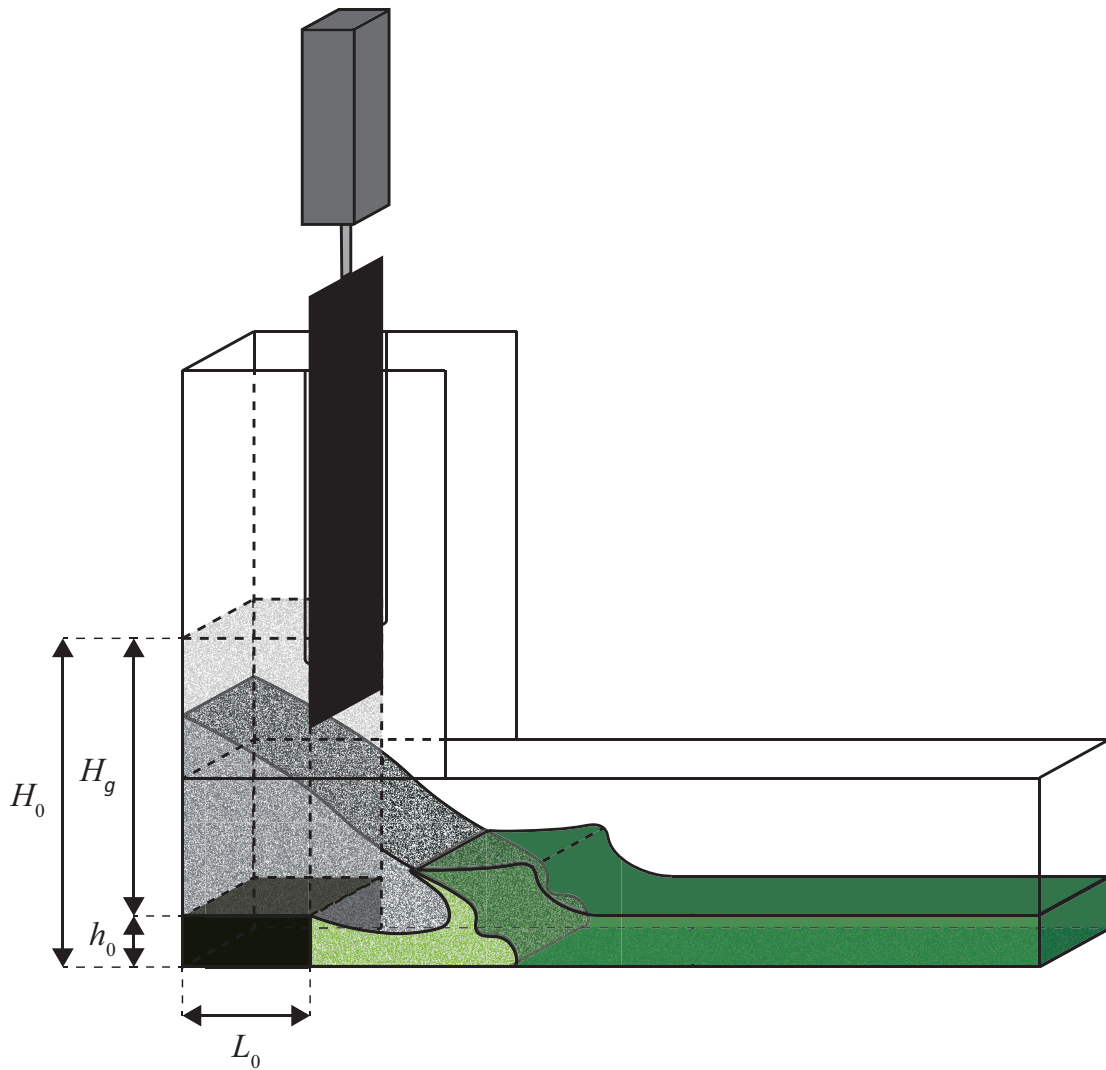


FIGURE II.2 – Schéma du dispositif de génération d'ondes impulsives par effondrement granulaire. Lors du retrait de la porte coulissante, la colonne de grains, de hauteur H_g et de largeur L_0 , chute dans une couche d'eau de profondeur initiale h_0 . La hauteur totale de la colonne est $H_0 = H_g + h_0$.

ceux qui composent la colonne, lesquels sont fixés avec du silicone.

Ce dispositif a été adapté pour générer des ondes impulsives, comme présenté en figure II.2 : la colonne de grains repose cette fois-ci sur une marche, de hauteur h_0 , qui est recouverte d'une couche de grains comme le fond du bassin. La cuve est remplie d'eau jusqu'à cette même hauteur h_0 . L'intérêt de la marche est d'éviter de perturber la surface de l'eau lorsque l'on relève la porte coulissante. Nous verrons par la suite que ce choix expérimental présente quelques inconvénients, cependant il améliore nettement la fiabilité des mesures. Pour une illustration complète des perturbations engendrées par une porte coulissante sur ce type de dispositif, le lecteur est invité à consulter les travaux de CABRERA *et al.* [28] (voir la figure 2 de cette étude). A l'extrémité opposée de la cuve, on

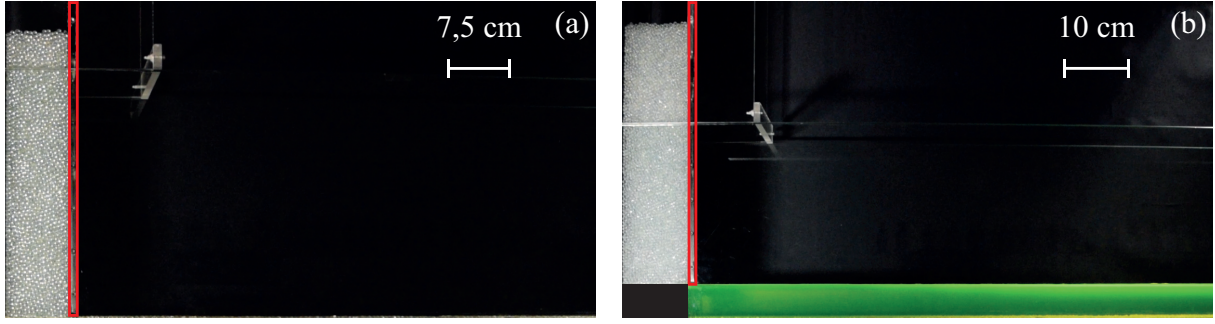


FIGURE II.3 – Photographie de l’instant initial (a) d’une expérience d’effondrement sec, avec une colonne granulaire de dimensions $H_0 = 33,75$ cm et $L_0 = 7,5$ cm, et (b) d’une expérience de génération d’onde, avec une profondeur initiale d’eau $h_0 = 5$ cm et une colonne telle que $H_g = 39$ cm et $L_0 = 10$ cm ($H_0 = 44$ cm). L’encadré rouge indique pour chaque image la position de la porte.

place une plaque de plexiglas perforée et inclinée, afin de limiter la réflexion des vagues lors des expériences. On note H_g la hauteur et L_0 la largeur de la colonne granulaire initiale, et $H_0 = H_g + h_0$ la hauteur de la colonne depuis le fond de la cuve (incluant la marche). On notera que pour les effondrements secs $H_0 = H_g$.

Cette configuration est très similaire à celle utilisée au cours de la thèse de MANON ROBBE-SAULE [133]. Le principal changement est ici la présence du système motorisé, qui permet un contrôle précis du mécanisme de libération de la colonne granulaire [72].

II.2 Protocole expérimental

II.2.1 Principe de l’expérience

Lors d’une expérience, on commence par abaisser la porte de manière à ce qu’elle atteigne le fond de la cuve, ce qui permet de délimiter l’emplacement de la colonne granulaire. On pèse alors la masse de grains nécessaire pour atteindre les dimensions souhaitées (voir la sous-section II.2.2 ci-après pour plus de détails), puis on verse délicatement ceux-ci à travers un entonnoir muni d’un tuyau. On obtient ainsi une colonne granulaire de section rectangulaire, comme illustré en figure II.3(a) pour un exemple où $H_0 = 33,75$ cm et $L_0 = 7,5$ cm. Pour les expériences de génération d’onde, la préparation est similaire, mais on verse cette fois-ci les grains sur la marche, comme indiqué en figure II.3(b) pour un exemple où $H_g = 39$ cm et $L_0 = 10$ cm. On peut alors remplir la cuve d’eau, via une ouverture présente au fond de la cuve, jusqu’à une hauteur h_0 [qui vaut 5 cm pour l’exemple de la figure II.3(b)], en s’assurant que le niveau d’eau coïncide avec la base de la colonne granulaire (*i.e.*, le sommet de la marche solide). On teinte alors l’eau avec de la fluorescéine, ce qui lui donne une couleur verte permettant de renforcer le contraste entre l’eau et les grains, et de visualiser clairement la vague produite.

L’expérience peut alors commencer : on règle les valeurs consignes de longueur de

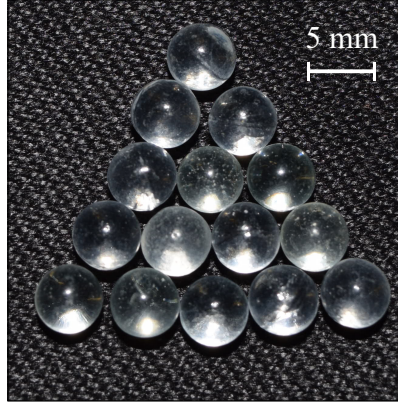


FIGURE II.4 – Photographie des billes de verre utilisées lors des expériences.

course et de vitesse V à laquelle la porte va être relevée, puis on actionne celle-ci. La colonne granulaire est alors libérée, et chute dans l'air (cas sec) ou dans l'eau. Toute l'expérience est filmée en intégralité. Pour les effondrements secs, on enregistre de l'initiation du mouvement à la stabilisation du dépôt final, et pour la génération d'onde on attend que la vague engendrée atteigne la paroi opposée de la cuve, juste avant qu'elle ne soit réfléchi.

II.2.2 Matériau et méthodes

Dans cette partie, quelques précisions sont données quant aux grains utilisés, ainsi que sur les méthodes expérimentales pour faire varier les différents paramètres, construire la colonne, et réaliser les films des expériences.

Au cours de cette thèse, le milieu granulaire était systématiquement constitué de billes de verres, dont une photographie est donnée en figure II.4, avec les caractéristiques suivantes : un diamètre $d = 5$ mm, une masse volumique $\rho_g \simeq 2500 \text{ kg.m}^{-3}$, et une fraction volumique $\phi \simeq 0,64$. Le choix d'une configuration monodisperse (*i.e.*, une unique taille de grains) permet de s'affranchir de tout effet de ségrégation [43]. Le diamètre choisi est suffisamment petit pour que les parois latérales n'aient pas d'effet significatif sur l'effondrement granulaire [33] et sur la génération de la vague. Il a en effet été vérifié, lors de la thèse de MANON ROBBE-SAULE [133], que la dimension transverse W n'avait aucune influence dès lors que $W > 20 d$. Pour les expériences réalisées dans le cadre de cette thèse, $W = 15$ cm, ce qui est bien supérieur à $20 d = 10$ cm. De plus, d est choisi suffisamment grand afin de limiter les fuites de grains, inévitables dans le cas des expériences de génération d'onde, eu égard au jeu inhérent au niveau du contact entre la porte coulissante et la marche. Le choix du verre s'explique par sa densité ρ_g proche de celle des roches de la croûte terrestre : il s'agit donc d'un matériau représentatif de ceux pouvant constituer un glissement de terrain dans la réalité [51]. D'autre part, on remarquera que ni le diamètre des grains, ni la densité du milieu granulaire n'ont été



changé au cours de cette thèse. Cela s'explique d'une part par le fait que ces paramètres n'ont qu'une influence de second ordre sur la dynamique d'effondrement, comme cela a été mis en évidence par BALMFORTH et KERSWELL [7], et d'autre part par leur absence d'effet significatif sur l'onde générée, du moins en eau peu profonde et pour des billes millimétriques plus denses que ce liquide, comme l'ont montré ROBBE-SAULE *et al.* [135] (voir à ce sujet la partie I.3.2 de ce manuscrit). La fraction volumique ϕ , ici égale à 0,64, correspond à un empilement dense (*dense packing*) du milieu granulaire. Enfin, l'angle de repos associé aux billes de verre utilisées a été mesuré par la méthode de l'entonnoir [9] : on verse un nombre substantiel de grains à travers un entonnoir, initialement en contact avec le fond rugueux de la figure II.1, que l'on remonte très lentement afin de supprimer toute inertie dans la chute des grains. En déposant ainsi les billes, celles-ci vont former un dépôt conique, dont le demi-angle au sommet correspond à l'angle de repos θ_r . La mesure a été répétée plusieurs fois, afin de réaliser une moyenne, et on trouve finalement $\theta_r \simeq 23,5 \pm 1,2^\circ$, une valeur en accord avec des études précédentes ayant utilisé ce type de matériau [89, 148].

Au cours des expériences, la largeur initiale L_0 a été variée en utilisant des cales solides. Il s'agit du premier paramètre réglé lors de la mise en place d'une expérience. On peut alors obtenir la hauteur initiale de la manière suivante : sachant que la masse de la colonne granulaire, de section rectangulaire, s'écrit $M = \phi \rho_g W L_0 H_0$ (ou $M = \phi \rho_g W L_0 H_g$ pour les expériences de génération d'onde), que $W = 15$ cm et que L_0 est fixé, on a une corrélation directe entre la hauteur et la masse de la colonne initiale. On pèse donc la masse correspondant à la hauteur initiale visée, puis on réalise la colonne de grains. À la fin du processus, une simple mesure de H_0 ou H_g permet de vérifier que la préparation a été correctement effectuée. L'influence de la dimension transverse W ayant déjà été caractérisée dans la thèse de MANON ROBBE-SAULE [133], ce paramètre n'a pas été exploré davantage dans le cadre du travail présenté dans ce manuscrit. Dans le cas des expériences de génération d'ondes, la dimension h_0 est variée en utilisant des marches de différentes hauteurs pour surélever plus ou moins la colonne granulaire.

Chaque expérience est filmée en utilisant un appareil photographique Nikon D3300, opérant en mode caméra à 50 images par seconde (50 Hz). La durée typique de la plupart des expériences est de l'ordre de la seconde, ce qui donne une cinquantaine d'images exploitables par film. La résolution maximale, en mode vidéo, du capteur CMOS est de 1920×1080 pixels. Des repères, placés au sol, permettent de choisir entre plusieurs positions pour réaliser une vidéo en plan large (lorsque l'on souhaite filmer une grande partie de la cuve) ou en plan rapproché (pour zoomer sur la colonne). De cette manière, il est possible d'ajuster la résolution spatiale : au cours des différentes expériences, celle-ci a ainsi pu être variée significativement, de 0,27 mm ($\simeq d/19$) à 0,96 mm ($\simeq d/5$) par pixel. Afin d'assurer un rendu propre, faisant apparaître distinctement l'eau, les grains secs et les grains mouillés sur les vidéos, trois projecteurs sont employés : deux d'entre

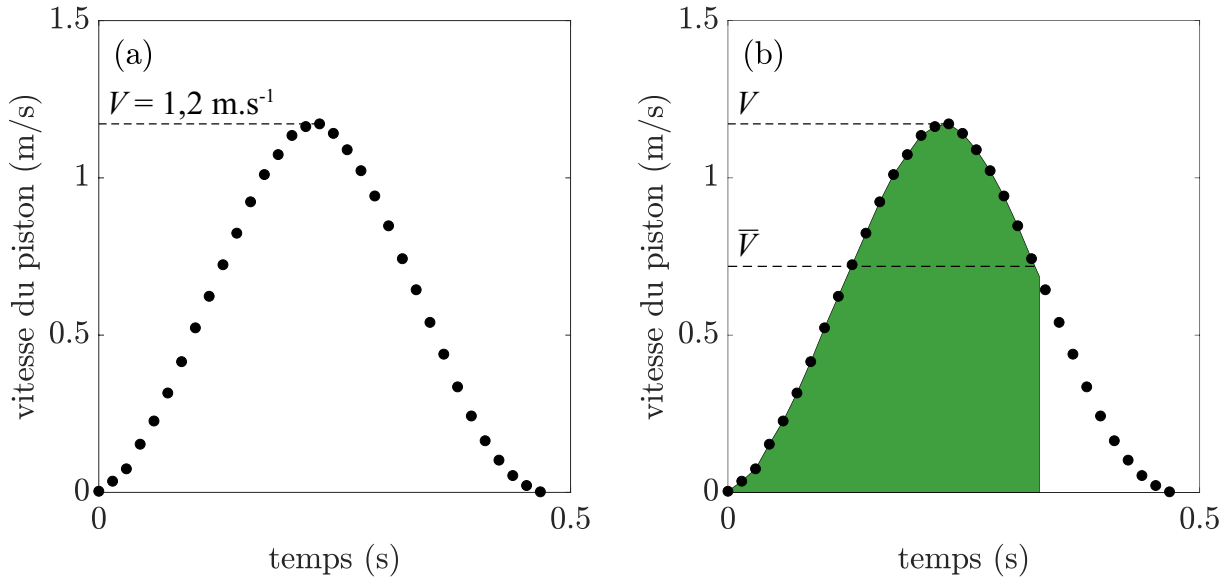


FIGURE II.5 – (a) Courbe de la vitesse du piston au cours du temps, pour une expérience d’effondrement sec où $H_0 = 33,75 \text{ cm}$ et $L_0 = 7,5 \text{ cm}$ ($a = 4,5$), avec une vitesse consigne $V = 1,2 \text{ m.s}^{-1}$. (b) Indication de la vitesse moyenne $\bar{V}$ de la porte pendant tout le temps où un contact entre celle-ci et la colonne granulaire existe (zone colorée en vert).

eux sont des éclairages uniformes, qui illuminent la cuve par le haut de celle-ci, tandis que le troisième est un éclairage orienté, concentré sur la colonne granulaire et la zone éventuelle de génération de l’onde.

Il sera souvent fait mention par la suite de la vitesse V de libération de la porte. Celle-ci désignera toujours la valeur consigne donnée au moteur au début de l’expérience, car il y a en effet plusieurs manières de définir la vitesse à laquelle la porte est relevée, l’accélération imposée à celle-ci n’étant pas constante. La figure II.5(a) présente une courbe de la vitesse de la porte au cours du temps pour une expérience d’effondrement sec où $H_0 = 33,75 \text{ cm}$ et $L_0 = 7,5 \text{ cm}$ ($a = 4,5$), lorsqu’on impose une vitesse consigne $V = 1,2 \text{ m.s}^{-1}$: on obtient alors une courbe qui présente une phase d’accélération progressive jusqu’à atteindre la vitesse consigne V , suivie d’une décélération. Ainsi la vitesse nominale V est différente par exemple de la vitesse moyenne $\bar{V}$ durant laquelle la porte est en contact avec la colonne granulaire, qui est indiquée en traits pointillés sur la figure II.5(b). Cette dernière peut être calculée en divisant l’aire du profil de vitesse compris entre $t = 0$ et t_{contact} (le temps pour lequel la porte cesse d’être en contact avec la colonne), indiquée en vert sur la figure II.5(b), par ce même temps t_{contact} .

II.2.3 Traitement des données

Une fois l’expérience réalisée, la vidéo obtenue est découpée en séquence d’images, qui sont rognées avant d’être traitées à l’aide d’un ensemble de routines développées sous MATLAB au cours de cette thèse. Afin de pouvoir remonter aux différents paramètres

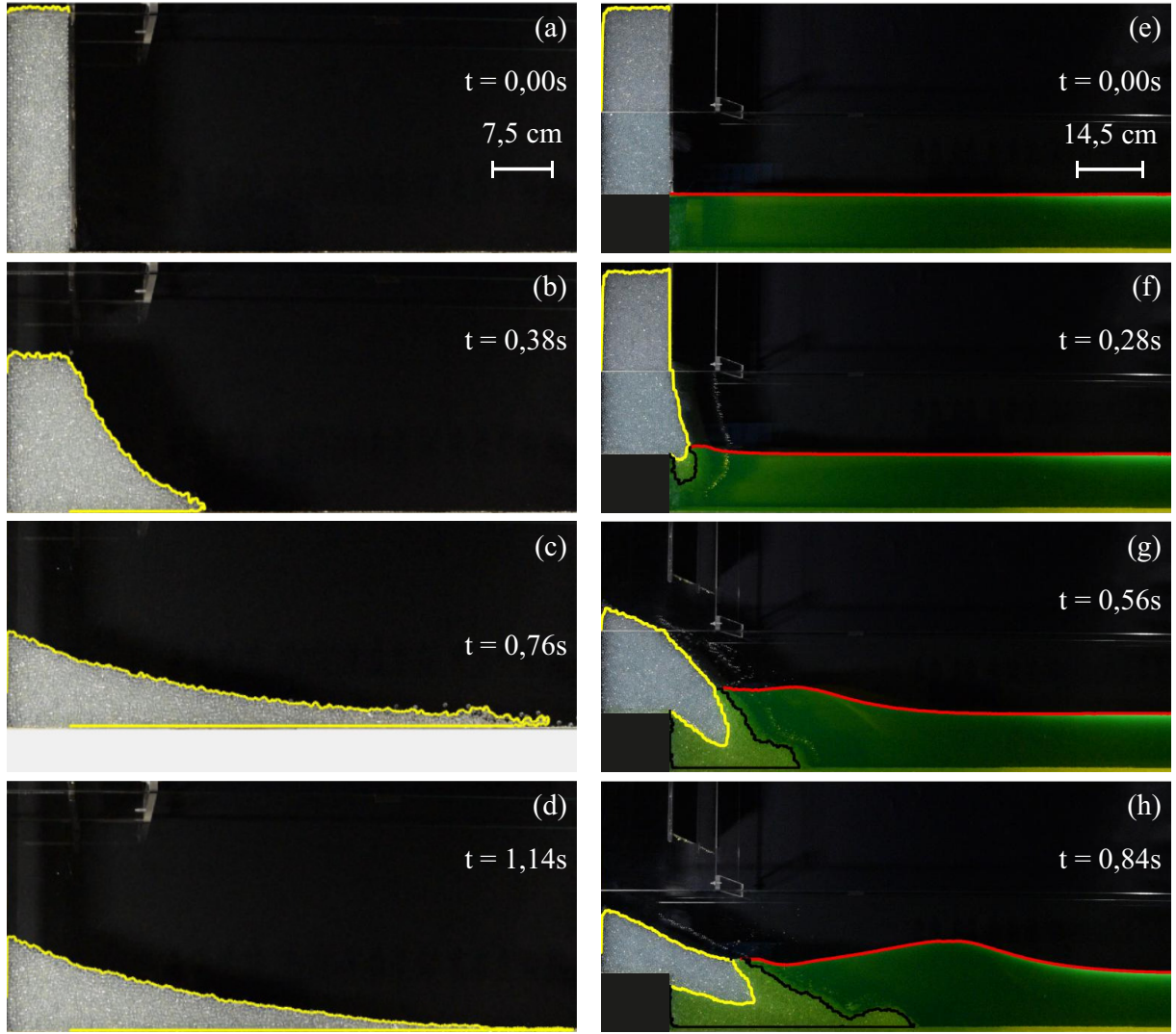


FIGURE II.6 – Illustration des profils extraits pour deux exemples, en différents instants. (a)-(d) Effondrement sec avec $H_0 = 30$ cm, $L_0 = 7,5$ cm et $V = 1,2$ m.s⁻¹. En jaune, le contour des grains extrait. (e)-(h) Génération d'onde avec $H_0 = 39$ cm, $L_0 = 14,5$ cm, $h_0 = 12$ cm et $V = 1,0$ m.s⁻¹. En jaune, le contour des grains secs, en noir celui des grains immergés, et en rouge la surface libre $\eta(x, t)$ de l'eau.

d'intérêts du problème, que ce soit pour le milieu granulaire ou pour la vague générée, le traitement des données repose sur un algorithme de seuillage. À partir des images extraites, l'idée est de séparer pour chacune d'elles les tons rouge, bleu et vert au dessus d'un certain seuil, puis de faire des opérations d'addition ou de soustraction afin d'isoler les différentes phases. Si le cas des effondrements secs est relativement direct, dans le cas des expériences avec de l'eau cette méthode présente l'avantage d'extraire trois contours : celui des grains secs, celui des grains immergés et celui de la surface libre de l'eau, notée $\eta(x, t)$.

Un exemple du résultat obtenu à différents instants d'une expérience est présenté

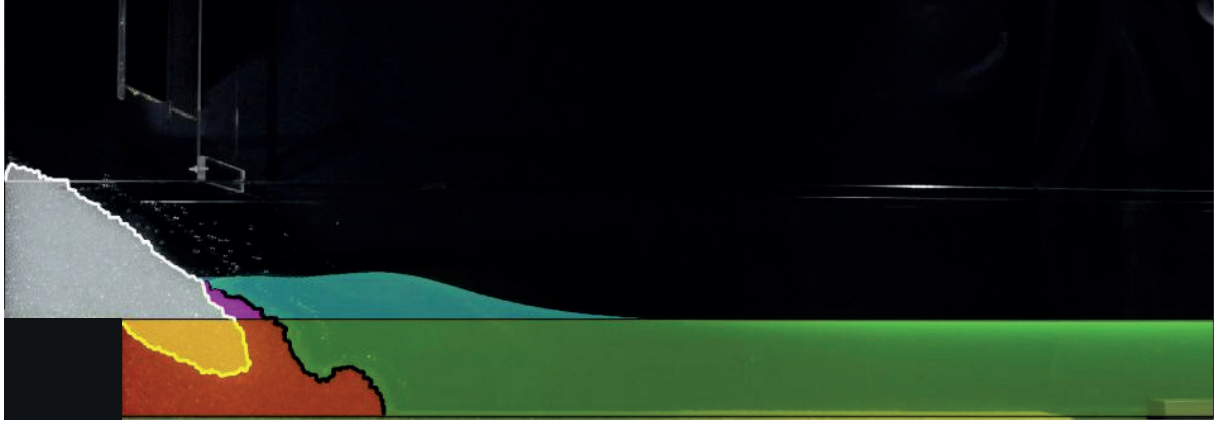


FIGURE II.7 – Extraction des différents volumes pour une expérience avec $H_0 = 39$ cm, $L_0 = 14,5$ cm, $h_0 = 12$ cm, et $V = 1,0$ m.s⁻¹, au temps $t = 0,62$ s : (blanc) le volume granulaire sec au-dessus de h_0 , (jaune) le volume de grains secs en-dessous de h_0 , (rouge) le volume de grains mouillés sous h_0 , (violet) les grains mouillés au-dessus de h_0 , et (cyan) le volume de l’onde générée.

en figure II.6, pour (a)-(d) un effondrement sec avec $H_0 = 30$ cm, $L_0 = 7,5$ cm et $V = 1,2$ m.s⁻¹, et pour (e)-(h) une expérience de génération d’onde avec $H_0 = 39$ cm, $L_0 = 14,5$ cm, $h_0 = 12$ cm et $V = 1,0$ m.s⁻¹. On distingue pour les deux situations le profil des grains secs en jaune, et sur les figures II.6(f)-(h) celui des grains immergé apparaît en noir, tandis que la surface libre $\eta(x,t)$ est indiquée en rouge. Plus ces différentes zones apparaissent clairement sur la vidéo, plus l’algorithme est précis : un bon réglage de la luminosité des projecteurs est par conséquent crucial en amont de l’expérience. De plus, le traitement inclut la détection et la suppression d’objets secondaires (*i.e.*, quand le seuillage détecte plusieurs contours, si par exemple des grains se détachent de la zone d’effondrement, si un objet ou une zone de l’image a une couleur proche du milieu granulaire). À l’issue de cette opération on dispose ainsi, pour chaque image (*i.e.*, chaque instant), des contours séparés de chaque milieu, ce qui va permettre de remonter aux paramètres d’intérêts. Ce traitement d’image, avec notamment la séparation entre les grains secs et mouillés, va également servir à établir des bilans de volumes dans le chapitre IV de ce manuscrit, et à regarder leurs évolutions au cours du temps. En effet, on peut facilement extraire de ces contours les volumes subaériens (*i.e.*, au-dessus de h_0) sec et mouillé, ainsi que les volumes “immergé” (en-dessous de h_0) sec et mouillé. On peut également estimer assez finement le volume de l’onde, qui correspond au volume de fluide déplacé par l’effondrement, donc au-dessus de la profondeur initiale d’eau h_0 . Un exemple d’un tel découpage en volumes distincts est donné en figure II.7 à un instant donné d’une expérience d’effondrement granulaire dans l’eau.

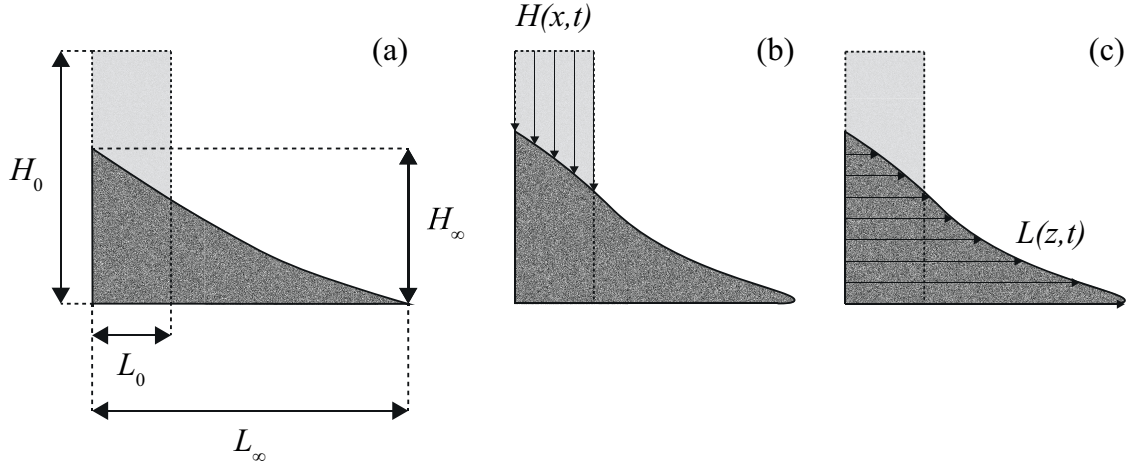


FIGURE II.8 – Paramètres d'intérêt dans l'étude des effondrements secs. À partir d'une colonne initiale de hauteur H_0 et de largeur L_0 , on détermine ainsi : (a) la géométrie finale du dépôt granulaire, définie par sa hauteur maximale finale H_∞ et sa distance de *run-out* L_∞ , (b) la hauteur $H(x, t)$ pour plusieurs abscisses $0 \leq x \leq L_0$ au cours du temps, et (c) l'étalement horizontal $L(z, t)$ pour plusieurs altitudes $0 \leq z \leq H_\infty$.

II.2.4 Paramètres d'intérêt

Dans le cas des effondrements secs, plusieurs informations sont utiles pour la discussion qui va suivre. Tout d'abord, il est classique de décrire l'effondrement à travers sa géométrie finale, en utilisant deux longueurs caractéristiques : la hauteur finale maximale du dépôt H_∞ , et sa distance de *run-out* L_∞ [7, 89, 90, 102, 103, 153]. Le schéma présenté en figure II.8(a) illustre comment sont définies ces dimensions. En outre, on s'intéresse également dans la présente thèse au détail de la dynamique de l'effondrement, et à l'évolution temporelle de la morphologie de la masse granulaire. Ainsi, deux grandeurs supplémentaires vont être suivies au cours du temps : la hauteur $H(x, t)$ le long de l'abscisse x ($0 < x \leq L_0$) d'une part, comme illustré en figure II.8(b), et l'étalement horizontal $L(z, t)$ suivant l'altitude z ($0 < z \leq H_\infty$) d'autre part, comme schématisé en figure II.8(c). Pour être plus précis, $H(x, t)$ est évaluée en cinq ou dix points, selon que la colonne granulaire est respectivement épaisse ($a = H_0/L_0 \leq 6$) ou élancée ($a \geq 6$). Ces points sont également espacés entre les positions extrêmes $x = d$ et $x = L_0 - d$ (*i.e.*, à un diamètre de grain de chaque extrémité de la colonne, pour éviter les effets de bords). En suivant la même idée, $L(z, t)$ est calculée en dix altitudes également espacées entre $z = d$ et $z = H_\infty$, et L_∞ est estimée en $z = d$. Comme on va s'intéresser par la suite à l'influence de la vitesse d'ouverture de la porte coulissante sur la dynamique de l'effondrement, on enregistre également pour chaque expérience la vitesse nominale V , le profil de vitesse effective du moteur (*i.e.*, le relevé des points de la vitesse du piston au cours du temps, comme présenté en figure II.5), ainsi que le temps t_{contact} pour lequel la porte cesse d'être en contact avec la colonne de grains. Nous verrons dans le chapitre suivant l'intérêt que

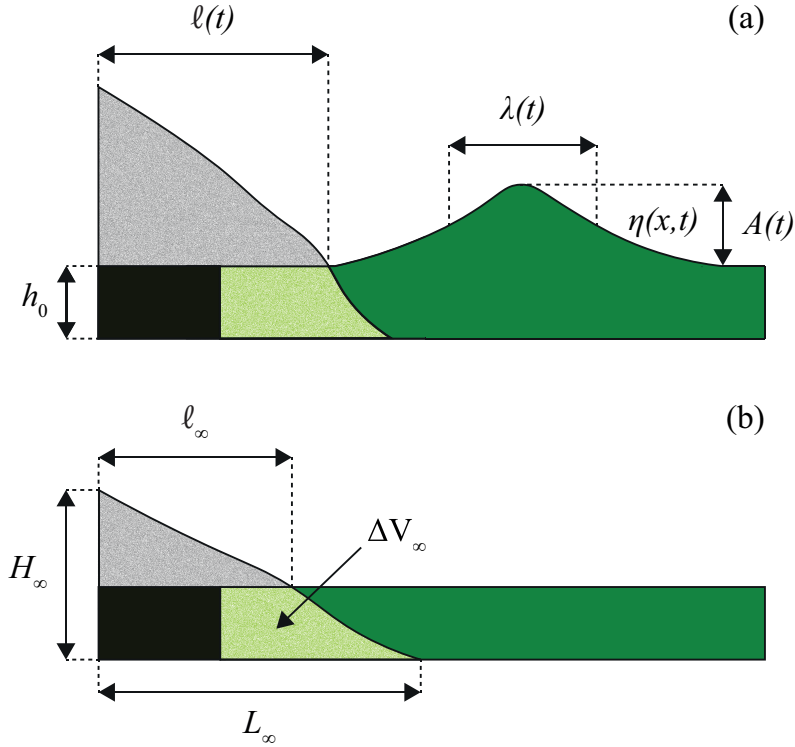


FIGURE II.9 – Schéma des paramètres d'intérêt pour la génération d'onde. (a) Au cours d'une expérience, on extrait à chaque instant t : pour le milieu granulaire, la position $\ell(t)$ du front de grains à l'interface, *i.e.*, en $z = h_0$, et pour la vague la surface libre $\eta(x, t)$, l'amplitude $A(t)$, et la largeur horizontale à mi-hauteur $\lambda(t)$. (b) À la fin de l'expérience, on enregistre également la hauteur finale H_∞ et la distance de *run-out* L_∞ (de manière analogue au cas sec), ainsi que la position finale ℓ_∞ du front de grains et le volume ΔV_∞ de matière granulaire immergée.

présente ces quantités dans l'étude de la dynamique d'effondrement.

Pour les expériences de génération de vagues, plusieurs grandeurs sont également mesurées à chaque instant t , comme indiqué en figure II.9. Tout d'abord, on s'intéresse à l'évolution de la position $\ell(t)$ du front granulaire à l'interface, soit en $z = h_0$. De plus, on détermine l'amplitude $A(t)$ de la vague et la largeur à mi-hauteur $\lambda(t)$ associée, comme illustré en figure II.9(a). Cette dernière est prise comme la largeur de l'onde en $z = h_0 + A(t)/2$. On notera que, même dans les cas où la vague est constituée d'un train d'ondes, l'amplitude A sera toujours celle du premier pic détecté, qui est systématiquement la plus élevée, ce qui lève toute ambiguïté dans sa définition. De plus, à partir de la position du front de grains en $z = h_0$, on détermine la vitesse associée $v = d\ell/dt$. Par la suite, on désigne par A_m l'amplitude maximale atteinte au cours d'une expérience, λ_m la largeur à mi-hauteur associée, et v_m la vitesse maximale du front de grains.

Enfin, comme le montre la figure II.9(b), on mesure à la fin de l'expérience les longueurs H_∞ et L_∞ , définies de manière analogue au cas sec, ainsi que la position finale ℓ_∞ atteinte

par le front de grains et le volume final ΔV_∞ de matière granulaire immergée, c'est-à-dire de grains tombés sous la profondeur initiale d'eau au cours de l'expérience.

II.2.5 Nombres sans dimension du problème

Approche assez classique en mécanique des fluides, l'utilisation de nombres sans dimension combinant les paramètres du problème permet de discuter les résultats de manière indépendante de l'échelle choisie pour réaliser les expériences [151]. En effet, l'application des lois de similitudes permet de transposer les résultats obtenus en laboratoire à des cas réels, comme cela a déjà été mis en exergue pour des expériences d'effondrements secs par LAJEUNESSE *et al.* [91], et pour la génération d'onde par FRITZ *et al.* [51].

On dispose, dans le problème de génération de vague par effondrement granulaire, de trois paramètres initiaux variables : les deux dimensions de la colonne rectangulaire de grains, H_0 et L_0 , et la profondeur initiale h_0 de l'eau. Comme ces trois paramètres n'ont qu'une seule dimension, le théorème de VASCHY-BUCKINGHAM [24, 170] nous permet de conclure qu'il existe une combinaison de deux nombres sans dimensions qui décrit le problème. Le premier de ces nombres est très classique dans les problèmes d'hydrodynamique : il s'agit du nombre de FROUDE, qui peut être défini dans notre cas comme

$$\text{Fr}_0 = \sqrt{\frac{gH_0}{gh_0}} = \sqrt{\frac{H_0}{h_0}}, \quad (\text{II.1})$$

et qui peut donc être vu comme une comparaison de deux vitesses caractéristiques : la vitesse typique de chute libre des grains $\sqrt{gH_0}$ dans l'air, sur une hauteur $H_0/2$ correspondant à celle du centre de masse de la colonne initiale totale, et la vitesse typique $\sqrt{gh_0}$ de propagation d'une onde gravitaire linéaire en eau peu profonde. Le second nombre sans dimension peut facilement être trouvé si l'on s'affranchit un instant de la présence du fluide (cas de l'effondrement sec) : dans ce cas, il est connu que la dynamique d'effondrement est essentiellement fonction du rapport d'aspect de la colonne

$$a = \frac{H_0}{L_0}, \quad (\text{II.2})$$

qui gouverne, entre autres, la géométrie finale des dépôts (et notamment les grandeurs H_∞ et L_∞) [90, 102]. Ce sont par conséquent ces deux nombres qui permettent de décrire le problème, comme aucun autre paramètre n'est varié dans ce manuscrit. Cependant, ceux-ci ont une influence complexe sur l'onde générée, et il n'est pas immédiat de relier, par exemple, l'amplitude de la vague à ceux-ci, ce qui explique que seules des relations empiriques ont été proposées jusqu'ici. En revanche, il est possible de construire un nouveau nombre de FROUDE, local à l'interface entre l'eau et les grains, qui décrit à lui seul la génération de l'onde [135], comme cela a été présenté dans la partie I.3.2 de ce manuscrit. Celui-ci peut se définir comme

Série	H_0 (cm)	L_0 (cm)	a	V (m/s)
A	[10 - 50]	[2,5 - 20]	[0,5 - 20]	1,2
B	[6 - 45]	[7,5 - 20]	[0,3 - 6]	$1,0 \times 10^{-2}$
C	15	20	0,75	$[1,0 \times 10^{-3} - 1,2]$
D	20	10	2	$[1,0 \times 10^{-2} - 1,2]$
E	37,5	7,5	5	$[1,0 \times 10^{-3} - 1,2]$

TABLE II.1 – Paramètres expérimentaux variés lors des expériences d’effondrement granulaire sec : hauteur H_0 , largeur L_0 et rapport d’aspect a de la colonne initiale, et vitesse consigne V de libération de la porte coulissante.

$$\text{Fr}_f = \frac{v_m}{\sqrt{gh_0}}. \quad (\text{II.3})$$

On remarquera que Fr_f est assez similaire au nombre de FROUDE “global” Fr_0 , à ceci près qu’on compare cette fois-ci deux vitesses typiques horizontales : la vitesse maximale atteinte par le front des grains entrant dans l’eau, et la célérité $\sqrt{gh_0}$ des ondes linéaires gravitaires en eau peu profonde. Comme il a été montré par ROBBE-SAULE *et al.* [135] que Fr_f est le paramètre clé pour décrire l’amplitude de la vague, on devine que son expression dépend des deux nombres Fr_0 et a : la recherche d’une telle relation constituera l’objet du chapitre V de ce manuscrit.

Il est également possible de former d’autres nombres sans dimensions dans le cadre de ce problème, en adoptant une approche différente. Ainsi, si l’on raisonne par exemple en termes de volumes, celui des grains entrés dans l’eau ΔV_∞ devrait évaluer celui du fluide déplacé lors de la génération, par conservation de la masse d’un fluide incompressible. Comme ce dernier dépend *a priori* de l’amplitude de l’onde, on peut donc concevoir l’existence d’une relation entre A_m et ΔV_∞ . Cette considération est à l’origine de la définition du volume relatif final dit “immergé” $\Delta V_\infty / (Wh_0^2)$ introduit par ROBBE-SAULE *et al.* [134], où ΔV_∞ est adimensionné par un volume élémentaire Wh_0^2 de référence.

II.2.6 Expériences réalisées

L’ensemble des expériences réalisées dans cette thèse peuvent être regroupées en deux campagnes de mesures principales, l’une concernant les effondrements secs, l’autre la génération d’ondes. On verra par la suite que la combinaison de ces travaux est cruciale pour parvenir à l’élaboration d’un modèle complet pour décrire la génération de la vague.

Dans la première campagne de mesures d’effondrements secs, la motivation a été d’étudier la dynamique d’ensemble d’un effondrement granulaire, ainsi que de répondre à la question suivante, récurrente dans les études précédentes sur le sujet [76, 90, 115] : comment la vitesse à laquelle la porte est retirée modifie-t-elle le comportement de l’effondrement ? Les expériences réalisées dans cette optique sont présentées en table II.1. Pour aider



le propos, celles-ci sont regroupées en cinq séries, nommées de A à E. Les expériences de la série A ont été menées à une grande vitesse d'ouverture de porte $V = 1,2 \text{ m.s}^{-1}$, pour des rapports d'aspects allant de 0,5 à 20, une gamme similaire à celles explorées dans de précédentes études [90, 102, 153]. Les mesures à faible vitesse d'ouverture de porte $V = 1 \text{ cm.s}^{-1}$ sont regroupées quant à elles dans la série B. Ainsi, ces deux collections de données permettent d'explorer la dynamique d'effondrement dans les deux situations extrêmes, lorsqu'on libère "infiniment" vite ou lentement la colonne, respectivement. Enfin, les séries C–E correspondent à des expériences pour lesquelles on fait varier la vitesse V d'ouverture de porte, pour trois rapports d'aspects représentatifs, valant respectivement 0,75, 2 et 5. Dans celles-ci, les valeurs explorées pour V s'étendent sur trois décades (deux pour la série D).

La deuxième étude expérimentale concerne la génération de vague par effondrement granulaire. Comme évoqué précédemment, trois paramètres initiaux ont été variés ici : les dimensions H_g et L_0 de la colonne granulaire, ainsi que la profondeur initiale h_0 d'eau. La gamme explorée pour chaque variable est indiquée en table II.2 : au cours des expériences, H_g a été variée de 9 à 50 cm, L_0 de 2,5 à 20 cm, et h_0 de 2 à 25 cm (donc H_0 de 11 à 64 cm). Le volume $V_g = WH_gL_0$ de la colonne granulaire va ainsi de $1,35 \text{ dm}^3$ pour la colonne la plus modeste à $11,7 \text{ dm}^3$ pour la plus imposante. Cela a permis d'atteindre des rapports d'aspect compris entre 1,1 et 20,8, une gamme proche de celle explorée pour les expériences d'effondrement sec. D'autre part, le nombre de FROUDE Fr_0 a été varié de 1,2 à 5,1. Ainsi, ce travail de thèse a permis d'explorer des géométries variées, sur une plage de valeurs de Fr_0 et a plus étendue que les précédentes études sur le sujet [75, 135]. La motivation derrière toutes ces expériences était notamment de pouvoir quantifier précisément l'influence de chaque paramètre sur l'onde produite.

H_g (cm)	L_0 (cm)	V_g (dm ³)	h_0 (cm)	H_0 (cm)	a	Fr_0	Symboles
9	10	1,35	[2 – 25]	[11 – 34]	[1,1 – 3,4]	[1,2–2,6]	■
19	10	2,85	[2 – 25]	[21 – 44]	[2,1 – 4,4]	[1,3–3,2]	●
29	10	4,35	[2 – 20]	[31 – 49]	[3,1 – 4,9]	[1,6–4,0]	▲
39	5	2,93	[2 – 25]	[41 – 64]	[8,2 – 12,8]	[1,6–4,5]	▼
39	10	5,85	[2 – 20]	[41 – 59]	[4,1 – 5,9]	[1,7–4,5]	★
39	14,5	8,48	[2 – 20]	[41 – 59]	[2,8 – 4,1]	[1,7–4,5]	◆
39	20	11,7	[2 – 20]	[41 – 59]	[2,1 – 3,0]	[1,7–4,5]	▲
50	[2,5 – 8,5]	[1,88 – 6,38]	2	52	[6,1 – 20,8]	5,1	▼

TABLE II.2 – Paramètres expérimentaux variés lors des expériences de génération d'ondes : dimensions H_g et L_0 de la colonne granulaire initiale, qui définissent un volume de grains $V_g = WH_gL_0$, et profondeur h_0 de l'eau au repos. À partir de ces variables on peut également définir la hauteur totale H_0 de la colonne solide (incluant grains et marche). Cela revient à faire varier les deux nombres sans dimension du problème, le rapport d'aspect $a = H_0/L_0$ et le nombre de FROUDE $Fr_0 = \sqrt{H_0/h_0}$. Les symboles et couleurs associés à chaque série d'expériences sont présentés dans la dernière colonne.



II.3 Conclusion

Au cours de ce chapitre, le dispositif expérimental employé lors de cette thèse a été présenté, que ce soit dans le cas des expériences d'effondrement sec ou de génération d'ondes impulsionnelles. Le protocole, les choix expérimentaux, le traitement des données et les différentes campagnes de mesures effectuées ont aussi été détaillés dans les précédentes sous-sections. Ce chapitre était enfin l'occasion de définir les nombres sans dimensions clés du problème, qui seront souvent évoqués dans les prochaines parties de ce manuscrit afin de décrire les effondrements granulaires et les ondes que ceux-ci peuvent générer. L'idée centrale, sous-jacente à l'utilisation de ce dispositif, est de se doter d'expériences modèles simples (géométrie quasi-bidimensionnelle, milieu granulaire monodisperse), mais possédant toutefois les ingrédients nécessaires pour reproduire la physique d'écoulements géophysiques complexes pouvant survenir dans la nature (chute d'une falaise, d'un pan de montagne, tsunami généré par un glissement de terrain). Le fait d'avoir étudié d'une part l'effondrement granulaire sec, et de l'autre son application à la génération d'ondes, nous permet d'avoir un découplage intéressant du problème. De cette manière, on peut en effet facilement caractériser la dynamique d'effondrement des grains dans l'air, avant d'analyser leur action sur l'eau. Ainsi, dans le cas de la génération de vagues, il sera possible de distinguer les effets liés au type de forçage (*i.e.*, la chute d'un milieu granulaire) et les mécanismes généraux de formation d'une vague impulsionnelle.

Le lecteur est à présent invité à découvrir les résultats obtenus à l'issue de ce travail expérimental. Le prochain chapitre sera entièrement consacré aux effondrements granulaires secs. Il est en effet opportun de commencer la discussion par cette configuration, car plusieurs résultats obtenus dans ce cas serviront par la suite pour la compréhension des ondes impulsionnelles.

DYNAMIQUE DES EFFONDREMENTS GRANULAIRES SECS

 N s'intéresse dans cette partie aux effondrements granulaires secs, et en particulier à la dynamique de chute des grains. Si l'expérience est simple à réaliser, elle cache cependant une grande richesse dans le problème physique posé. Cela explique le nombre de travaux qui ont été consacrés à ce sujet lors des deux dernières décennies [2, 6, 7, 17, 27, 43, 76, 77, 86-90, 93, 94, 96, 97, 102, 103, 105, 106, 115, 117, 122, 138, 144, 152, 153, 156, 161, 162, 164, 165, 169, 179, 183, 185, 187, 188], ainsi que le fait que certaines zones d'ombres demeurent dans la compréhension de l'effondrement d'une colonne de grains, comme l'origine des lois d'échelles qui gouvernent la géométrie finale des dépôts. L'étude présentée ici s'inscrit dans la continuité de ces travaux, et s'intéresse à l'aspect dynamique du problème, peu étudié jusqu'à présent. Le but est ici de répondre à deux questions : comment la colonne de grains chute verticalement tout en s'étalant horizontalement au cours d'une expérience et, d'autre part, comment l'effondrement granulaire est-il impacté par la manière dont on libère la colonne initiale. La première problématique mène à interroger la dynamique de l'effondrement granulaire dont l'importance, nous le verrons par la suite, est capitale pour comprendre les ondes impulsionnelles générées par ce type de forçage. La recherche d'une réponse à la seconde question amène quant à elle à caractériser l'influence du mécanisme de libération de la colonne sur la dynamique de l'effondrement, afin de proposer un critère quantitatif permettant de s'en affranchir.

Dans ce chapitre, on présentera tout d'abord le phénomène étudié, avant de discuter des expériences réalisées à hautes, puis basses vitesses V d'ouverture de porte. Enfin, le cas d'une colonne initiale à géométrie fixe, pour laquelle on fait varier graduellement V , sera considéré, afin de trouver la limite au-delà de laquelle il n'y a plus d'influence de la vitesse d'ouverture de porte sur la dynamique de l'effondrement.

Le lecteur pourra retrouver l'essentiel de ces résultats dans un article publié dans *Physical Review E* (SARLIN *et al.* [144], 2021).



III.1 Phénoménologies observées

Dans cette première partie, on s'intéresse tout d'abord à la description qualitative des effondrements granulaires réalisés. Les séquences d'images des figures III.1 et III.2 illustrent ainsi les différents comportements d'avalanches observés. Au commencement de l'expérience, lorsque la porte coulissante est relevée, l'écoulement granulaire s'initie systématiquement depuis la base de la colonne. Puis, plusieurs dynamiques d'effondrement et géométries finales des dépôts sont observées en fonction du rapport d'aspect initial a de la colonne et de la vitesse d'ouverture V de la porte coulissante.

Dans le cas d'une grande vitesse de libération de la porte (expériences de la série A dans la table II.1), l'effondrement granulaire classique est observé, comme illustré en figures III.1(a)-(f) pour une colonne élancée ($H_0 = 37,5$ cm, $L_0 = 7,5$ cm, et $a = 5$) : on constate une propagation rapide des grains proches de la base de la cuve, l'affaissement de la colonne initiale, et le brusque ralentissement de l'avalanche qui prélude à la formation du dépôt final. Ce comportement est similaire à ce qui a été mis en évidence dans d'autres études [90, 102], et a été notamment qualifié de régime de chute libre par STARON et HINCH [153]. Les grains sont entraînés avec une forte inertie, ce qui conduit à la formation d'un tas granulaire dont le profil dans le plan xOz présente une concavité d'autant plus significative que le rapport d'aspect initial de la colonne est important [figure III.1(f)]. Si les grains situés initialement dans la partie inférieure de la colonne ont essentiellement un mouvement horizontal [figure III.1(b)], on peut remarquer que la partie supérieure de la colonne semble subir une phase d'accélération verticale [figures III.1(b)-(c)]. Celle-ci se produit uniquement pour les grands rapports d'aspect (lorsque $a \gtrsim 3$, dans les présentes expériences), en accord avec les simulations numériques de STARON et HINCH [153].

Pour les expériences réalisées à faible vitesse d'ouverture de porte (série B), un comportement radicalement différent est observé, comme illustré sur la figure III.1(g)-(l). Comme la porte se relève très lentement dans ce cas, l'inertie des grains est pratiquement inexistante : cela explique qu'on observe un effondrement quasi-statique, qui peut se décomposer en de petites avalanches successives et sporadiques dans le temps. À chaque instant, le profil de la surface libre (interface entre les grains et l'air) semble être approximativement triangulaire, avec une pente fixée par l'angle de repos du matériau granulaire. Le lecteur attentif pourra remarquer une légère convexité du profil, surtout visible au début de l'expérience [figures III.1(h)-(j)]. Cette non-linéarité pourrait être due à la pression exercée par les grains proches de la porte, dont l'effet se ferait alors de moins en moins sentir à mesure que celle-ci se relève. Des effets de tailles finies, survenant au début de l'effondrement, pourraient aussi contribuer à créer cette convexité. Ces effets disparaissent au cours de l'expérience, et la forme du dépôt final est triangulaire, comme illustré en figure III.1(l). Il n'y a donc pas de courbure de l'interface finale, à l'inverse des expériences à grande vitesse d'ouverture de porte, ce qui indique que celle-ci est bien provoquée par l'inertie des

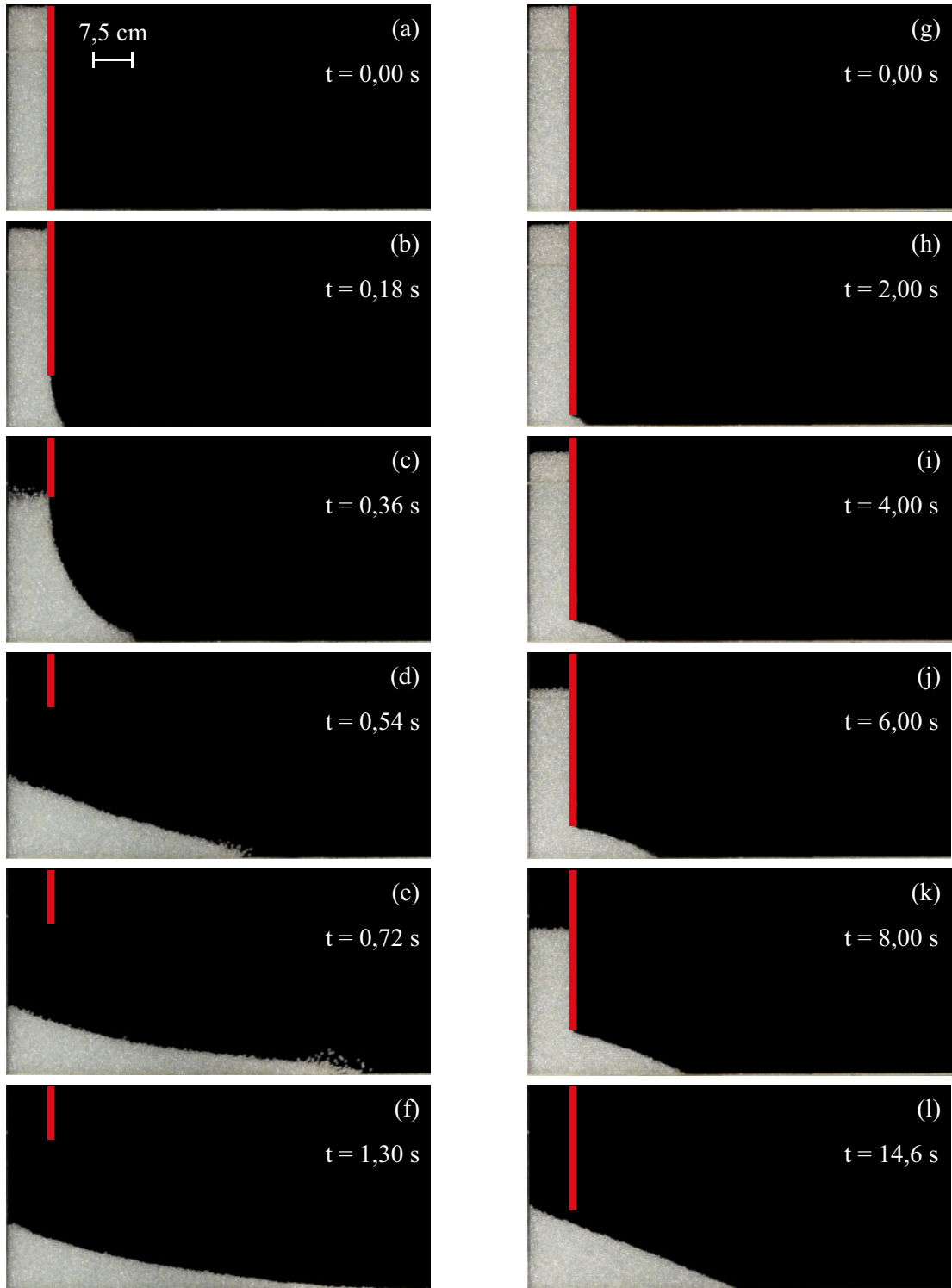


FIGURE III.1 – Séquence d'images montrant l'effondrement d'une colonne granulaire rectangulaire, pour laquelle $H_0 = 37,5 \text{ cm}$ et $L_0 = 7,5 \text{ cm}$ ($a = 5$). Expérience à (a)-(f) grande vitesse d'ouverture de porte $V = 1,2 \text{ m.s}^{-1}$, et (g)-(l) à faible vitesse $V = 0,01 \text{ m.s}^{-1}$. La ligne rouge indique l'emplacement de la porte coulissante à chaque instant.

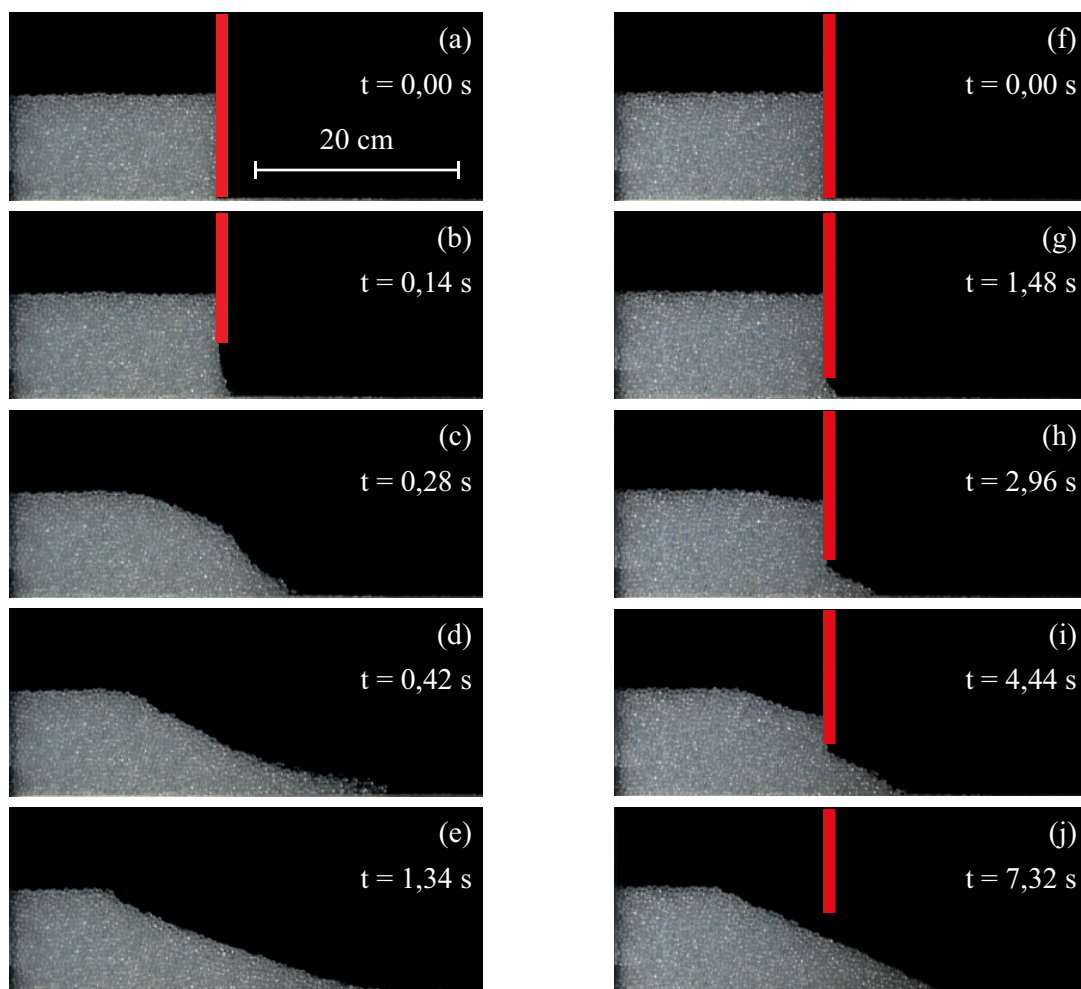


FIGURE III.2 – Séquence d’images montrant l’effondrement d’une colonne granulaire rectangulaire où $H_0 = 10 \text{ cm}$ et $L_0 = 20 \text{ cm}$ ($a = 0,5$). (a)-(e) Expérience avec une grande vitesse d’ouverture de porte $V = 1,2 \text{ m.s}^{-1}$, et (f)-(j) à faible vitesse $V = 0,01 \text{ m.s}^{-1}$. La ligne rouge indique l’emplacement de la porte coulissante à chaque instant, si celle-ci est visible.

grains. Pour une géométrie initiale donnée, la distance de *run-out* (extension horizontale extrême du dépôt final, telle que définie dans la partie II.2.4) est systématiquement plus grande pour les expériences à grande vitesse d'ouverture de porte, tandis que la hauteur maximale finale du dépôt granulaire est plus importante pour les expériences où V est faible.

À cette différence de comportement liée à la vitesse d'ouverture V , s'ajoute une variabilité des formes finales observées pour le dépôt granulaire en fonction du rapport d'aspect de la colonne initiale, comme cela a déjà été rapporté dans la littérature [90, 102] et évoqué dans la partie I.2 de ce manuscrit. Si, dans le cas de colonnes élancées, comme pour la figure III.1 où $a = 5$, on obtient une géométrie globalement triangulaire (avec une courbure de l'interface plus ou moins marquée en fonction de V , comme discuté précédemment), un autre comportement est observé pour les rapports d'aspect les plus modestes. En effet, quand $a \lesssim 0,8$, la forme finale du dépôt est trapézoïdale, comme présenté en figure III.2 pour une colonne de rapport d'aspect $a = 0,5$ ($H_0 = 10$ cm et $L_0 = 20$ cm) et (a)-(e) une grande ou (f)-(j) une faible vitesse d'ouverture de porte V . Cette géométrie apparaît à peu près aux mêmes rapports d'aspect dans les deux situations. Par conséquent, seule une fraction du volume initial de grains s'effondre au cours de l'expérience, et on observe alors qu'augmenter la largeur L_0 n'a plus d'effet sur l'avalanche de grains. En conséquence, pour une hauteur de colonne H_0 donnée, il y a un effet saturant de L_0 , et donc du rapport d'aspect. Par ailleurs, la dynamique d'effondrement semble être identique au cas de la figure III.1 : présence d'inertie à grande vitesse de libération de la porte, et évolution quasi-statique pour de faibles valeurs de V .

On peut résumer ces observations de la manière suivante : tandis que le rapport d'aspect a gouverne la morphologie finale du dépôt, la dynamique de l'effondrement est quant à elle influencée à la fois par la vitesse de libération de la porte V et par a . Cette remarque clôt une première description qualitative du phénomène étudié. Il convient maintenant de donner une discussion plus quantitative de la dynamique de chute des grains pour chaque régime. L'évolution quasi-statique va d'abord être traitée, avant d'aborder le régime de chute libre, puis de conclure sur la transition entre ces deux cas extrêmes.

III.2 Évolution quasi-statique

On se restreint ici aux expériences réalisées à faible vitesse d'ouverture de porte V (série B). Dans ce cas, une évolution quasi-statique se produit pour l'effondrement, comme évoqué précédemment : à chaque instant, l'interface entre les grains et l'air est triangulaire. Ainsi, l'état final ne présente pas de courbure, comme cela a été mentionné précédemment, et la dynamique d'avancée du milieu granulaire est pilotée par le lent retrait de la porte coulissante. Une information clé dans ce cas réside dans la morphologie finale du dépôt, caractérisée classiquement par la hauteur maximale finale H_∞ et la distance

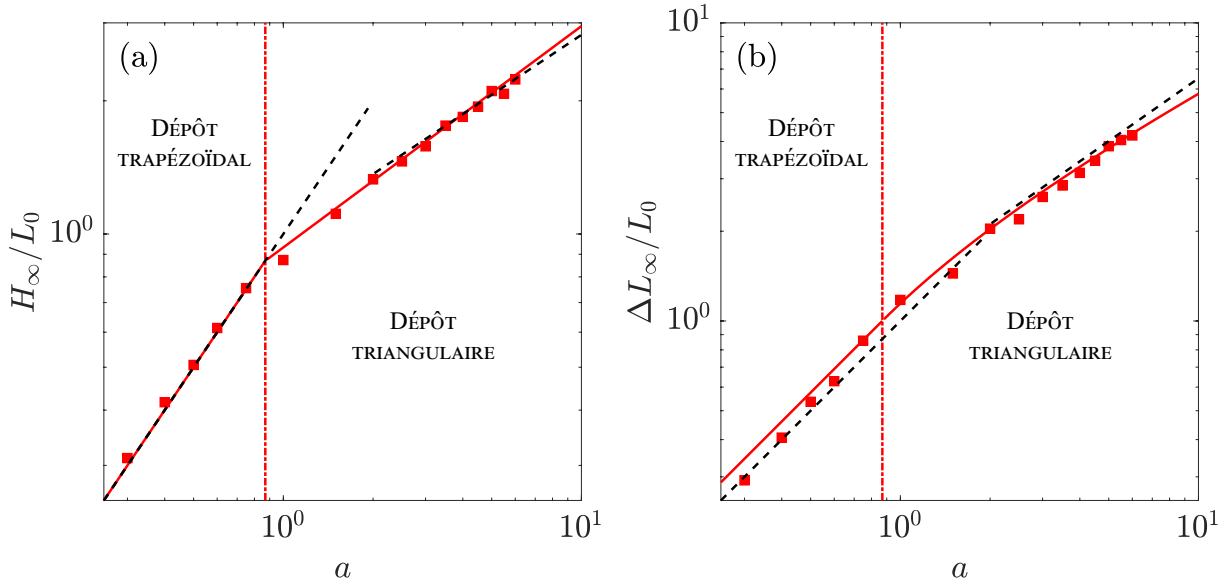


FIGURE III.3 – Évolution de (a) la hauteur finale H_∞/L_0 et (b) de la distance de *run-out* $\Delta L_\infty/L_0$ renormalisées, en fonction du rapport d'aspect de la colonne initiale a . (■) Expériences à faible vitesse d'ouverture de porte (série B); (—) Lois de puissance données par les équations (III.2a), (III.2b), (III.3a), et (III.3b), en prenant $\theta_r = 23,5^\circ$; (---) Rapport d'aspect critique $a_c \simeq 0,87$ séparant les géométries finales trapézoïdales et triangulaires, comme défini par l'équation (III.4); (---) Lois d'échelles de MERIAUX [115].

de *run-out* $\Delta L_\infty = L_\infty - L_0$ [7, 90, 102]. À ce titre, les figures III.3(a)-(b) présentent ces deux longueurs, renormalisées par la largeur initiale de la colonne L_0 , en fonction du rapport d'aspect a (les deux graphiques sont présentés en échelle logarithmique). Les points expérimentaux (■) croissent strictement avec le rapport d'aspect a sur toute la gamme explorée. De plus, on observe deux régimes, qui dépendent eux-aussi de a , et se reflètent à travers les changements de pente suivie par les points expérimentaux. L'origine de ces régimes est en réalité purement géométrique. En effet, pour des rapports d'aspect suffisamment grands ($a \gtrsim 0,9$), la forme finale du dépôt est triangulaire, comme illustré sur le schéma de la figure III.4(a). En considérant qu'il y a conservation du volume au cours de l'expérience [102], ce qui implique que la décompaction du milieu granulaire est négligeable, et que la géométrie finale est fixée par l'angle de repos θ_r du matériau, on obtient deux équations

$$H_0 L_0 = \frac{H_\infty L_\infty}{2}, \quad (\text{III.1a})$$

$$\frac{H_\infty}{L_\infty} = \tan \theta_r, \quad (\text{III.1b})$$

dont la résolution donne alors la géométrie finale

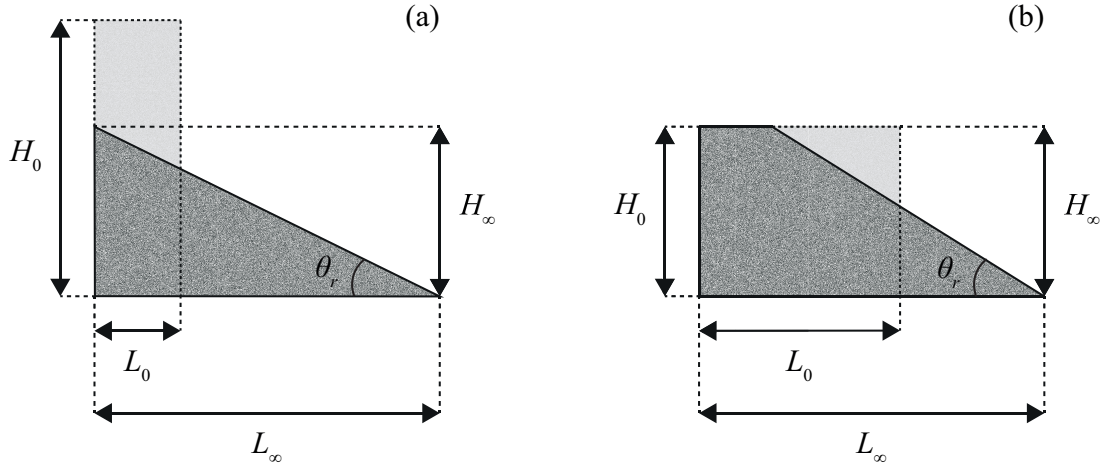


FIGURE III.4 – Schéma illustrant les deux formes finales du dépôt granulaire obtenues en régime quasi-statique : (a) géométrie triangulaire, et (b) morphologie trapézoïdale.

$$\frac{H_\infty}{L_0} = \sqrt{2a \tan \theta_r}, \quad (\text{III.2a})$$

$$\frac{\Delta L_\infty}{L_0} = \sqrt{\frac{2a}{\tan \theta_r}} - 1. \quad (\text{III.2b})$$

En revanche, pour des rapports d'aspects faibles ($a \lesssim 0,9$ dans les expériences), une morphologie finale trapézoïdale est observée, comme illustré par le schéma de la figure III.4(b) ainsi que par la figure III.2(j). La conservation de la masse et le fait que $H_\infty = H_0$ dans ce cas permet d'arriver aux relations suivantes :

$$\frac{H_\infty}{L_0} = a, \quad (\text{III.3a})$$

$$\frac{\Delta L_\infty}{L_0} = \frac{a}{2 \tan \theta_r}. \quad (\text{III.3b})$$

Par conséquent, le rapport d'aspect critique a_c , marquant la transition entre les deux formes finales de dépôt, s'obtient en égalant les équations (III.2a) et (III.3a) [ou (III.2b) et (III.3b)] :

$$a_c = 2 \tan \theta_r. \quad (\text{III.4})$$

Les relations (III.2a), (III.2b), (III.3a) et (III.3b) sont reportées en traits pleins rouges sur la figure III.3, et la valeur de a_c issue de l'équation (III.4) est également indiquée par le trait vertical en tirets pointillés. On prend ici $\theta_r = 23,5^\circ$ pour l'angle de repos du milieu granulaire, ce qui correspond à la valeur mesurée dans le chapitre précédent

pour les billes de verre utilisées. Un bon accord quantitatif entre ces prédictions et les données expérimentales est observé. Seuls les points à très faible rapport d'aspect ont des valeurs de *run-out* légèrement plus petites que celles prédites par l'équation (III.3b), ce qui pourrait être dû à des effets de taille finie. La valeur du rapport d'aspect critique est déterminée à partir de la relation (III.4), et on obtient $a_c \simeq 0,87$, ce qui semble effectivement correspondre à la transition entre les deux régimes trapézoïdal et triangulaire sur la figure III.3. Ainsi, l'effondrement granulaire qui se produit à faible vitesse de libération de la colonne possède une évolution quasi-statique, et la géométrie finale du dépôt dépend du rapport d'aspect de la colonne initiale et de l'angle de repos du milieu granulaire.

De ces remarques il découle que l'inertie est absente du problème, et que la pente du dépôt résultant correspond à celle obtenue lors de la mesure de θ_r par la méthode de l'entonnoir, qui est la même que celle qu'on obtiendrait en versant infiniment lentement des grains sur un plan. On comprend alors pourquoi les relations obtenues pour décrire la géométrie finale sont identiques à celles mises en évidence par BOUGOUIN et LACAZE [17], dans le cas d'un effondrement granulaire immergé en régime visqueux de l'écoulement fluide-grains. En effet, la viscosité produit une force de trainée sur les grains, qui lorsqu'elle devient importante prend le dessus sur l'inertie du mouvement. Elle va alors jouer un rôle analogue à celui de la porte coulissante dans nos expériences, à savoir celui de freiner l'effondrement granulaire tout en lui permettant d'atteindre à l'équilibre une forme dictée par son angle de repos.

Un problème analogue a été étudié par MÉRIAUX [115], et consiste en l'étude du régime quasi-statique d'effondrement granulaire obtenu lorsque la colonne est lentement libérée par une porte coulissant horizontalement. MÉRIAUX [115] a proposé les lois empiriques suivantes pour la géométrie finale du dépôt, obtenues avec des billes de verres de diamètre compris entre $600 \mu\text{m}$ et $850 \mu\text{m}$:

$$\frac{H_\infty}{L_0} \simeq \begin{cases} a & \text{quand } a \lesssim 2, \\ a^{0,45} & \text{quand } a \gtrsim 2, \end{cases} \quad (\text{III.5})$$

$$\frac{\Delta L_\infty}{L_0} \simeq \begin{cases} a & \text{quand } a \lesssim 2, \\ 1,3 a^{0,7} & \text{quand } a \gtrsim 2. \end{cases} \quad (\text{III.6})$$

Celles-ci ont été reportées en traits pointillés sur les figures III.3(a) et (b). Exception faite de l'erreur sur la hauteur relative entre $a_c \leq a \leq 2$, qui semble être due à un découpage approximatif entre les régimes triangulaire et trapézoïdal, on observe que ces lois d'échelles sont très proches quantitativement des relations (III.2a), (III.2b), (III.3a) et (III.3b). Ce bon accord entre les deux approches confirme à nouveau l'universalité

du régime quasi-statique, qui apparaît systématiquement dans le problème dès lors que l'inertie est supprimée.

III.3 Régime de chute libre

Cette partie va à présent s'intéresser aux effondrements réalisés avec une grande vitesse d'ouverture de porte (*i.e.*, les expériences de la série A). Dans ce cas, on se situe dans le régime de chute libre [17, 153], qui mène à un comportement différent de celui de la partie précédente. Le problème est alors plus subtil, car l'inertie n'est plus négligeable : cela explique le nombre d'études portant sur le sujet, ainsi que le fait qu'à ce jour il n'existe pas de modèle théorique complet permettant de décrire ce régime [7, 27, 43, 76, 86-90, 102, 103, 105, 117, 122, 144, 152, 153, 162, 165, 179, 188].

III.3.1 Géométrie finale des dépôts

Pour ces expériences, on s'intéresse dans un premier temps à la géométrie finale du dépôt, à l'instar de qui a été fait dans la partie III.2 de ce chapitre. Ainsi, l'évolution de H_∞/L_0 et de $\Delta L_\infty/L_0$ en fonction du rapport d'aspect a est présentée sur les figures III.5(a) et III.5(b), respectivement. Les données expérimentales (●) présentent ici aussi une stricte croissance avec le rapport d'aspect sur la plage de valeurs explorées, et des ruptures de pentes sont présentes, ce qui indique l'existence de plusieurs régimes, en accord avec ce qui a été mentionné dans la partie I.2 de cette thèse. Sur les deux représentations, les données issues des travaux de LAJEUNESSE *et al.* [90] ont été ajoutées (□) : les deux séries de mesures, réalisées sur deux expériences différentes, se superposent. Comme ces auteurs ont eux-aussi utilisé des billes de verre, mais de diamètre 1, 15 mm et 3 mm (alors que dans la présente étude, $d = 5$ mm), cela indique que la taille des grains n'a pas d'influence significative sur la forme finale des dépôts, du moins aux échelles considérées.

On peut alors, de manière analogue aux études précédentes sur le régime de chute libre de l'effondrement granulaire sec [7, 90, 102, 153], décrire H_∞/L_0 et $\Delta L_\infty/L_0$ avec des lois de puissance empiriques du rapport d'aspect. Le meilleur ajustement appliqué aux données de la série A, inspiré des résultats de l'étude de LAJEUNESSE *et al.* [90] qui ont été partiellement présentés dans la partie I.2 de ce manuscrit, fournit les relations suivantes :

$$\frac{H_\infty}{L_0} \simeq \begin{cases} a & \text{quand } a \lesssim 0,8, \\ 0,93 a^{1/3} & \text{quand } a \gtrsim 0,8, \end{cases} \quad (\text{III.7})$$

$$\frac{\Delta L_\infty}{L_0} \simeq \begin{cases} 1,85 a & \text{quand } a \lesssim 3, \\ 2,67 a^{2/3} & \text{quand } a \gtrsim 3. \end{cases} \quad (\text{III.8})$$

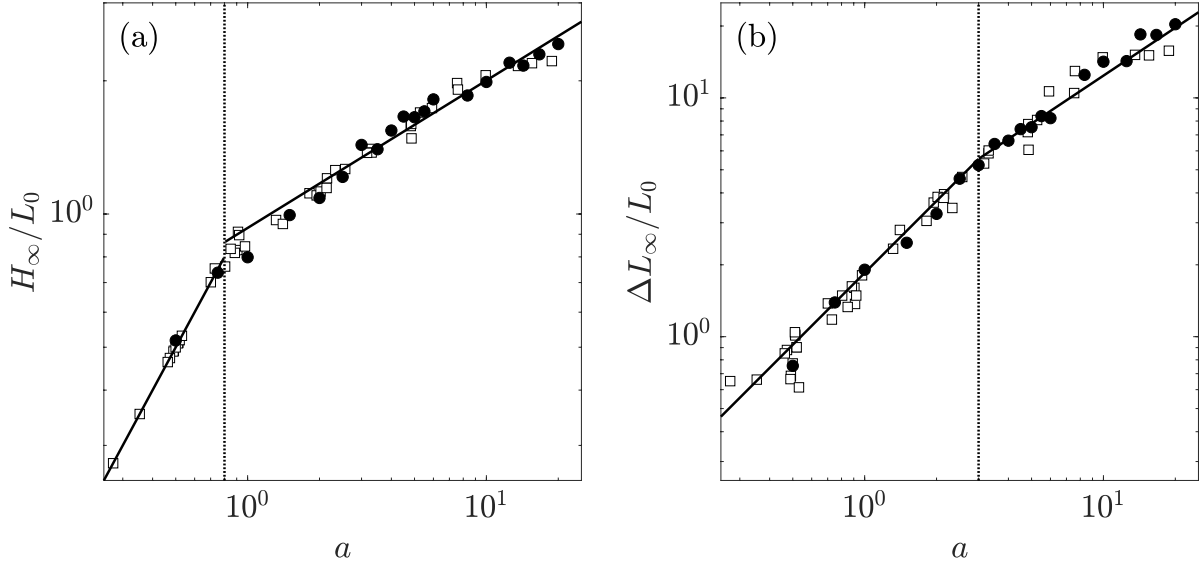


FIGURE III.5 – Évolution de (a) la hauteur finale H_∞/L_0 et (b) de la distance de *run-out* $\Delta L_\infty/L_0$, renormalisées par L_0 , en fonction du rapport d'aspect de la colonne initiale a . (●) Expériences à grande vitesse d'ouverture de porte (série A); (---) Lois de puissance données par les equations (III.7) et (III.8); (.....) Rapport d'aspect de transition (a) $a_t \simeq 0,8$ et (b) $a_t \simeq 3$; (□) Points expérimentaux de LAJEUNESSE *et al.* [90].

Ces lois d'échelles sont reportées en traits pleins sur les figures III.5(a) et III.5(b), et on observe un bon accord avec les données expérimentales. Cette évolution non triviale en loi de puissance du rapport d'aspect est donc représentative d'un effondrement obtenu lorsque la colonne est libérée quasi-instantanément : il n'y a ici pas d'influence de la porte coulissante sur la dynamique de chute des grains. Deux régimes existent pour la hauteur finale relative du dépôt : un comportement linéaire est observé quand $a \lesssim 0,8$, car $H_\infty = H_0$ (forme finale trapézoïdale) et, pour $a \gtrsim 0,8$, H_∞/L_0 dépend du rapport d'aspect a porté à un exposant $1/3$. Pour la distance de *run-out* renormalisée, on observe également deux régimes, mais dont la transition (autour de $a \simeq 3$) diffère de la valeur $a \simeq 0,8$ pour la hauteur finale : un régime linéaire à faible rapport d'aspect ($a \lesssim 3$), puis une dépendance au rapport d'aspect a à la puissance $2/3$ ($a \gtrsim 3$). La présence de ces régimes dans les lois d'échelles décrivant la forme finale du dépôt n'a pas encore été expliquée par un modèle analytique, même si leur existence a été liée à la masse de grains effective impliquée dans l'effondrement par STARON et HINCH [153]. Les préfacteurs des équations (III.7) et (III.8), quant à eux, sont connus pour varier avec les propriétés matérielles et frictionnelles du milieu granulaire et du support utilisés [7, 89, 105].

Une comparaison des valeurs prises par H_∞/L_0 et $\Delta L_\infty/L_0$ pour les deux situations d'effondrements quasi-statique et en chute libre révèle le comportement suivant : pour un rapport d'aspect donné, la distance de *run-out* est systématiquement plus grande dans

le cas du régime de chute libre. Cela se comprend, car l'inertie présente dans ce cas tend à favoriser l'étalement horizontal de la colonne. De plus, la hauteur finale est toujours plus grande pour un effondrement quasi-statique, sauf pour les faibles rapport d'aspect ($a \lesssim 0,8 - 0,9$) où la condition $H_\infty = H_0$ prévaut : le fait de contenir l'effondrement va en effet freiner le mouvement, et donc l'affaissement de la colonne initiale sera moins prononcé.

III.3.2 Étude de la dynamique de l'effondrement

Si l'étude de la morphologie finale du dépôt granulaire est importante, notamment de par l'intérêt de pouvoir estimer la distance de *run-out* d'un glissement de terrain ou d'une avalanche à partir de sa géométrie initiale, la dynamique d'ensemble de l'effondrement a jusqu'ici été assez peu abordée. Pourtant, les lois empiriques obtenues, ainsi que l'absence de justification théorique de celles-ci, montrent que le mouvement des grains est complexe, et que plusieurs régimes d'effondrement peuvent survenir en fonction de la morphologie initiale de la colonne granulaire. À ce titre, on souhaite comprendre dans cette partie deux phases cruciales de l'effondrement : celle de l'affaissement vertical de la colonne initiale, et celle de son étalement horizontal. Ces éléments ont été partiellement traités dans les simulations numériques de STARON et HINCH [153], qui ont regardé l'évolution de la hauteur maximale de la colonne et de la distance de *run-out* au cours du temps. Afin de rendre compte de ces deux dynamiques d'ensemble le plus fidèlement possible, on leur fera respectivement correspondre les deux grandeurs $H(x, t)$ et $L(z, t)$ présentées dans la section II.2.4 du manuscrit. Au cours d'une expérience, la première quantité désigne la hauteur à l'abscisse x et au temps t de l'interface entre les grains et l'air. D'autre part, $L(z, t)$ correspond à l'étalement horizontal atteint par le milieu granulaire à une altitude z et au temps t . Comme indiqué dans la section II.2.4, ces quantités sont évaluées, pour chaque expérience, en plusieurs abscisses et ordonnées, respectivement.

Affaissement vertical de la colonne granulaire

Deux exemples de variations de $H(x, t)$ avec le temps sont présentés sur la figure III.6, pour deux géométries de colonne représentatives : (a) $H_0 = 10$ cm et $L_0 = 20$ cm (colonne de faible rapport d'aspect $a = 0,5$), et (b) $H_0 = 37,5$ cm et $L_0 = 7,5$ cm (colonne élancée, avec $a = 5$). Pour chaque représentation, les dix courbes correspondent à dix abscisses différentes $0 \leq x \leq L_0$ (comme défini sur le schéma de la figure II.8(b)). Pour les expériences à faible rapport d'aspect, comme illustré sur la figure III.6(a), on observe deux comportements, en fonction de l'abscisse considérée. Pour de petites valeurs de celle-ci, la hauteur $H(x, t)$ reste constante au cours de l'expérience et égale à H_0 . On rappelle que pour les rapports d'aspect les plus modestes seule une fraction de la colonne s'effondre, le reste demeurant parfaitement immobile au cours de l'expérience : la forme finale du dépôt est par conséquent trapézoïdale, avec $H_\infty = H_0$. Pour des plus grandes valeurs de

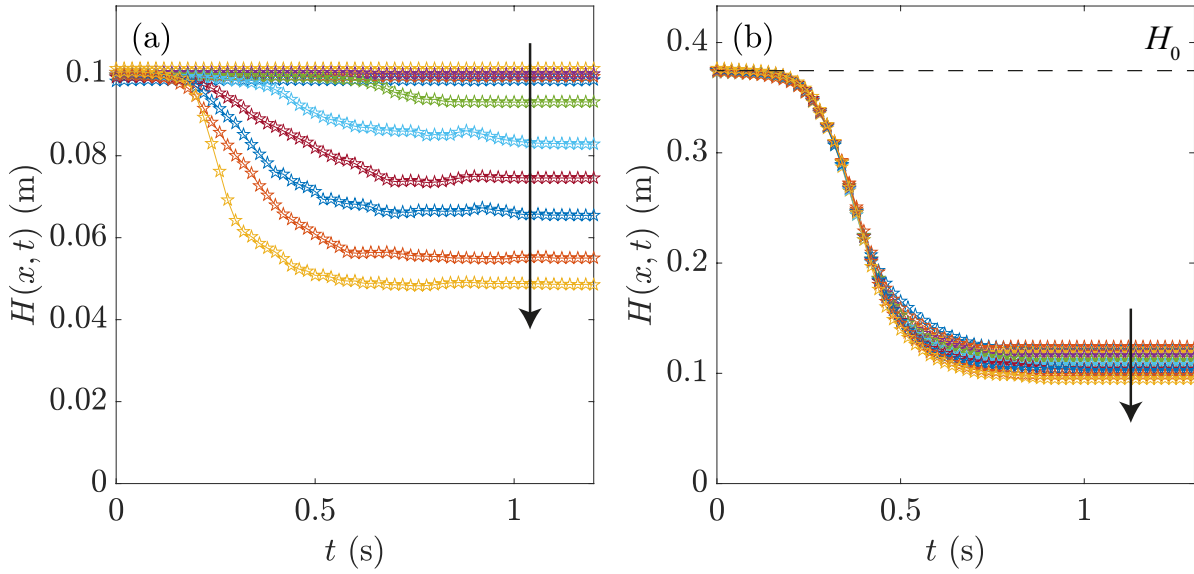


FIGURE III.6 – Évolution temporelle de la hauteur $H(x,t)$ d'une colonne initiale de dimensions (a) $H_0 = 10$ cm et $L_0 = 20$ cm ($a = 0,5$), et (b) $H_0 = 37,5$ cm et $L_0 = 7,5$ cm ($a = 5$). Dans chaque cas, dix courbes, correspondant à dix abscisses initiales différentes $0 \leq x \leq L_0$, sont présentées. Les flèches noires indiquent le sens des x croissants.

x , cependant, $H(x,0) = H_0$, puis $H(x,t)$ décroît au bout d'un temps différent selon les abscisses considérées, avant de finalement atteindre une valeur finale $H_f(x)$. On remarque que le temps mis pour atteindre $H_f(x)$ varie lui-aussi avec la position x considérée. La forme de la décroissance de $H(x,t)$ indique que le mouvement se compose d'une phase d'accélération, suivie d'une décélération jusqu'à l'état final. Pour des colonnes plus élan-cées ($a \gtrsim 3$ dans les expériences), la dynamique d'effondrement est différente, comme cela est illustré par la figure III.6(b) : si $H(x,t)$ décroît toujours de H_0 à $H_f(x)$, toutes les courbes se superposent pendant la phase d'accélération. Cela signifie que, dans ce cas, le haut de la colonne tombe uniformément vers le bas : les grains situés à différentes abscisses suivent donc un même mouvement d'ensemble (*i.e.*, des trajectoires parallèles). Lors de la phase de décélération, en revanche, les courbes se séparent en des temps légèrement différents, ce qui mène à des hauteurs finales $H_f(x)$ qui varient avec x , comme l'illustre le schéma de la figure II.8(a).

Ce mouvement d'ensemble lors de l'affaissement du haut de la colonne mérite que l'on s'y attarde. En effet, celui-ci ne survient que pour les grands rapports d'aspect $a \gtrsim 3$ dans nos expériences. Cette distinction de comportement entre les rapports d'aspect supérieurs et inférieurs à 3 fait écho à l'existence de deux régimes dans l'expression de la distance relative de *run-out* $\Delta L_\infty/L_0$ en fonction du rapport d'aspect donnée par l'équation (III.8). Cela rejoint également les observations de STARON et HINCH [153], qui notent un comportement similaire dans leurs simulations numériques quand $a \gtrsim 2,5$. Pour aller plus loin dans la description de ce mouvement collectif à grand rapport d'aspect, on

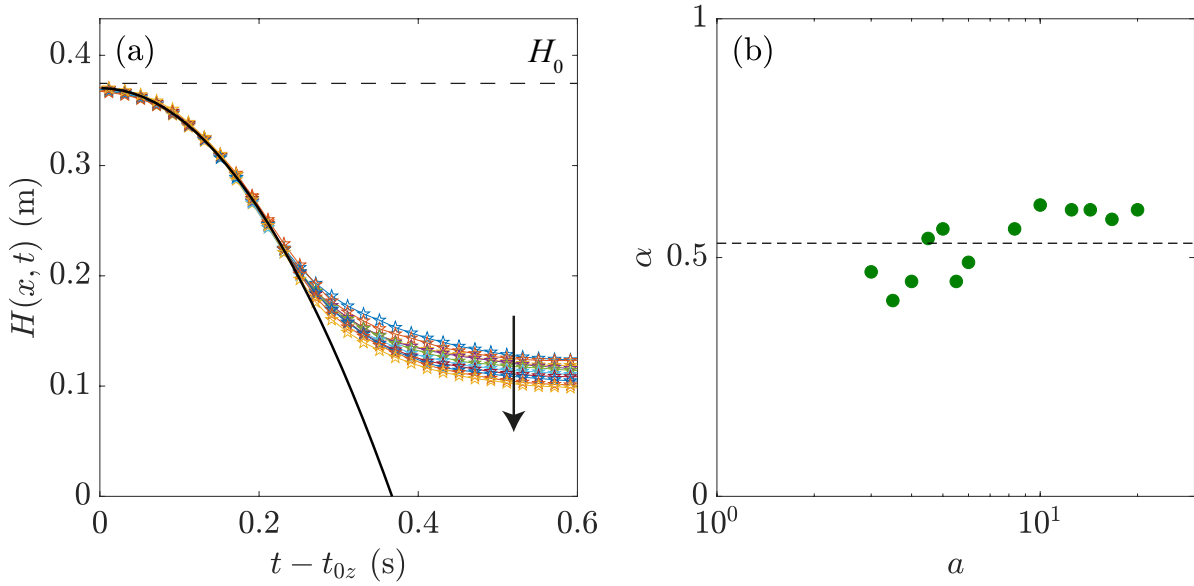


FIGURE III.7 – (a) Évolution de la hauteur $H(x, t)$ en fonction de $t - t_{0z}$, pour l'exemple présenté en figure III.6(b), et (—) équation (III.9) avec $\alpha = 0,56$. La flèche noire indique le sens des x croissants. (b) Coefficient α de l'équation (III.9) en fonction du rapport d'aspect initial de la colonne granulaire. (---) valeur moyenne $\bar{\alpha} = 0,53$.

détermine pour chaque courbe le temps t_{0z} pour lequel un déplacement vertical supérieur à $1,5d$ est détecté. Ce temps correspond à peu près au retard dans la chute des grains dû à la latence entre le moment où l'effondrement s'initie à la base de la colonne et celui où l'ensemble du milieu granulaire est en mouvement. On peut alors représenter l'évolution temporelle des courbes $H(x, t)$ en fonction du temps corrigé $t - t_{0z}$. Pour une expérience, on obtient alors, pour la phase d'accélération verticale, un excellent regroupement des données correspondant à différentes abscisses autour d'une courbe maîtresse d'équation

$$H(x, t) \simeq H_0 - \frac{1}{2}\alpha g (t - t_{0z})^2, \quad (\text{III.9})$$

avec α une constante. Cela est illustré en figure III.7(a), qui reprend l'exemple donné en figure III.6(b) et fait apparaître la courbe donnée par l'équation (III.9) avec $\alpha \simeq 0,56$. Il est intéressant de noter que l'équation (III.9) correspond à un mouvement de type chute libre, *i.e.*, avec une évolution quadratique en temps. Cependant, la présence du coefficient $\alpha < 1$ dans l'équation (III.9) nous indique que dans les expériences, la chute des grains n'est pas purement balistique.

Ce préfacteur α est systématiquement estimé pour toutes les expériences, et son évolution avec le rapport d'aspect initial de la colonne granulaire est présentée en figure III.7(b). Aucune valeur n'est reportée pour $a \lesssim 3$, car dans ce cas il n'y a pas de mouvement d'ensemble de type chute libre discernable. On remarque sur la figure III.7(b) que les valeurs de α pour $a \leq 8$ sont légèrement inférieures à celles obtenues à plus grands

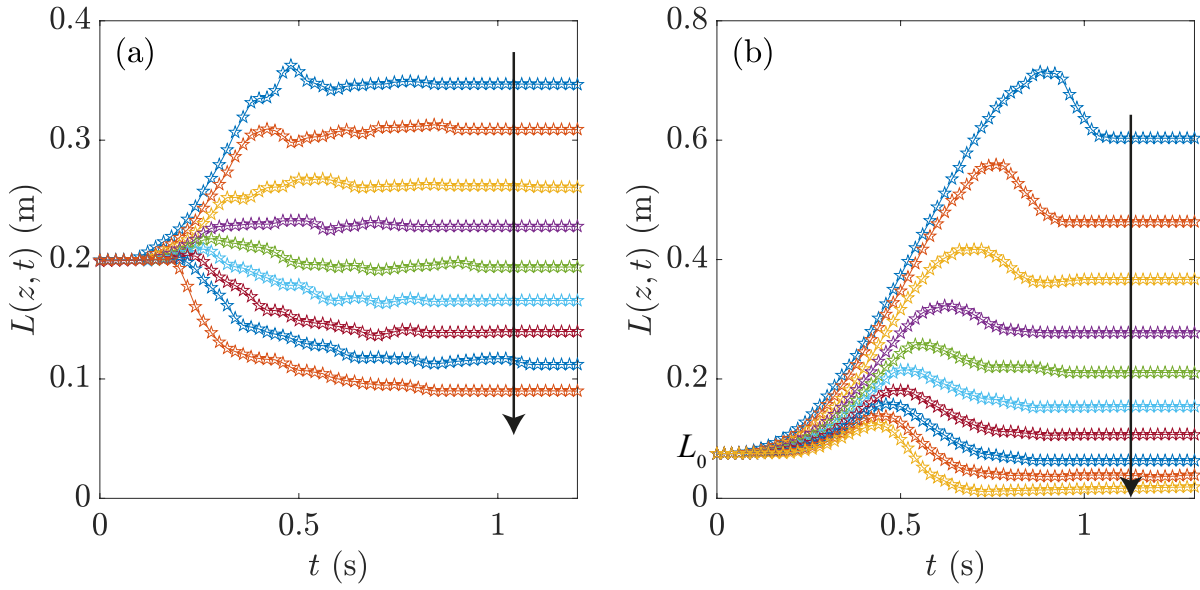


FIGURE III.8 – Distance d'étalement horizontal $L(z, t)$ en fonction du temps pour une colonne initiale de dimensions (a) $H_0 = 10$ cm et $L_0 = 20$ cm ($a = 0,5$), et (b) $H_0 = 37,5$ cm et $L_0 = 7,5$ cm ($a = 5$). Dans chaque cas, les dix courbes correspondent à dix altitudes initiales différentes $0 \leq z \leq H_\infty$. Les flèches noires indiquent le sens des z croissants.

rapports d'aspect, lesquelles semblent saturer à une valeur de 0,6. Cependant, la variation reste subtile, et au premier ordre les données sont réparties autour d'une valeur moyenne $\bar{\alpha} \simeq 0,53$, avec un écart maximal de l'ordre de 20 %.

Étalement horizontal

On s'intéresse à présent à un autre aspect clé de la dynamique de l'effondrement, à savoir l'évolution de l'étalement horizontal $L(z, t)$ à une altitude z . La figure III.8 illustre, pour les deux exemples de colonnes initiales de la figure III.6, l'évolution temporelle de cette quantité. Pour les faibles rapports d'aspects (voir figure III.8(a), avec $a = 0,5$), comme pour les colonnes élancées (figure III.8(b), avec $a = 5$), le même comportement est observé. Pour les petites altitudes z , l'étalement croît au cours du temps, avec une phase d'accélération, une période de propagation à vitesse constante, suivies d'une décélération du front de grains jusqu'à atteindre la position finale $L_f(z)$. Les courbes supérieures bleues sur les figures III.8(a) et (b), correspondant à $z = d$, illustrent bien cette allure typique : sa position finale est la distance de *run-out* finale L_∞ de l'avalanche granulaire, et son évolution caractéristique a déjà été mise en évidence dans de nombreux travaux, comme ceux de LUBE *et al.* [102], LAJEUNESSE *et al.* [90], STARON et HINCH [153] ou encore JING *et al.* [77] plus récemment. La présence d'une bosse, au cours de la phase de décélération, est cependant un peu surprenante, et n'a pas été observée par ces auteurs. Ce maximum dans les courbes semble indiquer un effet de dilatance à proximité du front de grains, dû possiblement à un fort cisaillement local et à la taille des grains utilisés, plus importante

que dans les études susmentionnées ($d = 5$ mm dans le cas présent).

Cette allure est de moins en moins prononcée à mesure que l'altitude considérée augmente, ce qui se comprend ainsi : au temps t , l'étalement est maximum à la base de la colonne, puis décroît avec z . Pour les plus grandes altitudes (proches de H_∞), un changement se produit [voir par exemple les cinq courbes inférieures de la figure III.8(b)] : une brève phase d'accélération demeure présente, mais une brusque décélération la suit rapidement, avant que le front de grains ne recule. On peut même observer que, pour les trois courbes inférieures de la figure III.8(b), l'étalement final $L_f(z)$ est inférieur à la largeur initiale L_0 de la colonne (comme illustré sur le schéma de la figure II.8(c) pour les grandes altitudes). Ce phénomène tient au fait que le front de grains avance initialement, avant qu'il n'y ait de moins en moins de grains disponibles pour participer à l'étalement de la colonne (fin de l'affaissement vertical de celle-ci), ce qui provoque un reflux du front. À l'extrême, la courbe inférieure de la figure III.8(a) ($a = 0,5$ dans ce cas) ne possède plus aucune phase d'accélération, et l'étalement ne fait que reculer. Le lecteur attentif pourra retrouver ce comportement sur les figures III.1(a)-(f) et III.2(a)-(e), en observant l'évolution de la position du front de grains en $z = H_\infty$ par exemple.

Il est intéressant d'observer, par exemple sur la figure III.8(b) que les phases d'accélération de chaque courbe semblent commencer à des instants très légèrement différents, et qu'un retard subtil existe en fonction de l'altitude. Cela est visible, par exemple, sur la figure III.1(b) : on observe que les grains à la base de la colonne ont initié leur mouvement, alors que la porte est encore en contact avec la partie supérieure de la colonne. Même si dans cette partie on considère une grande vitesse d'ouverture de porte $V = 1,2 \text{ m.s}^{-1}$, qui n'a pas d'influence sur la forme finale du dépôt comme cela a été montré dans la partie III.3.1, celle-ci met malgré tout un certain temps pour atteindre le sommet de la colonne. C'est là l'origine de l'essentiel du retard observé. On détermine ce temps, noté t_{0x} , de la manière suivante : à partir de la courbe de l'évolution temporelle de la vitesse du moteur (présentée dans la partie II.2.2), on remonte à la position $z_p(t)$ du bas de la porte à chaque instant. Ensuite, pour chaque altitude z , on détermine par interpolation linéaire l'instant t_{0x} pour lequel $z_p(t_{0x}) = z$. On peut alors renormaliser chaque courbe en la faisant commencer à t_{0x} . La figure III.9(a) donne ainsi l'exemple de courbes $L(z, t)$ en fonction du temps corrigé $t - t_{0x}$ pour la colonne initiale de la figure III.8(b). On observe alors que les phases d'accélération des différentes courbes (*i.e.*, altitude z) semblent à présent se superposer, au premier ordre, sur une courbe maîtresse dont l'équation est analogue à celle obtenue pour l'affaissement vertical de la colonne :

$$L(z, t) \simeq L_0 + \frac{1}{2}\beta g (t - t_{0x})^2, \quad (\text{III.10})$$

avec β une constante, valant 0,3 pour l'exemple de la figure III.9. Il est important de noter que la superposition des courbes ne peut être parfaite : en effet, il existe nécessairement un

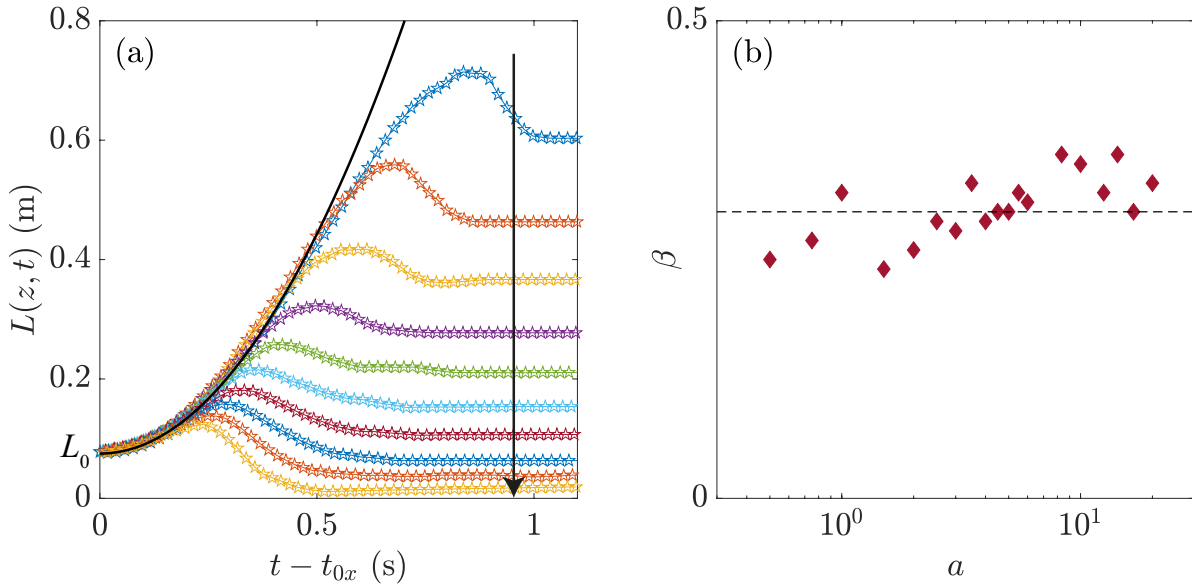


FIGURE III.9 – (a) Évolution de l'étalement $L(z, t)$ présentée en figure III.8(b) en fonction de $t - t_{0x}$, et (—) équation (III.10) avec $\beta = 0,3$. La flèche noire indique le sens des z croissants. (b) Coefficient β de l'équation (III.10) en fonction du rapport d'aspect initial de la colonne granulaire. (.....) valeur moyenne $\bar{\beta} = 0,30$.

temps intrinsèque de mise en route de l'effondrement qui dépend de l'altitude. Dans le cas contraire, en l'absence de porte l'effondrement granulaire aurait une interface présentant un profil bouchon (*i.e.*, on aurait le même étalement $L(t)$ pour toutes les altitudes pendant la phase d'accélération), ce qui n'est pas le cas dans la réalité. Le fait que l'étalement horizontal suive au premier ordre la loi donnée par l'équation (III.10) est intéressant, car il signifie que celui-ci possède également un mouvement d'ensemble de type chute libre au cours de sa phase d'accélération, avec $\beta < 1$. Celle-ci est d'autant plus réduite qu'on regarde à une altitude importante : ainsi, plus z est grand, plus les différentes courbes s'écartent rapidement de la loi quadratique donnée par l'équation (III.10). L'évolution du coefficient β de l'équation (III.10) avec le rapport d'aspect initial de la colonne est présentée en figure III.9(b). Les données ne semblent pas faire apparaître de dépendance significative de β avec a , et toutes les expériences se regroupent autour d'une valeur moyenne $\bar{\beta} \simeq 0,3$.

Avant de continuer cette discussion, il est pertinent de résumer les résultats obtenus pour la dynamique de l'effondrement dans cette partie. Dans les expériences à grande vitesse d'ouverture de porte, les grains de la partie supérieure de la colonne suivent, pour les rapports d'aspect $a \gtrsim 3$, un mouvement collectif de type chute libre avec une accélération caractéristique de l'ordre de $0,5g$. D'autre part, l'étalement horizontal de la colonne initiale suit également une loi quadratique en temps, avec une accélération de l'ordre de $0,3g$, pour tous les rapports d'aspect explorés dans cette étude. On note que pour toutes les expériences, $\beta < \alpha$, ainsi l'accélération de l'affaissement vertical de

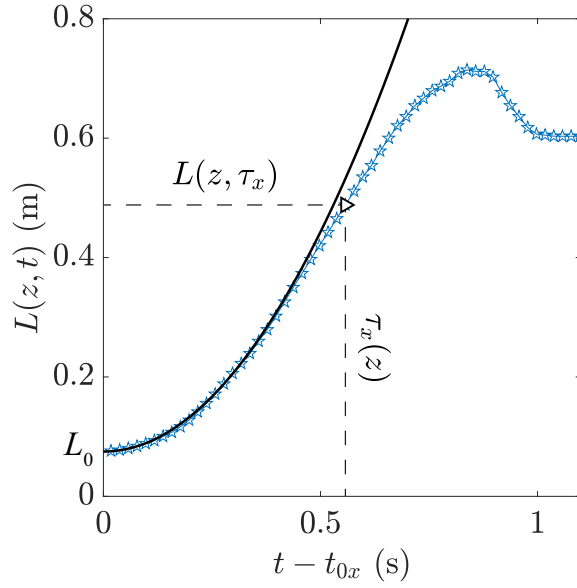


FIGURE III.10 – Une courbe de l'étalement horizontal $L(z, t)$ en fonction du temps de l'exemple donné en figure III.8(b), avec ici $z = d$. (—) équation (III.10) avec $\beta = 0,3$. Le triangle représente le point se situant aux coordonnées $(\tau_x(z), L(z, \tau_x))$, où $\tau_x(z)$ est le temps et $L(z, \tau_x)$ la longueur caractéristique de l'étalement à l'altitude z considérée.

la colonne est-elle plus importante que celle de son étalement horizontal. De manière surprenante, $\alpha < 1$, ce qui contraste avec la chute libre pure du haut de la colonne observée dans les simulations numériques de STARON et HINCH [153] et de JING *et al.* [77], et dans l'étude expérimentale de BALMFORTH et KERSWELL [7]. Ce résultat suggère que les coefficients α et β des équations (III.9) et (III.10) sont potentiellement influencés par le type de matériau granulaire utilisé, ainsi que par les conditions aux limites imposées aux parois latérales, à la porte et au fond de la cuve.

III.3.3 Temps caractéristiques d'effondrement granulaire

L'évolution quadratique en temps de l'affaissement vertical et de l'étalement horizontal de l'effondrement permet également d'obtenir des informations sur les échelles de temps mises en jeu. Pour cela, on définit les deux temps caractéristiques $\tau_z(x)$ et $\tau_x(z)$ de chute verticale à l'abscisse x et d'étalement horizontal à l'altitude z , respectivement. Pour une expérience, en chaque valeur de x et de z considérées, ceux-ci sont pris comme les instants où la courbe associée dévie de plus de 10 % de l'équation (III.9) [respectivement, (III.10)]. On ne tient pas compte ici des quelques points pour lesquels le front recule continuellement. Un exemple illustrant comment est déterminé $\tau_x(z)$ est donné en figure III.10, pour une courbe de la série présentée en figure III.8(b). Par suite, on remarque que les équations (III.9) et (III.10) peuvent s'écrire

$$t - t_{0z} \simeq \sqrt{\frac{2}{\alpha g}} [H_0 - H(x, t)], \quad (\text{III.11})$$

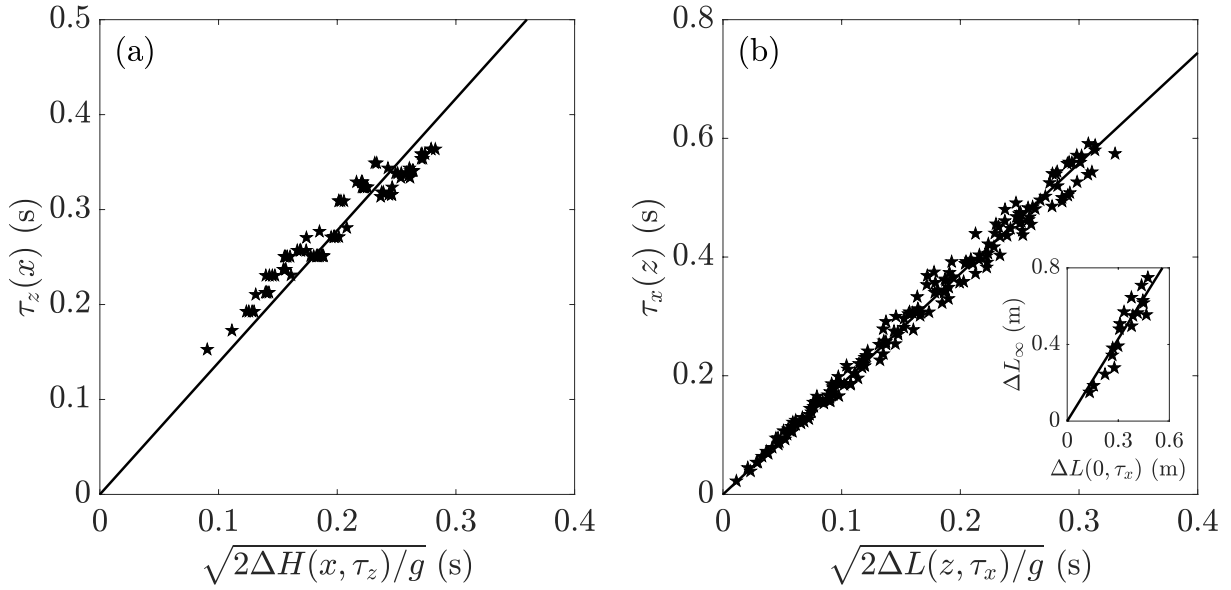


FIGURE III.11 – (a) Évolution de $\tau_z(x)$ avec le temps de chute libre $\sqrt{2\Delta H(x, \tau_z)/g}$. (★) Expériences pour lesquelles $a \gtrsim 3$, avec plusieurs position x considérées pour chacune d’elles. (—) Droite de pente 1,39. (b) $\tau_x(z)$ en fonction de $\sqrt{2\Delta L(z, \tau_x)/g}$. (★) Expériences à différents rapport d’aspect initial, et avec différentes altitudes z considérées pour chacune d’entre elles. (—) Droite de pente 1,86. L’insert en (b) compare la distance de *run-out* finale ΔL_∞ à la longueur d’étalement typique $\Delta L(0, \tau_x)$ à la base de la colonne, au temps $\tau_x(0)$. La courbe (—) correspond à une droite de pente 1,43.

$$t - t_{0x} \simeq \sqrt{\frac{2}{\beta g}} [L(z, t) - L_0]. \quad (\text{III.12})$$

Par conséquent, en considérant les instants $\tau_z(x)$ et $\tau_x(z)$, on en déduit que

$$\tau_z(x) \simeq \sqrt{\frac{2\Delta H(x, \tau_z)}{\alpha g}}, \quad (\text{III.13})$$

et

$$\tau_x(z) \simeq \sqrt{\frac{2\Delta L(z, \tau_x)}{\beta g}}, \quad (\text{III.14})$$

avec $\Delta H(x, \tau_z) = H_0 - H(x, \tau_z)$ et $\Delta L(z, \tau_x) = L(z, \tau_x) - L_0$, qui peuvent être vues comme deux longueurs caractéristiques des phases d’accélération de l’affaissement et de l’étalement en x et en z , respectivement.

La figure III.11 présente l’évolution des temps typiques (a) $\tau_z(x)$ et (b) $\tau_x(z)$ en fonction de $\sqrt{2\Delta H(x, \tau_z)/g}$ et $\sqrt{2\Delta L(z, \tau_x)/g}$, respectivement. Seules les expériences pour lesquelles $a \gtrsim 3$ sont représentées en figure III.11(a). On observe pour les deux représentations que les données se regroupent sur des droites, d’équations

$$\tau_z(x) \simeq 1,39 \sqrt{\frac{2\Delta H(x, \tau_z)}{g}}, \quad (\text{III.15})$$

pour la figure III.11(a), et

$$\tau_x(z) \simeq 1,86 \sqrt{\frac{2\Delta L(z, \tau_x)}{g}}, \quad (\text{III.16})$$

pour la figure III.11(b). Le lecteur pourra noter que les préfacteurs 1,39 et 1,86 des équations (III.15) et (III.16) sont très proches de $1/\sqrt{\alpha} \simeq 1,37$ et $1/\sqrt{\beta} \simeq 1,82$, respectivement. Le choix de cette représentation permet donc de confirmer que les fluctuations des coefficients α et β des équations (III.9) et (III.10) sont essentiellement dues à l'erreur expérimentale dans leur détermination, et qu'il est par conséquent pertinent de les considérer constants. L'étude des temps caractéristiques $\tau_z(x)$ et $\tau_x(z)$ confirme les résultats obtenus dans la partie III.3.2.

La phase d'accélération de l'étalement horizontal de la colonne à une altitude z est ainsi contrôlée par un temps $\sqrt{2\Delta L(z, \tau_x)/g}$, où $\Delta L(z, \tau_x)$ est une longueur typique de l'étalement à l'altitude considérée. Il est tentant de se placer à la base de la colonne, et de comparer $\Delta L(0, \tau_x)$ à la distance de *run-out* ΔL_∞ du dépôt final, comme illustré par l'insert de la figure III.11(b). Pour rappel, ΔL_∞ et $\Delta L(0, \tau_x)$ sont en réalité évalués en $z = d$, et non en $z = 0$, de manière à réduire l'erreur expérimentale, sans perte de généralité. On remarque qu'au premier ordre, $\Delta L_\infty \simeq 1,43 \Delta L(0, \tau_x)$, on peut donc se référer de manière équivalente à l'une ou l'autre de ces quantités. Cette dernière observation renferme une information cruciale : en effet, à partir de l'équation (III.16) on peut alors écrire

$$\tau_x(0) \propto \sqrt{\frac{2\Delta L_\infty}{g}}, \quad (\text{III.17})$$

soit, en utilisant les lois d'échelles (III.8) obtenues pour la distance de *run-out*

$$\tau_x(0) \propto \begin{cases} \sqrt{2H_0/g} & \text{quand } a \lesssim 3, \\ a^{-1/6} \sqrt{2H_0/g} & \text{quand } a \gtrsim 3. \end{cases} \quad (\text{III.18})$$

Ainsi, pour les faibles rapports d'aspect (quand $a \lesssim 3$), le temps caractéristique de l'étalement de la colonne correspond au temps de chute libre depuis une hauteur H_0 , une observation en accord avec les travaux de LAJEUNESSE *et al.* [90] et LUBE *et al.* [102], entre autres. Cependant, une influence subtile de a sur le temps d'étalement survient pour les colonnes élancées (pour lesquelles $a \gtrsim 3$), ce qui contraste avec les résultats de ces même auteurs. Toutefois, cette analyse semble expliquer la dépendance au rapport d'aspect du temps d'effondrement observée par LACAZE *et al.* [87] (voir la figure 8 de l'étude en question), et par CABRERA et ESTRADA [27]. L'évolution du temps $\tau_x(0)$,

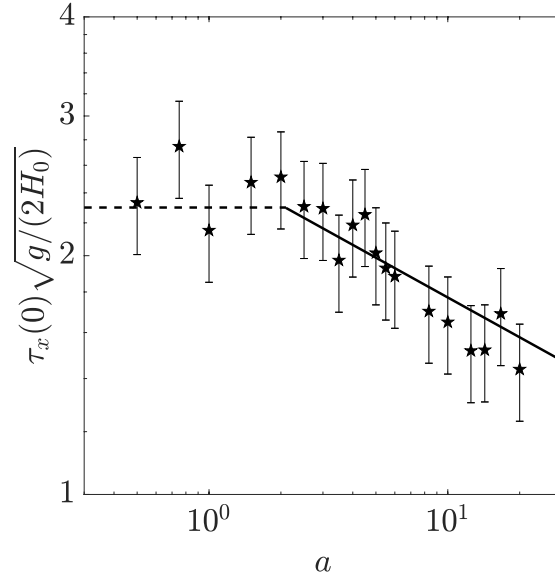


FIGURE III.12 – Évolution du temps caractéristique adimensionné d'étalement à la base de la colonne, $\tau_x(0)\sqrt{g/(2H_0)}$, en fonction du rapport d'aspect a . ($\star$) Données expérimentales; (---) : $\tau_x(0) = 2,3\sqrt{2H_0/g}$; (—) : $\tau_x(0) = 2,6a^{-1/6}\sqrt{2H_0/g}$.

renormalisé par $\sqrt{2H_0/g}$, en fonction de a est présentée en échelle log-log sur la figure III.12, pour tous les rapports d'aspect explorés. Les barres d'erreurs correspondent à l'incertitude de la mesure, en sachant que la précision sur la hauteur initiale H_0 est de $\pm 2\%$ dans les expériences, et que l'erreur commise dans l'estimation du temps d'étalement $\tau_x(z)$ est de l'ordre de $\pm 15\%$. On observe un assez bon accord avec la prédiction donnée par l'équation (III.18), malgré la dispersion dans les mesures. Le temps relatif d'étalement semble saturer à une valeur constante pour les faibles rapports d'aspect, tandis qu'une décroissance subtile, compatible avec une loi de puissance d'exposant $-1/6$, est observée pour les plus grandes valeurs de a . Cela confirme le rôle important joué par le rapport d'aspect de la colonne initiale : s'il est connu que celui-ci gouverne la géométrie finale du dépôt de grains [89], le développement effectué ici prouve son influence dans la dynamique de l'effondrement. La présence de deux régimes dans les lois d'échelles pour le *run-out* [équation (III.8)] est ainsi intimement liée à un changement dans l'expression du temps caractéristique d'effondrement de la colonne, qui fait intervenir le rapport d'aspect initial quand celui-ci devient important.

III.4 Influence de l'ouverture de la porte

Dans les sections précédentes, une évolution quasi-statique se produit quand on libère très lentement la colonne de grains, tandis que le régime de chute libre est observé à grande vitesse d'ouverture de la porte. Ces deux situations représentent les cas limites où V est respectivement faible ou importante, mais on peut se demander ce qui survient

entre ces deux comportements asymptotiques. De plus, de nombreux travaux sur le sujet, comme ceux de LUBE *et al.* [102], LAJEUNESSE *et al.* [90], THOMPSON et HUPPERT [162], RONDON *et al.* [138], ARTONI *et al.* [6], et WARNETT *et al.* [179] évoquent un retrait “rapide” de la porte dans leurs protocoles expérimentaux, sans caractériser précisément le moment où le mécanisme d’ouverture n’impacte plus l’effondrement granulaire. IONESCU *et al.* [76], dans leurs simulations numériques d’effondrement granulaire utilisant un modèle viscoplastique, se sont intéressés à deux scénarios : celui d’une libération instantanée de la colonne, et celui où une porte est relevée à une vitesse $V = 2,3 \text{ m.s}^{-1}$. Ces auteurs observent de légers changements dans la dynamique d’effondrement, tandis que la géométrie finale reste la même dans les deux contextes. Cependant, leur description reste qualitative, et comme suggéré par ces auteurs une vitesse d’ouverture faible va provoquer l’apparition du régime quasi-statique, comme présenté en section III.3.2 et dans l’étude de MÉRIAUX [115]. On se propose ainsi dans cette partie de discuter quantitativement de l’influence de l’ouverture de la porte coulissante sur la dynamique d’effondrement, et de trouver un critère permettant de s’en abstraire en pratique.

On s’intéresse par conséquent aux expériences à vitesse d’ouverture de porte V variable, menées pour trois rapports d’aspect représentatifs (séries C, D et E, avec $a = 0,75, 2$, et 5 , respectivement). L’étude de IONESCU *et al.* [76] nous enseigne que la géométrie finale du dépôt peut cacher quelque peu l’influence de l’ouverture de la porte sur la dynamique de l’avalanche. Aussi, afin d’étudier finement ce phénomène, on se propose de comparer des vitesses typiques plutôt que des longueurs finales. On note tout d’abord $\bar{V}$ la vitesse moyenne d’ouverture de porte : celle-ci est estimée comme la valeur moyenne de la vitesse sur tout le temps pour lequel la porte est en contact avec la colonne granulaire (comme présenté dans la partie II.2.2 de ce manuscrit). Par suite, on définit également la vitesse moyenne $\bar{v}_f$ basée sur la position du front de grains $\Delta L(t) = \Delta L(0, t)$ à la base de la colonne (*i.e.*, en $z = d$). Celle-ci est évaluée de la même manière que dans l’étude de LAJEUNESSE *et al.* [90], *i.e.*, en prenant la tangente à la courbe pendant la phase de vitesse constante, comme illustré sur les figures III.13(a)-(c) pour une colonne avec $H_0 = 37,5 \text{ cm}$, $L_0 = 7,5 \text{ cm}$ ($a = 5$), et (a) $V = 1,0 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$, (b) $V = 0,2 \text{ m.s}^{-1}$ et (c) $V = 1,2 \text{ m.s}^{-1}$. On ne tient pas, ou peu, compte des périodes d’accélération et de décélération. Il est à noter que l’erreur dans l’estimation de $\bar{v}_f$ pour les très faibles vitesses d’ouverture de porte est importante, car il semble exister deux régions à vitesse de front constante [figure III.13(a)]. La première correspond à une vitesse moyenne plus élevée que la seconde, ce qui révèle que le front se propage plus rapidement au début de l’expérience qu’à la fin. Cette dualité dans l’évolution temporelle du front granulaire basal semble faire écho aux observations de la section III.1, et est possiblement le fait de la pression exercée par les grains proches de la porte au début de l’expérience, laquelle devient de plus en plus faible à mesure que la colonne se libère. Malgré cela, on prend pour $\bar{v}_f$ la pente la plus élevée dans les expériences concernées, qui correspond à la phase de propagation la

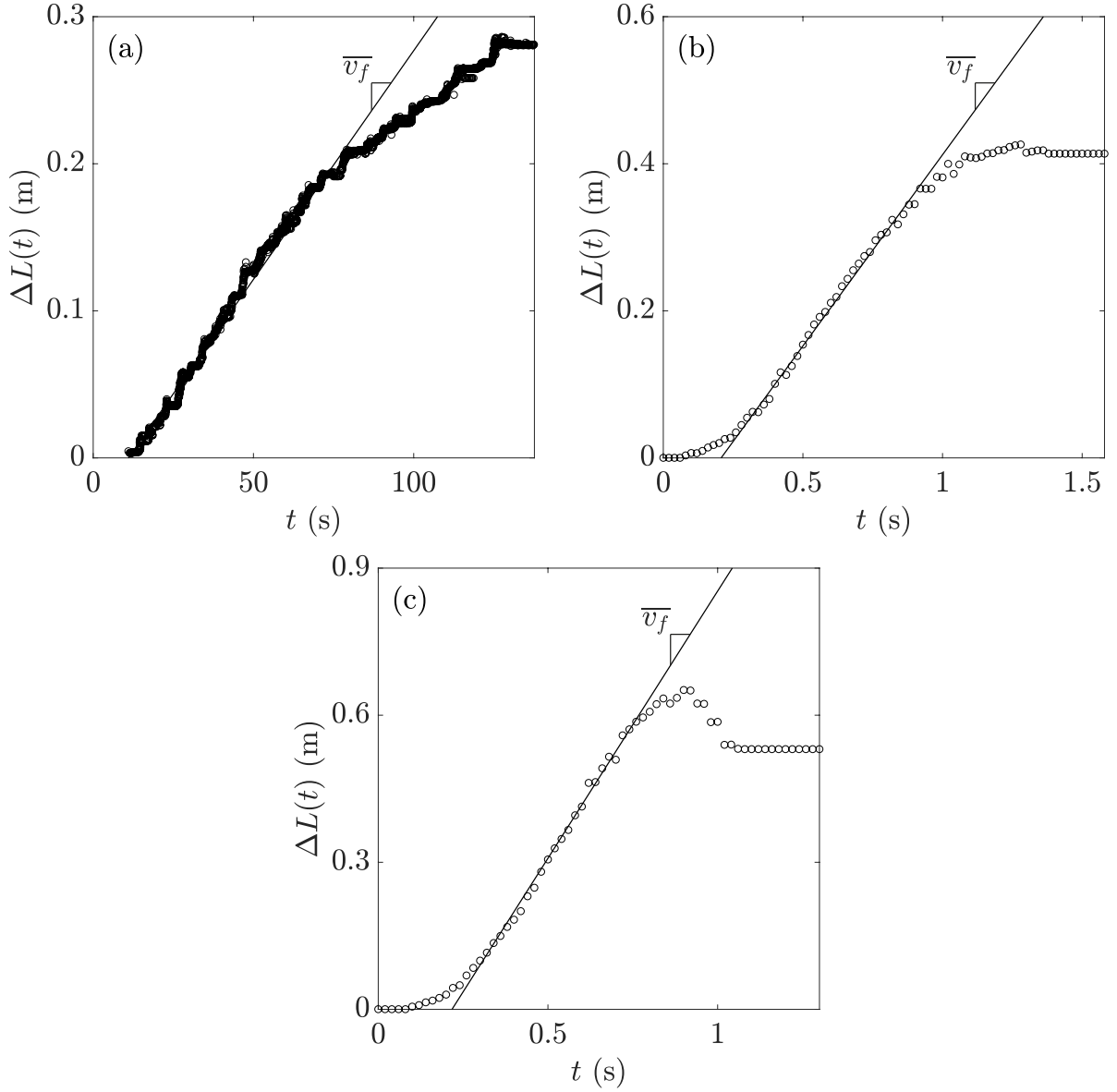


FIGURE III.13 – Évolution temporelle de la position du front de grains basal $\Delta L(t)$ pour une colonne vérifiant $H_0 = 37,5 \text{ cm}$, $L_0 = 7,5 \text{ cm}$ ($a = 5$), avec une vitesse de libération (a) $V = 1,0 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$, (b) $V = 0,2 \text{ m.s}^{-1}$ et (c) $V = 1,2 \text{ m.s}^{-1}$. (—) Droites dont les pentes donnent l'estimation de la vitesse moyenne $\overline{v_f}$ du front de grains dans chaque cas : (a) $\overline{v_f} = 3,1 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$, (b) $\overline{v_f} = 0,52 \text{ m.s}^{-1}$ et (c) $\overline{v_f} = 1,09 \text{ m.s}^{-1}$.

plus rapide du front de grains.

On note que, si pendant la phase d'accélération du front granulaire celui-ci suit une évolution quadratique en temps pour les grandes vitesses d'ouverture de porte, comme cela a été montré dans la partie III.3.2, ce n'est plus le cas lorsqu'on libère lentement la colonne. Ainsi, la définition de $\bar{v}_f$ permet de se doter d'un indicateur plus général de la dynamique d'effondrement. La figure III.14 présente, pour chaque expérience des séries C, D et E, l'évolution de $\bar{v}_f$ en fonction de $\bar{V}$, les deux grandeurs étant adimensionnées par la vitesse typique V_f d'avancée du front granulaire en régime de chute libre

$$V_f = \sqrt{2\bar{\beta}g\Delta L_\infty} \simeq \begin{cases} 0,74 \sqrt{2gH_0} & \text{quand } a \lesssim 3, \\ 0,89 a^{-1/6} \sqrt{2gH_0} & \text{quand } a \gtrsim 3, \end{cases} \quad (\text{III.19})$$

avec $\bar{\beta} = 0,3$. On notera que V_f est obtenue en dérivant l'équation (III.10), puis en évaluant cette dérivée en $\tau_x(0) = \sqrt{2\Delta L_\infty/(\bar{\beta}g)}$. L'ensemble des expériences semblent se superposer sur une courbe maîtresse, ce qui indique un comportement similaire pour tous les rapports d'aspects explorés ici (0,75, 2 et 5). Pour $\bar{V}/V_f \lesssim 0,2$, on observe une dépendance directe de la vitesse du front de grains à la vitesse d'ouverture de la porte, ce qui correspond au régime quasi-statique. Comme cela a été évoqué précédemment, dans ce cas précis l'interface entre les grains et l'air possède, au premier ordre, une forme triangulaire avec une pente dictée par l'angle de repos du matériau granulaire utilisé. On peut donc relier la position basale du front de grains $\Delta L(t)$ à l'altitude $z_p(t)$ atteinte par le bas de la porte via la relation suivante :

$$\Delta L(t) \simeq \frac{z_p(t)}{\tan \theta_r}. \quad (\text{III.20})$$

De plus, lors de l'effondrement, on peut approximer la position du front de grains basal par $\Delta L(t) \simeq \bar{v}_f t$ [figure III.13], et celle de la partie inférieure de la porte par $z_p(t) \simeq \bar{V} t$. En remplaçant dans (III.20), il vient

$$\bar{v}_f \simeq \frac{\bar{V}}{\tan \theta_r}. \quad (\text{III.21})$$

Cette relation est reportée sur la figure III.14 en trait plein (—), toujours en prenant un angle de repos $\theta_r = 23,5^\circ$. Un très bon accord avec les expériences est obtenu : l'équation (III.21) permet donc de décrire l'influence de la vitesse d'ouverture de porte sur la dynamique d'effondrement pour le régime quasi-statique.

On remarque sur la figure III.14 que $\bar{v}_f/V_f$ atteint une valeur plateau de $0,62 \pm 0,05$ dès lors que $\bar{V}/V_f \simeq 0,35$. Cette saturation indique que la vitesse d'ouverture de la porte n'a alors plus d'influence sur la dynamique d'effondrement, et qu'on entre par conséquent dans le régime de chute libre décrit dans la section III.3. On peut donner une estimation

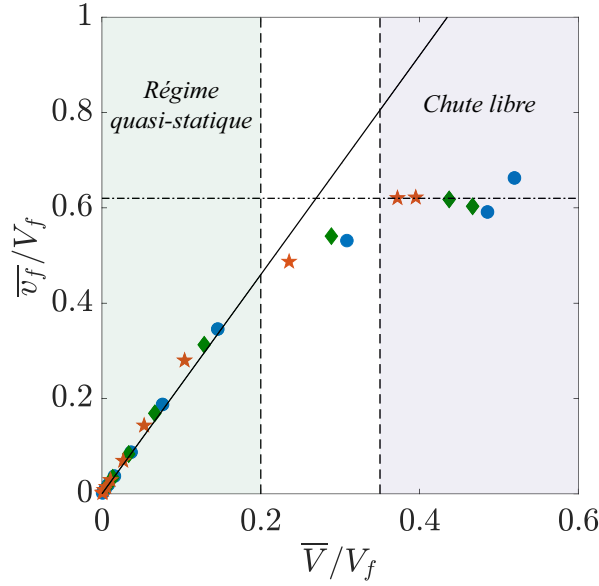


FIGURE III.14 – Vitesse moyenne du front de grains $\bar{v}_f$ en fonction de la vitesse d’ouverture de porte $\bar{V}$, moyennée sur la durée de contact avec la colonne granulaire, les deux étant adimensionnées par V_f . Les symboles représentent les points expérimentaux pour lesquels (●) $a = 0,75$ (Série C), (◆) $a = 2$ (Série D), et (★) $a = 5$ (Série E). Les traits indiquent (---) le plateau $\bar{v}_f/V_f = 0,62$, (—) l’équation (III.21) avec $\theta_r = 23,5^\circ$, et (- - -) les valeurs $\bar{V}/V_f \simeq 0,2$ et $\bar{V}/V_f \simeq 0,35$ fixant respectivement la limite supérieure du régime quasi-statique, et celle à partir de laquelle il n’y a plus d’influence significative de la vitesse d’ouverture de porte sur la dynamique d’effondrement.

grossière de la vitesse à laquelle la transition entre les deux régimes quasi-statique et de chute libre survient, pour les billes de verre employées ici :

$$\bar{V} \simeq 0,62 \tan \theta_r V_f \simeq 0,27 V_f, \quad (\text{III.22})$$

ce qui correspond à ce que l’on peut observer sur la figure III.14. La saturation de la vitesse moyenne du front de grains quand $\bar{V}/V_f \gtrsim 0,35$ donne une condition permettant de s’affranchir de tout effet significatif de l’ouverture de la porte sur la dynamique de l’effondrement. En effet, on a alors

$$\bar{V} \gtrsim 0,35 V_f \simeq \begin{cases} 0,3 \sqrt{2gH_0} & \text{quand } a \lesssim 3, \\ 0,3 a^{-1/6} \sqrt{2gH_0} & \text{quand } a \gtrsim 3, \end{cases} \quad (\text{III.23})$$

et, comme dans la deuxième ligne de l’équation (III.23) le terme $a^{-1/6}$ est inférieur à 1 quand $a \gtrsim 3$, on pourra finalement donner la majoration suivante :

$$\bar{V} \geq \gamma \sqrt{gH_0}, \quad (\text{III.24})$$

avec $\gamma \simeq 0,4$. Ce coefficient dépend des propriétés du matériau granulaire utilisé, comme



par exemple l'angle de repos, en revanche il est indépendant du rapport d'aspect initial de la colonne. L'équation (III.24) nous permet de conclure au sujet de la problématique énoncée au début de cette partie : pour qu'il n'y ait plus d'influence de l'ouverture de la porte sur la dynamique de l'effondrement granulaire, il convient de relever celle-ci à une vitesse supérieure ou égale à 0,4 fois la vitesse typique de chute libre $\sqrt{gH_0}$ d'un grain tombant d'une hauteur $H_0/2$.



III.5 Conclusion

L'objectif du présent chapitre était de s'intéresser à la dynamique de l'effondrement d'une colonne de grains secs. Pour ce faire, une étude expérimentale a été menée en faisant varier de manière systématique le rapport d'aspect de la colonne initiale, ainsi que la vitesse à laquelle la porte coulissante était relevée. Trois décades ont notamment été explorées pour cette dernière, ce qui a permis de mettre clairement en évidence son influence sur la phénoménologie de l'effondrement et sur la géométrie finale du dépôt de grains, et de mettre en lumière l'existence de plusieurs régimes d'avalanche.

Pour les faibles vitesses d'ouverture de porte, une évolution quasi-statique de l'effondrement se produit, et à chaque instant le profil de l'interface entre les grains et l'air est contrôlé par l'angle de repos du milieu granulaire. Les paramètres classiques que sont la hauteur relative et la distance de *run-out* du dépôt final ont été exprimés analytiquement en fonction du rapport d'aspect et de l'angle de repos, pour les deux morphologies finales trapézoïdale ($a \lesssim 0,9$) et triangulaire ($a \gtrsim 0,9$). Le rapport d'aspect critique a_c marquant la transition entre ces deux formes se trouve être uniquement fonction de l'angle de repos. Le lien établi avec les observations expérimentales de MÉRIAUX [115] et BOUGOUIN et LACAZE [17] prouve que ce régime quasi-statique d'effondrement survient dès lors que l'inertie est supprimée du problème, que ce soit ici de par la présence d'une porte coulissante, ou en utilisant un fluide interstitiel hautement visqueux comme dans les travaux de BOUGOUIN et LACAZE [17].

Pour les grandes vitesses d'ouverture de porte, les lois d'échelles classiques de l'effondrement granulaire sec sont retrouvées [90, 102]. Cette fois-ci, le dépôt final présente une courbure significative. Pour les hauts rapports d'aspect $a \gtrsim 3$, la partie supérieure de la colonne suit un mouvement d'ensemble de type chute libre, avec une accélération typique de $0,5g$. En outre, l'étalement horizontal de la colonne suit également un mouvement similaire à une chute libre avec une accélération caractéristique de $0,3g$, et ce à toute altitude. Cette évolution quadratique en temps livre par suite des informations sur le temps typique d'effondrement. À la base de la colonne, on montre ainsi que la durée renormalisée de l'effondrement est constante quand $a \lesssim 3$, et qu'elle dépend du rapport d'aspect pour $a \gtrsim 3$, ce qui permet d'expliquer les observations expérimentales de LACAZE *et al.* [87].

Enfin, entre ces deux cas limites, une transition existe, où la vitesse moyenne $\bar{V}$ d'ouverture de porte continue d'avoir un effet sur l'effondrement. Cependant, pour les grains utilisés dans la présente étude, il n'y a plus d'influence de $\bar{V}$ sur la dynamique d'avalanche si le critère $\bar{V} \geq 0,4\sqrt{gH_0}$ est respecté.

ONDES IMPULSIONNELLES GÉNÉRÉES PAR EFFONDREMENT GRANULAIRE

 N s'intéresse dans ce chapitre aux ondes impulsionnelles générées par effondrement granulaire. Ce problème, d'un indéniable intérêt géophysique pour la compréhension des tsunamis provoqués par de larges glissements de terrains [130], de pans de montagnes [51], ou de flancs de volcans [64], nécessite tout d'abord d'identifier les caractéristiques des vagues produites par ce type de forçage, ainsi que les différences phénoménologiques et comportementales qui peuvent apparaître entre elles lors de leurs création. C'est pourquoi les prochaines parties présenteront en détail les mécanismes de génération des vagues obtenues en laboratoire, avant de mettre en évidence l'existence de différents régimes d'ondes produites. L'influence des paramètres initiaux (profondeur d'eau au repos h_0 , hauteur H_g et largeur L_0 de la colonne granulaire initiale), ainsi que des nombres sans dimensions pertinents pour décrire le problème, sera discutée. Les différentes formes de vagues observées expérimentalement seront ensuite reliées à des théories classiques d'hydrodynamique des ondes, ce qui permettra de les caractériser avant de s'intéresser à l'aspect énergétique de la situation étudiée.

Il est à noter que, pour toutes les expériences présentées par la suite, la vitesse d'ouverture de porte est fixée à $V = 1,0 \text{ m.s}^{-1}$. Comme la colonne la plus haute testée vérifie $H_g = 50 \text{ cm}$, on a $V > 0,4\sqrt{gH_g} \simeq 0,89 \text{ m.s}^{-1}$: il n'y a donc pas d'influence significative de V sur la dynamique de l'effondrement, d'après le résultat obtenu dans le chapitre précédent de ce manuscrit.

Le lecteur pourra retrouver une partie de ces résultats dans deux articles, l'un publié dans *EPJ Web of Conferences* (SARLIN *et al.* [147], 2021), et l'autre dans *Journal of Fluid Mechanics* (SARLIN *et al.* [146], 2021).



IV.1 Présentation d'une expérience

Une expérience typique de génération de vague par effondrement granulaire est présentée en figure IV.1, pour une colonne initiale de hauteur $H_g = 39$ cm et de largeur $L_0 = 10$ cm qui chute dans une couche d'eau, originellement au repos, de profondeur $h_0 = 5$ cm. Dans les premiers instants de l'expérience, les grains, libérés par le retrait rapide de la porte, tombent et impactent l'eau, ce qui initie la formation d'une intumescence [figure IV.1 (a)-(c)]. Cette dernière, qui correspond à l'onde impulsionnelle naissante, croît avec le temps tout en restant proche de la région du front de grains qui avance [figure IV.1 (b)-(e)] : à mesure que les grains entrent dans l'eau, de plus en plus de fluide est déplacé, donc le volume de la vague augmente en conséquence. À un certain moment, qui marque la fin de la phase de génération, l'onde atteint son amplitude maximale, que l'on désignera par A_m . De plus, lorsque l'avancée du front de grains ralentit, la vague commence sa propagation le long de la cuve [figure IV.1 (f)-(l)]. Dans l'exemple présenté, on note que la vague déferle, ce qui entraîne l'apparition d'une écume importante [figure IV.1 (h)-(l)], caractéristique d'une forte dissipation d'énergie. Ce déferlement n'est cependant pas systématique dans les expériences, comme il sera vu par la suite. On peut noter qu'une partie de l'effondrement, situé sous le niveau d'eau, reste sec au cours de son mouvement [figure IV.1 (c)-(l)] : il y a donc un front d'imbibition, qui révèle que l'eau ne parvient pas à pénétrer aisément dans le milieu granulaire poreux, et que de l'air est piégé entre les grains. Une fois l'étalement de la colonne terminé, on observe la remontée à la surface de bulles d'air, ainsi qu'une lente infiltration de l'eau à travers les grains, qui fait peu à peu remonter le front d'imbibition. Celui-ci, déjà observé par MANON ROBBE-SAULE [133], semble donc être relié à la dynamique de l'effondrement.

IV.2 Mise en évidence de différents régimes de vagues

Lorsque les paramètres expérimentaux H_g , L_0 et h_0 sont variés, plusieurs phénoménologies distinctes de vagues sont observées. Trois comportements principaux peuvent-être retenus, lesquels sont illustrés en figure IV.2 pour une colonne de hauteur $H_g = 29$ cm, de largeur $L_0 = 10$ cm, et une profondeur d'eau initiale (a)-(h) $h_0 = 3$ cm, (i)-(p) $h_0 = 9$ cm et (q)-(x) $h_0 = 20$ cm. Pour une colonne de hauteur H_g importante devant h_0 , une onde de ressaut est générée [figure IV.2(a)-(h)] : (a)-(d) l'intumescence initiale croît, (d) évolue vers une forme proche d'une marche fluide, jusqu'à (e)-(g) ce que la face avant de la vague ne devienne pratiquement verticale, ce qui entraîne son déferlement plongeant. Ces vagues correspondent aux *plunging breakers* rapportés par ROBBE-SAULE *et al.* [135]. Le déferlement est systématique dans ce régime, et la vague reste toujours proche de la région de l'effondrement pendant la phase de génération. S'ensuit alors (f)-(h) une intense dissipation, qui se traduit par la formation d'écume. Le ressaut est composé d'une unique déferlante primaire, et l'on ne discerne pas d'éteules.

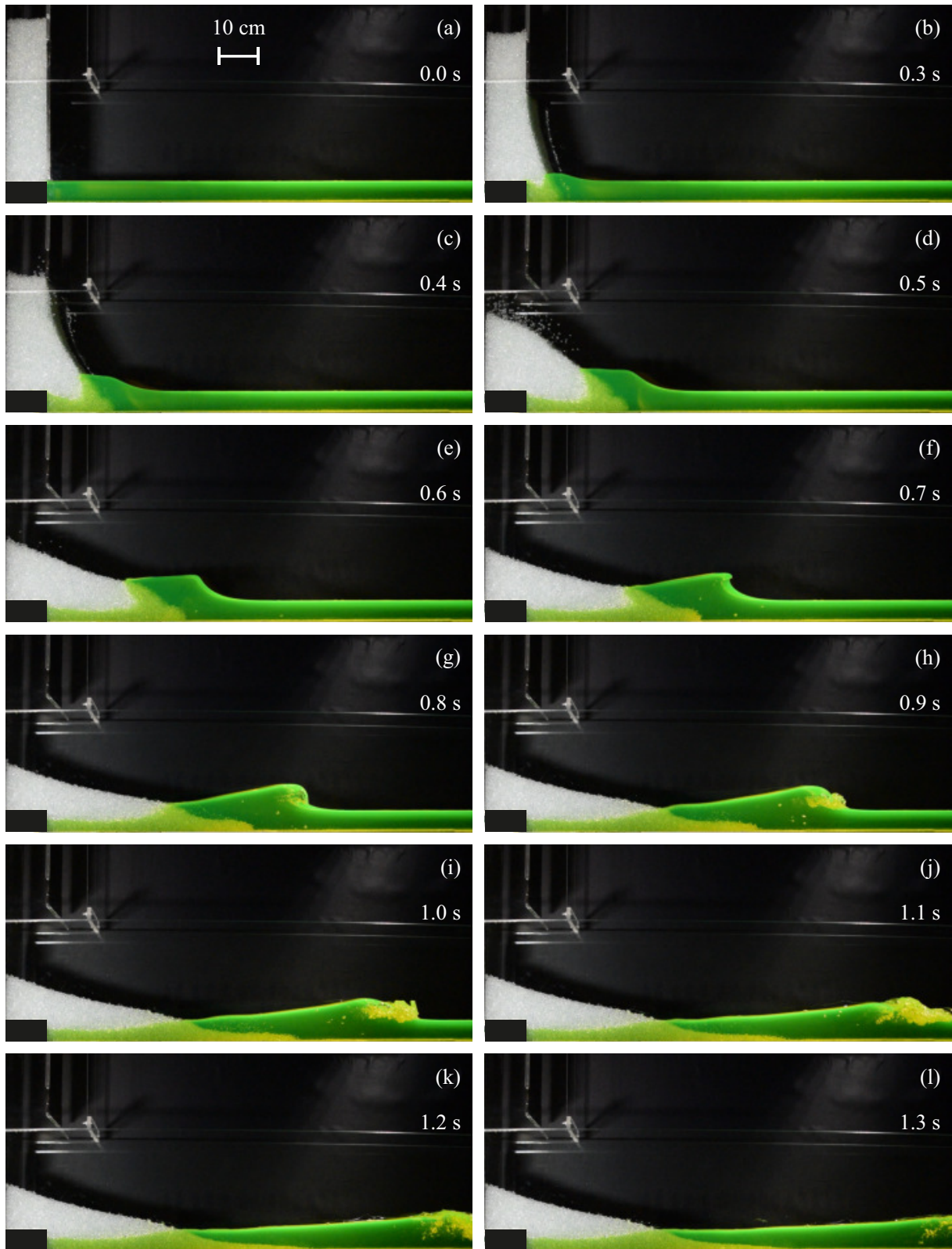


FIGURE IV.1 – Séquences d’images montrant une onde impulsionnelle produite par l’effondrement d’une colonne granulaire, de hauteur $H_g = 39$ cm et de largeur $L_0 = 10$ cm, dans une couche d’eau initialement au repos et de profondeur $h_0 = 5$ cm.

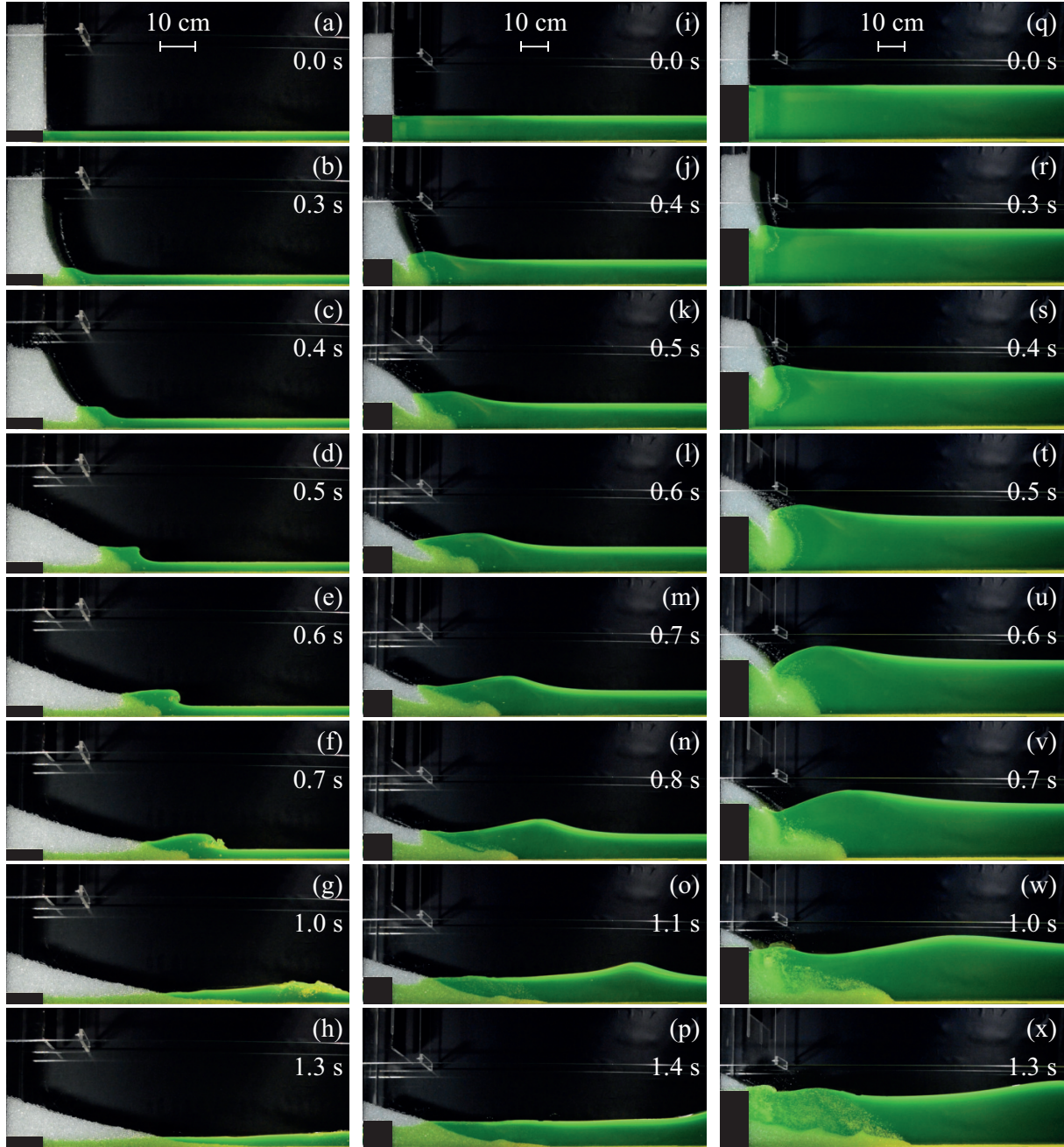


FIGURE IV.2 – Séquences d'images montrant des vagues impulsionnelles générées par l'effondrement d'une colonne granulaire de hauteur $H_g = 29$ et de largeur $L_0 = 10$ cm. (a)-(h) Onde de ressaut pour $h_0 = 3$ cm et $Fr_0 \simeq 3,3$. (i)-(p) Onde solitaire pour $h_0 = 9$ cm et $Fr_0 \simeq 2,1$. (q)-(x) Onde de transition pour $h_0 = 20$ cm et $Fr_0 \simeq 1,57$.

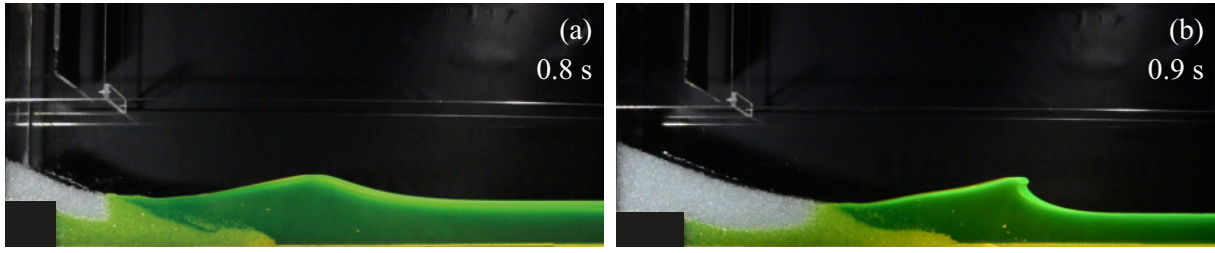


FIGURE IV.3 – Images montrant deux ondes solitaires (a) non déferlante [$H_g = 29$ cm, $L_0 = 10$ cm et $h_0 = 9$ cm, photographie identique à la figure IV.2(n)], et (b) déferlante [$H_g = 39$ cm, $L_0 = 14,5$ cm et $h_0 = 7$ cm].

Lorsque h_0 augmente, les autres dimensions de la colonne restant inchangées, un nouveau régime apparaît, dans lequel une vague solitaire est produite [figure IV.2(i)-(p)] : (l) l'intumescence initiale se détache assez rapidement de la région d'effondrement, et (l)-(o) ne forme qu'un unique pic d'amplitude qui se propage loin du dépôt final sans s'atténuer significativement. On notera que l'amplitude maximale est parfois atteinte alors que l'onde s'est déjà éloignée significativement de la zone d'avalanche. D'autre part, ces vagues peuvent déferler ou non durant l'expérience, comme illustré par les deux images en figure IV.3 : lorsque c'est le cas, on observe alors un déferlement glissant (ce sont les *spilling breakers* observés par ROBBE-SAULE *et al.* [135]). Pour ces deux régimes de ressaut et d'onde solitaire, on note que l'effondrement granulaire se comporte de manière assez similaire au cas sec : il y a affaissement vertical éventuel de la colonne initiale quand le rapport d'aspect de la colonne est élevé ($a \gtrsim 3$) [voir figure IV.2(a)-(c) par exemple], et étalement horizontal faisant se succéder une phase d'accélération puis une décélération jusqu'à atteindre la morphologie finale du dépôt.

Enfin, lorsque h_0 est du même ordre ou plus grand que H_g , un troisième régime différant fortement des deux précédents est observé [figure IV.2(q)-(x)]. L'intumescence initiale évolue vers (t)-(x) une onde oscillatoire amortie : (u)-(v) le premier pic d'amplitude est suivi d'un creux, lui-même précédant un second pic très réduit. Au cours de sa propagation, la vague primaire semble s'atténuer et s'aplatir (u)-(w). L'effondrement, quant à lui, diffère des deux régimes précédents : il n'y pas ou peu d'effet du fond de la cuve sur l'avalanche de grains, qui semble ainsi se déverser dans une couche d'eau de profondeur infinie. Lorsque (u)-(x) les grains et l'air piégés touchent le fond, cette phase se propage horizontalement à la manière d'un courant de turbidité [108]. Un important tourbillon se développe (u) au-dessus du front de grains, (v) emprisonne de l'air, (w)-(x) puis remonte vers la surface libre. Lorsqu'il l'atteint (x), le tourbillon disparaît alors que le second pic d'amplitude s'atténue significativement. Une telle structure tourbillonnaire a également été observée dans les récents travaux de simulations numériques menés par RAUTER *et al.* [130]. La figure IV.4 montre une image zoomée du tourbillon se développant au cours d'une expérience pour laquelle $H_g = 39$ cm, $L_0 = 5$ cm et $h_0 = 25$ cm.

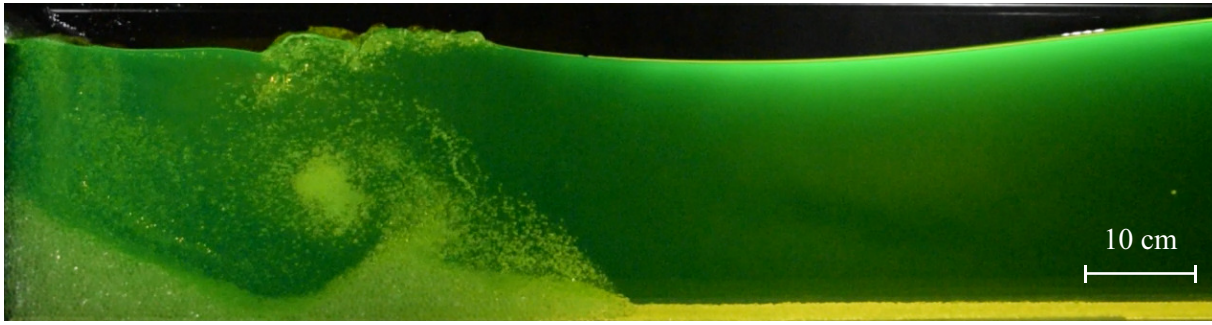


FIGURE IV.4 – Image zoomée montrant le tourbillon qui se développe pour le troisième régime de vagues ($H_g = 39$ cm, $L_0 = 5$ cm et $h_0 = 25$ cm).

La présence de ces trois régimes, assez différents les uns des autres, semble ainsi être reliée à la direction préférentielle prise par l’effondrement granulaire dans l’eau (horizontale pour les deux premiers régimes, verticale pour le dernier), ainsi qu’à sa dynamique. De plus, le rapport entre la profondeur originelle du fluide au repos et les dimensions de la colonne granulaire initiale joue manifestement un rôle important dans la génération de la vague, ce qui renforce la pertinence d’utiliser les nombres sans dimensions présentés dans la partie II.2.5 de ce manuscrit pour décrire celle-ci. Plusieurs auteurs ont mis en évidence l’existence de différents régimes d’ondes impulsionnelles par le passé, qu’elles soient générées par le mouvement d’un piston solide (NODA [121], DAS et WIEGEL [39]) ou celui d’une masse granulaire (FRITZ *et al.* [48], HELLER et HAGER [69], HUANG *et al.* [75]), comme cela a déjà été évoqué dans la partie I.3 de cette thèse. On retrouve trois d’entre eux dans les expériences réalisées au cours de cette thèse, en accord avec les récentes observations empiriques de HUANG *et al.* [75] : les ressauts (en anglais *bore waves*), les ondes solitaires (*solitary waves*), et les ondes de transition (*transition waves*). Ces régimes de vagues, bien que rapportés par les auteurs susmentionnés, n’ont à ce jour pas fait l’objet d’une analyse différenciée. Néanmoins, leur existence témoigne d’un raffinement hydrodynamique certain, qui ne saurait être occulté dans la quête d’une meilleure compréhension du problème posé, et qui explique l’intérêt qui va leur être porté dans les prochaines parties de ce manuscrit. Il faut noter que le troisième régime décrit ici, d’ondes de transition, semble correspondre soit aux “ondes de type Stokes” (respectivement, “ondes oscillatoires non-linéaires”), soit aux “ondes de type cnoïdales” (respectivement, “ondes de transition non-linéaires”) de l’étude de HELLER et HAGER [69] (respectivement, de FRITZ *et al.* [48]), bien que la différence entre les deux soit subtile d’après ces mêmes auteurs. Le choix de la terminologie d’“ondes de transition” pour ce régime, plutôt que celle d’“ondes de transition non-linéaires” est la conséquence de la discussion qui en est donnée à la fin de ce chapitre.

IV.3 Caractéristiques de l'onde et de l'effondrement granulaire

Dans cette partie, on s'intéresse à l'évolution temporelle des caractéristiques géométriques de l'onde dans sa phase de génération, à savoir son amplitude A et sa largeur à mi-hauteur λ . Pour l'effondrement granulaire, on va également analyser l'évolution de la position $\Delta\ell = \ell - L_0$ du front de grains à l'interface en $z = h_0$ par rapport à sa localisation initiale en $x = L_0$, ainsi que celle de la vitesse de front associée $v = d\ell/dt$, comme annoncé dans le chapitre II. Ces quantités seront décrites pour chaque régime identifié, de manière à faire apparaître les similitudes et les différences qui existent entre ceux-ci. À cette fin, l'amplitude maximale A_m , la largeur à mi-hauteur associée λ_m et la position finale $\Delta\ell_\infty$ du front de grains seront comparées à la profondeur initiale d'eau h_0 , tandis que la vitesse maximale du front, v_m , sera comparée à la vitesse typique $\sqrt{gh_0}$ des ondes linéaires gravitaires en eau peu profonde.

IV.3.1 Ressauts

La figure IV.5 présente l'évolution des caractéristiques de l'effondrement et de l'onde résultante, telles que mentionnées en début de partie, pour le ressaut de la figure IV.2(a)-(h) ($H_g = 29$ cm, $L_0 = 10$ cm, et $h_0 = 3$ cm pour ce cas). On observe que la position $\Delta\ell$ du front de grains croît strictement de 0 à une valeur maximum finale $\Delta\ell_\infty \gg h_0$ [$\Delta\ell_\infty \simeq 10,5 h_0$ sur la figure IV.5(a)], en formant une courbe en S très similaire à ce qui a été observé pour le cas sec, comme illustré par la figure III.10. On retrouve donc bien l'alternance d'une phase d'accélération et d'une décélération au cours de l'effondrement. La vitesse de front correspondante, v , arbore donc une courbe en forme de cloche, allant tout d'abord de 0 à une vitesse maximale $v_m \gtrsim \sqrt{gh_0}$ [$v_m \simeq 1,5\sqrt{gh_0}$ sur la figure IV.5(a)], avant de décroître vers 0 lorsque le front granulaire ralentit. Au cours de la phase de génération, l'amplitude et la largeur de la vague sont strictement croissantes [figure IV.5(c)-(d)], jusqu'à atteindre la valeur maximale $A_m \gtrsim h_0$ et la largeur à mi-hauteur $\lambda_m \gg h_0$ [(c) $A_m \simeq 1,5h_0$ et (d) $\lambda_m \simeq 4,9h_0$]. C'est à cet instant ($t \simeq 0,6$ s) que le ressaut commence son déferlement plongeant : la forte dissipation associée explique la brusque chute de l'amplitude de la vague, ainsi que l'évolution chaotique des courbes de $A(t)$ et $\lambda(t)$ par la suite. On remarque cependant que λ continue globalement de croître lors de la propagation de la déferlante.

IV.3.2 Ondes solitaires

Les mêmes quantités sont représentées en figure IV.6 pour l'onde solitaire de la figure IV.2(i)-(p) (pour laquelle $H_g = 29$ cm, $L_0 = 10$ cm, et $h_0 = 9$ cm). La position du front de grains et sa vitesse d'avancée suivent des évolutions temporelles assez similaires à celles observées pour le ressaut, avec cependant $\Delta\ell_\infty \gtrsim h_0$ et v_m du même ordre que

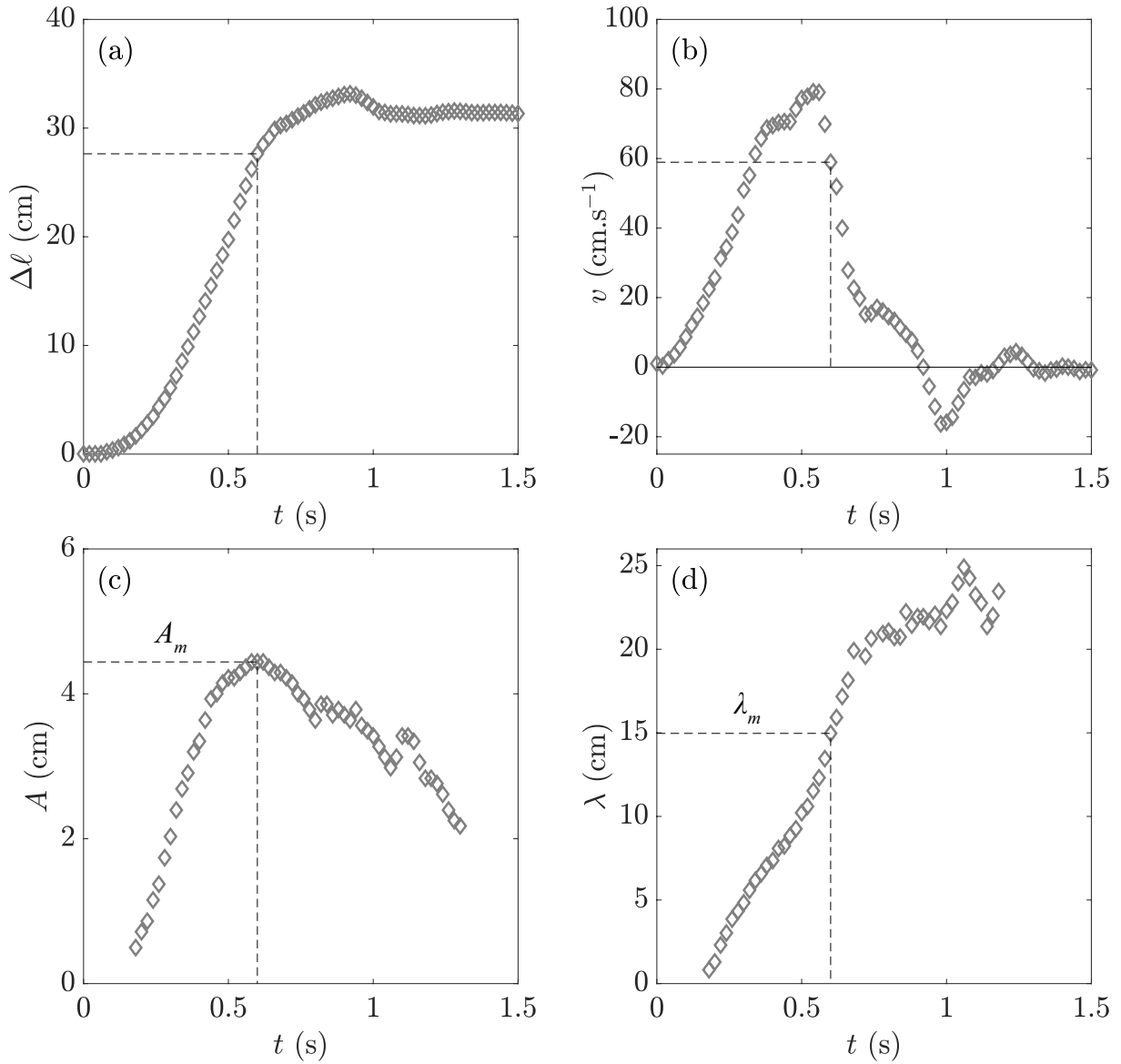


FIGURE IV.5 – Évolutions temporelles (a) de la position $\Delta\ell = \ell - L_0$ du front de grains en $z = h_0$, (b) de la vitesse v associée, (c) de l'amplitude A de la vague, et (d) de sa largeur à mi-hauteur λ , pour l'exemple de ressaut donné sur la figure IV.2(a)-(h) ($H_g = 29$ cm, $L_0 = 10$ cm, et $h_0 = 3$ cm). Les traits en pointillés indiquent l'instant où l'amplitude maximale A_m est atteinte.

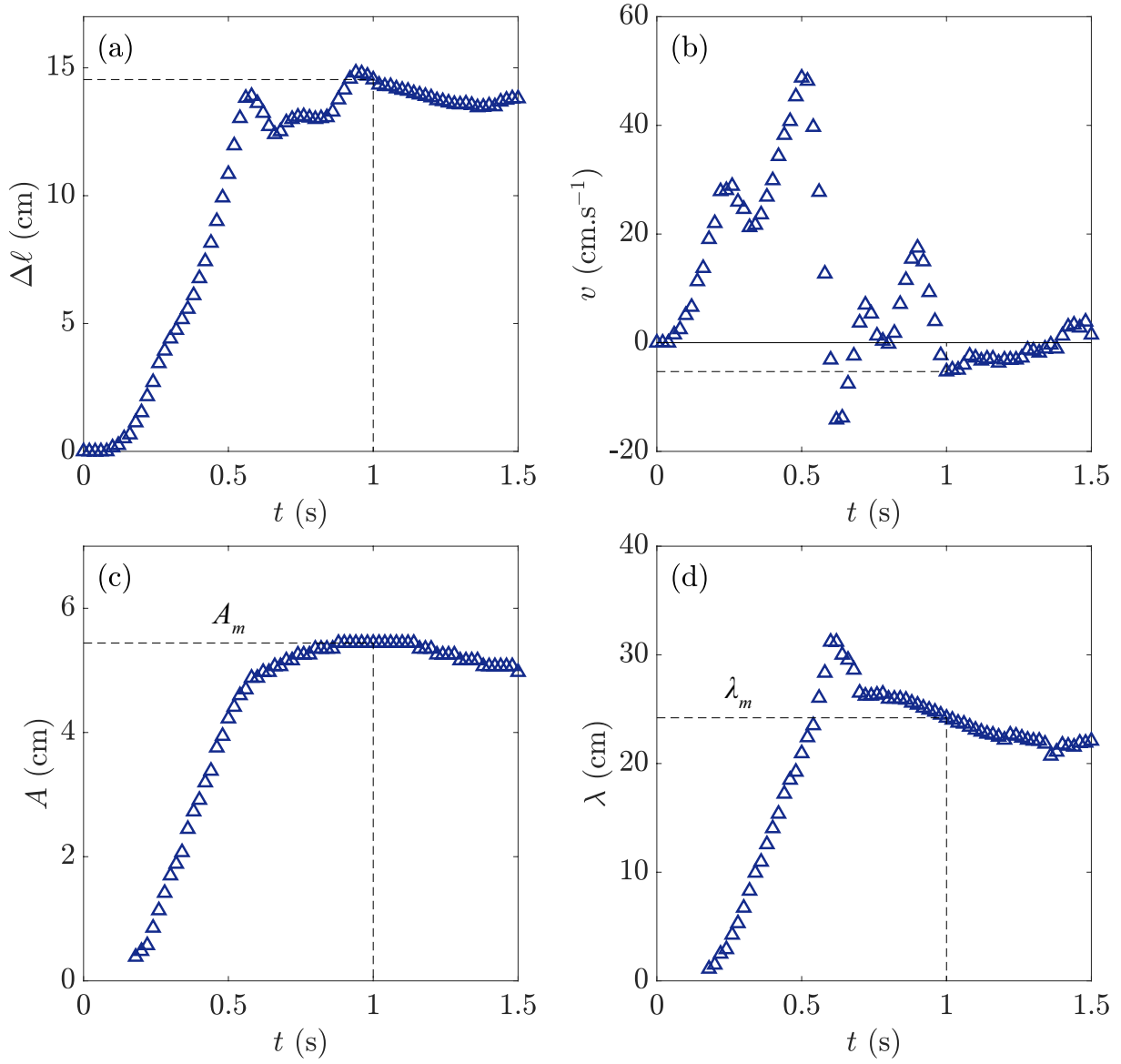


FIGURE IV.6 – Évolutions temporelles (a) de la position $\Delta\ell$ du front de grains en $z = h_0$, (b) de la vitesse v associée, (c) de l'amplitude A de la vague, et (d) de sa largeur à mi-hauteur λ , pour l'exemple d'onde solitaire donné sur la figure IV.2(i)-(p) ($H_g = 29$ cm, $L_0 = 10$ cm, et $h_0 = 9$ cm). Les traits en pointillés indiquent l'instant où l'amplitude maximale A_m est atteinte.



$\sqrt{gh_0}$ [$\Delta\ell_\infty \simeq 1,5h_0$ et $v_m \simeq 0,5\sqrt{gh_0}$ sur la figure IV.6(a)-(b)], d'où le fait que la vague se détache rapidement de la région de l'effondrement. On remarque aussi que les courbes présentées sur la figure IV.6(a)-(b) présentent des fluctuations assez marquées entre $t \simeq 0,6$ s et $t \simeq 1$ s, absentes dans le cas du ressaut. L'amplitude croît tout d'abord très rapidement jusqu'à $t \simeq 0,6$ s, puis plus progressivement jusqu'à atteindre une valeur maximale A_m de l'ordre de h_0 en $t \simeq 1$ s [$A_m \simeq 0,5h_0$ sur la figure IV.6(c)]. La montée initiale abrupte de A correspond au moment où l'onde est en contact avec l'effondrement, tandis que la phase moins prononcée correspond au moment où la vague s'est détachée de la région source, comme illustré sur la figure IV.2(i)-(p) : l'amplitude maximale est donc atteinte alors que la vague a déjà entamé sa propagation. La largeur à mi-hauteur λ , quant à elle, croît également rapidement quand la vague est en contact avec l'effondrement, et atteint un maximum autour de $t \simeq 0,6$ s. Elle diminue ensuite, ce qui est une conséquence directe du détachement de la vague, avant de se stabiliser autour d'une valeur proche de λ_m quand l'onde est parfaitement formée. On note que, pour ce régime, $\lambda_m > h_0$ [$\lambda_m \simeq 2,7h_0$ sur la figure IV.6(d)]. Dans les derniers instants de l'expérience, alors que la vague se propage, sa géométrie change très peu : on retrouve ici une caractéristique de l'onde solitaire, à savoir une faible dissipation énergétique de celle-ci au cours de la propagation [139].

IV.3.3 Ondes de transition

Le troisième régime qui a été mis en évidence, celui des ondes de transition, diffère significativement des deux précédents, comme le montrent les quantités représentées sur la figure IV.7 pour l'exemple de la figure IV.2(q)-(x) (où $H_g = 29$ cm, $L_0 = 10$ cm, et $h_0 = 20$ cm). On remarque tout d'abord que (a) le front de grains augmente de 0 à une valeur maximale $\Delta\ell_m \lesssim h_0$ [$\Delta\ell_m \simeq 0,5h_0$ sur la figure IV.7(a)], avant de décroître jusqu'à 0 lorsque le débit de grains se déversant dans l'eau commence à diminuer (dans ce régime, on a par conséquent $\Delta\ell_\infty \simeq 0$). La position du front de grains possède donc une courbe en forme de cloche, ce qui modifie par conséquent aussi l'allure de (b) la courbe de la vitesse de front, constituée à présent d'une partie positive (avancée du front de grains), et d'une partie négative (reflux du front lié à la diminution du débit de grains). La vitesse maximale d'avancée du front vérifie ici $v_m < \sqrt{gh_0}$ [$v_m \simeq 0,2\sqrt{gh_0}$ sur la figure IV.7(b)]. L'amplitude de l'onde générée augmente jusqu'à atteindre une valeur maximale $A_m < h_0$ avant de décroître lentement, tandis que sa largeur à mi-hauteur croît strictement pendant tout le temps de l'expérience, avec λ_m de l'ordre de h_0 [$A_m \simeq 0,2h_0$ et $\lambda_m \simeq 1,6h_0$ sur la figure IV.7(c)-(d)]. Ces observations révèlent deux informations sur ce régime : la vague est sujette à une atténuation de son amplitude au cours de sa propagation (celle-ci diminue tandis que son extension horizontale ne fait qu'augmenter), et surtout on quitte potentiellement la région de validité des théories en eau peu profonde, comme la largeur à mi-hauteur (représentative de la longueur d'onde du pic d'amplitude) devient alors de

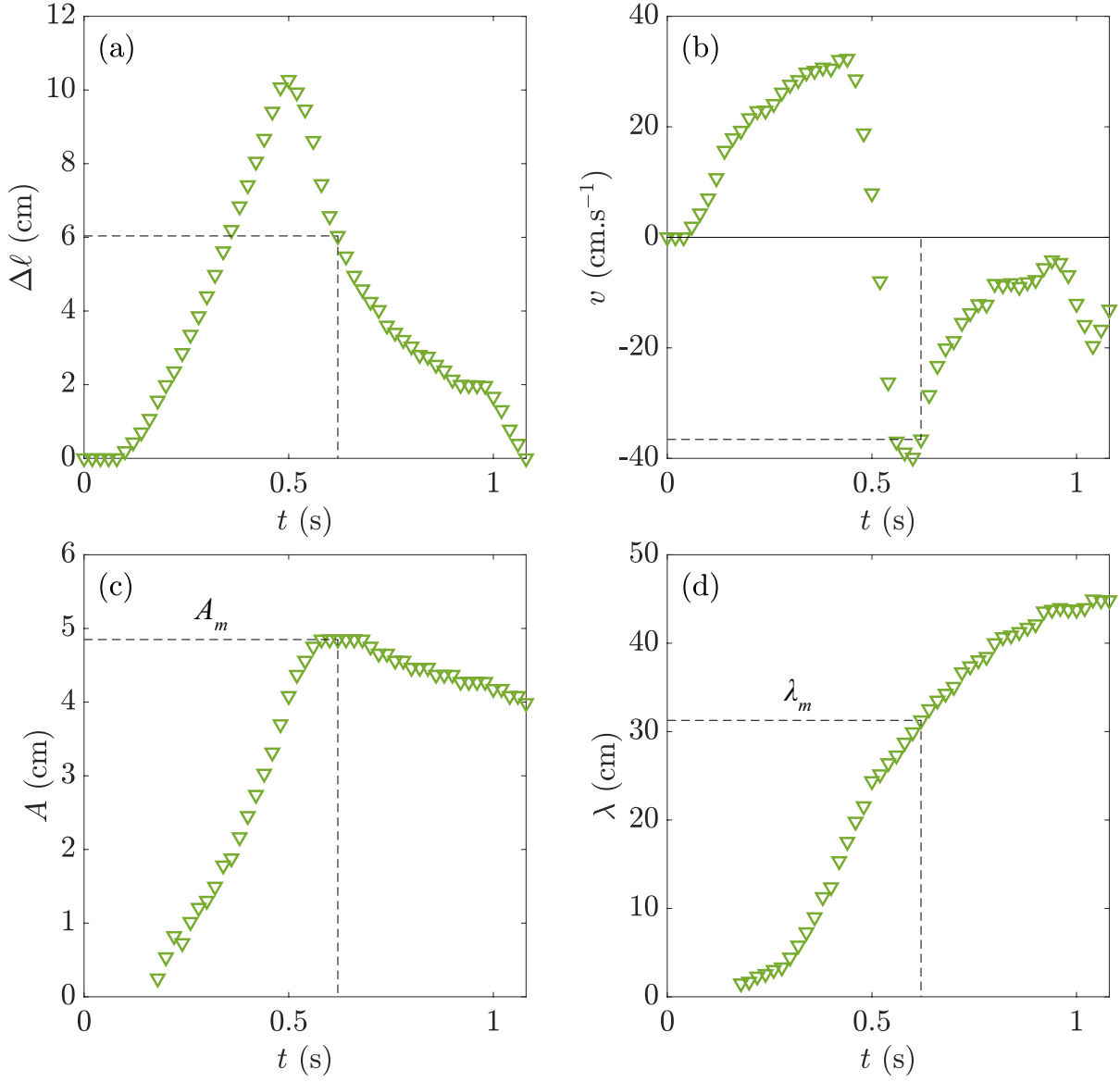


FIGURE IV.7 – Évolutions temporelles (a) de la position $\Delta\ell = \ell - L_0$ du front de grains en $z = h_0$, (b) de la vitesse v associée, (c) de l'amplitude A de la vague, et (d) de sa largeur à mi-hauteur λ , pour l'exemple d'onde de transition donné sur la figure IV.2(q)-(x) ($H_g = 29$ cm, $L_0 = 10$ cm, et $h_0 = 20$ cm). Les traits en pointillés indiquent l'instant où l'amplitude maximale A_m est atteinte.



l'ordre de la profondeur initiale h_0 du canal [180].

On note que pour toutes les expériences, les vagues générées possèdent une longueur d'onde grande devant la longueur d'onde critique capillaire $\lambda_c = 2\pi(\gamma/\rho g)^{1/2} \simeq 1,6$ cm (en prenant $\gamma \simeq 7 \times 10^{-2}$ N/m pour la tension de surface de l'eau). Ceci indique que les vagues étudiées sont des ondes gravitaires, et que la tension de surface n'a donc pas d'influence significative dans le problème.

IV.3.4 Diagrammes spatio-temporels

Il est possible, pour synthétiser cette description des différents régimes d'ondes impulsionnelles générées, de représenter chaque expérience par un diagramme spatio-temporel. Celui-ci correspond à une matrice, dont les lignes correspondent au temps t , les colonnes à la position x dans la direction de propagation de la vague, et la valeur d'une case de la matrice correspond à la valeur de la surface libre $\eta(x, t)$. À ordonnée fixe, autrement dit à un instant donné de l'expérience, parcourir une ligne revient alors à lire l'évolution spatiale de la surface libre.

La figure IV.8 présente, pour les trois expériences de la figure IV.2, les diagrammes spatio-temporels résultants. Leur lecture permet de retrouver les observations faites dans la partie précédente. On notera que la zone blanche, située à gauche de chaque diagramme, correspond à la région de la cuve occupée par les grains. Pour (a) l'exemple de ressaut, on observe ainsi un unique pic d'amplitude qui croît (zone de couleur jaune sur le diagramme), avant de soudainement chuter du fait du déferlement. Celui-ci tend à élargir la vague (la distance entre les traits pleins augmente légèrement au cours du temps), tandis que la diminution d'intensité indique une diminution de l'amplitude. Pour (b) l'onde solitaire, un comportement très proche est observé, mais il n'y a ici pas de déferlement (pas de diminution notable d'intensité). La vague est constituée d'une unique onde primaire, qui se propage dans le canal sans se déformer : en effet, la largeur entre les traits pleins, ainsi que l'intensité au niveau du pic (qui correspond à la valeur de son amplitude), ne varient pas significativement avec le temps. Enfin, le diagramme de (c) l'onde de transition fait apparaître une vague primaire, dont l'amplitude croît avant de diminuer après la phase de génération. Comme la largeur du pic augmente, l'onde s'aplatit lorsqu'elle se propage. Deux vagues secondaire et tertiaire sont détectées dans cet exemple (en traits pointillés), mais leurs faibles amplitudes rendent leur suivi précis délicat. On notera que sur ces diagrammes, la pente fournit l'inverse de la vitesse d'avancée de la vague primaire : on observe ainsi que pour les trois expériences présentées, la vitesse de propagation est globalement constante et vaut approximativement (a) $97,1 \text{ cm.s}^{-1}$, (b), $112,1 \text{ cm.s}^{-1}$ et (c) $123,6 \text{ cm.s}^{-1}$. On note au passage que la vitesse trouvée pour (b) l'onde solitaire est très proche de celle d'un soliton de KORTEWEG–DE VRIES [82] d'amplitude maximale identique (ici, $A_m \simeq 5,4$ cm) évoluant dans la même profondeur d'eau $h_0 = 9$ cm, qui s'écrit

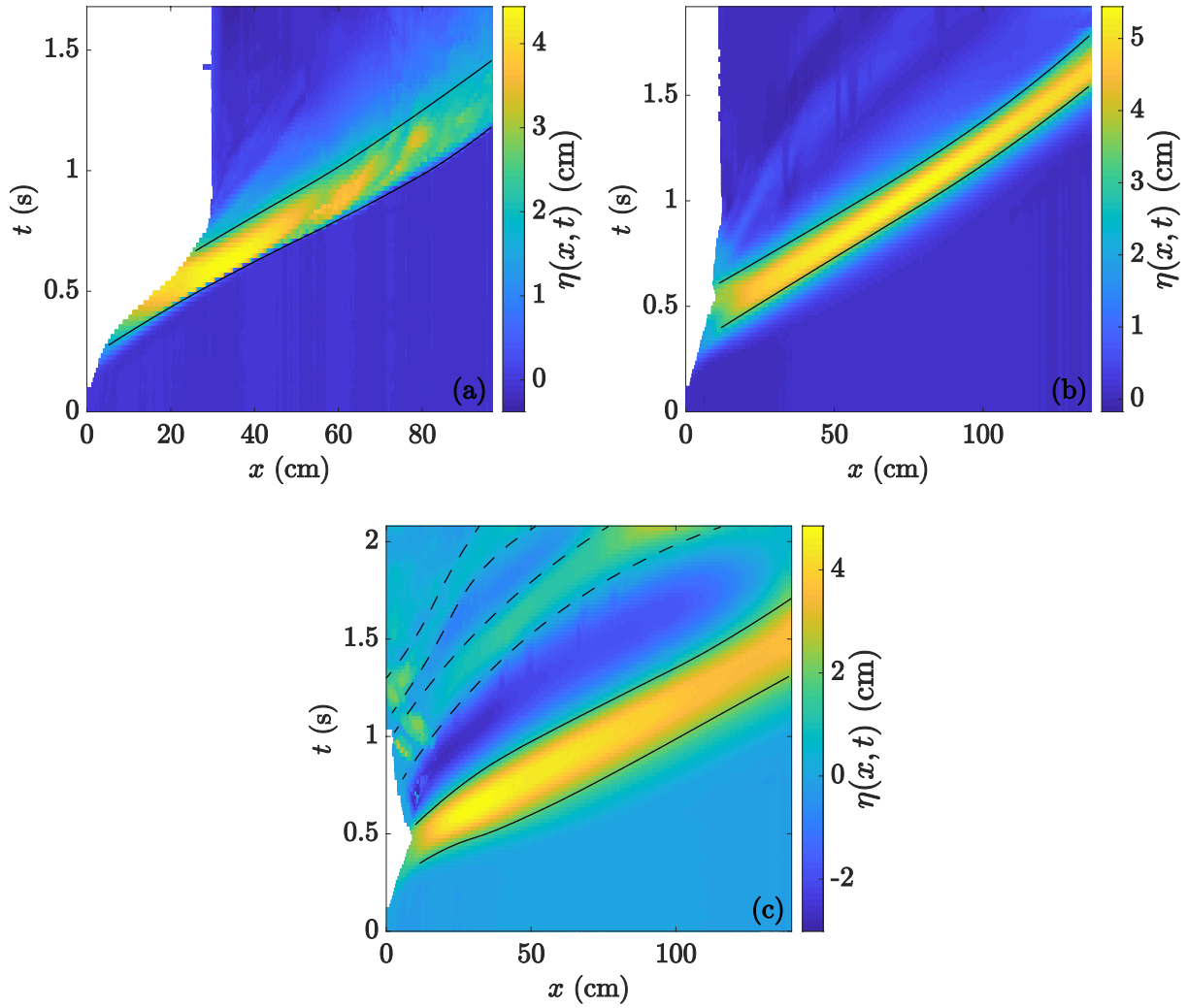


FIGURE IV.8 – Diagrammes spatio-temporels des expériences présentées sur la figure IV.2, avec $H_g = 29$ cm, $L_0 = 10$ cm et (a) $h_0 = 3$ cm, (b) $h_0 = 9$ cm et (c) $h_0 = 20$ cm. Les traits pleins délimitent la vague primaire (premier pic d'amplitude), et en (c) les traits en pointillés indiquent la présence d'ondes secondaire et tertiaire.



$$c = \sqrt{gh_0} \left(1 + \frac{A_m}{2h_0} \right) \simeq 122,2 \text{ m.s}^{-1}. \quad (\text{IV.1})$$

L'écart entre les deux valeurs est alors de près de 8 %, tandis que l'écart entre la valeur mesurée et la célérité d'une onde gravitaire linéaire en eau peu profonde (qui vaut ici $\sqrt{gh_0} \simeq 94,0 \text{ m.s}^{-1}$) est de l'ordre de 20 %. Cela signifie d'emblée que la théorie linéaire n'est pas adaptée à la description de certains de ces régimes d'ondes, et que leur caractérisation nécessite de faire appel aux théories non-linéaires en eau peu profonde, comme par exemple la théorie de KORTEWEG-DE VRIES [82], qui rendent compte de l'effet de l'amplitude sur la célérité de l'onde.

IV.4 Bilans de volumes

D'après ce qui a été présenté dans la partie II.2.3 de ce manuscrit, l'extraction des différents contours (surface libre de l'eau, et interface entre grains secs et mouillés) permet de suivre les volumes des différentes phases mises en jeu au cours de l'expérience. Cette approche a été appliquée avec succès aux expériences de ressauts et d'ondes solitaires, pour lesquelles les contours sont bien définis et où la hauteur d'eau reste modérée. Cependant, pour les ondes de transition le profil des grains est fortement multivalué au début de l'effondrement, comme illustré par la figure IV.2(s)-(t), tandis que la grande quantité d'air piégé accroît l'erreur dans l'estimation du contour de la phase granulaire lors de la propagation horizontale [figure IV.2(u)-(w)] : les expériences correspondantes sont à ce titre exclues de la discussion donnée dans cette partie.

À partir du contour de l'avalanche granulaire, on peut estimer le volume total $V_{gt}(t)$ des grains à l'instant t , et par là même accéder à la compacité moyenne du milieu granulaire : celle-ci s'écrit en effet $\bar{\phi}(t) = \phi V_g / V_{gt}$, où l'on rappelle que ϕ et V_g désignent respectivement la compacité et le volume de la colonne initiale ($\phi \simeq 0,64$ ici, tandis que $V_g = WL_0H_g$). Deux exemples d'évolution temporelle de la compacité moyenne sont présentés en figure IV.9, pour une colonne initiale telle que $H_g = 29 \text{ cm}$, $L_0 = 10 \text{ cm}$, et une profondeur initiale (a) $h_0 = 3 \text{ cm}$ (ressaut) et (b) $h_0 = 9 \text{ cm}$ (onde solitaire). On observe un déclin de la compacité au cours de l'effondrement granulaire, jusqu'à atteindre une valeur minimum (proche de 85 % et 80 % de la valeur initiale, respectivement, pour les deux expériences présentées), puis celle-ci remonte légèrement jusqu'à une valeur finale proche de $0,9\phi$ dans les deux cas. Cette observation met ainsi en évidence une décompaction du milieu granulaire au cours de son effondrement : pour un observateur extérieur, le volume de l'avalanche paraît donc augmenter lors d'une expérience.

En s'appuyant sur cette observation, on définit les volumes de grains secs émergés $V_{gs,e}$ et immergés $V_{gs,i}$ (*i.e.*, au-dessus et en-dessous de h_0 , respectivement), les volumes de grains mouillés émergés $V_{gm,e}$ et immergés $V_{gm,i}$, et le volume V_w de la vague. La figure

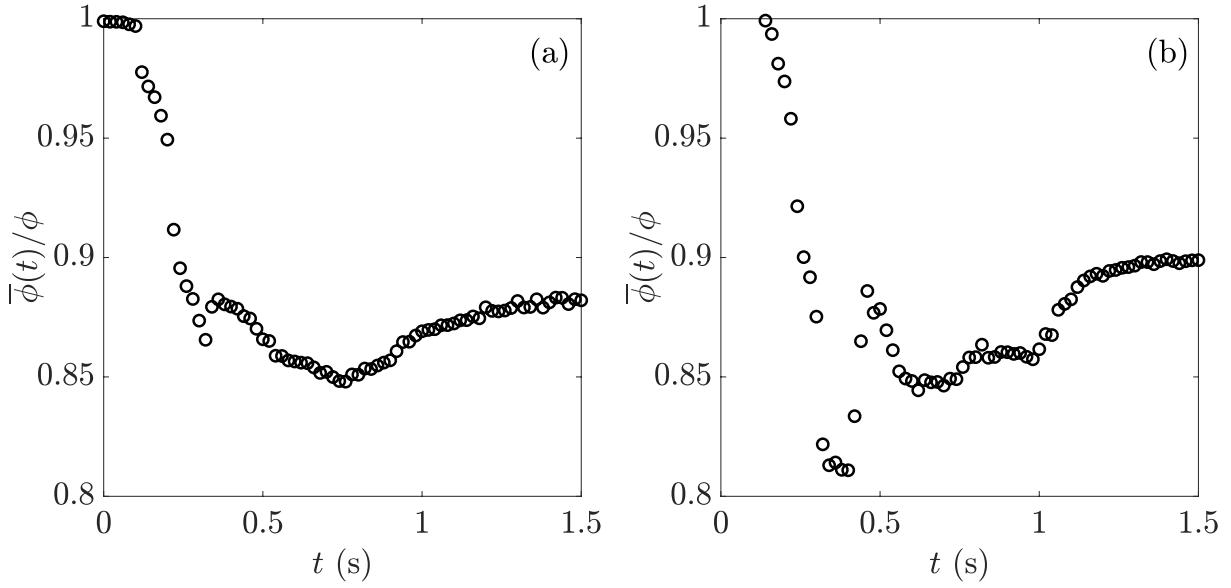


FIGURE IV.9 – Évolution temporelle de la compacité $\bar{\phi}$, adimensionnée par la fraction volumique initiale de grains ϕ , pour l'exemple (a) de ressaut ($H_g = 29$ cm, $L_0 = 10$ cm, et $h_0 = 3$ cm) et (b) d'onde solitaire ($H_g = 29$ cm, $L_0 = 10$ cm, et $h_0 = 9$ cm) présentés sur la figure IV.2.

IV.10(a) présente, pour l'expérience de ressaut de la figure IV.9(a), l'évolution des volumes correspondant à l'effondrement granulaire, adimensionnés par le volume V_g de la colonne initiale. On observe qu'au cours du temps le volume de grains secs émergés ($\triangleright$) augmente légèrement, avant de décroître jusqu'à atteindre une valeur asymptotique quand le dépôt final est formé. Cette légère phase de croissance initiale est le fait de la décompaction du milieu granulaire lors de sa mise en écoulement. D'autre part, le volume de grains mouillés ($\times$) augmente continuellement au cours de l'effondrement, avant de se stabiliser autour d'une valeur finale à la fin de l'avalanche. Le volume (∇) de grains secs immergés semble, quant à lui, posséder la même évolution temporelle, cependant il convient de préciser que celui-ci tend vers zéro à temps long, ce qui n'est pas visible sur la figure IV.10(a) car l'expérience ne dure pas assez longtemps. La courbe du volume granulaire total ($\circ$) croît initialement, puis subit une lente diminution jusqu'aux derniers instants de l'expérience, où une valeur finale supérieure à 1 est atteinte : c'est là encore une illustration de la décompaction du milieu granulaire.

L'observation de ces différents volumes et de la chute de fraction volumique au cours de l'expérience permet d'effectuer un bilan de volume précis pour la vague au cours de la génération. En effet, les grains occupent à l'instant t un volume $\bar{\phi}V_{gm,i} + V_{gs,i}$ à l'intérieur de la région pour laquelle $z \leq h_0$. D'autre part, le volume de fluide déplacé peut lui-aussi être subdivisé en deux contributions : le volume V_w de la vague, et le volume d'eau contenu dans le milieu granulaire imbibé au-dessus de h_0 , qu'on peut alors estimer comme $(1 - \bar{\phi})V_{gm,e}$. Le bilan de volume s'écrit alors de la manière suivante :

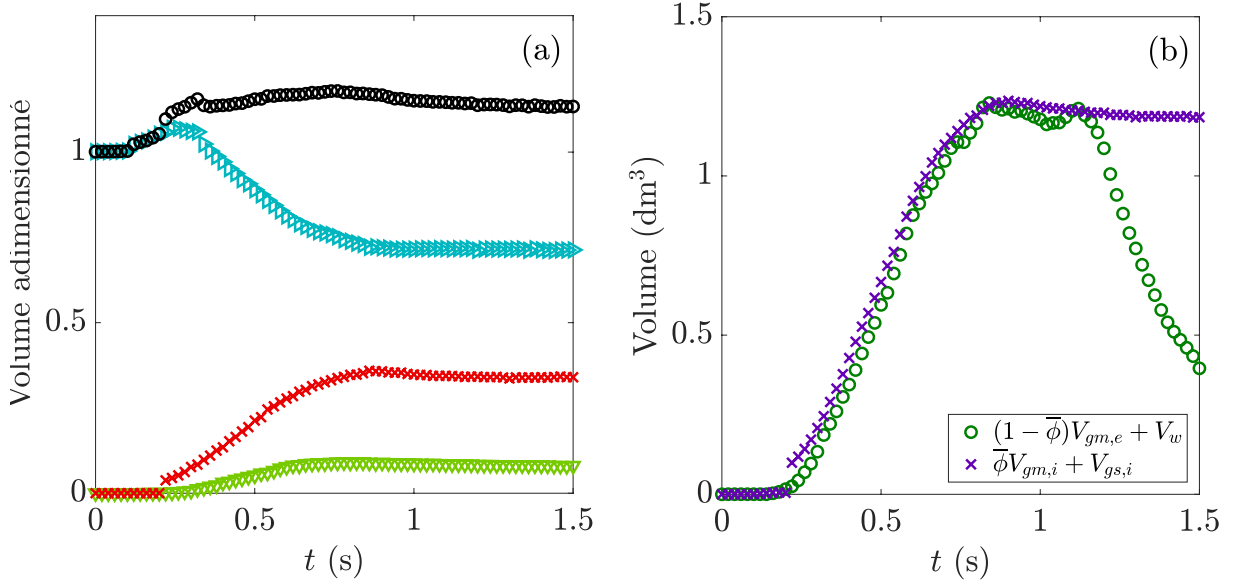


FIGURE IV.10 – (a) Volumes, adimensionnés par le volume initial V_g de la colonne, en fonction du temps, pour une expérience telle que $H_g = 29$ cm, $L_0 = 10$ cm et $h_0 = 3$ cm. Sont représentés les volumes correspondant (○) au milieu granulaire total V_{gt} , ainsi qu'aux grains (▷) secs émergés $V_{gs,e}$ (au-dessus de h_0), (×) mouillés $V_{gm,e} + V_{gm,i}$, et (▽) secs immergés $V_{gs,i}$. (b) Évolution temporelle (×) du volume de grains immergés et (○) du volume de fluide déplacé, pour la même expérience.

$$\bar{\phi}V_{gm,i} + V_{gs,i} = V_w + (1 - \bar{\phi})V_{gm,e}. \quad (\text{IV.2})$$

La figure IV.10(b) présente l'évolution au cours du temps des deux membres de l'équation (IV.2), pour la même expérience qu'en (a). On observe que pendant la phase de génération, l'égalité (IV.2) est relativement bien vérifiée, car les deux courbes se superposent. On retrouve ainsi qu'à chaque instant, le volume de fluide déplacé au dessus de h_0 correspond bien au volume effectif occupé par l'avalanche sous h_0 . Afin d'estimer les fractions d'eau ou de grains contenues dans les volumes imbibés (pour $z \leq h_0$), il faut cependant tenir compte de la fraction volumique $\bar{\phi}(t)$ du fait de la décompaction du milieu granulaire. À l'issue de la génération, lorsque le volume de la vague est complètement formé [autour de $t \simeq 0,8$ s dans la figure IV.10(b)], la propagation commence : lors de celle-ci l'équation (IV.2) reste toujours valable, malgré le déferlement du ressaut, ce qui est visible dans l'exemple de la figure IV.10(b) entre $t \simeq 0,8$ s et $t \simeq 1,1$ s. La diminution du terme $V_w + (1 - \bar{\phi})V_{gm,e}$ à partir de 1,1 s n'est pas physique, mais correspond ici au moment où l'onde quitte le champ de la caméra, ce qui entraine une diminution du volume visible de l'onde [ce que l'on peut constater sur la figure IV.2(g)-(h) ou IV.2(o)-(p)].

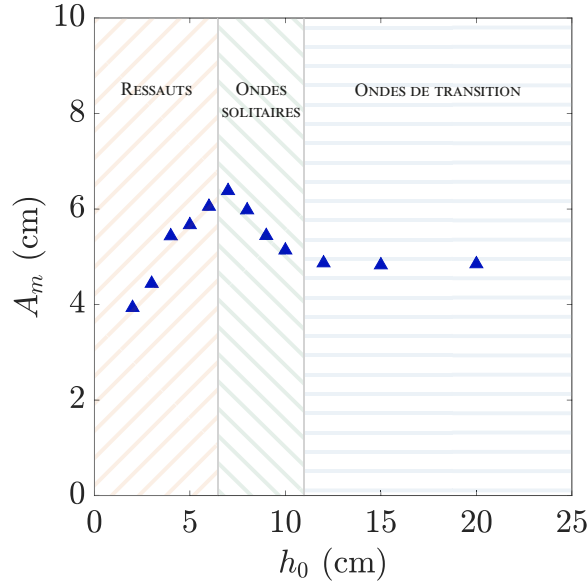


FIGURE IV.11 – Évolution de l'amplitude maximum A_m des vagues en fonction de la profondeur initiale d'eau h_0 , pour les expériences correspondant à une colonne granulaire telle que $H_g = 29$ cm et $L_0 = 10$ cm ($\blacktriangle$). Les différentes hachures correspondent aux trois régimes identifiés.

IV.5 Influence des paramètres initiaux

On s'intéresse à présent à l'influence des paramètres initiaux sur la vague générée. Dans cette optique, la figure IV.11 présente l'évolution de l'amplitude maximum A_m de la vague en fonction de la profondeur initiale d'eau h_0 , à géométrie de colonne granulaire fixée ($H_g = 29$ cm et $L_0 = 10$ cm). Pour les faibles profondeurs h_0 , les vagues obtenues sont systématiquement des ressauts. Pour celles-ci, l'amplitude maximale A_m croît strictement avec le niveau d'eau initial. On rappelle que les vagues présentent un déferlement plongeant dans cette région (*plunging breakers*). La courbe atteint un maximum pour une profondeur d'eau intermédiaire $h_0 \simeq 6,5$ cm, lequel semble coïncider avec l'apparition des ondes solitaires. L'amplitude maximum se met alors à décroître à h_0 croissant. Pour des hauteurs d'eau proches de ce point critique, les vagues présentent un déferlement glissant (*spilling breakers*), tandis qu'en augmentant la profondeur initiale les vagues finissent par être non déferlantes. Enfin, pour de grandes valeurs de h_0 ($h_0 \gtrsim 11$ cm pour cette configuration), l'amplitude semble atteindre une valeur asymptotique constante $A_{m,\infty}$ ($A_{m,\infty} \simeq 4,9$ cm sur la figure IV.11), alors qu'on atteint le régime des ondes de transition. Cette saturation de l'amplitude maximale de la vague n'est pas anodine : elle révèle que la hauteur d'eau h_0 ne semble plus influencer l'onde produite, il n'y a donc plus d'effet du fond du canal. Cela peut être mis en regard avec ce qui a été évoqué dans la partie IV.3.3 : les grains semblent alors se déverser dans une profondeur d'eau virtuellement infinie, augmenter celle-ci ne change alors plus la façon dont la vague est générée. L'onde



est donc le fruit de l'impact causé par l'avalanche de grains sur la surface libre initiale : on se retrouve alors dans une situation qui fait écho au problème, classique en mécanique des fluides, de CAUCHY–POISSON [92]. Cette allure de courbe, assez caractéristique, a déjà été partiellement observée par MULLIGAN et TAKE [116] avec un dispositif expérimental légèrement différent, bien que les valeurs de h_0 explorées par ces auteurs ne permettaient pas d'observer le plateau d'amplitude dans le régime des ondes de transitions.

Il convient à présent de s'intéresser à l'influence de la géométrie de la colonne. On commence ici par étudier comment la hauteur initiale H_g de celle-ci change la vague générée. L'évolution de A_m en fonction de la profondeur h_0 pour quatre colonnes granulaires de largeur initiale fixe $L_0 = 10$ cm est présentée sur la figure IV.12(a) [avec (■) $H_g = 9$ cm, (●) $H_g = 19$ cm, (▲) $H_g = 29$ cm et (★) $H_g = 39$ cm]. On remarque immédiatement que toutes les courbes obtenues ont une allure similaire à celle présentée en figure IV.11, avec une croissance de A_m avec h_0 pour les ressauts, une décroissance dans le domaine des ondes solitaires, et une valeur plateau atteinte pour les ondes de transition. Les régions dans lesquelles ces régimes sont observés sont respectivement indiquées par les lettres (R), (S) et (T), avec les frontières correspondantes représentées par des lignes en traits pointillés (---) et pleins (—). La figure IV.12(a) fait clairement apparaître le fait que plus H_g est élevé, tout autre paramètre initial étant par ailleurs inchangé, plus l'onde a une amplitude maximale importante, ce qui est en accord avec les travaux de thèse de MANON ROBBE-SAULE [133] : les courbes semblent se traduire vers le coin supérieur droit de la figure à mesure que l'on accroît la hauteur initiale de la colonne. L'explication réside dans le fait qu'à L_0 et h_0 constantes, augmenter H_g revient à augmenter le volume, et donc l'énergie potentielle de la colonne initiale, laquelle s'écrit au niveau de référence $z = h_0$

$$\varepsilon_g = \frac{1}{2} \rho_g g W L_0 H_g^2, \quad (\text{IV.3})$$

ce qui entraîne la formation d'une vague plus importante et donc une valeur plus élevée de l'amplitude maximale relevée.

La figure IV.12(b) présente cette fois-ci A_m en fonction de h_0 pour des expériences où H_g est maintenue à une valeur fixe ($H_g = 39$ cm), tandis que L_0 est variée [(▼) $L_0 = 5$ cm, (★) $L_0 = 10$ cm, (◆) $L_0 = 14,5$ cm, et (►) $L_0 = 20$ cm]. Là encore, on observe les mêmes allures de courbe qu'en figure IV.11 pour une géométrie initiale de colonne donnée. Cependant, l'effet de L_0 sur l'amplitude maximale est plus subtil : on remarque qu'initialement, augmenter ce paramètre produit une vague plus grande (la courbe pour (▼) $L_0 = 5$ cm est nettement en dessous de celle avec (★) $L_0 = 10$ cm), mais un effet saturant finit par apparaître (les courbes avec (★) $L_0 = 10$ cm, (◆) $L_0 = 14,5$ cm, et (►) $L_0 = 20$ cm sont presque superposées), ce qui est là-encore en accord avec la thèse de MANON ROBBE-SAULE [133]. Celui-ci, plus subtil à appréhender, peut en première

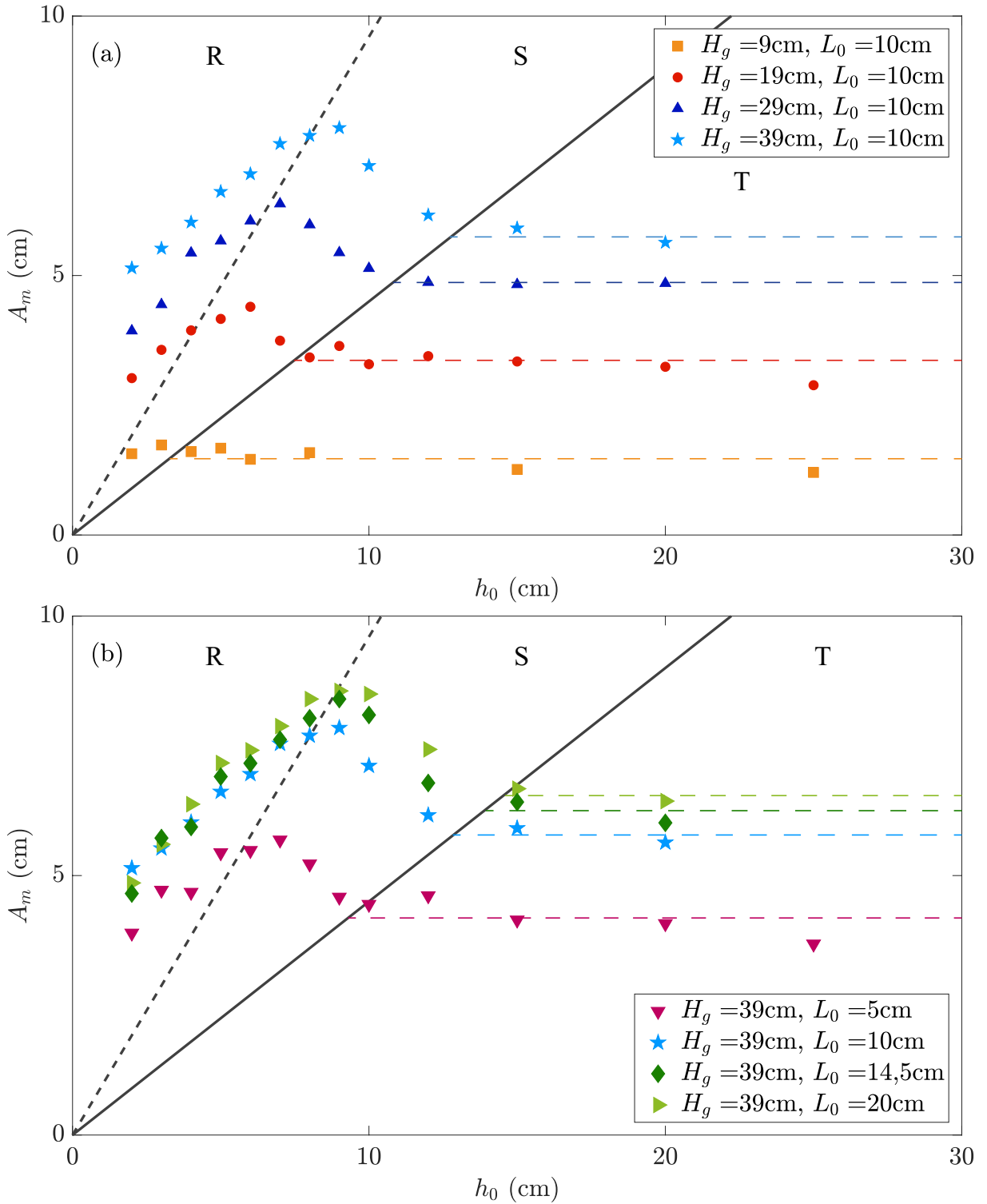


FIGURE IV.12 – Évolution de A_m en fonction h_0 , pour les expériences menées (a) à $L_0 = 10$ cm [($\square$) $H_g = 9$ cm, ($\bullet$) $H_g = 19$ cm, ($\blacktriangle$) $H_g = 29$ cm et ($\star$) $H_g = 39$ cm], et (b) à $H_g = 39$ cm [($\blacktriangledown$) $L_0 = 5$ cm, ($\star$) $L_0 = 10$ cm, ($\blacklozenge$) $L_0 = 14,5$ cm, et ($\blacktriangleright$) $L_0 = 20$ cm]. Les lettres indiquent (R) le régime de ressaut, (S) celui des ondes solitaires et (T) le domaine des ondes de transition, deux à deux séparés par les lignes (---) et (—), respectivement. Les traits pointillés horizontaux dans le régime (T) sont des guides pour observer la saturation d’amplitude.

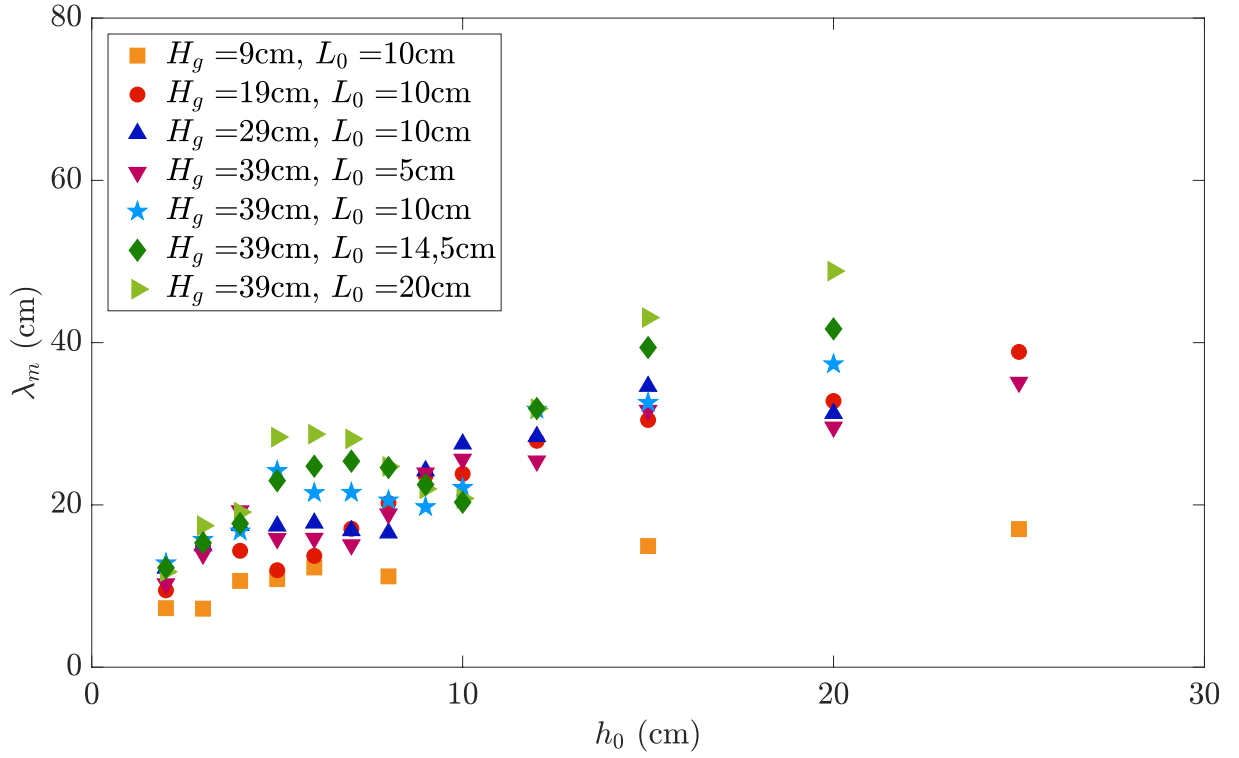


FIGURE IV.13 – Largeur à mi-hauteur λ_m quand l'amplitude de la vague est maximale en fonction de la profondeur initiale d'eau h_0 , pour toutes les expériences des figures IV.12(a) et (b).

approche se comprendre comme suit : à H_g et h_0 constants, augmenter L_0 diminue le rapport d'aspect de la colonne, ce qui impacte la dynamique de l'effondrement. Lorsque le rapport d'aspect est assez faible, le chapitre III a montré que la hauteur finale et la distance de *run-out* renormalisées par L_0 évoluent linéairement avec a , par conséquent les quantités dimensionnées correspondantes ne varient plus qu'avec H_g , d'où un effet de saturation du rapport d'aspect à H_g constant.

En associant à chaque expérience l'un des trois régimes de vagues identifiés, de manière systématique, on obtient les deux limites empiriques (---) entre ressauts et ondes solitaires, et (—) entre ondes solitaires et de transition, qui sont respectivement

$$A_m \simeq 0,96 h_0, \quad (\text{IV.4})$$

et

$$A_m \simeq 0,45 h_0. \quad (\text{IV.5})$$

Ces deux limites sont reportées sur les figures IV.12(a) et IV.12(b), ce qui permet de délimiter la région d'apparition de chaque type de vague.

On peut également s'intéresser à la largeur à mi-hauteur λ_m de la vague quand son

amplitude est maximale, comme défini dans le chapitre II. La figure IV.13 présente l'évolution de cette quantité avec la profondeur initiale d'eau, et ce pour toutes les expériences présentées dans la figure IV.12. On note que l'évolution de λ_m avec les paramètres initiaux est plus confuse, et il n'est pas immédiat ici d'identifier des évolutions claires en adéquation avec les trois régimes d'ondes précédemment identifiés. Cela indique que l'extension horizontale de la vague dépend de manière subtile de la profondeur d'eau ainsi que de la géométrie de la colonne. On peut également considérer, pour l'effondrement granulaire, la position finale $\Delta\ell_\infty$ ainsi que la vitesse maximale v_m qui sont atteintes par le front de grains en $z = h_0$ au cours d'une expérience. L'évolution de ces deux grandeurs en fonction de la profondeur initiale d'eau h_0 est illustrée sur les figures IV.14 et IV.15, respectivement, avec à chaque fois en sous-figure (a) les expériences à largeur initiale constante, et (b) celles pour lesquelles H_g est maintenu fixe. Pour la position $\Delta\ell_\infty$, on remarque le même comportement pour toutes les séries d'expériences : une stricte décroissance se produit avec h_0 , avec une allure affine nette, jusqu'à atteindre le régime des ondes de transition, pour lequel on observe toujours $\Delta\ell_\infty = 0$. Cette dernière observation est due au comportement singulier de ce régime, pour lequel on rappelle que le front de grains fait un aller-retour entre 0 et une position maximale $\Delta\ell_m$ au cours de l'effondrement (voir figure IV.7) : la position finale est donc identique à l'initiale, soit $x = L_0$. L'influence des dimensions H_g et L_0 de la colonne au repos sur $\Delta\ell_\infty$ est qualitativement la même que pour l'amplitude : croissance du front de grains final avec H_g et avec L_0 , avec toutefois un effet légèrement saturant de ce dernier paramètre. D'autre part, la vitesse maximale du front de grains v_m est présentée en fonction de h_0 sur la figure IV.15(a)-(b). Les courbes obtenues sont relativement bruitées, ce qui est dû à la méthode de détermination de cette grandeur. On remarque que l'évolution de la vitesse avec la profondeur initiale est plus subtile que celle de la position : pour certaines courbes, v_m semble constant pour les profondeurs les plus faibles, puis décroît avec h_0 , avant de saturer autour d'une valeur plateau, lorsque le régime des ondes de transition est atteint. Le premier plateau indique qu'à faible valeur de h_0 l'eau n'influe que peu ou pas sur l'effondrement granulaire, et donc la vitesse v_m ne dépend pas de la profondeur initiale de fluide. Le second tient aux mêmes raisons que pour l'amplitude : à grandes profondeurs h_0 , ce paramètre n'influe plus sur l'effondrement, alors que les grains se déversent comme dans une couche d'eau infinie. En outre, les mêmes remarques que précédemment, concernant l'influence de la géométrie initiale de la colonne, peuvent être faites.

IV.6 Influence des nombres sans dimensions

Comme évoqué lors du chapitre II, le nombre de FROUDE global, $\text{Fr}_0 = \sqrt{H_0/h_0}$, qui compare la vitesse typique de chute libre d'un grain $\sqrt{gH_0}$ sur une hauteur $H_0/2$ à la vitesse de propagation $\sqrt{gh_0}$ d'une onde gravitaire linéaire en eau peu profonde,

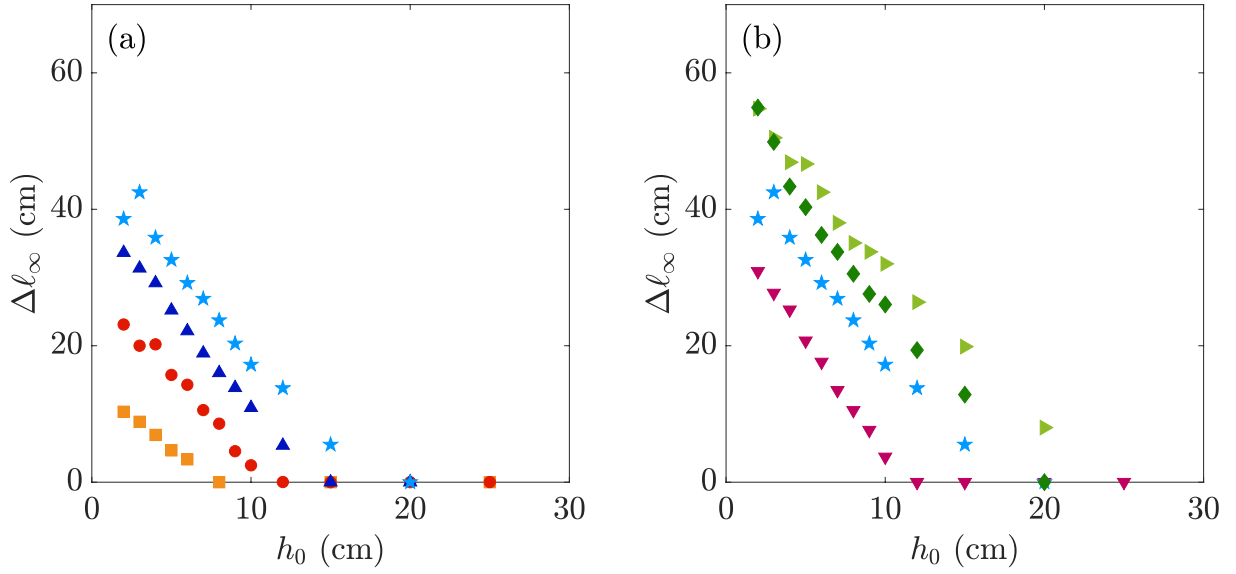


FIGURE IV.14 – Position finale $\Delta\ell_\infty$ du front de grains en $z = h_0$, en fonction de h_0 , pour toutes les expériences (a) à $L_0 = 10$ cm et (■) $H_g = 9$ cm, (●) $H_g = 19$ cm, (▲) $H_g = 29$ cm et (★) $H_g = 39$ cm, et (b) à $H_g = 39$ cm et (▼) $L_0 = 5$ cm, (★) $L_0 = 10$ cm, (◆) $L_0 = 14,5$ cm, et (►) $L_0 = 20$ cm.

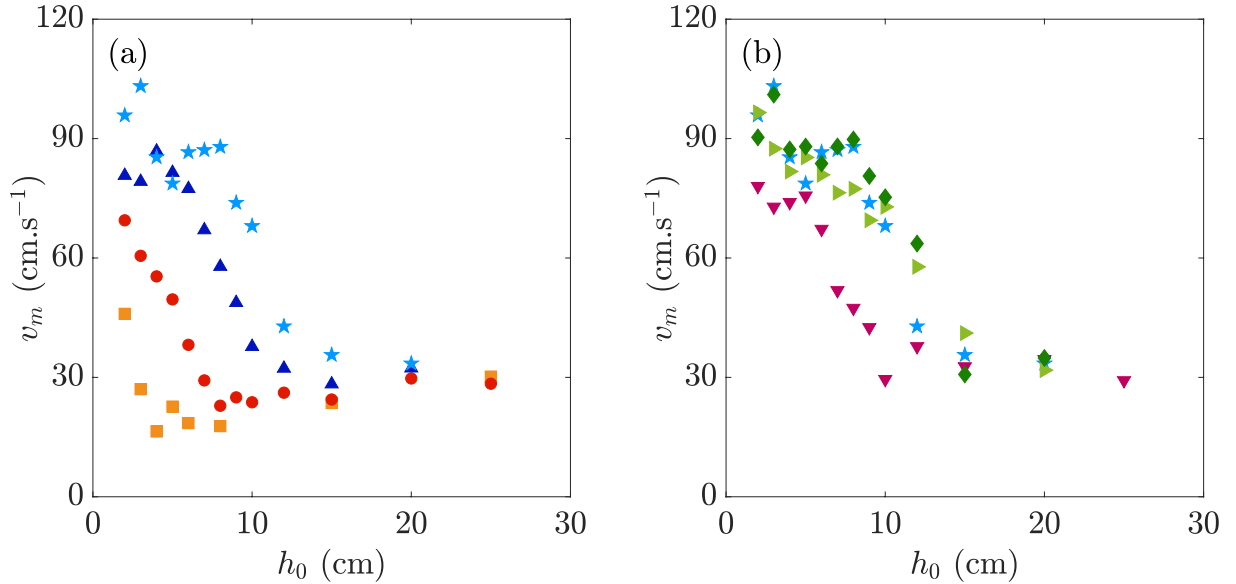


FIGURE IV.15 – Vitesse maximale v_m du front de grains en $z = h_0$, en fonction de h_0 , pour les expériences (a) à L_0 constant, et (b) à H_g constant. Les symboles et leurs couleurs correspondent à ce qui est indiqué dans la légende de la figure IV.14.

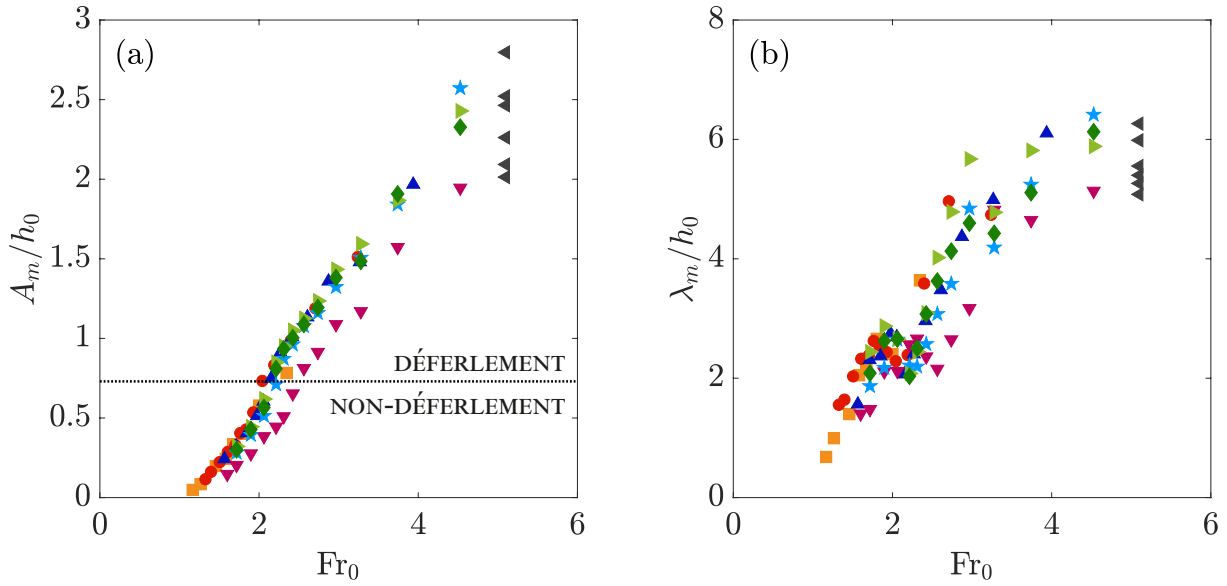


FIGURE IV.16 – Évolution (a) de l’amplitude maximale relative A_m/h_0 et (b) de la largeur à mi-hauteur relative λ_m/h_0 associée en fonction du nombre de FROUDE global $Fr_0 = \sqrt{H_0/h_0}$. Toutes les expériences de génération d’ondes sont représentées, avec les mêmes symboles et couleurs que ceux utilisés pour la figure IV.12, à l’exception de la série de mesures ($\blacktriangleleft$) pour laquelle $H_g = 50$ cm et L_0 est varié de 2,5 cm à 8,5 cm (voir la table II.2 présentée à la fin du chapitre II de ce manuscrit pour plus de détails).

a été identifié par plusieurs études comme un paramètre important dans le processus de génération de la vague [28, 75, 118]. La figure IV.16 présente ainsi l’évolution (a) de l’amplitude maximale relative A_m/h_0 de la vague et (b) de la largeur à mi-hauteur relative λ_m/h_0 associée en fonction de Fr_0 , pour toutes les expériences de génération d’onde réalisées dans le cadre de cette thèse. On observe tout d’abord le fait que A_m/h_0 croît strictement avec le nombre de FROUDE global : plus la hauteur H_0 est importante par rapport à la profondeur initiale de fluide, plus l’onde générée aura une amplitude relative importante. On notera que dans toutes les expériences pour lesquelles $A_m/h_0 \gtrsim 0,73$, les vagues déferlent. Cette valeur n’est pas très éloignée du rapport critique d’amplitude de 0,78 prédit par MCCOWAN [107] et repris par TANAKA [160]. Le nombre de FROUDE global gouverne donc au premier ordre la génération de la vague, ce qui explique par exemple la loi empirique proposée par NGUYEN [118]. Cependant, une analyse plus fine des données révèle un effet non-négligeable du rapport d’aspect de la colonne, qui constitue l’autre nombre sans dimension clé du problème, en vertu du développement effectué dans la partie II.2.5 de ce manuscrit. Ainsi, si la plupart des courbes expérimentales à géométrie de colonne initiale fixe se superposent, on observe une dispersion certaine pour les données présentant les plus grands rapports d’aspects, comme illustré par les séries pour lesquelles ($\blacktriangledown$) $H_g = 39$ cm et $L_0 = 5$ cm, et ($\blacktriangleleft$) $H_g = 50$ cm et $L_0 = 2,5 - 8,5$ cm. Ce fait se retrouve dans la loi empirique proposée par HUANG *et al.* [75] :



$$\frac{A_m}{h_0} = 0,13 \left(\frac{H_0}{L_0} \right)^{0,81} \left(\frac{L_0}{h_0} \right)^{1,09} = 0,13 a^{-0,28} \text{Fr}_0^{2,18}, \quad (\text{IV.6})$$

qui décrit l'influence du nombre de FROUDE global ainsi que du rapport d'aspect à travers des lois de puissance d'exposants 2,18 et -0,28, respectivement. L'évolution de la largeur à mi-hauteur en figure IV.16(b) est plus subtile : une croissance globale avec le nombre de FROUDE est observée, malgré une dispersion importante des données et le fait qu'une rupture de pente autour de $\text{Fr}_0 \simeq 2$ semble exister. Ainsi, dans cette représentation, le regroupement des points est-il moins convaincant que pour le tracé de l'amplitude relative. Enfin, de manière générale, on note que les différents régimes d'ondes observés précédemment ne sont pas clairement distinguables sur la figure IV.16 : par conséquent, si le nombre de FROUDE global est un paramètre important dans la génération de la vague, il ne suffit pas à lui seul à expliquer toute la richesse de la physique à l'œuvre.

La recherche, pour ce type de problème, d'un unique paramètre adimensionné permettant le regroupement des données a motivé de nombreuses études par le passé [18, 71, 134, 135], comme cela est présenté dans la partie I.3.2 de cette thèse. L'utilisation de l'approximation linéaire donnée par NODA [121] et les résultats obtenus par DAS et WIEGEL [39], MILLER et WHITE [111] et ROBBE-SAULE *et al.* [135] pour des problèmes de génération d'ondes impulsionnelles, ont prouvé l'intérêt d'employer un nouveau nombre de FROUDE pour décrire la vague produite. Ainsi, ROBBE-SAULE *et al.* [135] ont défini un nombre de FROUDE local à l'interface initiale eau-air, $\text{Fr}_f = v_m / \sqrt{gh_0}$, basé sur la vitesse maximale horizontale v_m du front de grains en $z = h_0$, et montré la pertinence de ce paramètre pour décrire la vague générée. À ce titre, la figure IV.17 présente à nouveau (a) A_m/h_0 et (b) λ_m/h_0 en fonction cette fois-ci du nombre de FROUDE local Fr_f . Pour l'amplitude maximale relative, l'ensemble des données expérimentales se regroupent sur une courbe maîtresse, la dispersion observée étant de l'ordre de l'erreur expérimentale. Seul un point dévie, correspondant à la série où (■) $H_g = 9$ cm et $L_0 = 10$ cm, et pour lequel $h_0 = 2$ cm : au vu des faibles échelles mises en jeu pour l'effondrement comme pour la vague générée, cela pourrait potentiellement être dû à des effets de taille finie pour les grains. Le nombre de FROUDE local est donc le paramètre clé pour décrire l'amplitude maximale relative de la vague dans la gamme de paramètres initiaux explorée, en accord avec ROBBE-SAULE *et al.* [135]. Le lecteur pourra cependant noter que, pour les plus petites valeurs de A_m/h_0 , la courbe semble plonger verticalement vers 0 autour de $\text{Fr}_f \simeq 0,2$: l'amplitude relative tend donc à être nulle, alors que Fr_f ne l'est pas. Ce fait coïncide avec l'apparition du troisième régime des ondes de transition pour lequel, d'après les parties précédentes, A_m tend vers une valeur asymptotique constante pour une géométrie de colonne initiale fixe, de même que la vitesse v_m . Comme dans ce régime il n'y a plus d'effet du fond, l'amplitude ne doit alors plus dépendre de h_0 : l'utilisation du nombre de FROUDE local n'est alors plus pertinente pour décrire l'onde produite.

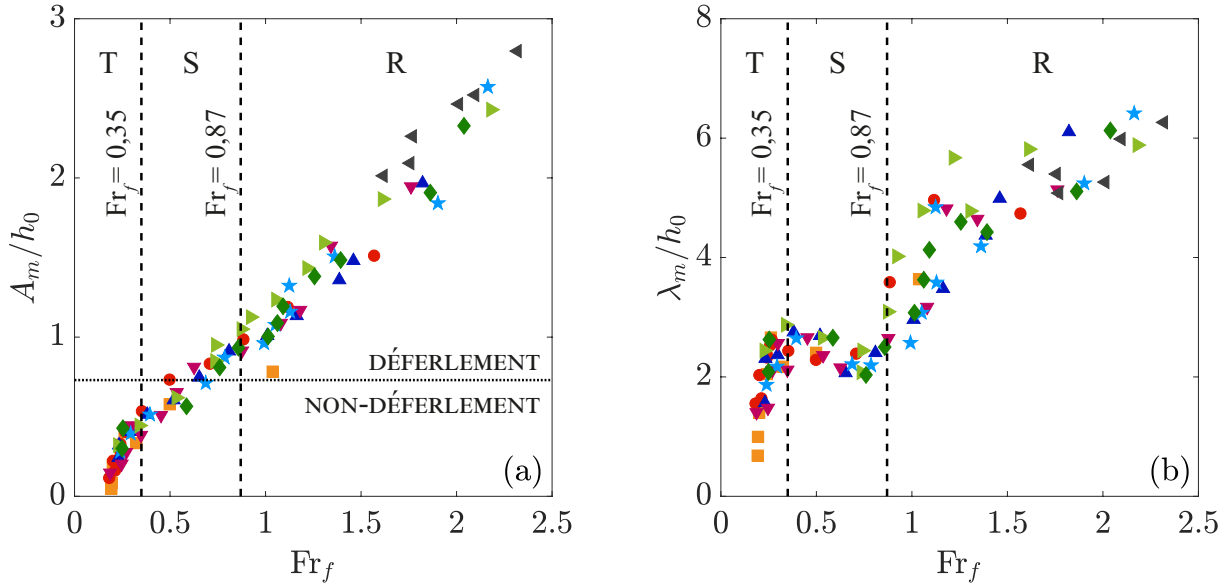


FIGURE IV.17 – Évolution de (a) l'amplitude maximum relative A_m/h_0 et (b) de la largeur à mi-hauteur relative λ_m/h_0 associée en fonction du nombre de FROUDE local $Fr_f = v_m/\sqrt{gh_0}$. Toutes les expériences de génération d'ondes sont représentées. Les traits pointillés indiquent les limites entre ondes de transition (T) et ondes solitaires (S) ($Fr_f \simeq 0,35$), et entre ondes solitaires et ressauts ($Fr_f \simeq 0,87$).

La représentation de l'amplitude, cependant, ne permet pas de discriminer les différents régimes de vagues, et leurs conditions d'apparition. En revanche, la figure IV.17(b) montre que les données pour la largeur à mi-hauteur présentent trois comportements distincts : une phase de croissance à faible nombre de FROUDE local, une cassure de la courbe menant à une subtile décroissance pour des valeurs intermédiaires de Fr_f , suivie d'une nouvelle phase de croissance. Les données semblent très regroupées quand $Fr_f \lesssim 0,9$, avant d'être plus dispersées à plus grands nombres de FROUDE local. Le type d'onde observée peut donc être ici déterminé en fonction de Fr_f , et l'identification des trois zones observées en figure IV.17(b) avec les différents régimes observés fournit le découpage suivant : des ondes de transition sont systématiquement obtenues quand $Fr_f \lesssim 0,35$, des ondes solitaires pour $0,35 \lesssim Fr_f \lesssim 0,87$, tandis que les ressauts surviennent dès lors que $Fr_f \gtrsim 0,87$. Ces limites sont représentées sur la figure IV.17, pour la représentation (a) en amplitude et (b) en largeur à mi-hauteur.

Les travaux de ROBBE-SAULE *et al.* [134] ont également permis de mettre en évidence le rôle d'un autre paramètre dans la génération de l'onde : le volume immergé final ΔV_∞ de grains tombés sous la profondeur initiale d'eau h_0 . La thèse de MANON ROBBE-SAULE [133] a permis d'établir un lien entre l'amplitude relative et cette quantité, adimensionnée par Wh_0^2 , lequel prend la forme de la loi empirique suivante :



$$\frac{A_m}{h_0} = 0,25 \left[\frac{\Delta V_\infty}{Wh_0^2} \right]^{0,8}. \quad (\text{IV.7})$$

La figure IV.18 présente l'évolution de l'amplitude relative de la vague et de la largeur à mi-hauteur associée en fonction de ce volume relatif final de matière granulaire immergée. Les données de ROBBE-SAULE *et al.* [134] sont également reportées en (a), ainsi que la loi empirique (IV.7). Le rapport A_m/h_0 croît strictement avec $\Delta V_\infty/(Wh_0^2)$, et ce pour toutes les expériences réalisées. On remarque que les points issus des différentes géométries initiales de colonne se regroupent sur une courbe maîtresse, ce qui confirme les conclusions de ROBBE-SAULE *et al.* [134] : le volume relatif final de grains immergés constitue un nombre sans dimension qui gouverne la génération de la vague, au même titre que le nombre de FROUDE local Fr_f évoqué plus haut. La gamme explorée dans cette thèse étant plus étendue que dans l'étude de ROBBE-SAULE *et al.* [134] pour ce paramètre, on observe que la loi (IV.7) est précise dans son estimation de l'amplitude de l'onde pour des volumes relatifs compris approximativement entre 0 et 10, tandis qu'elle perd de sa pertinence quand $\Delta V_\infty/(Wh_0^2) \gtrsim 10$. Sur la figure IV.18(b), la largeur à mi-hauteur présente une courbe qui serpente, de manière assez analogue à la figure IV.17(b). Les trois phases observées correspondent aux trois régimes de vagues, avec une limite entre ondes de transition et solitaires qui correspond à $\Delta V_\infty/(Wh_0^2) \simeq 2,2$, tandis que celle entre les ondes solitaires et les ressauts est donnée par $\Delta V_\infty/(Wh_0^2) \simeq 3,5$.

IV.7 Étude hydrodynamique des ondes impulsives

IV.7.1 Régimes d'ondes et équation de Korteweg-de Vries

La présence de trois régimes d'ondes impulsives générées par l'effondrement d'une colonne granulaire montre la grande richesse hydrodynamique du problème posé. On peut naturellement être tenté de relier les observations expérimentales menées jusqu'ici à la physique des ondes. En particulier, l'équation de KORTEWEG-DE VRIES [82], qui a été introduite dans la partie I.1.4 de ce manuscrit, est un modèle théorique classique utilisé notamment pour décrire l'évolution de la surface libre η des vagues dans un contexte d'eau peu profonde (en anglais *shallow water waves*). Celle-ci s'écrit, en l'absence d'effet capillaire,

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{3}{2} \sqrt{\frac{g}{h_0}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \eta^2 + \frac{2}{3} \alpha \eta + \frac{h_0^3}{9} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right) = 0, \quad (\text{IV.8})$$

avec α une constante arbitraire liée au mouvement uniforme du fluide. À partir de l'équation (IV.8), la transformation

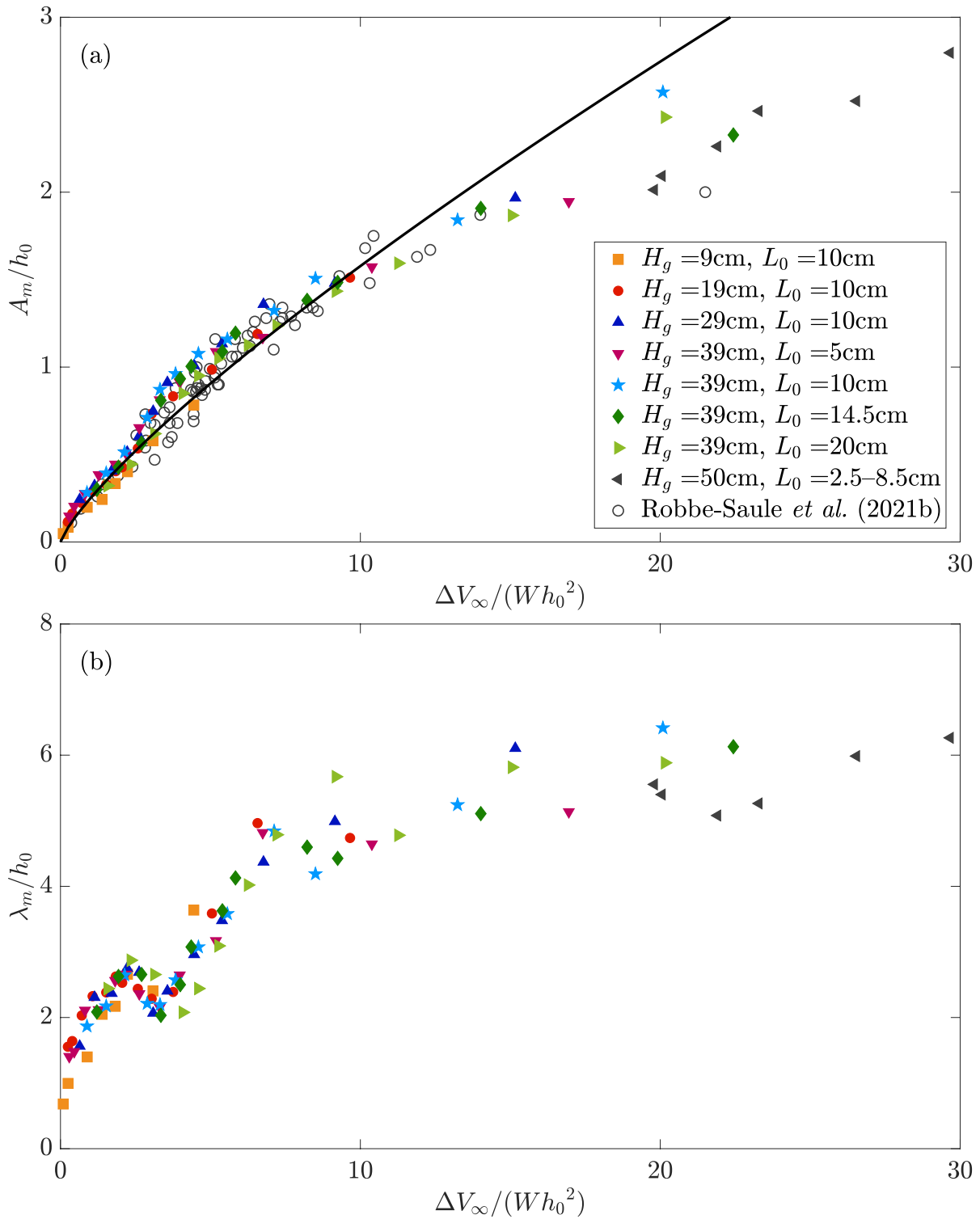


FIGURE IV.18 – (a) A_m/h_0 et (b) λ_m/h_0 en fonction du volume relatif final $\Delta V_\infty / (Wh_0^2)$ de matière granulaire immergée. Toutes les expériences de génération d'ondes sont représentées, et en (a) les données de ROBBE-SAULE *et al.* [134] (○) sont également reportées, ainsi que (—) la loi empirique $A_m/h_0 = 0,25[\Delta V_\infty / (Wh_0^2)]^{0,8}$ proposée par ces mêmes auteurs.



$$t' \equiv \frac{1}{6} \sqrt{\frac{g}{h_0}} t, \quad x' \equiv \frac{x}{h_0}, \quad \eta' \equiv 9 \frac{\eta}{h_0} + 6 \frac{\alpha}{h_0}, \quad (\text{IV.9})$$

mène à l'équation adimensionnée suivante [66] :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \eta \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} = 0, \quad (\text{IV.10})$$

où l'on omet ici les apostrophes par souci de lisibilité. On observe que cette équation met en compétition trois termes : un terme instationnaire ($\partial \eta / \partial t$), un terme non-linéaire ($\eta \partial \eta / \partial x$), et un terme dispersif ($\partial^3 \eta / \partial x^3$). On propose ici de considérer la nouvelle transformation

$$t'' \equiv \frac{1}{6} \sqrt{\frac{g}{H_0}} t, \quad x'' \equiv \frac{x}{H_0}, \quad \eta'' \equiv 9 \frac{\eta}{H_0} + 6 \frac{\alpha}{H_0}, \quad (\text{IV.11})$$

laquelle est basée sur un adimensionnement par la hauteur H_0 de la colonne de grains initiale plutôt que sur la profondeur h_0 de l'eau au repos. Celle-ci, appliquée à l'équation (IV.8), mène alors à

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \text{Fr}_0 \eta \frac{\partial \eta}{\partial x} + \text{Fr}_0^{-5} \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} = 0, \quad (\text{IV.12})$$

où l'on omet, là-encore, les apostrophes. On retrouve dans la relation (IV.12) les mêmes termes instationnaire, non-linéaire et dispersif que dans l'équation (IV.10), mais l'influence du nombre de FROUDE global Fr_0 est ici révélée. D'après ce qui a été présenté dans les parties qui précèdent, pour de grands nombres de FROUDE (quand la hauteur initiale de la colonne est importante par rapport à la profondeur initiale d'eau) une onde de choc se produit dans le fluide, ce qui mène à la formation d'un ressaut. La vitesse à laquelle l'intumescence croît et le fait que la phase de génération s'opère proche de l'effondrement montrent que, dans ce cas, les effets non-linéaires et instationnaires prédominent sur la dispersion. On retrouve cette observation à partir de l'équation (IV.12), à savoir que le terme dispersif devient faible à grand nombre de FROUDE Fr_0 . En le négligeant, l'expression (IV.12) prend la forme de l'équation de BURGERS [26] :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \text{Fr}_0 \eta \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0, \quad (\text{IV.13})$$

qui peut justement être utilisée pour décrire la formation d'ondes de chocs hydrodynamiques et l'évolution de discontinuités dans le fluide, comme l'ont réalisé GUREVICH et PITAEVSKII [66]. À mesure que l'on diminue le nombre de FROUDE dans les expériences, le choc créé à l'interface entre les grains et l'eau est de moins en moins violent, et on finit par atteindre un état d'équilibre où les effets non-linéaires sont contrebalancés par la dispersion. Cela indique que l'équation complète (IV.8) [(IV.10) ou (IV.12) sous forme

adimensionnée] doit alors être privilégiée pour décrire la vague générée. Or il est connu que, dans cette situation d'équilibre, l'équation (IV.10) possède des solutions de type solitons, *i.e.*, des ondes solitaires qui se propagent sans se déformer [82], ce qui concorde avec les observations expérimentales de la partie IV.3.2. Enfin, en diminuant encore le nombre de FROUDE, on finit par atteindre une situation où la non-linéarité est faible devant les effets dispersifs d'après la relation (IV.12), d'où l'obtention des ondes de transition qui ont une nature oscillatoire. Plusieurs auteurs, comme PELINOVSKY *et al.* [126], VIROULET *et al.* [172] et WHITHAM [180], ont décrit ce type d'onde en utilisant la version linéarisée de l'équation de KORTEWEG–DE VRIES, qui s'écrit :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + c \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{ch_0^2}{6} \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} = 0, \quad (\text{IV.14})$$

avec $c = \sqrt{gh_0}$. Ainsi, les trois régimes observés dans nos expériences peuvent s'interpréter comme différents scénarios possibles prédits par l'équation de KORTEWEG–DE VRIES, selon que les effets non-linéaires ou dispersifs prédominent l'un sur l'autre ou s'équilibrent. En outre, ces observations donnent des indications sur les théories d'ondes pertinentes pour la description hydrodynamique de chaque régime.

On notera que cette analyse n'est pas dépendante du type de forçage employé pour générer l'onde : changer celui-ci nécessiterait simplement d'adapter la transformation (IV.11) afin d'arriver aux mêmes conclusions. Les différents régimes observés ne sont donc pas la signature de l'effondrement granulaire : autrement dit, ils peuvent être obtenus par d'autres mécanismes de génération. Cela explique par exemple leur identification par DAS et WIEGEL [39], FRITZ *et al.* [48] et NODA [121], qui ont pourtant utilisé des configurations expérimentales différentes de celle employée dans ce manuscrit.

IV.7.2 Ressauts

Comme établi précédemment, le régime de ressaut survient pour des valeurs élevées du nombre de FROUDE local ($\text{Fr}_f \gtrsim 0,87$), lorsque la hauteur initiale de la colonne de grains est importante devant la profondeur originelle d'eau ($H_0 \gg h_0$). La forme caractéristique du choc se produisant à l'interface entre les grains et l'eau est illustrée en figure IV.19 : la vague ressemble à une marche de fluide pendant sa phase de génération, avec une hauteur quasiment constante en amont du front, et se propage vers l'aval du canal encore au repos. Le front se raidit de plus en plus au cours du temps, ce qui finit par entraîner le déferlement de la vague quand sa cambrure devient trop importante.

On remarque également que le front de grains se propage essentiellement horizontalement tout en repoussant le fluide vers l'aval. L'interface entre les grains secs et le ressaut est pratiquement verticale, comme illustré sur la figure IV.19, et celle entre le front de grains mouillés et le reste de la vague présente également une pente importante. L'avalanche granulaire se comporte par conséquent comme le ferait un piston solide vertical se dépla-



FIGURE IV.19 – Image zoomée d’un ressaut au cours de sa phase de génération ($H_g = 39$ cm, $L_0 = 20$ cm et $h_0 = 4$ cm).

çant horizontalement. Cette observation fait écho aux travaux de SAINT-VENANT [141], évoqués dans la partie I.1.5 de cette thèse, qui a étudié l’intumescence générée par le mouvement d’une plaque solide dans un canal de section rectangulaire, avançant à vitesse constante. À la fin de la phase de génération transitoire de la vague, soit lorsque l’amplitude de la vague devient maximale, la vitesse d’avancée du front de grains reste pendant quelques instants proche de sa valeur maximale v_m [comme illustré en figure figure IV.5(b)]. On peut alors faire l’hypothèse qu’on se trouve dans un cas similaire d’une intumescence d’amplitude A_m formée par le mouvement d’un piston animé d’une vitesse v_p constante. On note c la célérité du ressaut, qu’on considère constante en vertu des observations expérimentales livrées dans la partie IV.3.4, et $\Delta\ell_p$ la course effectuée par le piston. La situation est schématisée en figure IV.20(a) dans le référentiel du laboratoire. On peut ici se ramener à une configuration stationnaire en se plaçant dans le référentiel de propagation du ressaut (qui est en translation uniforme à la vitesse c), comme illustré en figure IV.20(b).

Dans celui-ci, l’équation de continuité s’écrit, par unité de profondeur [111] :

$$(c - v_p)(h_0 + A_m)dt - ch_0dt = 0, \quad (\text{IV.15})$$

soit

$$(c - v_p)(h_0 + A_m) = ch_0. \quad (\text{IV.16})$$

Avec un raisonnement identique à celui présenté en partie I.1.5 de ce manuscrit pour un ressaut hydraulique classique, l’équation de quantité de mouvement s’obtient en appliquant le théorème de transport de Reynolds [31, 67], en faisant l’hypothèse d’une pression hydrostatique de part et d’autre du ressaut, et en négligeant la dissipation pouvant survenir au fond de la cuve :

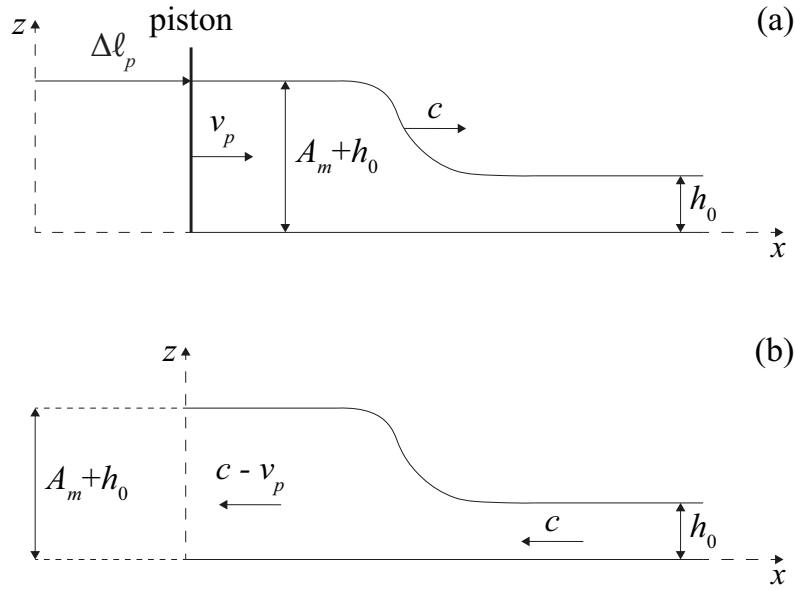


FIGURE IV.20 – Schéma d'un ressaut hydraulique, d'amplitude A_m et de vitesse de propagation c , créé par l'avancée d'un piston à vitesse constante v_p sur une course $\Delta\ell_p$. Représentation dans le référentiel (a) du laboratoire, et (b) dans celui du ressaut.

$$(c - v_p)^2(h_0 + A_m) - c^2h_0 + \frac{g}{2}[(h_0 + A_m)^2 - h_0^2] = 0. \quad (\text{IV.17})$$

Les deux équations (IV.16) et (IV.17) décrivent ainsi un ressaut (choc hydrodynamique) séparant un domaine supercritique de profondeur h_0 d'une région sous-critique de profondeur $A_m + h_0$. En combinant ces deux relations, on peut faire apparaître l'expression suivante reliant l'amplitude relative A_m/h_0 de la vague et le nombre de FROUDE local $\text{Fr}_p = v_p/\sqrt{gh_0}$ basé sur la vitesse d'avancée du piston :

$$\frac{A_m}{h_0} \left(\frac{1 + A_m/(2h_0)}{1 + A_m/h_0} \right)^{1/2} = \text{Fr}_p. \quad (\text{IV.18})$$

Cette équation est identique à celle obtenue par MILLER et WHITE [111], qui ont étudié les ondes générées par l'avancée d'un piston solide. La figure IV.21(a) compare le membre de gauche de l'équation (IV.18) au nombre de FROUDE local Fr_f . Les expériences vérifiant $\text{Fr}_f \gtrsim 0,87$ semblent se regrouper, dans cette représentation, autour d'une droite de pente 0,9. Par conséquent, les vagues dans ce régime sont analogues à des ressauts générés par l'avancée d'une paroi solide dotée d'une vitesse constante $v_p = 0,9v_m$. La présence de ce préfacteur, inférieur à l'unité, se comprend car le front de grains repoussant le fluide n'est pas exactement une paroi solide verticale, mais se présente plutôt comme une interface poreuse et déformable (figure IV.19). Par la suite, on considèrera ainsi que le nombre de FROUDE du piston équivalent à l'effondrement granulaire s'écrit $\text{Fr}_p = 0,9\text{Fr}_f$.

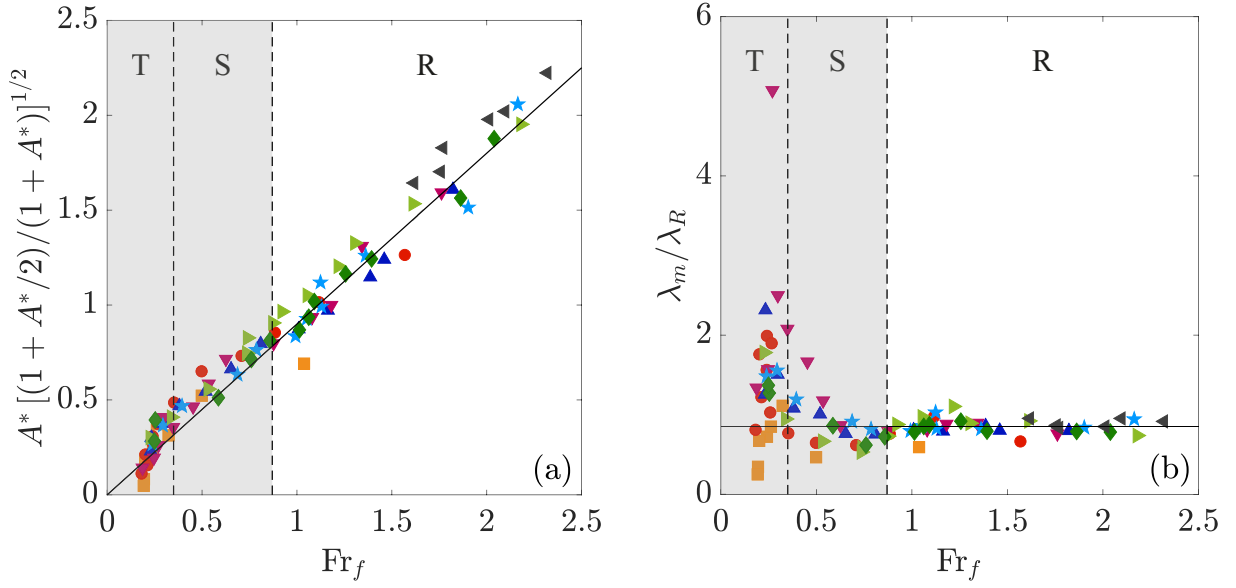


FIGURE IV.21 – (a) Evolution de $A^*[(1 + A^*/2)/(1 + A^*)]^{1/2}$, avec $A^* = A_m/h_0$, en fonction de Fr_f . (—) Droite de pente 0,9. (b) λ_m/λ_R en fonction de Fr_f . La ligne horizontale correspond à $\lambda_m/\lambda_R = 0,85$. Toutes les expériences de génération d'ondes sont représentées.

L'équation (IV.18) ne fournit cependant qu'une relation indirecte entre A_m/h_0 et le nombre de FROUDE local. Il est possible d'inverser l'écriture en présentant l'équation sous la forme suivante :

$$\left(\frac{A_m}{h_0}\right)^3 + 2\left(\frac{A_m}{h_0}\right)^2 - 2Fr_p^2\left(\frac{A_m}{h_0}\right) - 2Fr_p^2 = 0. \quad (IV.19)$$

La résolution de cette équation du troisième degré en A_m/h_0 , en ne retenant que la solution positive, permet d'expliciter l'amplitude relative de la vague :

$$\frac{A_m}{h_0} = \frac{2}{3} \left\{ 2\sqrt{1 + 3Fr_p^2/2} \cos \left(\frac{1}{3} \cos^{-1} \left[\frac{3(Fr_p - 2\sqrt{2}/3)(Fr_p + 2\sqrt{2}/3)}{4(Fr_p^2 + 2/3)\sqrt{1 + 3Fr_p^2/2}} \right] \right) - 1 \right\}. \quad (IV.20)$$

Cette équation établit une relation faiblement non-linéaire entre A_m/h_0 et le nombre de FROUDE local (comme $Fr_p = 0,9Fr_f$). On remarque également, à partir de l'équation (IV.20), que $A_m/h_0 \sim \sqrt{2}Fr_p$ quand $Fr_p \rightarrow +\infty$.

La largeur à mi-hauteur λ_R du ressaut peut également être estimée à partir de la conservation du volume à la fin de la phase de génération. En effet, la forme de la vague dans ce régime peut, au premier ordre, être grossièrement vue comme celle d'une marche de fluide de hauteur A_m et de largeur λ_R . Ce volume d'eau correspond nécessairement au volume de fluide déplacé par le piston pendant la phase de génération. Celui-ci n'est autre que $\Delta\ell_g h_0$, avec $\Delta\ell_g = \Delta\ell_p(t = t_{A_m})$ la position du front de grains lorsque la vague

atteint son amplitude maximale (t_{A_m} est le temps correspondant au moment pour lequel $A = A_m$). On obtient alors

$$\lambda_R = \Delta\ell_g \frac{h_0}{A_m}. \quad (\text{IV.21})$$

On peut alors comparer pour chaque expérience cette largeur “idéale” de ressaut, λ_R , avec la valeur λ_m mesurée expérimentalement. La figure IV.21(b) présente à cet effet l’évolution de λ_m/λ_R avec le nombre de FROUDE local Fr_f . On observe de manière assez nette un plateau dans le régime de ressaut autour d’un rapport moyen $\lambda_m/\lambda_R = 0,85$. Cette valeur, plus petite que l’unité, tient au fait que les ressauts obtenus expérimentalement ne sont pas des marches parfaites, comme le montre la figure IV.19 : la pente en aval de l’onde générée présente une courbure certaine, mais point une stricte verticalité. On note que la relation $\lambda_m = 0,85\lambda_R$, pertinente pour décrire les ressauts, n’est plus vérifiée pour les autres régimes. En effet, les ondes formées se propagent alors loin du piston, parfois avant la fin de leur génération, tandis que leurs formes sont très éloignées de celle d’une marche. Pour de grandes valeurs de Fr_f (pour lesquelles $A_m/h_0 \sim \sqrt{2}\text{Fr}_p$), on remarque que le rapport λ_R/h_0 tend à être proportionnel à $(\Delta\ell_g/h_0)\text{Fr}_f^{-1}$. Cette analyse, bien que de premier ordre, montre que la largeur à mi-hauteur dépend non seulement du nombre de FROUDE local Fr_f , mais également de la course du front de grains $\Delta\ell_g$. Cela justifie la dispersion des points expérimentaux dans le régime de ressaut, lorsque l’on cherche à représenter λ_m/h_0 en fonction de Fr_f comme illustré sur la figure IV.17(b).

IV.7.3 Ondes solitaires

Si la théorie du ressaut hydraulique permet d’estimer les caractéristiques de la vague générée à grands nombres de FROUDE local Fr_f , il serait hasardeux de l’appliquer aux autres régimes observés. Comme évoqué précédemment dans ce chapitre, des ondes solitaires sont obtenues pour des valeurs de Fr_f comprises entre 0,35 et 0,87. Celles-ci ont une forme et un comportement qui n’est pas sans rappeler les solutions de type solitons de l’équation de KORTEWEG–DE VRIES [82], également mises en évidence dans les travaux antérieurs de BOUSSINESQ [21, 22] et de RAYLEIGH [131], qui ont été présentées dans la partie I.1.4 de ce manuscrit. Ces vagues se développent dans un contexte d’eau peu profonde, où l’on néglige la dissipation [41]. Sous ces hypothèses, qui semblent raisonnablement vérifiées dans nos expériences, l’évolution de la surface libre η d’un soliton est donnée, en suivant l’approche détaillée dans la partie I.1.4 de cette thèse, par

$$\eta(x, t) = A_m \text{sech}^2 \left(\frac{c_S t - x}{\lambda_S} \right), \quad (\text{IV.22})$$

avec

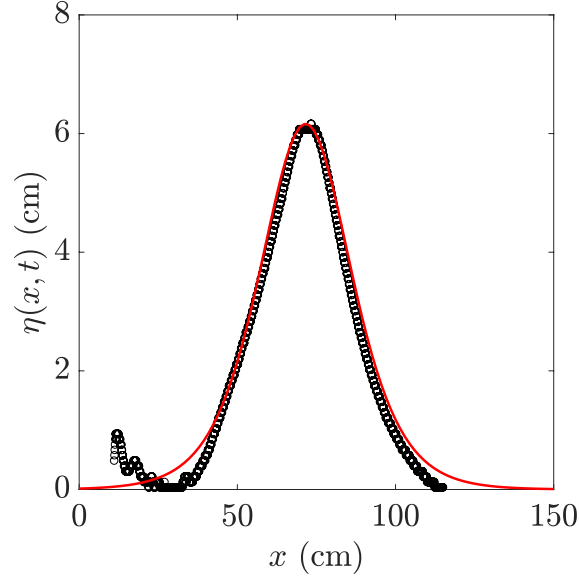


FIGURE IV.22 – Comparaison entre la surface libre $\eta(x, t)$ d’une onde solitaire ($\circ$) expérimentale à l’instant où celle-ci atteint son amplitude maximale (avec ici $H_g = 39$ cm, $L_0 = 10$ cm et $h_0 = 12$ cm), et (—) celle d’un soliton obtenu avec l’équation (IV.22) (en prenant pour A_m la valeur mesurée).

$$\lambda_S = 2h_0 \sqrt{\frac{h_0}{3A_m}}, \text{ et } c_S = \sqrt{gh_0} \left(1 + \frac{A_m}{2h_0}\right), \quad (\text{IV.23})$$

où A_m , λ_S et c_S désignent respectivement l’amplitude maximale, la largeur caractéristique et la célérité du soliton. Un bon accord est obtenu entre cette expression pour l’élévation de la surface libre d’un soliton hydrodynamique et les profils expérimentaux obtenus pour le régime des ondes solitaires, comme cela est illustré sur la figure IV.22, ce qui rejoint également les observations de HUANG *et al.* [75]. Il est possible de relier la largeur à mi-hauteur du soliton, λ_m , à l’extension typique λ_S en écrivant

$$\frac{A_m}{2} = A_m \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\lambda_m}{2\lambda_S} \right), \quad (\text{IV.24})$$

soit

$$\lambda_m = 2 \operatorname{arcosh} \left(\sqrt{2} \right) \lambda_S \simeq 1,76 \lambda_S. \quad (\text{IV.25})$$

Afin de relier l’onde de soliton au mouvement des grains, on peut observer que pour ce régime la dynamique de l’effondrement est également caractérisée par un étalement principalement horizontal du milieu granulaire, qui semble là encore pousser l’eau comme le ferait un piston solide (voir par exemple IV.2). Or, il est connu qu’un soliton peut être généré expérimentalement par un piston (d’après les travaux de GORING et RAICHLEN [62], GUIZIEN et BARTHÉLEMY [65] et SYNOLAKIS [158]), si la course $\Delta\ell_p$ de celui-ci suit

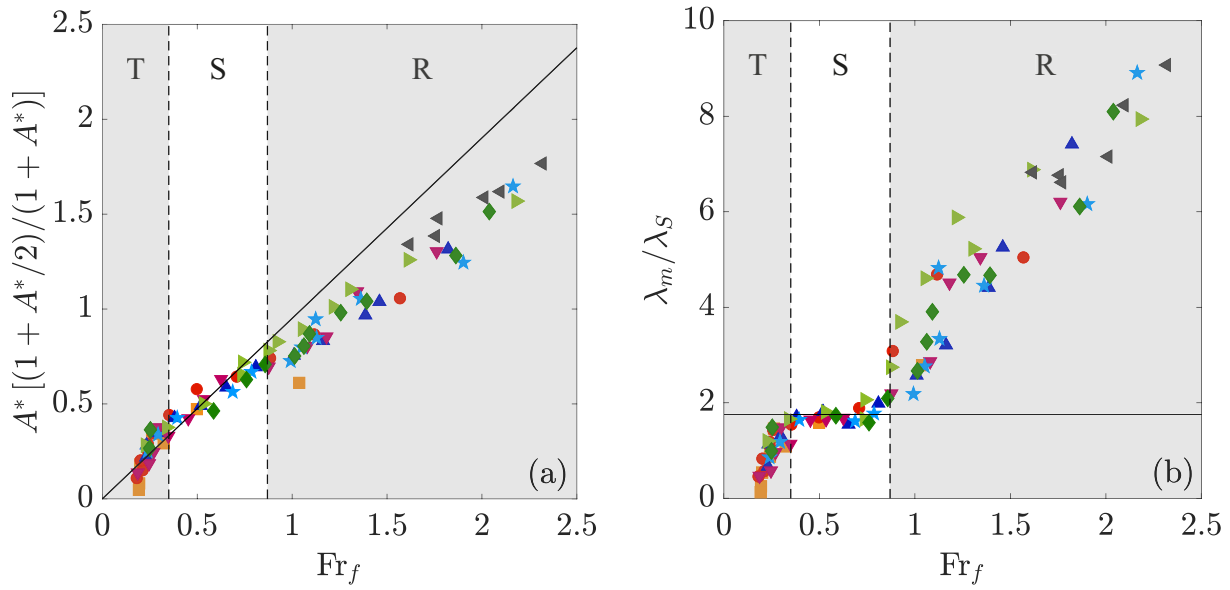


FIGURE IV.23 – (a) Evolution de $A^*[(1 + A^*/2)/(1 + A^*)]$, avec $A^* = A_m/h_0$, en fonction de Fr_f . (—) Droite de pente 0,95. (b) λ_m/λ_S en fonction de Fr_f . La ligne horizontale correspond à la valeur plateau $\lambda_m/\lambda_S = 1,76$. Toutes les expériences de génération d'ondes sont représentées.

une loi de mouvement de la forme

$$\Delta\ell_p(t) = \frac{A_m\lambda_S}{h_0} \tanh\left(\frac{c_S t - \Delta\ell_p(t)}{\lambda_S}\right), \quad (\text{IV.26})$$

comme cela a été présenté à la fin de la partie I.3.1 de ce manuscrit. Pour ce régime de vague, on pourra par ailleurs noter la similitude entre les lois de mouvement présentées par GUIZIEN et BARTHÉLEMY [65] (voir figure 2 de cette étude) et l'évolution temporelle du front de grains $\Delta\ell(t)$ pour les expériences du présent manuscrit [figure IV.6(a)].

En dérivant par rapport au temps l'équation (IV.26), on obtient la relation suivante pour la vitesse maximale v_p du piston :

$$v_p = \frac{A_m}{h_0}(c_S - v_p). \quad (\text{IV.27})$$

De l'équation (IV.27) il découle, si l'on injecte l'expression de c_S donnée par la relation (IV.23)

$$\frac{A_m}{h_0} \frac{1 + A_m/(2h_0)}{1 + A_m/h_0} = Fr_p, \quad (\text{IV.28})$$

où l'on désigne par Fr_p le nombre de FROUDE basé sur la vitesse v_p du piston. L'équation (IV.28) fournit une relation non-linéaire entre l'amplitude maximale relative de la vague et la vitesse du piston. La figure IV.23(a) compare le premier membre de cette équation au nombre de FROUDE local Fr_f de l'effondrement granulaire. On observe que



pour l'étroite gamme d'expériences identifiées comme des ondes solitaires, les mesures se regroupent autour d'une droite de pente 0,95. Cela indique que l'approche présentée ici permet d'expliciter le lien entre l'amplitude relative de la vague et le nombre de FROUDE local, l'effondrement granulaire se comportant comme un piston solide possédant une vitesse effective $v_p = 0,95v_m$. Cette valeur, légèrement inférieure à l'unité, provient potentiellement de la nature poreuse du milieu granulaire et de l'interface du front de grains qui n'est pas parfaitement verticale, de manière analogue à ce qui a été observé pour le régime de ressauts dans la partie précédente.

Il est possible de réécrire l'expression (IV.28) sous la forme suivante :

$$\left(\frac{A_m}{h_0}\right)^2 + 2(1 - \text{Fr}_p) \frac{A_m}{h_0} - 2\text{Fr}_p = 0, \quad (\text{IV.29})$$

pour obtenir une équation du second ordre en A_m/h_0 , dont la seule solution positive est :

$$\frac{A_m}{h_0} = \text{Fr}_p + \sqrt{1 + \text{Fr}_p^2} - 1. \quad (\text{IV.30})$$

Cette analyse permet donc d'expliciter la relation entre A_m/h_0 et Fr_f (étant donné que $\text{Fr}_p = 0,95\text{Fr}_f$), pour le régime des ondes solitaires. Pour de faibles valeurs de Fr_f , l'expression (IV.30) peut être approximée par $A_m/h_0 \simeq \text{Fr}_p + \text{Fr}_p^2/2$, avec une différence de moins de 5 % jusqu'à $\text{Fr}_f \simeq 0,87$.

À l'aide des deux approches développées pour les régimes d'onde solitaire et de ressaut, il devient possible d'estimer la transition entre ces deux régimes. Pour cela, on rappelle que la solution de ressaut donnée par l'équation (IV.20) peut être approximée, dans la limite des grands nombres de FROUDE, par la relation $A_m/h_0 \simeq \sqrt{2}\text{Fr}_p$. En égalant cette expression à l'approximation $\text{Fr}_p + \text{Fr}_p^2/2$ obtenue pour les solitons à faible Fr_p , on obtient alors un nombre de FROUDE de transition $\text{Fr}_{p,T} \simeq 2(\sqrt{2} - 1) \simeq 0,8$. Selon qu'on utilise l'égalité $\text{Fr}_p = 0,9\text{Fr}_f$ issue de la discussion du régime de ressaut, ou celle obtenue pour les solitons ($\text{Fr}_p = 0,95\text{Fr}_f$), le nombre de FROUDE local de transition est respectivement égal à $\text{Fr}_{f,T} \simeq 0,92$ ou $\text{Fr}_{f,T} \simeq 0,87$. En prenant la moyenne de ces deux valeurs, on obtient

$$\text{Fr}_{f,T} \simeq 0,9 \pm 0,03, \quad (\text{IV.31})$$

ce qui fournit une estimation très proche de la transition observée expérimentalement, qui survient autour de $\text{Fr}_f \simeq 0,87$.

La figure IV.23(b) présente l'évolution du rapport λ_m/λ_S avec le nombre de FROUDE local Fr_f , pour toutes les expériences. Cette courbe permet, là-encore, de mettre clairement en évidence les différents régimes observés : on remarque tout d'abord un plateau dans le régime des ondes solitaires, où $\lambda_m/\lambda_S \simeq 1,8$. Cette valeur est en très bon accord avec la prédiction de l'équation (IV.25), *i.e.*, $\lambda_m/\lambda_S \simeq 1,76$, ce qui conforte l'idée de modéliser

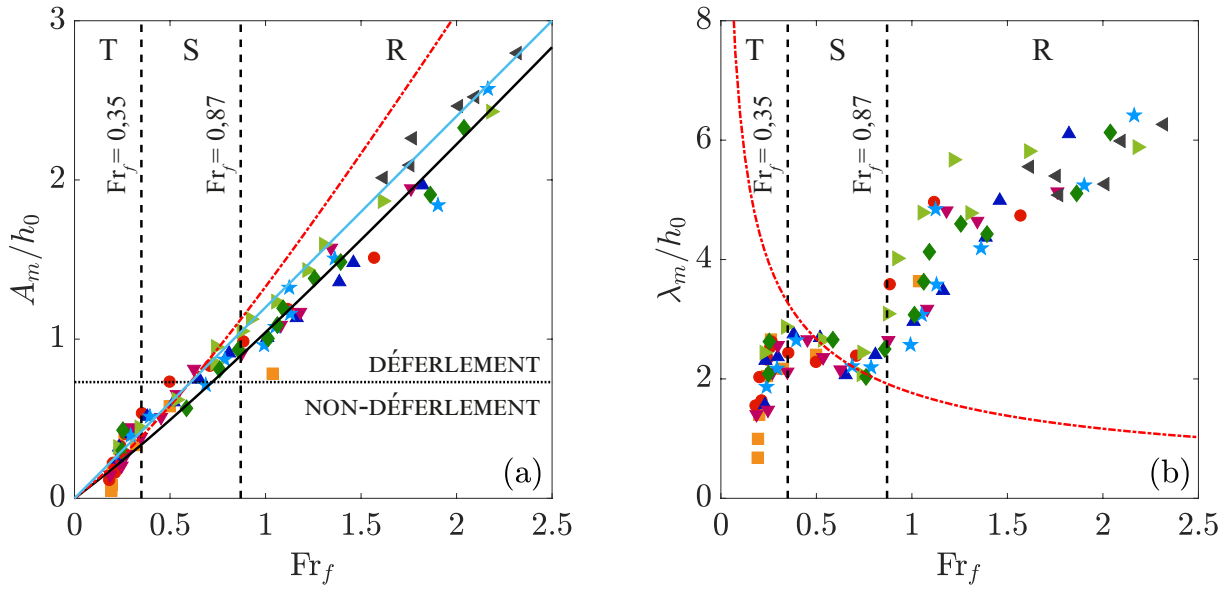


FIGURE IV.24 – Évolution de (a) l'amplitude maximale relative A_m/h_0 et (b) de la largeur à mi-hauteur relative λ_m/h_0 associée en fonction du nombre de FROUDE local $Fr_f = v_m/\sqrt{gh_0}$. Les traits pointillés verticaux indiquent les limites entre ondes de transition (T) et ondes solitaires (S) ($Fr_f \simeq 0,35$), et entre ondes solitaires et ressauts ($Fr_f \simeq 0,87$). (—) Équation (IV.20), avec $Fr_p = 0,9Fr_f$. (---) Relations (a) (IV.30) et (b) (IV.32), avec $Fr_p = 0,95Fr_f$. (—) Droite de pente 1,2.

les vagues de ce régime par des solitons de KORTEWEG-DE VRIES [82]. On remarque également que pour les ondes de transition, $\lambda_m/\lambda_S \lesssim 1,76$, tandis que pour les ressauts $\lambda_m/\lambda_S \gtrsim 1,76$. Le fait que, dans la théorie de KORTEWEG-DE VRIES [82], un soliton est parfaitement caractérisé par la donnée de son amplitude maximale permet également d'exprimer λ_m en fonction de Fr_f : en combinant les équations (IV.23) et (IV.30), il vient

$$\frac{\lambda_m}{h_0} = \frac{4 \operatorname{arccosh}(\sqrt{2})}{\sqrt{3}} \left(Fr_p + \sqrt{1 + Fr_p^2} - 1 \right)^{-1/2}. \quad (\text{IV.32})$$

IV.7.4 Conclusion pour les régimes de soliton et de ressaut

Les développements effectués dans les deux parties précédentes ont permis d'expliciter l'influence du nombre de FROUDE local sur les caractéristiques des vagues appartenant aux régimes de soliton et de ressaut. La figure IV.24 résume les résultats obtenus pour (a) l'amplitude maximale relative A_m/h_0 et (b) la largeur à mi-hauteur λ_m/h_0 associée. Les expressions données par les équations (IV.20) et (IV.30) (évaluées en prenant, respectivement, $Fr_p = 0,9Fr_f$, et $Fr_p = 0,95Fr_f$) sont reportées, et donnent des prédictions fines de l'amplitude maximale de la vague dans leurs régimes d'application. La relation (IV.30), valide pour les solitons ($0,35 \lesssim Fr_f \lesssim 0,87$), surestime l'amplitude des ressauts : cela peut être la marque de la dissipation énergétique, inhérente aux ressauts, et qui est



négligée dans la théorie de KORTEWEG–DE VRIES [82].

Sur la figure IV.24(a), la droite de pente 1,2 a également été reportée, et l'on observe que celle-ci fournit une approximation acceptable de l'amplitude des vagues dans les régimes de solitons et de ressauts. Cela rejoint les résultats théoriques de NODA [121], ainsi que la loi empirique $A_m/h_0 = 1,23\text{Fr}_f$ proposée par ROBBE-SAULE *et al.* [135]. Cependant, NODA [121] a donné une justification de cette relation en se basant sur la théorie linéaire, ce qui est une hypothèse très forte compte-tenu des structures fortement non-linéaires en considération ici. Les développements effectués dans les parties IV.7.2 et IV.7.3 permettent cependant de montrer que cette première approche reste pertinente, au premier ordre, pour estimer l'amplitude des vagues générées.

Les théories non-linéaires sont toutefois essentielles pour comprendre la géométrie de l'onde dans son ensemble, en ce sens qu'elles ont permis dans les parties précédentes d'estimer l'extension horizontale de l'onde générée, en plus de son amplitude. Comme cela a été mis en évidence plus tôt dans ce chapitre, la théorie du ressaut permet de prédire la dispersion observée sur la figure IV.24(b) à grands nombre de FROUDE local, du fait de la dépendance de la largeur à mi-hauteur λ_m à la longueur de course du front granulaire $\Delta\ell_g$ (comme évoqué lors de la discussion de la figure IV.23). La théorie de KORTEWEG–DE VRIES [82] permet, quant à elle, de prédire la cassure de la courbe de λ_m/h_0 dans les valeurs intermédiaires de Fr_f , comme cela est révélé sur la figure IV.24(b) par la correspondance entre les données expérimentales et la prédiction donnée par l'équation (IV.32) quand $0,35 \lesssim \text{Fr}_f \lesssim 0,87$.

IV.7.5 Célérités

Avant de donner une discussion du troisième régime identifié, celui des ondes de transition, il convient de s'attarder dans cette partie sur une propriété cruciale des vagues générées : leur célérité. Afin de déterminer celle-ci pour une expérience donnée, on suit la position x_A du maximum d'amplitude de la vague au cours du temps, comme illustré en figure IV.25(a) pour une expérience où $H_g = 39$ cm, $L_0 = 14,5$ cm et $h_0 = 9$ cm. Si, à un instant donné, l'amplitude maximale A est atteinte en plusieurs points, on prend pour x_A la position moyenne. Dans l'exemple présenté, on voit tout d'abord une phase d'accélération de la vague (pour $t \lesssim 0,46$ s), puis une cassure apparaît. Celle-ci est due au fait suivant : si au début de la phase de génération, le maximum d'amplitude est clairement défini, quelques instants plus tard l'onde présente un sommet plat (visible sur les séquences d'images données en début de chapitre, par exemple en figures IV.2(j)-(k)). Le maximum d'amplitude est alors atteint en plusieurs points, et donc la valeur moyenne a tendance à reculer dans ce cas. Dès lors que l'onde commence sa propagation (en s'éloignant de la région source, pour $t \gtrsim 0,68$), on retrouve une amplitude maximale clairement définie (on observe alors une onde avec un pic d'amplitude, au lieu d'un plateau). Au cours de la propagation, on observe que la pente de l'évolution temporelle de x_A , qui correspond à la

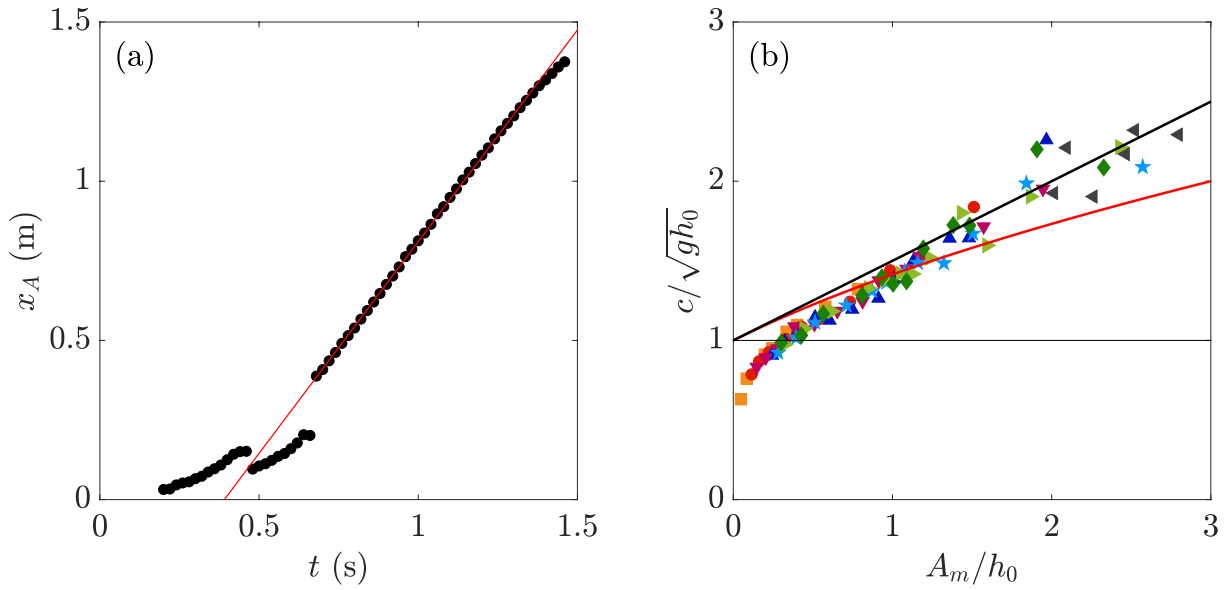


FIGURE IV.25 – (a) Évolution temporelle de la position du maximum d’amplitude x_A de l’onde générée, pour une expérience où $H_g = 39$ cm, $L_0 = 14,5$ cm et $h_0 = 9$ cm. (—) Droite d’équation $x_A = 1,33t - 0,52$. (b) Célérité c des vagues, adimensionnée par la vitesse $c = \sqrt{gh_0}$ des ondes linéaires de gravité en eau peu profonde, en fonction de l’amplitude maximale relative A_m/h_0 pour toutes les expériences. La ligne horizontale correspond à $c = \sqrt{gh_0}$. (—) Célérité $c = \sqrt{gh_0}(1 + A_m/(2h_0))$ d’un soliton de KORTEWEG–DE VRIES [82]. (—) Célérité $c = \sqrt{g(h_0 + A_m)}$ de l’onde solitaire décrite par RUSSELL [139].

célérité c de la vague, est constante. Dans l’exemple de la figure IV.25(a), on trouve par exemple $c = 1,33$ m/s.

On extrait alors, de manière systématique, la valeur de cette célérité pour chaque expérience. La figure IV.25(b) présente l’évolution de c , renormalisée par la vitesse des ondes gravitaires linéaires en eau peu profonde, $c_0 = \sqrt{gh_0}$, en fonction de A_m/h_0 . On observe tout d’abord que la célérité relative des vagues croît strictement avec l’amplitude maximale relative de celles-ci et que, pour les régimes d’onde solitaire et de ressaut, $c \gtrsim c_0$. Le fait que la vitesse des vagues, et donc la relation de dispersion (car $c = \omega/k$), soient dépendantes de l’amplitude est une signature de la non-linéarité des ondes générées, ce qui renforce à nouveau l’idée d’employer des théories non-linéaires pour les décrire. Sur la figure IV.25(b) sont également reportées les prédictions $c = c_0(1 + A_m/(2h_0))$ de KORTEWEG–DE VRIES [82] et $c = c_0\sqrt{1 + A_m/h_0}$ de RUSSELL [139]. Pour le régime des ondes solitaires (correspondant à $0,50 \lesssim A_m/h_0 \lesssim 0,95$), les vitesses expérimentales sont relativement bien approximées par les célérités de RUSSELL [139] et de KORTEWEG–DE VRIES [82]. On note cependant que ces prédictions surestiment légèrement les valeurs expérimentales, surtout dans le cas de la célérité de KORTEWEG–DE VRIES [82]. Ce comportement a déjà été observé par MANON ROBBE-SAULE *et al.* [135], qui l’a expliqué par le fait que les théories d’ondes solitaires supposent une amplitude très faible devant

la profondeur ($A_m/h_0 \ll 1$), tandis que dans les présentes expériences A_m n'est pas négligeable par rapport à h_0 .

De manière surprenante, dans le régime des ondes de transition ($A_m/h_0 \lesssim 0,5$), les vagues possèdent des vitesses qui sont soit inférieures, soit de l'ordre de c_0 . Cela, couplé au fait que l'amplitude relative des ondes de ce régime est faible ($A_m/h_0 \ll 1$ dans ce régime, comme illustré sur la figure IV.24(a)), suggère que l'on tend alors vers un comportement d'ondes gravitaires linéaires [180], marquant la transition entre ondes en eau peu profonde (en anglais *shallow water waves*) et eau profonde (en anglais *deep water waves*). La terminologie d'"onde de transition" peut alors se comprendre ainsi : on passe d'un comportement asymptotique linéaire (d'ondes d'AIRY en eau profonde, puis peu profonde), à l'apparition de la non-linéarité avec les réponses ondulatoires associées (solitons et ondes de chocs). Dans l'approximation linéaire, la relation de dispersion s'écrit :

$$\omega = \sqrt{gk \tanh(kh_0)}, \quad (\text{IV.33})$$

avec ω la pulsation et $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde, où λ désigne la longueur d'onde. Dans la limite $kh_0 \rightarrow 0$, on obtient

$$c = \frac{\omega}{k} = \sqrt{gh_0}, \quad (\text{IV.34})$$

tandis que lorsque $kh_0 \rightarrow \infty$,

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}. \quad (\text{IV.35})$$

Ce changement dans la relation de dispersion est à l'origine de la diminution de la célérité relative des vagues, observée dans la figure IV.25(b) pour les faibles amplitudes maximales relatives A_m/h_0 . Le régime des ondes de transition englobe alors le moment où l'on tend vers des ondes d'AIRY en eau peu profonde (et alors $c = \sqrt{gh_0}$), et celui où la profondeur h_0 devient grande devant les dimensions de la vague générée, d'où l'évolution vers une célérité $c = \sqrt{g\lambda/(2\pi)} < c_0$ (eau profonde). Cette caractéristique est illustrée par les figures IV.26(a) et IV.26(b), où l'on constate que pour ce régime de vagues, les deux célérités semblent pertinentes pour décrire les expériences. Pour la comparaison donnée sur la figure IV.26(a), un assez bon accord entre les deux vitesses expérimentale et théorique est obtenu, à l'exception de deux points qui décrochent, lesquels correspondent aux expériences pour lesquelles le rapport H_g/h_0 est le plus faible (*i.e.*, qui se rapprochent le plus de la condition d'eau profonde). En figure IV.26(b), on notera qu'on compare les expériences à $\sqrt{g\lambda_m}$, alors que λ_m n'est pas exactement une longueur d'onde, et qu'il a été constaté que pour ce régime celle-ci semblait varier temporellement. L'idée est de considérer ici que la théorie linéaire est valable à la fin de la phase de génération, quand $A = A_m$, comme elle le serait pour une vague générée par un batteur de type plongeur (comme présenté par

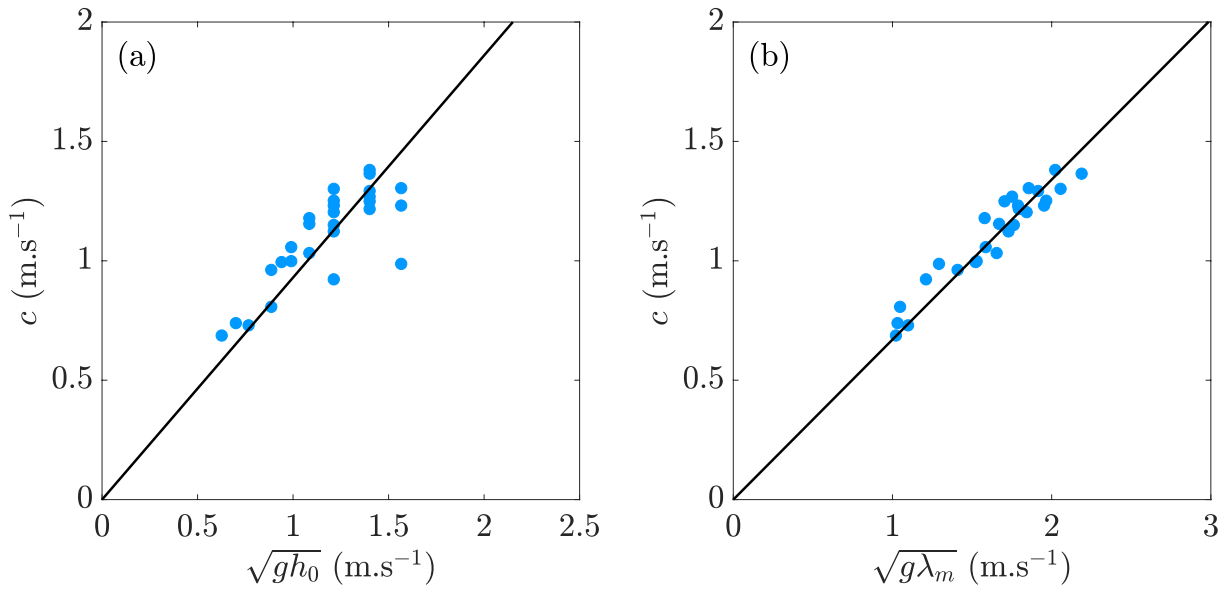


FIGURE IV.26 – Comparaison de la célérité c mesurée pour les expériences correspondant au régime des ondes de transition avec des vitesses typiques d’ondes linéaires gravitaires en eau (a) peu profonde ($\sqrt{gh_0}$) et (b) profonde ($\sqrt{g\lambda_m}$). Les droites en traits pleins (—) sont de pentes (a) 0,93 et (b) 0,67, respectivement.

exemple dans les travaux de BIÉSEL et SUQUET [12-14]), et qu’alors la longueur d’onde doit nécessairement être corrélée à λ_m . En revanche, lors de la propagation, le “plongeur” (dans notre cas, le milieu granulaire) cesse son mouvement, et donc l’injection d’énergie au fluide s’arrête. Il s’ensuit la propagation de la vague, qui s’accompagne de son atténuation, phénomène qui fait l’objet de la partie qui suit.

Cette discussion met en exergue la grande richesse hydrodynamique de ce dernier régime de vagues identifié, à la frontière entre les ondes en eau peu profonde et profonde, et explique la difficulté quant au choix du formalisme à adopter pour le décrire [48, 69].

IV.7.6 Ondes de transition

L’analyse précédente a permis de dégager l’une des caractéristiques fondamentales des ondes de transition, à savoir que leur célérité est relativement bien décrite par l’approximation linéaire. D’autre part, l’effondrement granulaire dans ce cas semble fortement différer des deux autres régimes : les grains, au lieu d’un étalement essentiellement horizontal, présentent plutôt un mouvement d’ensemble vertical, comme cela a déjà été évoqué plus tôt dans ce chapitre. Ainsi, les grains qui chutent déplacent un certain volume d’eau proche de la surface libre, avant d’atteindre le fond et de se déplacer à la manière d’un courant de turbidité. On se trouve ainsi dans une situation analogue à celle d’un fluide “infiniment” profond auquel est appliquée une impulsion initiale, ce qui rappelle l’énoncé du problème classique de CAUCHY–POISSON, qui a été discuté en détail notamment par LAMB [92], STOKER [154] ou encore WHITHAM [180] et qui est évoqué dans la partie I.1.3



de ce manuscrit. Cette analogie semble d'autant plus pertinente que de nombreuses études ont utilisé ce formalisme pour décrire les vagues générées dans des contextes géophysiques divers [32, 128, 150, 166-168].

Dans le cas d'une impulsion initiale, STOKER [154], notamment, raisonne à partir des équations d'EULER linéarisées pour un fluide parfait, incompressible et irrotationnel en deux dimensions qui ont été présentées dans la partie I.1.2 de cette thèse. En adoptant les mêmes notations et conventions que dans celle-ci, le problème s'écrit alors

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0, \quad (\text{IV.36})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + g\eta = 0 \quad \text{en } z = 0, \quad (\text{IV.37})$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad \text{en } z = 0, \quad (\text{IV.38})$$

où ϕ désigne le potentiel de vitesse, η la surface libre de l'eau et g l'accélération de la pesanteur (dans cette partie, l'origine des altitudes est placée au niveau de la surface libre au repos). En eau profonde, une condition de NEUMANN, qui s'écrit

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} \rightarrow 0 \quad \text{quand } z \rightarrow -\infty, \quad (\text{IV.39})$$

doit également être satisfaite. On note que les équations (IV.37) et (IV.38) se combinent pour donner la condition $\partial^2 \phi / \partial t^2 + g \partial \phi / \partial z = 0$ en $z = 0$. À ces relations, on adjoint les conditions initiales suivantes :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t}(x, 0, 0) = 0, \quad (\text{IV.40})$$

$$\phi(x, 0, 0) = \begin{cases} -\frac{1}{\rho}P & |x| \leq \zeta, \\ 0 & |x| > \zeta. \end{cases} \quad (\text{IV.41})$$

où $\zeta \in \mathbb{R}^{+*}$ correspond à la longueur de forçage et $P \in \mathbb{R}$. La première condition exprime le fait que la surface libre est initialement au repos, tandis que la seconde est la conséquence de l'impulsion initiale P (par unité d'aire) appliquée sur la portion $|x| \leq \zeta$. En utilisant la transformée de FOURIER, comme cela est présenté dans la partie I.1.3 de cette thèse, et à l'aide des conditions initiales et aux limites, on peut alors écrire le potentiel des vitesses ϕ et la surface libre η de l'eau [154] sous la forme

$$\phi(x, z, t) = -\frac{2P\zeta}{\pi\rho} \int_0^\infty \frac{\sin(k\zeta)}{k\zeta} e^{kz} \cos(kx) \cos\left(\sqrt{gk}t\right) dk, \quad (\text{IV.42})$$

$$\eta(x, t) = -\frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} = -\frac{2P\zeta}{\pi\rho\sqrt{g}} \lim_{z \rightarrow 0} \int_0^\infty \frac{\sin(k\zeta)}{k\zeta} e^{kz} \cos(kx) \sin\left(\sqrt{gk}t\right) \sqrt{k} \, dk. \quad (\text{IV.43})$$

Ces expressions sont solutions des équations (IV.36)-(IV.38) vérifiant les conditions (IV.39), (IV.40) et (IV.41). Cependant, sous cette forme, il n'est pas immédiat de décrire le comportement de l'onde produite. À cette fin, des méthodes asymptotiques peuvent être employées [92, 154, 180], comme par exemple celle de la phase stationnaire de KELVIN. Pour cela, on note qu'on peut écrire (IV.43) sous la forme

$$\eta(x, t) = -\frac{2P}{\pi\rho g} \lim_{z \rightarrow 0} \int_0^\infty 2 \sin\left(\frac{\sigma^2 \zeta}{g}\right) e^{\frac{\sigma^2 z}{g}} \cos\left(\frac{\sigma^2 x}{g}\right) \sin(\sigma t) \, d\sigma, \quad (\text{IV.44})$$

en posant $\sigma = \sqrt{gk}$, soit

$$\begin{aligned} \eta(x, t) &= -\frac{2P}{\pi\rho g} \lim_{z \rightarrow 0} \int_0^\infty \sin\left(\frac{\sigma^2 \zeta}{g}\right) e^{\frac{\sigma^2 z}{g}} \left\{ \sin\left(\frac{\sigma^2 x}{g} + \sigma t\right) - \sin\left(\frac{\sigma^2 x}{g} - \sigma t\right) \right\} d\sigma \\ &= -\frac{2P}{\pi\rho g} \lim_{z \rightarrow 0} \Im \left(\int_0^\infty \sin\left(\frac{\sigma^2 \zeta}{g}\right) e^{\frac{\sigma^2 z}{g}} \left\{ e^{i\left(\frac{\sigma^2 x}{g} + \sigma t\right)} - e^{i\left(\frac{\sigma^2 x}{g} - \sigma t\right)} \right\} d\sigma \right), \end{aligned} \quad (\text{IV.45})$$

où $\Im$ désigne la partie imaginaire. On réalise alors le changement de variable suivant :

$$k = \frac{gt^2}{4x}, \quad (\text{IV.46})$$

$$\xi = \frac{2x}{gt} \sigma, \quad (\text{IV.47})$$

lequel permet d'écrire (IV.45) de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \eta(x, t) &= -\frac{Pt}{\pi\rho x} \lim_{z \rightarrow 0} \Im \left(\int_0^\infty \sin\left(\frac{k\zeta\xi^2}{x}\right) e^{\frac{kz\xi^2}{x}} \left\{ e^{ik(\xi^2+2\xi)} - e^{ik(\xi^2-2\xi)} \right\} d\xi \right) \\ &= -\frac{Pt}{\pi\rho x} \lim_{z \rightarrow 0} \Im \left(\int_0^\infty \psi(k, \xi) e^{ik\theta_1(\xi)} d\xi - \int_0^\infty \psi(k, \xi) e^{ik\theta_2(\xi)} d\xi \right), \end{aligned} \quad (\text{IV.48})$$

en posant $\psi(k, \xi) = \sin(k\zeta\xi^2/x) \exp(kz\xi^2/x)$, $\theta_1(k, \xi) = \xi^2 + 2\xi$ et $\theta_2(k, \xi) = \xi^2 - 2\xi$ (comme la limite $z \rightarrow 0$ est prise à l'issue du développement, on considère ici que z n'est pas variable). On peut alors utiliser la méthode de la phase stationnaire afin de donner le comportement asymptotique des deux intégrales de l'équation (IV.48), pour de grandes valeurs de k (*i.e.*, à temps long ou à faible x). Celle-ci consiste à rechercher les points

critiques pour lesquels les phases θ_1 et θ_2 des intégrales sont à peu près constantes. Si ce n'est pas le cas, à grand k , les termes $\exp(ik\theta_1)$ et $\exp(ik\theta_2)$ vont se mettre à osciller rapidement avec ξ , ce qui tend à annuler leurs contributions à l'intégrale, si tant est que $\psi(k, \xi)$ n'oscille pas trop rapidement avec ξ [154]. La résolution des équations

$$\theta'_1 = 0, \quad (\text{IV.49})$$

$$\theta'_2 = 0, \quad (\text{IV.50})$$

fournit les phases stationnaires $\xi_1 = -1$ pour (IV.49) et $\xi_2 = 1$ pour (IV.50). Comme ξ_1 se situe hors du domaine d'intégration $[0, +\infty[$, on peut alors négliger la première intégrale de l'équation (IV.48). Pour la seconde, on peut donner l'approximation [154]

$$\int_0^\infty \psi(k, \xi) e^{ik\theta_2(\xi)} d\xi \simeq \psi(k, \xi_2) \sqrt{\frac{2\pi}{k|\theta_2''(\xi_2)|}} e^{i(k\theta_2(\xi_2) + \frac{\pi}{4} \text{sgn}[\theta_2''(\xi_2)])}, \quad (\text{IV.51})$$

soit, en remplaçant dans l'expression (IV.48) et en prenant la limite quand $z \rightarrow 0$

$$\eta(x, t) \simeq \frac{Pt}{\pi \rho x} \Im \left\{ \sin \left(\frac{k\zeta}{x} \right) \sqrt{\frac{\pi}{k}} e^{i(\frac{\pi}{4} - k)} \right\}. \quad (\text{IV.52})$$

En remplaçant k par $gt^2/(4x)$, et en ne gardant que la partie imaginaire de l'équation (IV.52), on obtient alors l'approximation asymptotique suivante pour la surface libre :

$$\eta(x, t) \simeq -\frac{2P}{\rho \sqrt{\pi g x}} \sin \left(\frac{g\zeta t^2}{4x^2} \right) \sin \left(\frac{gt^2}{4x} - \frac{\pi}{4} \right). \quad (\text{IV.53})$$

On note qu'on retrouve, avec l'approximation (IV.53), une expression attribuée à UNOKI et NAKANO [166]. Cependant, la démonstration de cette formule s'étant perdue, il a semblé judicieux de la faire figurer ici. Cette relation permet de décrire l'évolution, fortement instationnaire, de la surface libre, en faisant clairement apparaître le rôle des conditions initiales. Un exemple d'évolution spatiale est présenté en figure IV.27, à un instant t donné et pour un couple de valeur (ζ, P) fixé arbitrairement.

Il convient ici de rappeler qu'on a choisi de travailler dans le cas d'une profondeur infinie, ce qui est reflété par la condition $\partial\phi/\partial z \rightarrow 0$ quand $z \rightarrow -\infty$. On pourrait suivre le même raisonnement, en adoptant cette fois-ci la condition $\partial\phi/\partial z = 0$ quand $z = -h_0$ dans le cas d'une profondeur finie. Il est intéressant également de donner, pour le cas des eaux peu profondes, le résultat du développement effectué par WHITHAM [180] pour le cas d'une élévation initiale $\eta_0(x) = Q\delta(x)$, où Q est une constante réelle et $\delta(x)$ désigne la distribution de DIRAC : la surface libre du fluide est alors approximée par

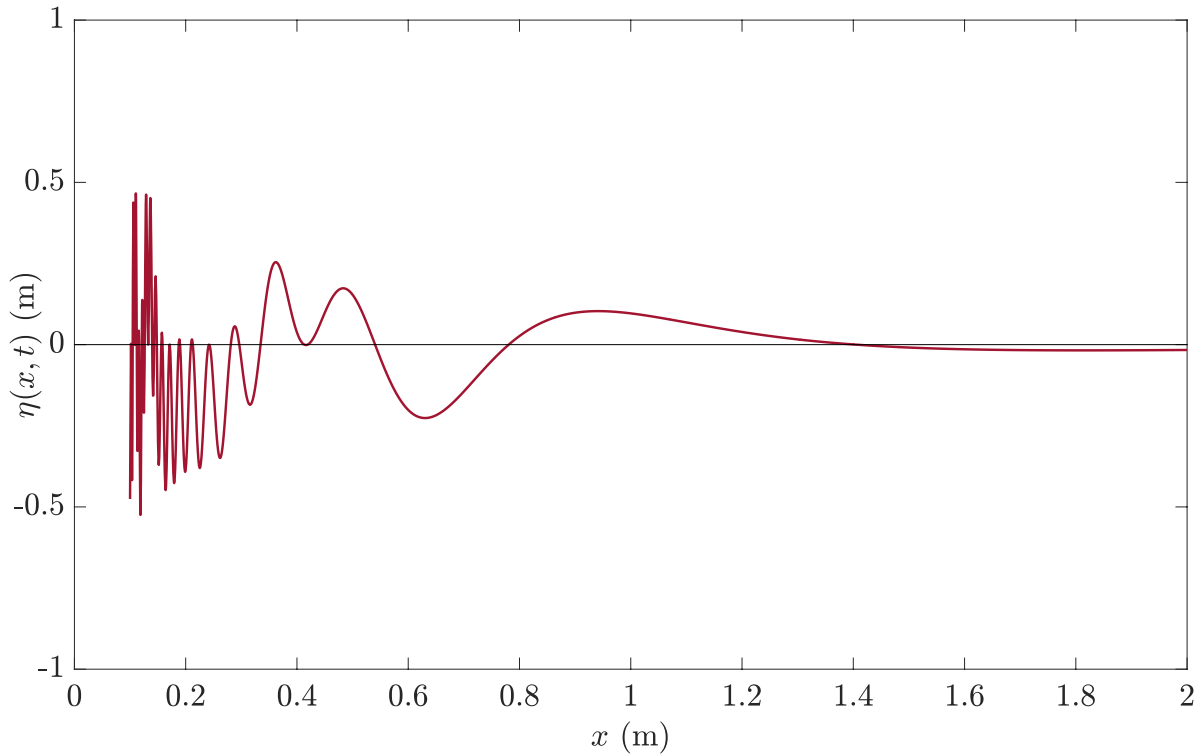


FIGURE IV.27 – Evolution spatiale de la surface libre $\eta(x, t)$ d'une onde de CAUCHY–POISSON correspondant à l'expression asymptotique (IV.53), à $t = 1,5$ s et avec les paramètres suivants : $\rho = 980 \text{ kg.m}^{-3}$, $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$, $\zeta = 0,1 \text{ m}$ et $P = 500 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$.

$$\eta(x, t) \simeq Q \left(\frac{2}{\sqrt{gh_0}th_0^2} \right)^{1/3} \text{Ai} \left[\left(\frac{2}{\sqrt{gh_0}th_0^2} \right)^{1/3} \left(x - \sqrt{gh_0}t \right) \right], \quad (\text{IV.54})$$

où Ai désigne la fonction d'AIRY de première espèce. On observe que cette expression de la surface libre en eau peu profonde est alors solution de l'équation (IV.14) (équation de KORTEWEG–DE VRIES linéarisée), mentionnée dans la section IV.7.1 de ce chapitre. L'utilisation de cette solution par PELINOVSKY *et al.* [126] et VIROULET *et al.* [172] dans des problèmes similaires à celui posé ici conforte alors l'idée de rapprocher les vagues de ce régime aux ondes de CAUCHY–POISSON.

À partir de la solution asymptotique (IV.53), l'amplitude maximale de l'onde générée peut alors être estimée par un argument dimensionnel. Pour toutes les vagues de ce régime, on relève tout d'abord la position x_{A_m} et l'instant t_{A_m} pour lesquels l'amplitude devient maximale (en prenant la valeur moyenne si besoin). Les figures IV.28(a) et IV.28(b) présentent l'évolution de ces paramètres en fonction de la position maximale $\Delta\ell_m$ atteinte par le front de grains au cours de l'expérience et du temps typique $\sqrt{\Delta\ell_m/g}$, respectivement. On observe alors qu'au premier ordre, une relation linéaire semble exister entre x_{A_m} et $\Delta\ell_m$: plus l'effondrement va loin horizontalement, plus la position du maximum d'amplitude de l'onde est grande. D'autre part, le temps t_{A_m} semble évoluer comme $\sqrt{\Delta\ell_m/g}$:

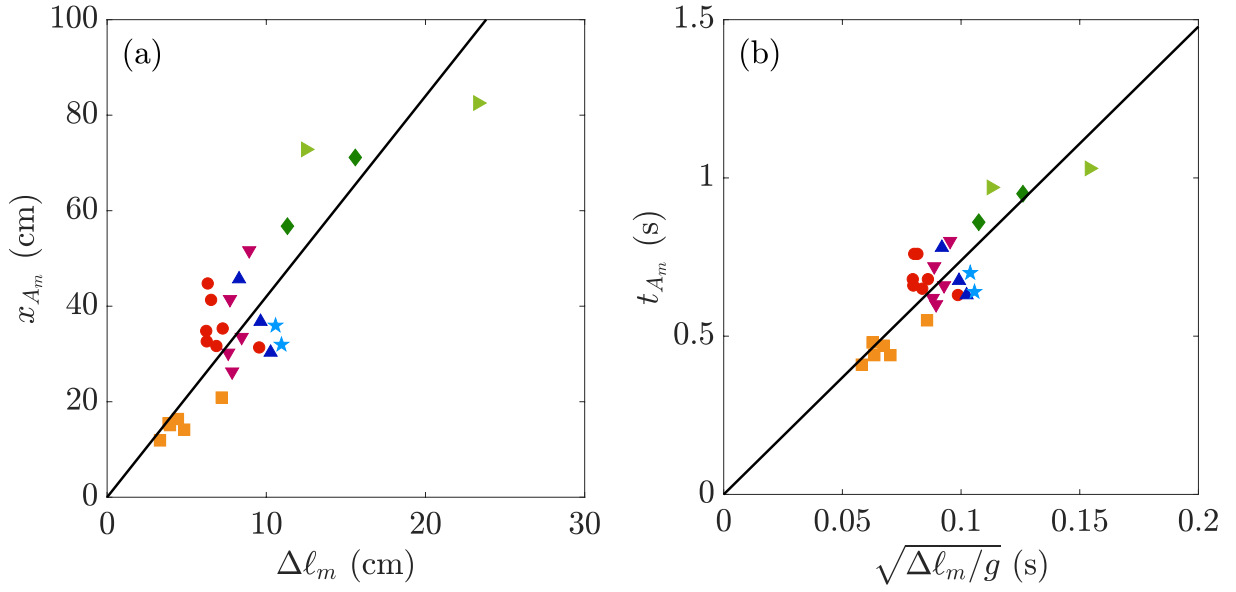


FIGURE IV.28 – (a) Évolution de la position x_{A_m} pour laquelle l’amplitude des vagues atteint son maximum A_m , en fonction de la position extrême $\Delta\ell_m$ du front de grains, avec (—) la droite de pente 4,2. (b) Temps t_{A_m} au bout duquel $A = A_m$ en fonction de $\sqrt{\Delta\ell_m/g}$. (—) $t_{A_m} = 7,39\sqrt{\Delta\ell_m/g}$. Les symboles et les couleurs utilisés sont les mêmes que pour la figure IV.12.

cela provient potentiellement de l’expression du temps caractéristique d’étalement de la colonne granulaire mise en évidence au chapitre 4, qui se répercute alors sur le temps de génération de la vague. Si, alors, on évalue l’expression (IV.53) de la surface libre en $t = t_{A_m}$ et $x = x_{A_m}$ (avec $\zeta = \Delta\ell_m$), il vient

$$\eta(x_{A_m}, t_{A_m}) = A_m \propto \frac{P}{\rho\sqrt{g\Delta\ell_m}}. \quad (\text{IV.55})$$

Afin d’estimer l’amplitude maximale A_m de l’onde, il reste alors à exprimer l’impulsion P par unité d’aire produite par l’effondrement granulaire au cours de la phase de génération. Celle-ci est homogène à une force F_i , que multiplie son temps d’application t_i et que divise une surface S_i . On fait alors l’hypothèse que l’aire de la perturbation initiale provoquée par l’effondrement granulaire correspond à un quart de cercle, centré sur la base de la colonne affleurant initialement l’eau et de rayon $\Delta\ell_m$, comme schématisé en figure IV.29. On pourrait étendre ce raisonnement à d’autres formes de perturbation, comme pour celle d’un carré de côté $\Delta\ell_m$ par exemple : l’idée principale ici est seulement de considérer que l’aire de la perturbation génératrice évolue comme $\Delta\ell_m^2$. Ainsi, la surface d’application S_i de l’impulsion initiale doit évoluer comme $W\Delta\ell_m$. D’autre part, en considérant que le temps d’application t_i est relié au temps de chute libre de la colonne granulaire de hauteur initiale H_g , on obtient $t_i \propto \sqrt{H_g/g}$. Enfin, on fait l’hypothèse que la force impulsionnelle F_i évolue comme le poids de la perturbation à son extension maximale, lequel s’écrit

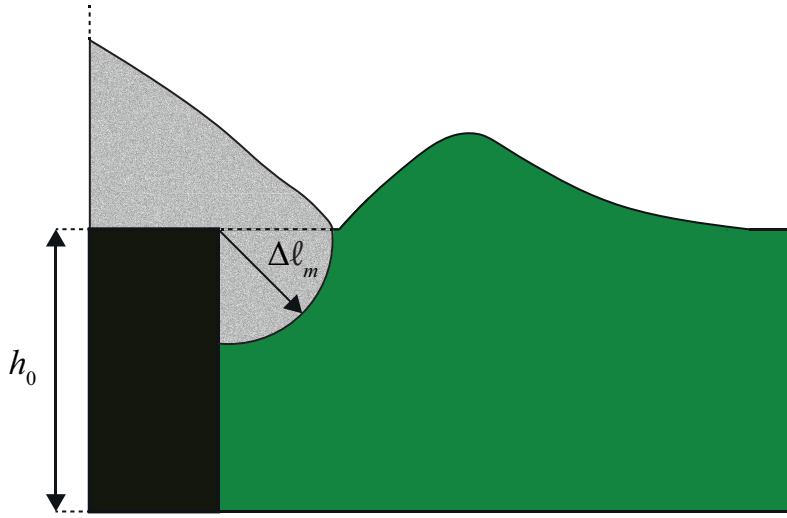


FIGURE IV.29 – Schéma explicatif pour la définition de l'aire de la perturbation à l'origine de la génération des ondes de CAUCHY-POISSON.

$\rho_g g W \Delta \ell_m^2$. On obtient alors $P \propto \rho_g \Delta \ell_m \sqrt{H_g g}$, et par conséquent

$$A_m \propto \frac{\rho_g}{\rho} \sqrt{H_g \Delta \ell_m}. \quad (\text{IV.56})$$

La figure IV.30(a) présente l'évolution de l'amplitude maximale A_m en fonction de $\sqrt{H_g \Delta \ell_m}$ pour les expériences d'ondes de transition, tandis que sur la figure IV.30 (b) le rapport A_m/h_0 est tracé en fonction de $\sqrt{H_g \Delta \ell_m}/h_0$. On observe que la relation de proportionnalité prédite par l'équation (IV.56) parvient, au premier ordre, à capturer l'amplitude maximale A_m des vagues produites expérimentalement, et que les données s'ajustent autour de la droite d'équation

$$A_m \simeq 0,26 \sqrt{H_g \Delta \ell_m}. \quad (\text{IV.57})$$

On remarque là encore la grande différence conceptuelle avec les théories non-linéaires des régimes d'onde solitaire et de ressaut : l'amplitude maximale de l'onde produite ne dépend plus du nombre de FROUDE local Fr_f , mais plutôt du volume de la déformation causée par l'effondrement granulaire. Si l'expression IV.57 est intéressante du point de vue hydrodynamique, il convient de préciser que, là encore, on relie l'amplitude A_m des vagues générées à une longueur inconnue, $\Delta \ell_m$. Si celle-ci ne dépend que de la géométrie de la colonne granulaire initiale (*i.e.*, de H_g et de L_0), il n'est en revanche pas immédiat de donner la relation qui existe entre ces quantités, comme cela va être évoqué dans le chapitre suivant.

Il découle de l'analyse effectuée dans cette partie que la théorie linéaire est pertinente pour décrire les vagues de ce troisième régime, lesquelles peuvent alors être vues comme des ondes de CAUCHY-POISSON en eau profonde, générées par l'impulsion initiale résultant

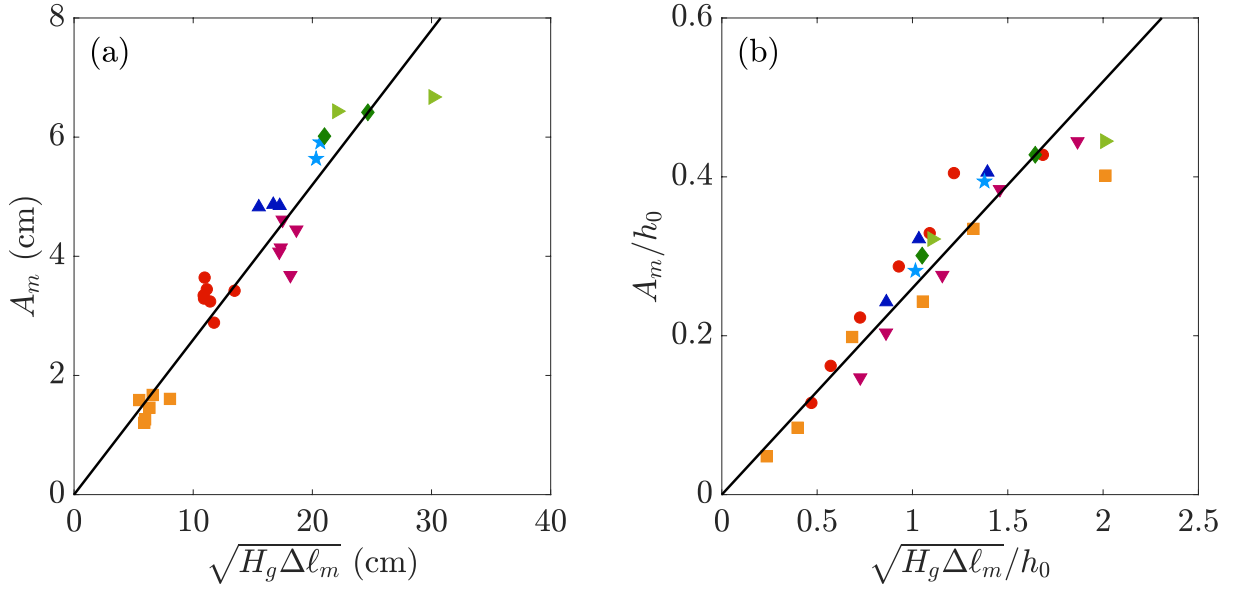


FIGURE IV.30 – (a) Évolution de A_m avec $\sqrt{H_g \Delta \ell_m}$, et (b) A_m/h_0 en fonction de $\sqrt{H_g \Delta \ell_m}/h_0$. Sur les deux représentations, (—) la droite de pente 0,26 est reportée. Les symboles et les couleurs utilisés sont les mêmes que pour la figure IV.12.

de l’effondrement de la colonne granulaire. L’approche présentée ici semble indiquer que la terminologie d’“ondes de transition non-linéaire”, adoptée par plusieurs auteurs pour qualifier ce régime [39, 48, 121, 146, 147], porte à confusion, et qu’il serait plus juste de qualifier les vagues générées d’ondes de CAUCHY–POISSON.

IV.7.7 Conséquences sur l’énergie des ondes impulsionnelles

L’analyse hydrodynamique présentée dans ce chapitre permet de mieux comprendre les différents régimes d’ondes impulsionnelles engendrées par un effondrement granulaire dans l’eau. Leur existence et leurs caractéristiques propres ont des répercussions profondes sur l’énergie des vagues produites et sur son transport. Pour s’en convaincre, on peut considérer le cas de l’onde solitaire et du ressaut : alors que la première conserve sa forme et sa célérité en se propageant, le second croît rapidement avant de déferler, ce qui entraîne une forte dissipation. Afin d’appréhender cet aspect, on rappelle ici qu’on peut estimer les énergies potentielle ε_w et cinétique κ_w d’une onde en eau peu profonde, par unité de profondeur et dans un canal infini, en employant à cette fin les équations

$$\varepsilon_w = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \rho g \eta^2 dx, \quad (\text{IV.58})$$

et

$$\kappa_w \simeq \frac{\rho g}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \eta^2 dx + \frac{\rho g}{4h_0} \int_{-\infty}^{\infty} \eta^3 dx, \quad (\text{IV.59})$$

établies par BOUSSINESQ [22] et présentées à la fin de la partie I.1.4 de ce manuscrit.

Pour toutes les expériences, on extrait ainsi systématiquement les valeurs de ε_w et de κ_w , en injectant dans les équations (IV.58) et (IV.59) les profils de surface libre déterminés à l'instant où l'amplitude de la vague devient maximale (*i.e.*, à la fin de la phase de génération), et en intégrant sur toutes les abscisses disponibles (en lieu et place des bornes infinies). Il faut préciser que, pour quelques expériences pour lesquelles la hauteur d'eau est importante, une partie de la vague a commencé à quitter le champ de la caméra à l'instant considéré : dans ce cas, on sélectionne à la place la dernière image pour laquelle ce n'est pas le cas, en vérifiant que les caractéristiques de l'onde ne sont pas significativement altérées (l'erreur commise sur l'amplitude est toujours inférieure à 5 %, tandis que celle sur la largeur à mi-hauteur est en-dessous de 10 %).

D'autre part, on rappelle qu'on peut donner pour les énergies cinétique et potentielle d'une onde solitaire par unité de profondeur les approximations

$$\varepsilon_S = \frac{4}{3\sqrt{3}}\rho g A_m^3 h_0^{3/2}, \quad (\text{IV.60})$$

$$\kappa_S \simeq \frac{4}{3\sqrt{3}}\rho g A_m^3 h_0^{3/2} + \frac{8}{15\sqrt{3}}\rho g A_m^5 h_0^{1/2}, \quad (\text{IV.61})$$

comme cela a également été évoqué à la fin de la partie I.1.4 de ce manuscrit. On peut alors, à partir de ces expressions, regarder l'évolution des rapports d'énergies potentielles $\varepsilon_w/\varepsilon_S$ et cinétiques κ_w/κ_S des vagues générées et de l'onde solitaire, dont le résultat est présenté en fonction de Fr_f sur les figures IV.31(a) et IV.31(b), respectivement. On remarque tout d'abord la grande similarité entre ces deux représentations et l'évolution de la largeur à mi-hauteur λ_m/h_0 avec le nombre de FROUDE local Fr_f , qui est illustrée sur la figure IV.24(b), avec la présence visible des trois régimes d'ondes. D'autre part, on note les plateaux sur les figures IV.31(a) et IV.31(b) quand $0,35 \lesssim \text{Fr}_f \lesssim 0,87$, lesquels correspondent à des ratios unitaires. Ceux-ci illustrent de manière frappante le fait que les vagues de ce régime sont décrites avec pertinence par le modèle du soliton de KORTEWEG–DE VRIES [82], et que l'approche utilisée pour évaluer l'énergie des ondes en eau peu profonde est précise. Cependant, l'estimation fournie par les équations (IV.60) et (IV.61) perd *a priori* de sa justesse dans le cas des ondes de transition, pour lesquelles la profondeur d'eau devient importante. Ainsi, pour ce régime, un développement dédié demeure nécessaire afin d'établir de manière rigoureuse les expressions adéquates.

On notera le fait que les ressauts semblent posséder un excès d'énergies potentielle et cinétique à l'issue de leur phase de génération par rapport à une onde solitaire de même amplitude maximale A_m , générée à une profondeur initiale h_0 : cela induit leur instabilité, et le fait qu'ils déferlent rapidement afin de dissiper cet excédent. Cependant, cela implique également qu'ils ont un potentiel localement très destructeur (*i.e.*, proche de

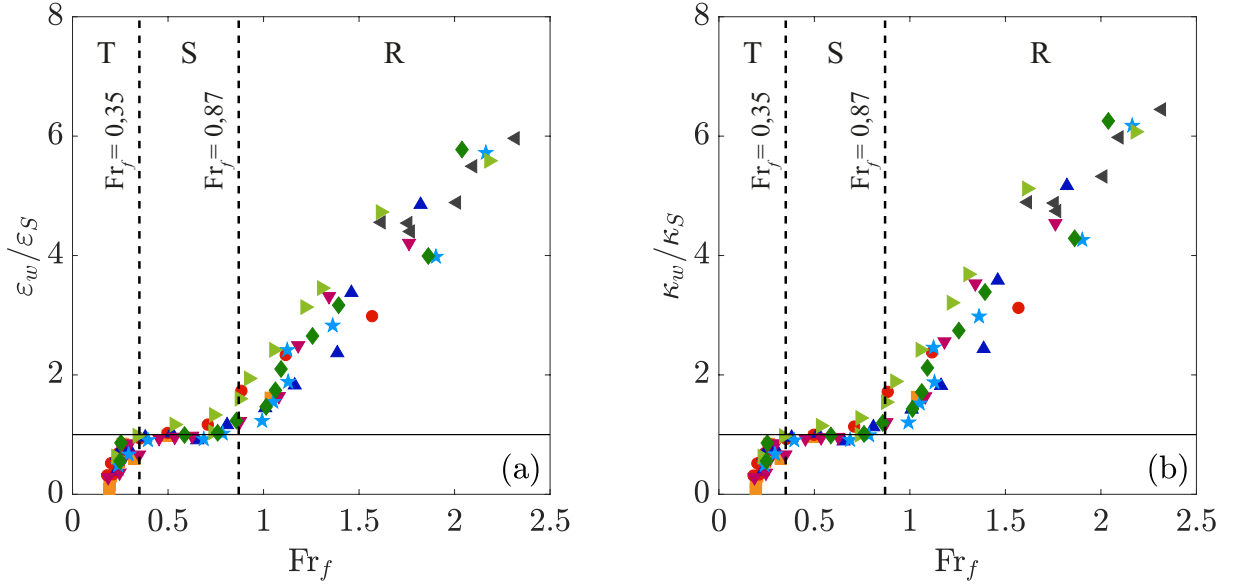


FIGURE IV.31 – Évolution du rapport des énergies (a) potentielles $\varepsilon_w/\varepsilon_S$ et (b) cinétiques κ_w/κ_S des ondes produites et du soliton hydrodynamique en fonction du nombre de FROUDE local Fr_f . La ligne horizontale (—) indique la valeur plateau (a) $\varepsilon_w/\varepsilon_S = 1$ et (b) $\kappa_w/\kappa_S = 1$.

la région source). Les ondes solitaires, quant à elles, présentent la particularité d'être une situation d'équilibre hydrodynamique : comme cela a été évoqué plus tôt, elles évoluent en conservant leur forme sur de grandes distances, et sont par conséquent un vecteur idéal de transport d'énergie. Cette propriété est perdue par les ondes de transition, de par le fait que la forme de la vague primaire évolue temporellement de façon significative.

Ces résultats invitent à donner la comparaison de l'énergie des vagues générées à celle, potentielle, de la colonne granulaire initiale. Cette dernière s'écrit, par unité de profondeur et par rapport au niveau de référence que l'on situe ici en $z = 0$,

$$\varepsilon_g = \frac{1}{2} \rho_g g L_0 (H_0^2 - h_0^2), \quad (\text{IV.62})$$

comme on ne tient pas compte ici de la marche solide à la base de la colonne. La figure IV.32 présente ainsi l'évolution du rapport $(\varepsilon_w + \kappa_w)/\varepsilon_g$ avec le nombre de FROUDE local Fr_f , pour toutes les expériences réalisées. On observe tout d'abord que le transfert énergétique qui s'opère est peu efficace, car moins de 5 % de l'énergie potentielle initiale de la colonne est mobilisé pour la génération de la vague, ce qui implique que l'essentiel de celle-ci est dissipé lors de l'effondrement, par les interactions entre les grains ou la friction basale. Ce résultat peut sembler surprenant, mais il est à mettre en relation avec les travaux de simulations numériques d'effondrements granulaires secs réalisés par STARON et HINCH [153]. En effet, ces auteurs ont montré que seul 16 % de l'énergie potentielle de la colonne de grains initiale est converti en énergie cinétique horizontale

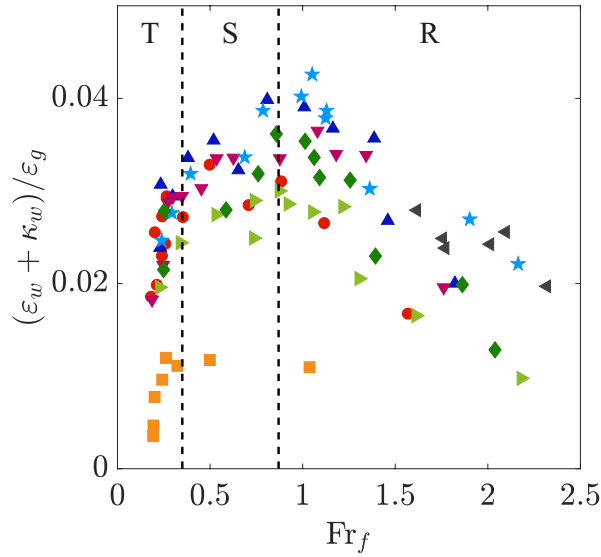


FIGURE IV.32 – Évolution du rapport de l'énergie de la vague $\varepsilon_w + \kappa_w$ à celle, potentielle, de la colonne granulaire initiale ε_g , en fonction du nombre de FROUDE local Fr_f .

dans ce cas. En outre, pour les expériences considérées ici, il faut ajouter à cette faible transmission, intrinsèque à l'effondrement, la dissipation liée à l'entrée des grains dans l'eau [140], laquelle vient réduire encore l'efficacité de la conversion énergétique. Cela fait également écho à ce qui a été observé lors de la thèse de VIROULET [175], pour des ondes générées par la chute d'un milieu granulaire le long d'un plan incliné. En effet, dans cette configuration, entre 0,7 % et 10,3 % de l'énergie potentielle du glissement est transmise aux vagues produites, pour des pentes modérées.

En outre, on remarque sur la figure IV.32 que le rapport de conversion n'est pas constant au cours des expériences : celui-ci chute à grand nombre de FROUDE local Fr_f . Par conséquent, dans le cas des ressauts, très peu de l'énergie de l'effondrement sert effectivement à la génération de la vague. La région marquant la transition entre ce régime et celui des ondes solitaires, s'opérant autour de $Fr_f \simeq 0,87$, représente la configuration la plus efficace, *i.e.*, dans laquelle le facteur de conversion est le plus élevé. Enfin, la situation où le moins d'énergie de l'effondrement est transmise à la vague correspond au régime des ondes de transition : cela rejoint l'observation expérimentale selon laquelle les grains se déversent alors essentiellement de manière verticale dans le fluide, en communiquant finalement peu de quantité de mouvement horizontale au fluide. On remarque également que la courbe correspondant à la série d'expériences pour laquelle (■) $H_g = 9$ cm et $L_0 = 10$ cm se situe nettement en dessous des autres : cela semble indiquer des effets de taille finie dans ce cas, du fait que la hauteur de la colonne initiale n'est plus très grande devant le diamètre des billes employées ($H_g/d = 18$ dans ce cas).



IV.7.8 Conclusion

Ce chapitre a été l’occasion de présenter les expériences de génération d’ondes impulsives par effondrement granulaire réalisées au cours de cette thèse, ainsi que l’influence des paramètres initiaux et des nombres sans dimensions pertinents du problème sur les caractéristiques de la vague produite. Trois régimes d’onde différents sont observés, possédant chacun des caractéristiques qui lui sont propres, en fonction d’un nombre de FROUDE local Fr_f correspondant au rapport de la vitesse maximale du front de grains en $z = h_0$ à la célérité $\sqrt{gh_0}$ des ondes gravitaires linéaires en eau peu profonde. Des ondes de ressaut sont obtenues pour $Fr_f \gtrsim 0,87$, lorsque le front de grains se comporte comme un piston avançant à vitesse constante et repoussant l’eau sur une distance significativement plus importante que la profondeur initiale du fluide. L’onde produite est alors fortement non-linéaire, et sa structure est similaire à une onde de choc survenant proche de l’interface entre l’eau et le milieu granulaire. Pour des nombres de FROUDE plus modérés (*i.e.*, pour $0,35 \lesssim Fr_f \lesssim 0,87$), des ondes solitaires sont générées, caractérisées par un unique pic d’amplitude qui se propage pratiquement sans se déformer. Dans ce régime, le front de grains agit également comme le ferait un piston, mais qui serait cette fois-ci animé d’une vitesse variable. L’hydrodynamique de ces deux régimes de vagues en eau peu profonde peut être décrite par les théories d’ondes non-linéaires du ressaut et du soliton de KORTEWEG–DE VRIES [82], respectivement. Dans les deux cas, des relations faiblement non-linéaires sont établies entre l’amplitude maximale A_m/h_0 de la vague et le nombre de FROUDE local Fr_f , qui sont proches de l’approximation $A_m/h_0 \simeq 1,2Fr_f$. Un troisième régime, correspondant à de faibles nombres de FROUDE tels que $Fr_f \lesssim 0,35$, est également observé. Celui-ci, fortement instationnaire, voit apparaître un comportement oscillatoire amorti pour les vagues générées, et semble correspondre à la transition entre des conditions d’eau peu profonde et d’eau profonde. La théorie linéaire est alors pertinente pour décrire ce régime, et l’onde produite est compatible avec le formalisme du problème de CAUCHY–POISSON. L’analyse dimensionnelle révèle alors que l’amplitude de la vague ne dépend plus du nombre de FROUDE local, Fr_f , mais plutôt du volume effectif des grains à l’origine de la perturbation initiale. Les résultats hydrodynamiques obtenus permettent de remonter, de manière précise, à l’énergie des ondes en eau peu profonde, et de livrer ainsi une comparaison de celle-ci à l’énergie potentielle de la colonne granulaire initiale.

UN MODÈLE PRÉDICTIF POUR LES ONDES EN EAU PEU PROFONDE

 E chapitre précédent a été l'occasion de décrire en détail les caractéristiques phénoménologiques et hydrodynamiques des différents régimes de vagues obtenus par effondrement granulaire. Cependant, à l'issue de cette disceptation, on constate que les propriétés de l'onde produite sont reliées au nombre de FROUDE local ou à l'extension maximale du front de grains, qui sont des conséquences de l'effondrement et non des conditions initiales. Cette remarque fait écho au fait qu'il n'existe pas, à ce jour, de modèle complet permettant de relier l'amplitude des vagues générées par un effondrement granulaire aux paramètres initiaux, et qu'à ce titre seules des lois empiriques ont été proposées jusqu'ici dans la littérature. L'unique étude qui semble avoir été réalisée dans cette optique est celle de KRIAA *et al.* [85], qui ont tout récemment considéré l'effondrement d'un fluide newtonien dans l'eau. Néanmoins, la configuration utilisée par ces auteurs se rapproche davantage du problème classique de *dam-break*, et ne prend pas en considération la nature granulaire de l'avalanche. Celle-ci est pourtant cruciale pour la modélisation des écoulements géophysiques réels, comme les glissement de terrains, les effondrements de falaises ou de volcans, ou encore les coulées pyroclastiques [18, 55, 91, 93, 99, 137]. En outre, d'après ce qui précède, plusieurs nombres sans dimensions jouent un rôle clé dans la génération de la vague, comme les nombres de FROUDE global Fr_0 [28, 75, 118] et local Fr_f [85, 135, 146], ou encore le volume relatif du dépôt final immergé $\Delta V_\infty / (Wh_0^2)$ [134], sans qu'il ne soit évident à ce stade d'établir un lien clair entre ces quantités.

Pour ces raisons, on va s'intéresser dans cette partie à l'élaboration d'un modèle prédictif permettant d'estimer l'amplitude des ondes impulsionnelles générées par l'effondrement bidimensionnel d'une colonne granulaire, dans un contexte d'eau peu profonde. Ce travail, il faut le rappeler, a pour but d'arriver à une meilleure compréhension des tsunamis engendrés par des glissements de terrain à grande échelle [55, 130, 177], des éboulements massifs [136] ou encore des effondrements de pans de volcans [60, 64, 178], qui constituent



une menace certaine pour de nombreuses populations côtières à travers le monde, ainsi qu’un des grands défis de la mécanique des fluides environnementale [40]. Même si le dispositif expérimental utilisé constitue un modèle très simplifié des situations rencontrées sur le terrain, il reproduit cependant les principales caractéristiques du phénomène étudié. Comprendre ce cas “élémentaire” est par conséquent une étape nécessaire pour aller vers la complexité inhérente aux catastrophes naturelles, lesquelles font intervenir les mêmes processus physiques mais dans des configurations topographiques et bathymétriques plus subtiles.

Le lecteur pourra retrouver l’essentiel de ces résultats dans un article publié dans la revue *Physical Review Fluids* [145].

V.1 Dualité des effondrements observés

D’après la discussion donnée au chapitre précédent, trois régimes d’ondes ont été observés au cours des expériences réalisées dans cette thèse. On rappelle ici que les ressauts sont obtenus pour des amplitudes relatives maximales $A_m/h_0 \gtrsim 0,96$, les ondes solitaires quand $0,45 \lesssim A_m/h_0 \lesssim 0,96$, et les ondes de CAUCHY–POISSON dès lors que $A_m/h_0 \lesssim 0,45$, comme cela est indiqué par les équations (IV.4) et (IV.5), et par les délimitations reportées sur la figure IV.12. Comme évoqué dans le chapitre IV, les deux premiers régimes correspondent à des ondes en eau peu profonde, tandis que pour le dernier (celui des ondes de CAUCHY–POISSON) on tend vers des conditions d’eau profonde.

Ces différences entraînent des répercussions importantes sur l’effondrement granulaire (comme évoqué dans la partie IV.2). Lorsque la profondeur initiale d’eau h_0 est petite devant la hauteur H_g de la colonne au repos, le mouvement collectif des grains est essentiellement horizontal, de manière similaire à ce qui a été décrit dans le chapitre III pour des effondrements granulaires secs en régime de chute libre. Le front de grains se comporte alors comme un piston qui repousse l’eau : c’est dans cette configuration qu’on observe la formation de ressauts ou d’ondes solitaires. Ce comportement semble concorder avec des situations géophysiques, comme le lecteur pourra le constater en se référant aux récentes simulations numériques réalisées par RAUTER *et al.* [130], qui ont reproduit avec succès le tsunami du lac *Askja* (Islande, 2014). Dans la figure 7 de cette étude, on peut en effet constater que le glissement de terrain agit comme un piston solide, qui déplace une partie de l’eau du lac au cours de son effondrement.

Quand h_0 devient du même ordre ou plus grand que H_g , l’effondrement prend une orientation globale plus verticale, à la manière d’un “déversoir granulaire” : comme indiqué dans la partie IV.2, on semble alors se retrouver dans une situation où un volume fini de grains s’écoule dans une eau de profondeur infinie. Il n’y a, dans ce cas, plus d’effet significatif du fond de la cuve sur l’effondrement comme sur la génération de la vague. C’est dans cette configuration qu’on observe la formation des ondes de transition [146].

Il y a donc, dans le problème posé, deux situations diamétralement différentes qui surviennent : celle d'un effondrement en eau peu profonde, qui est très similaire au cas sec étudié au chapitre III, et celle d'un déversoir granulaire en eau profonde. Cette dualité explique en partie les difficultés rencontrées jusqu'ici pour l'élaboration d'un modèle prédictif. Pour le premier cas, cependant, on note que si l'effondrement granulaire est peu impacté par la présence de l'eau, cela indique que les effets inertiels prédominent sur l'influence de la viscosité, et donc que les lois d'échelles utilisées pour décrire la morphologie finale du dépôt d'un effondrement granulaire sec (comme celles présentées en partie III.3.1) devraient pouvoir s'appliquer. La seconde situation est, quant à elle, plus délicate à aborder, car il n'existe pas à ce jour de littérature traitant du déversoir granulaire tel qu'observé dans nos expériences.

De plus, on peut s'attendre à ce que la présence d'une marche solide dans les expériences présentées vienne modifier significativement la dynamique et la morphologie finale du dépôt granulaire par rapport à l'effondrement classique. On rappelle ici que ce n'est pas le cas dès lors que les expériences vérifient

$$H_0/h_0 \geq 4 \quad \text{et} \quad h_0 \leq L_0. \quad (\text{V.1})$$

Ce critère provient de la thèse de MANON ROBBE-SAULE [133], qui a comparé la surface du dépôt final pour des expériences avec et sans marche (le lecteur pourra se référer à la figure 2.8 de ladite thèse pour plus d'informations à ce sujet). Les conditions énoncées par les relations (V.1) garantissent que l'effondrement n'est pas significativement influencé par la présence de la marche solide, l'écart entre les surfaces des dépôts étant alors inférieur à 5%.

V.2 Morphologie du dépôt granulaire en présence d'eau

Dans la continuité de la discussion précédente, on s'intéresse ici à la morphologie finale du dépôt de grains obtenu à l'issue d'une expérience. Comme évoqué dans le chapitre III, celle-ci est classiquement décrite par sa hauteur finale H_∞ et sa distance de *run-out* $\Delta L_\infty = L_\infty - L_0$. Ces deux paramètres, adimensionnés par L_0 , sont présentés en figure V.1(a)-(b) en fonction du rapport d'aspect initial a de la colonne. Les données ont été divisées en deux groupes : (o) les expériences pour lesquelles la marche n'a pas d'influence significative sur le dépôt final [*i.e.*, qui vérifient le critère (V.1)], et (x) celles correspondant au cas contraire. Pour le premier jeu de données (o), on remarque ici que H_∞/L_0 et $\Delta L_\infty/L_0$ semblent être gouvernées uniquement par le rapport d'aspect a de la colonne initiale, du moins au premier ordre. Cette dépendance s'exprime sous la forme de lois de puissance semblables au cas des effondrements secs [144], et qui s'écrivent

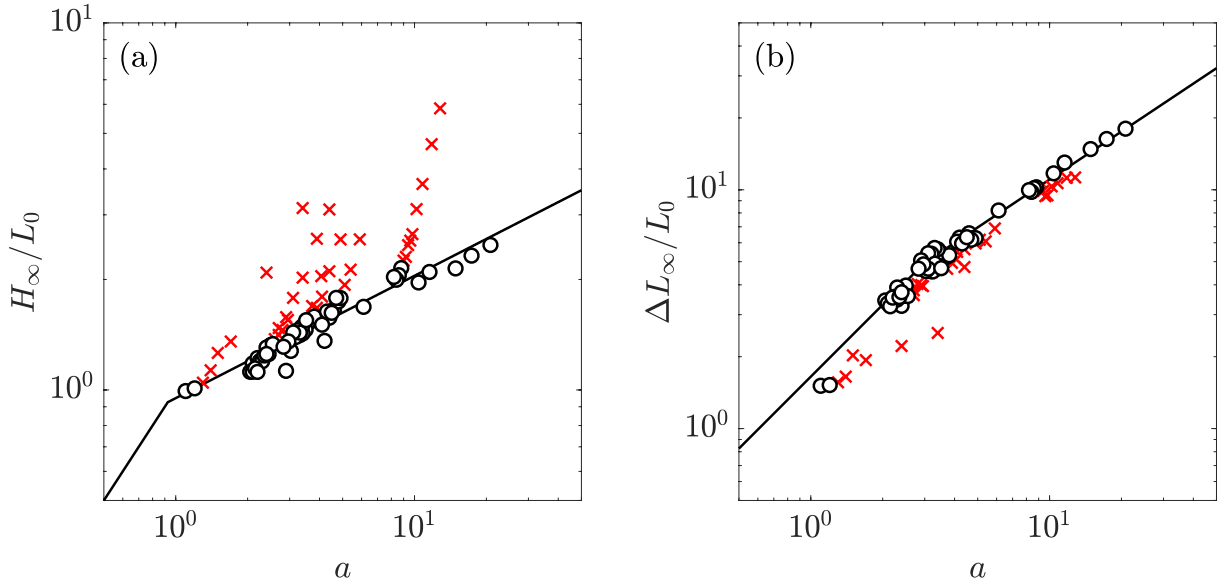


FIGURE V.1 – (a) Hauteur relative finale H_∞/L_0 , et (b) distance de *run-out* adimensionnée $\Delta L_\infty/L_0$ du dépôt final en fonction du rapport d’aspect de la colonne initiale $a = H_0/L_0$. (—) Lois de puissance (a) $H_\infty/L_0 = \alpha a^n$ et (b) $\Delta L_\infty/L_0 = \beta a^m$ correspondant aux équations (V.2) et (V.3), respectivement. (o) Expériences de ressauts et de solitons qui ne sont pas impactées significativement par la présence de la marche, et (x) ressauts, solitons et ondes de transition pour lesquels le critère (V.1) n’est pas respecté.

$$\frac{H_\infty}{L_0} = \alpha a^n = \begin{cases} a & \text{pour } a \lesssim 0,93, \\ 0,95 a^{1/3} & \text{pour } a \gtrsim 0,93, \end{cases} \quad (\text{V.2})$$

$$\frac{\Delta L_\infty}{L_0} = \beta a^m = \begin{cases} 1,65 a & \text{pour } a \lesssim 3, \\ 2,38 a^{2/3} & \text{pour } a \gtrsim 3. \end{cases} \quad (\text{V.3})$$

Il convient de rappeler ici que les préfacteurs α et β des équations (V.2) et (V.3) dépendent légèrement des propriétés matérielles et frictionnelles du milieu granulaire employé, comme le montrent les travaux de BALMFORTH et KERSWELL [7], de STARON et HINCH [153] et de MAN *et al.* [105]. Ils seraient impactés, également, par l’addition de forces cohésives entre les grains [93, 96, 97]. Par conséquent, l’utilisation de milieux granulaires ou de supports différents nécessiterait d’ajuster ces coefficients de manière adéquate. Les exposants n et m des lois (V.2) et (V.3), quant à eux, ne seraient *a priori* pas influencés par ces changements. Ils diffèrent cependant entre les effondrements bidimensionnels et tridimensionnels [90, 102], et sont la signature de la dynamique gravitaire de l’avalanche de grains [153].

Bien qu’aucune expérience ne soit disponible ici pour de faibles rapports d’aspect ($a \lesssim$

0,93), on représente tout de même la relation correspondante $H_\infty/L_0 = a$ sur la figure V.1(a), de manière à rappeler que l'effondrement est alors différent. Ce cas correspond en effet à l'apparition d'une forme finale "trapézoïdale" pour le dépôt granulaire, comme discuté dans le chapitre III : on a alors nécessairement $H_\infty = H_0$, car l'avalanche ne s'initie pas sur toute la largeur initiale de la colonne.

Le second jeu de données (✗) s'écarte significativement des lois d'échelles (V.2) et (V.3). Cela illustre le fait que ces expériences sont impactées par la présence de la marche solide. Pour celles-ci, il n'est donc pas immédiat d'exprimer la géométrie finale du dépôt granulaire (H_∞/L_0 et $\Delta L_\infty/L_0$) en fonction des conditions initiales.

V.3 Expression de l'amplitude des vagues en eau peu profonde

Compte-tenu de ce qui précède, on se focalise ici sur le cas des ondes en eau peu profonde, *i.e.* pour lesquelles $\text{Fr}_f \gtrsim 0,35$ [ce qui correspond approximativement à $A_m/h_0 \gtrsim 0,45$, d'après l'équation (IV.5)]. La compréhension de celles-ci est en effet importante pour décrire des événements comme des effondrements de falaises dans une étendue d'eau de faible profondeur, qui peuvent par exemple survenir dans un contexte de fjord [79, 177] ou de lac en altitude [84]. De plus, dans l'optique de s'abstraire des spécificités liées à la configuration expérimentale utilisée, on exclut également du propos les données ne vérifiant pas le critère (V.1). Ainsi, on ne considère par la suite que les expériences de ressauts et de solitons pour lesquelles la marche solide n'a pas d'influence sur l'effondrement.

On rappelle ici que la relation linéaire $A_m/h_0 \simeq 1,2 \text{Fr}_f$ permet, au premier ordre, d'obtenir l'amplitude relative de la vague à partir du nombre de FROUDE local à l'interface, en dépit du caractère non-linéaire des vagues obtenues, comme cela a été discuté dans la partie IV.7.4. Par conséquent, tout l'enjeu est alors d'explicitier le lien entre les conditions initiales et Fr_f . Pour ce faire, on peut tout d'abord remarquer par un argument dimensionnel que la vitesse v_m du front granulaire à l'interface, doit évoluer comme $\Delta\ell_\infty/\tau_x$, où $\Delta\ell_\infty = \ell_\infty - L_0$ est l'extension finale du front de grains, et τ_x le temps typique d'étalement de la colonne, les deux quantités étant évaluées en $z = h_0$. Or, il a été établi dans la partie III.3.2 de ce manuscrit le fait que le temps caractéristique d'étalement de la colonne granulaire est lié à l'extension finale du front de grains à travers une relation de la forme $\tau_x \propto \sqrt{\Delta\ell_\infty/g}$. Il vient alors

$$\text{Fr}_f = \frac{v_m}{\sqrt{gh_0}} \propto \frac{\Delta\ell_\infty}{\tau_x \sqrt{gh_0}} \propto \sqrt{\frac{\Delta\ell_\infty}{h_0}}, \quad (\text{V.4})$$

ce qui implique

$$\frac{A_m}{h_0} \propto \sqrt{\frac{\Delta\ell_\infty}{h_0}}. \quad (\text{V.5})$$



Cette relation montre que l'amplitude relative de l'onde produite est proportionnelle à la racine carrée de l'extension finale de l'effondrement granulaire au niveau de la surface initiale de l'eau adimensionnée par la profondeur initiale de l'eau au repos. La figure V.2(a) présente le tracé de A_m/h_0 en fonction de $\Delta\ell_\infty/h_0$, pour toutes les expériences de ($\triangleright$) ressauts et ($\square$) d'ondes solitaires vérifiant le critère (V.1). L'ensemble des données, correspondant à des vagues en eau peu profonde, semble s'ajuster sur une courbe maitresse, d'équation

$$\frac{A_m}{h_0} = 0,5 \sqrt{\frac{\Delta\ell_\infty}{h_0}}, \quad (\text{V.6})$$

ce qui corrobore le raisonnement ayant mené à établir l'équation (V.5). Par conséquent, dans le cas présent, le front granulaire à l'interface se comporte comme un piston qui présente la singulière propriété d'avoir une vitesse couplée à sa course, ce qui est mis en évidence par l'équation (V.4).

Le but est à présent de trouver une manière d'estimer l'extension finale du front de grains $\Delta\ell_\infty$ en $z = h_0$. Cela est rendu ardu par le fait qu'il n'existe pas de description analytique de la forme prise par le dépôt granulaire. On peut cependant partir d'une idéalisation de la morphologie finale, dans laquelle celle-ci posséderait un profil triangulaire, de hauteur H_∞ et de largeur L_∞ , comme illustré sur le schéma de la figure V.2(b). Dans cette situation, la position finale $\ell_{\infty,\text{th}}$ du front de grains depuis l'origine s'écrit alors

$$\ell_{\infty,\text{th}} = L_\infty - h_0 L_\infty / H_\infty, \quad (\text{V.7})$$

ce qui donne immédiatement, pour l'extension finale,

$$\Delta\ell_{\infty,\text{th}} = \Delta L_\infty - h_0 L_\infty / H_\infty. \quad (\text{V.8})$$

Finalement, en injectant dans l'équation (V.8) les expressions (V.2) et (V.3) pour la hauteur finale et la distance de *run-out* renormalisées, on obtient

$$\Delta\ell_{\infty,\text{th}} \simeq \beta a^{m-1} H_0 - \frac{1 + \beta a^m}{\alpha a^n} h_0. \quad (\text{V.9})$$

Il convient de comparer cette prédiction pour l'extension finale du front granulaire aux mesures expérimentales. La figure V.2(c) présente à cette fin le tracé de $\Delta\ell_\infty$ en fonction de $\Delta\ell_{\infty,\text{th}}$. On observe que l'ensemble des données se regroupe autour de la droite de pente 0,82. Ce préfacteur révèle que le modèle surestime de façon systématique l'extension finale réelle atteinte par le front de grains, ce qui est attendu : en effet, la morphologie du dépôt n'est pas parfaitement triangulaire, mais présente une courbure dans les expériences, comme illustrée sur la figure V.3. Celle-ci est une conséquence de l'inertie de l'effondrement granulaire en régime de chute libre, comme évoqué dans le

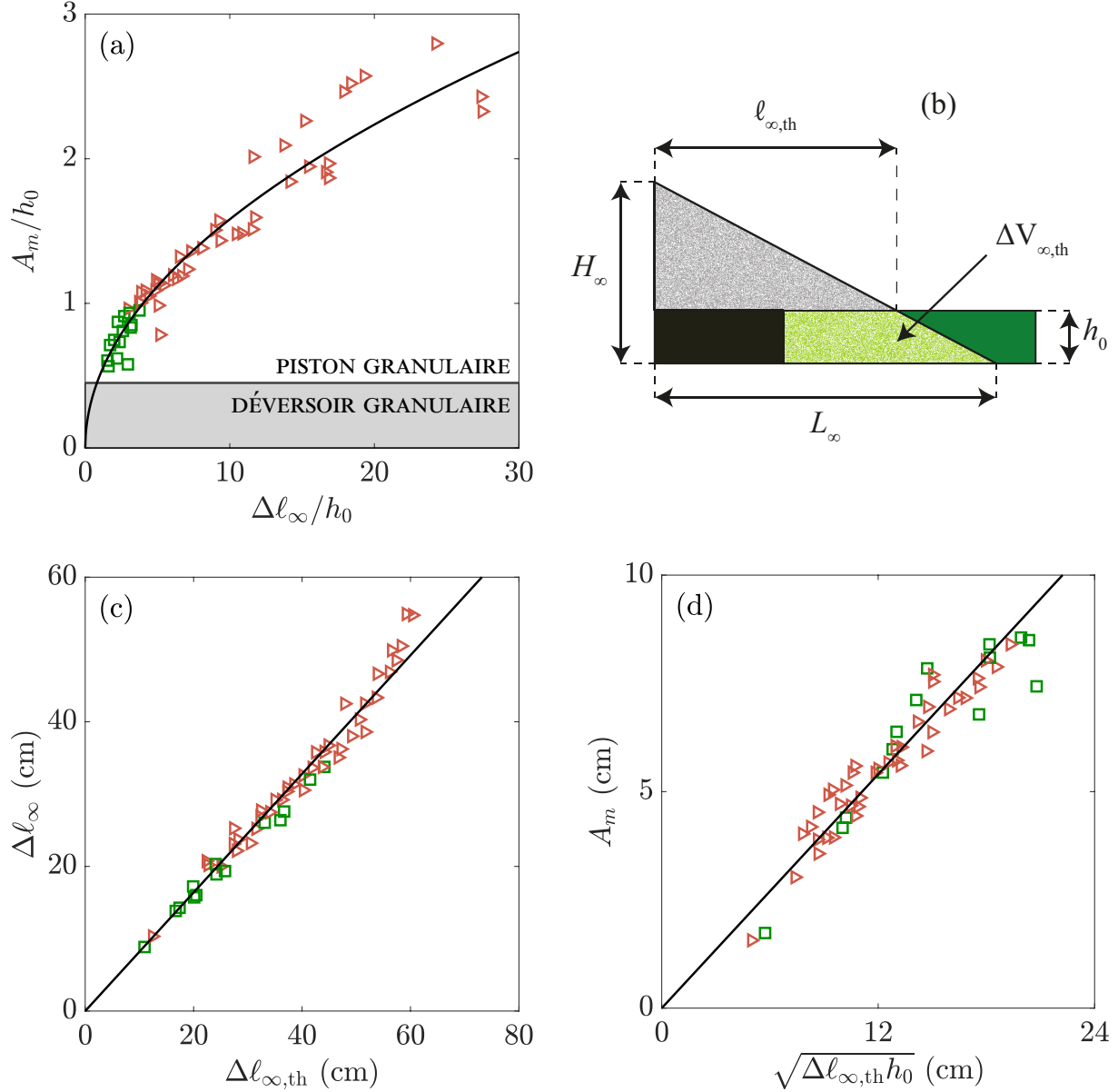


FIGURE V.2 – (a) Amplitude maximale renormalisée, A_m/h_0 , en fonction de l'extension finale relative $\Delta\ell_\infty/h_0$ du front granulaire. (—) $A_m/h_0 = 0,50\sqrt{\Delta\ell_\infty/h_0}$. La zone grisée correspond à la région des ondes en eau profonde, pour laquelle $A_m \lesssim 0,45 h_0$. (b) Schématisation de la géométrie finale triangulaire utilisée dans le modèle. (c) Comparaison entre la mesure de $\Delta\ell_\infty$ et la prédiction $\Delta\ell_{\infty,th}$. (—) $\Delta\ell_\infty = 0,82\Delta\ell_{\infty,th}$. (d) A_m en fonction de $\sqrt{\Delta\ell_{\infty,th}h_0}$, avec (—) l'équation (V.10). Les symboles en (a), (c) et (d) désignent ($\triangleright$) les ressauts et ($\square$) les ondes solitaires vérifiant le critère (V.1).

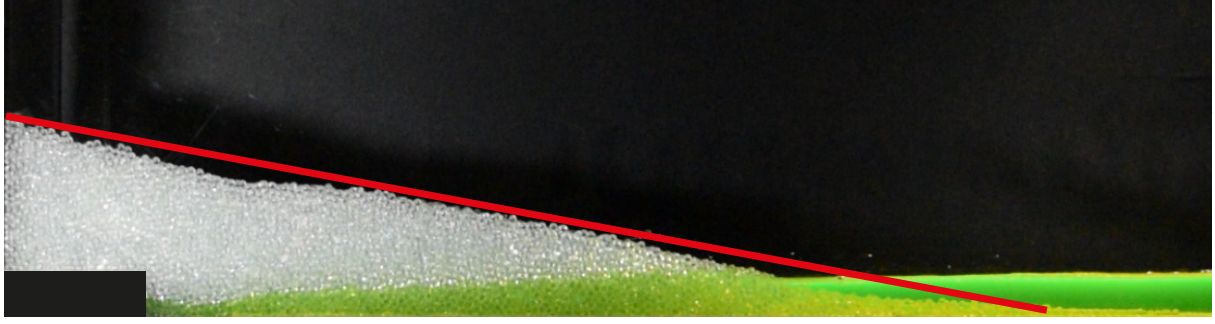


FIGURE V.3 – Morphologie du dépôt granulaire, pour une expérience où $H_g = 39$ cm, $L_0 = 10$ cm et $h_0 = 3$ cm. La ligne rouge indique approximativement la géométrie finale idéalisée, de forme triangulaire.

chapitre III pour le cas sec. Cependant, à cette correction près, un très bon accord est obtenu entre le modèle et les mesures. À partir de l'équation (V.6) et de la relation linéaire entre $\Delta\ell_\infty$ et $\Delta\ell_{\infty,\text{th}}$, on peut alors écrire

$$A_m \simeq 0,45 \sqrt{\Delta\ell_{\infty,\text{th}} h_0}. \quad (\text{V.10})$$

Comme illustré par la figure V.2(d), les données expérimentales suivent bien la prédiction donnée par l'équation (V.10). Cela révèle que le modèle développé ici est pertinent pour décrire la physique sous-jacente à la génération d'ondes par effondrement granulaire en eau peu profonde. En injectant l'équation (V.9) dans (V.10), l'amplitude des vagues peut alors s'écrire en fonction des paramètres initiaux H_0 , L_0 , et h_0 , sous la forme explicite

$$A_m \simeq 0,45 h_0 \sqrt{\beta \left(\frac{H_0}{L_0} \right)^{m-1} \frac{H_0}{h_0} - \frac{1 + \beta(H_0/L_0)^m}{\alpha(H_0/L_0)^n}}, \quad (\text{V.11})$$

où les coefficients α et β ainsi que les exposants n et m proviennent des équations (V.2) et (V.3). On note qu'en vertu de la relation $A_m/h_0 \simeq 1,2\text{Fr}_f$, la relation (V.11) permet également d'expliciter de manière directe le nombre de FROUDE local en fonction des dimensions de la colonne initiale et de la profondeur de l'eau au repos au début de l'expérience.

V.4 Influence des paramètres initiaux prédite par le modèle

Il est intéressant, dans cette partie, de s'attarder sur les propriétés du modèle introduit dans la partie précédente, et notamment sur la prédiction qu'il donne pour l'influence des paramètres initiaux (H_0 , L_0 , et h_0) sur l'amplitude des vagues générées. À cette fin, les figures V.4(a)-(b) présentent A_m , telle que calculée avec l'équation (V.11), en fonction de h_0 pour (a) $a = 3$ et différentes valeurs de H_0 de 20 à 60 cm, et (b) pour $H_0 = 40$ cm

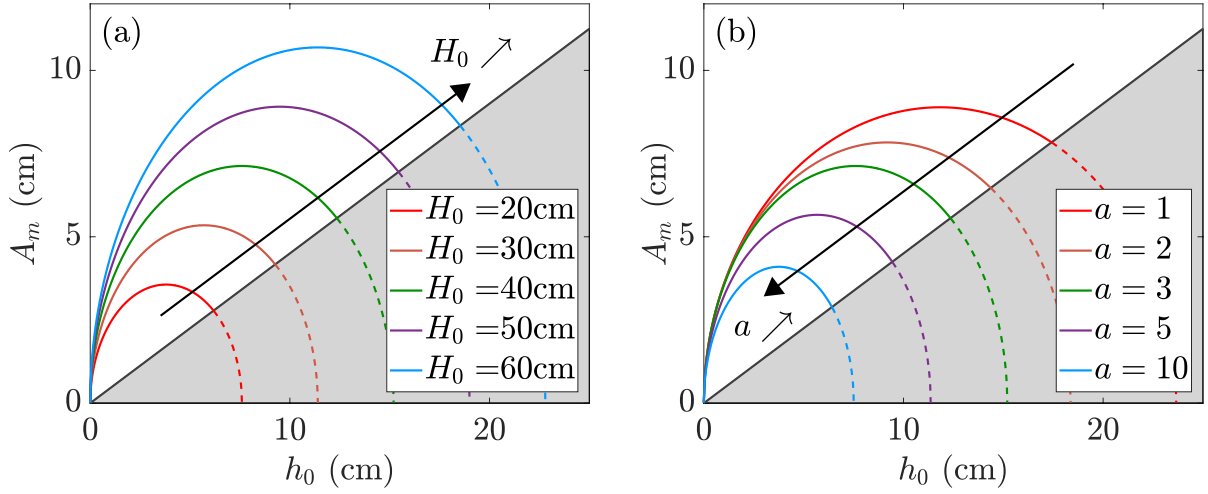


FIGURE V.4 – (a)-(b) Amplitude maximale A_m prédite par l'équation (V.11), en fonction de la profondeur initiale h_0 d'eau, pour (a) différentes hauteurs initiales H_0 (avec un rapport d'aspect fixé à $a = 3$), et (b) différents a (et $H_0 = 40$ cm). Les zones grisées ont la même signification que sur la figure V.2(a). Les flèches noires les plus longues indiquent le sens (a) des H_0 et (b) des a croissants.

et plusieurs rapports d'aspect allant de 1 à 10. Pour chacune des courbes présentées, on constate qu'on retrouve bien une allure en cloche, en accord qualitatif avec les observations de la partie IV.5. Pour les faibles profondeurs, d'après le modèle,

$$A_m \underset{h_0 \rightarrow 0^+}{\sim} \Upsilon h_0^{1/2}, \quad (\text{V.12})$$

avec $\Upsilon = 0,45 \sqrt{\beta a^{m-1} H_0}$ dans le cas présent. L'amplitude A_m augmente donc, à faible h_0 , comme la racine carrée de cette même profondeur initiale, avec un préfacteur qui augmente quant à lui comme $\sqrt{H_0}$ quand a est constant, comme on peut le deviner sur la figure V.4(a). Pour des colonnes granulaires de même hauteur initiale, ce préfacteur est constant pour de faibles rapport d'aspect ($a \lesssim 3$), puis il diminue quand a croît au-delà de 3, comme on peut le constater sur la figure V.4(b). On observe en outre sur la figure V.4(a)-(b) que l'amplitude atteint un maximum A_m^c dans une profondeur d'eau intermédiaire h_0^c , avant de décroître par la suite. Lorsque l'on entre dans la région des ondes de transition ($A_m \lesssim 0,45 h_0$), le modèle n'est, comme on sait, plus applicable, d'où les tracés en pointillés et les zones grisées sur les figures V.4(a) et V.4(b). Si l'on s'arrête un instant sur le maximum atteint par ces courbes, on remarque que les quantités A_m^c et h_0^c s'écrivent en fonction de la géométrie finale du dépôt granulaire

$$A_m^c = 0,225 \Delta L_\infty \sqrt{\frac{H_\infty}{L_\infty}} \quad \text{et} \quad h_0^c = \frac{\Delta L_\infty H_\infty}{2L_\infty}, \quad (\text{V.13})$$

ou encore des paramètres initiaux du problème

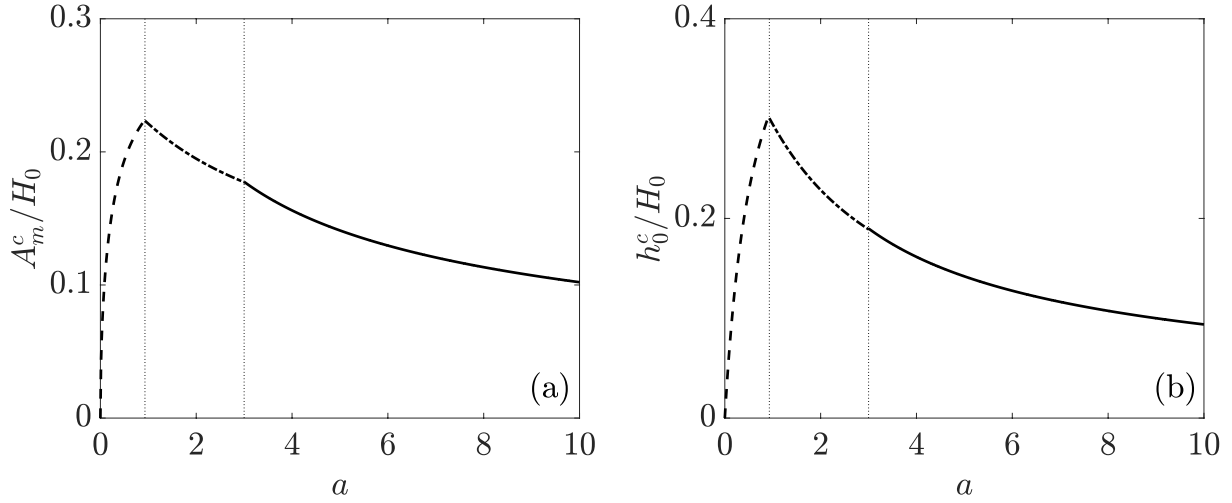


FIGURE V.5 – (a) Amplitude maximale critique A_m^c , renormalisée par H_0 , en fonction du rapport d’aspect initial de la colonne granulaire. (b) h_0^c/H_0 en fonction de a . Les différents tracés (---), (-.-) et (—) sont obtenus à partir de des équations (V.14) et (V.15), tandis que les deux lignes verticales (.....) donnent les limites des régimes d’effondrement en $a = 0,93$ et $a = 3$.

$$A_m^c \simeq \begin{cases} 0,37 \sqrt{\frac{a}{1+1,65a}} H_0 & \text{pour } a \lesssim 0,93, \\ 0,36 \sqrt{\frac{1}{1+1,65a}} a^{1/3} H_0 & \text{pour } 0,93 \lesssim a \lesssim 3, \\ 0,52 \sqrt{\frac{1}{a^{1/3}+2,38a}} H_0 & \text{pour } a \gtrsim 3, \end{cases} \quad (\text{V.14})$$

et

$$h_0^c \simeq \begin{cases} \frac{0,83a}{1+1,65a} H_0 & \text{pour } a \lesssim 0,93, \\ \frac{0,78a^{1/3}}{1+1,65a} H_0 & \text{pour } 0,93 \lesssim a \lesssim 3, \\ \frac{1,13}{1+2,38a^{2/3}} H_0 & \text{pour } a \gtrsim 3. \end{cases} \quad (\text{V.15})$$

Il est intéressant de noter qu’à rapport d’aspect constant, le modèle prédit que l’amplitude critique comme la profondeur associée évoluent linéairement avec H_0 , ce que l’on peut également deviner en considérant la figure V.4(a). En outre, on déduit de l’équation (V.15) que le nombre de FROUDE correspondant, $\text{Fr}_0^c = \sqrt{H_0/h_0^c}$, ne dépend que du rapport d’aspect a de la colonne. Les deux quantités A_m^c/H_0 et h_0^c/H_0 sont présentées sur la figure V.5(a)-(b) en fonction de a , et arborent une évolution non triviale en fonction

de ce paramètre. Le tracé de l'amplitude critique adimensionnée par la hauteur initiale de la colonne, en figure V.5(a), indique une brusque augmentation de celle-ci à faibles rapports d'aspect ($a \lesssim 0,93$), puis une diminution plus lente par la suite : à H_0 donné, le fait d'augmenter a implique de diminuer le volume de l'effondrement, et par là-même la valeur de A_m^c . Le rapport h_0^c/H_0 suit une évolution similaire avec le rapport d'aspect [figure V.5(b)]. Cela signifie que pour des rapports d'aspect modestes, l'amplitude critique de la vague est atteinte pour une profondeur h_0^c petite devant la hauteur initiale H_0 de la colonne granulaire. Vers la transition, *i.e.*, pour $a \simeq 0,93$, les courbes présentent un extremum et on atteint un maximum global $A_m^c \simeq 0,22H_0$ correspondant à $h_0^c \simeq 0,3H_0$ et $\text{Fr}_0^c \simeq 1,8$. Il s'agit de la plus grande valeur que peut prendre l'amplitude de l'onde produite, pour une hauteur de colonne initiale donnée, lorsque l'on fait varier la largeur de cette dernière. Cette situation correspond également à la plus importante profondeur critique h_0^c obtenue en changeant a pour H_0 fixe. Enfin, au-delà de ce point, le fait d'augmenter le rapport d'aspect de la colonne implique que l'amplitude critique va survenir pour des valeurs de h_0^c de plus en plus petites, d'après la figure V.5(b).

Par conséquent, le modèle introduit dans ce chapitre permet d'expliquer la forme particulière des courbes de l'amplitude de la vague en fonction de la profondeur initiale, allures qui avaient également été observées lors des travaux précédents de MULLIGAN et TAKE [116] et ROBBE-SAULE *et al.* [135]. Mais le modèle livre aussi une information bien plus générale : l'origine de cette forme de courbe est géométrique, et non hydrodynamique, et est la conséquence de la dynamique complexe de l'effondrement granulaire. Ainsi, des allures de courbes différentes seraient obtenues pour d'autres configurations. Cette affirmation forte peut se retrouver en analysant d'autres études sur le sujet. Par exemple, FRITZ *et al.* [48] ont étudié la génération de vagues par l'impact d'un milieu granulaire projeté à l'aide d'un dispositif pneumatique, comme cela a été déjà été présenté dans la partie I.3.2 de l'état de l'art de ce manuscrit. Cette configuration diffère sensiblement de celle utilisée dans la thèse présentée ici au lecteur, et ces auteurs proposent pour l'amplitude relative de la vague la loi d'échelle

$$\frac{A_m}{h_0} = 0,25 \left(\frac{v_s}{\sqrt{gh_0}} \right)^{1,4} \left(\frac{s}{h_0} \right)^{0,8}, \quad (\text{V.16})$$

dans laquelle v_s désigne la vitesse du centroïde du milieu granulaire à l'impact, et s son épaisseur (voir figure 2 de l'étude en question pour plus de détails). Un bon accord est observé par ces auteurs entre cette loi et leurs données expérimentales. Or, il est assez immédiat de voir que l'on peut réécrire l'équation (V.16) sous la forme

$$A_m = 0,25 g^{-0,7} v_s^{1,4} s^{0,8} h_0^{-0,5}, \quad (\text{V.17})$$

et donc que l'amplitude des vagues ne fait que diminuer avec la profondeur initiale dans ce cas.

V.5 Influence des nombres sans dimensions qui gouvernent la génération de l'onde

Comme cela a été évoqué dans le chapitre précédent, deux nombres sans dimensions semblent jouer un rôle clé dans la génération de la vague : l'un est le nombre de FROUDE global $\text{Fr}_0 = \sqrt{H_0/h_0}$, et l'autre le volume relatif du dépôt immergé $\Delta V_\infty/(Wh_0^2)$, qui reflètent respectivement les états initial et final du problème. À partir de l'équation (V.11) il est immédiat d'obtenir que

$$\frac{A_m}{h_0} = 0,45 \sqrt{\beta a^{m-1} \text{Fr}_0^2 - \frac{1 + \beta a^m}{\alpha a^n}}. \quad (\text{V.18})$$

D'autre part, dans le modèle présenté ici, basé sur une morphologie finale triangulaire, le dépôt résultant de l'effondrement présente une surface trapézoïdale dans le plan xOz [comme on peut le constater sur la figure V.2(b)]. Le volume final immergé $\Delta V_{\infty, \text{th}}$ correspondant est alors

$$\Delta V_{\infty, \text{th}} = (\Delta L_\infty + \Delta \ell_{\infty, \text{th}}) W h_0 / 2. \quad (\text{V.19})$$

Par conséquent, en utilisant cette expression, l'équation (V.10) mène à

$$\frac{A_m}{h_0} = 0,45 \sqrt{2 \frac{\Delta V_{\infty, \text{th}}}{W h_0^2} - \frac{\Delta L_\infty}{h_0}}. \quad (\text{V.20})$$

L'amplitude maximale relative est représentée sur les figures V.6(a) et V.6(b) en fonction du nombre de FROUDE global Fr_0 et du volume relatif du dépôt immergé $\Delta V_{\infty, \text{th}}/(Wh_0^2)$, respectivement, pour une hauteur initiale $H_0 = 40$ cm et plusieurs rapports d'aspect a allant de 1 à 10. On note qu'à chaque courbe correspond un couple (H_0, a) donné, de sorte qu'on peut exprimer h_0 en fonction de $\Delta V_{\infty, \text{th}}$ avec l'équation (V.19) et inversement, ce qui rend possible le tracé de la figure V.6(b). Dans les deux cas, on obtient un faisceau de courbes, et on observe le fait que A_m/h_0 croît de façon monotone et sous-linéaire. On remarque également que l'influence du rapport d'aspect de la colonne initiale est pratiquement imperceptible quand le volume relatif du dépôt immergé est varié [figures V.6(b)], mais qu'elle est non-négligeable dans la représentation en fonction du nombre de FROUDE global [figures V.6(a)], ce qui se traduit par une dispersion du faisceau de courbes.

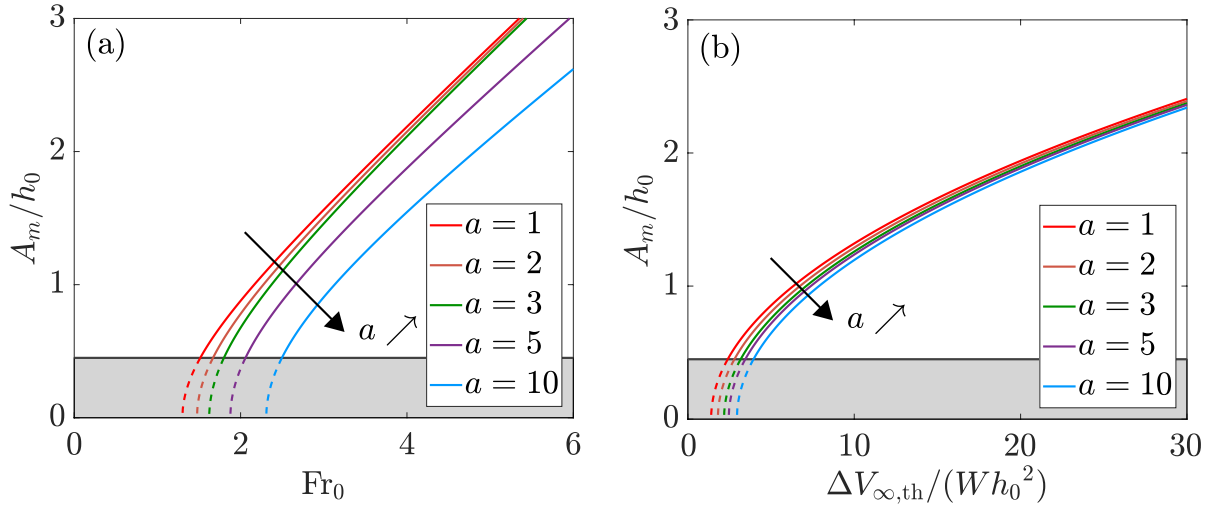


FIGURE V.6 – A_m/h_0 en fonction de (a) Fr_0 [équation (V.18)], et (b) $\Delta V_{\infty,th}/(Wh_0^2)$ [équation (V.20)], pour différents rapports d'aspect initiaux tout en fixant $H_0 = 40$ cm. Les zones grisées indiquent la région des ondes en eau profonde, tandis que les flèches noires les plus longues indiquent le sens des a croissants.

V.6 Énergie transférée à l'eau

Les parties précédentes permettent, outre le fait de décrire l'amplitude de l'onde produite, de remonter aux expressions de la vitesse v_m du front de grains et du volume $\Delta V_{\infty,th}$ du dépôt granulaire immergé. Une conséquence intéressante est alors d'entrevoir l'évolution de l'énergie qui est transmise à l'eau lors de l'effondrement. Dimensionnellement, celle-ci peut en première approche être considérée comme étant proportionnelle à

$$\kappa_t = \rho \Delta V_{\infty,th} v_m^2, \quad (V.21)$$

soit à l'énergie cinétique de référence associée à un volume $\Delta V_{\infty,th}$ d'eau qui serait mû à la vitesse v_m en conséquence de la chute des grains. En s'aidant des équations (V.9) et (V.19), on peut alors établir l'expression

$$\kappa_t = \rho g \left(\beta a^m - \frac{1 + \beta a^m}{2\alpha a^{n-1} Fr_0^2} \right) \left(\beta a^{m-1} - \frac{1 + \beta a^m}{\alpha a^n Fr_0^2} \right) W L_0 H_0 h_0. \quad (V.22)$$

La figure V.7 présente l'évolution de κ_t en fonction de la profondeur initiale d'eau h_0 , pour le rapport d'aspect et les différentes hauteurs initiales de colonne granulaire de la figure V.4(a). On constate que le modèle prédit également, pour les courbes de l'énergie cinétique de référence transférée au fluide, une forme en cloche. Celle-ci fait écho aux allures observées pour l'évolution de l'amplitude maximale A_m de la vague avec la profondeur initiale d'eau h_0 , lesquelles sont représentées sur la figure V.4. L'équation (V.21) est intéressante pour comprendre la physique sous-jacente à la génération de la vague : lorsqu'on augmente h_0 , deux effets antagonistes s'opposent, qui sont la diminution de v_m

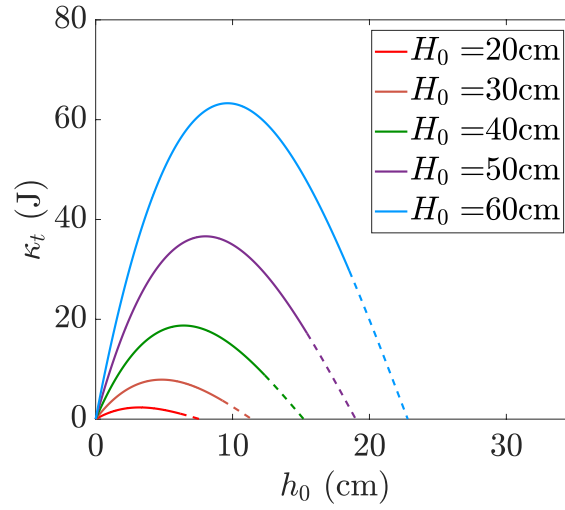


FIGURE V.7 – Évolution de l'énergie cinétique κ_t de référence, prédite par l'équation (V.22), en fonction de la profondeur initiale h_0 d'eau pour différentes hauteurs initiales H_0 (avec un rapport d'aspect $a = 3$).

avec l'altitude, d'origine géométrique, et l'augmentation du volume de grains immergés, qui a contribué à mouvoir l'eau. Lorsque la profondeur d'eau est faible, mais qu'on l'accroît, la vitesse du front granulaire diminue peu, tandis que le volume du dépôt immergé augmente significativement : ce dernier effet prédomine alors, d'où le fait que l'amplitude maximale A_m de l'onde est une fonction croissante de h_0 quand celle-ci est modeste. À l'inverse, pour des profondeurs initiales suffisamment importantes, l'énergie cinétique de référence chute, car la diminution de v_m devient trop importante pour être contrebalancée par l'augmentation du volume du dépôt granulaire immergé : ainsi l'amplitude maximale de la vague finit-elle par devenir une fonction décroissante de h_0 . Le point critique, pour lequel on obtient l'amplitude A_m^c la plus élevée que l'on puisse atteindre pour une géométrie de colonne initiale donnée, exprime une situation de meilleur compromis entre le volume d'eau déplacé et la vitesse maximale atteinte par le front de grains à l'interface. Il convient toutefois de préciser que la profondeur h_0^c pour laquelle on atteint A_m^c n'est pas exactement celle pour laquelle l'énergie cinétique κ_t devient maximale : la vision énergétique exposée ici est intéressante pour comprendre qualitativement la génération de l'onde, mais pourrait être encore approfondie afin d'en saisir les nuances les plus subtiles.

V.7 Comparaison avec les expériences

Après avoir détaillé les propriétés du modèle, il convient de livrer ici une comparaison avec les expériences réalisées au cours de ce travail de thèse. Tout d'abord, on présente sur la figure V.8(a) l'amplitude maximale de la vague, A_m , en fonction de la profondeur initiale d'eau h_0 . Sont reportées sur la figure trois séries d'expériences, où $L_0 = 10$ cm et (●) $H_g = 19$ cm, (▲) $H_g = 29$ cm et (★) $H_g = 39$ cm. Il s'agit là de l'essentiel des

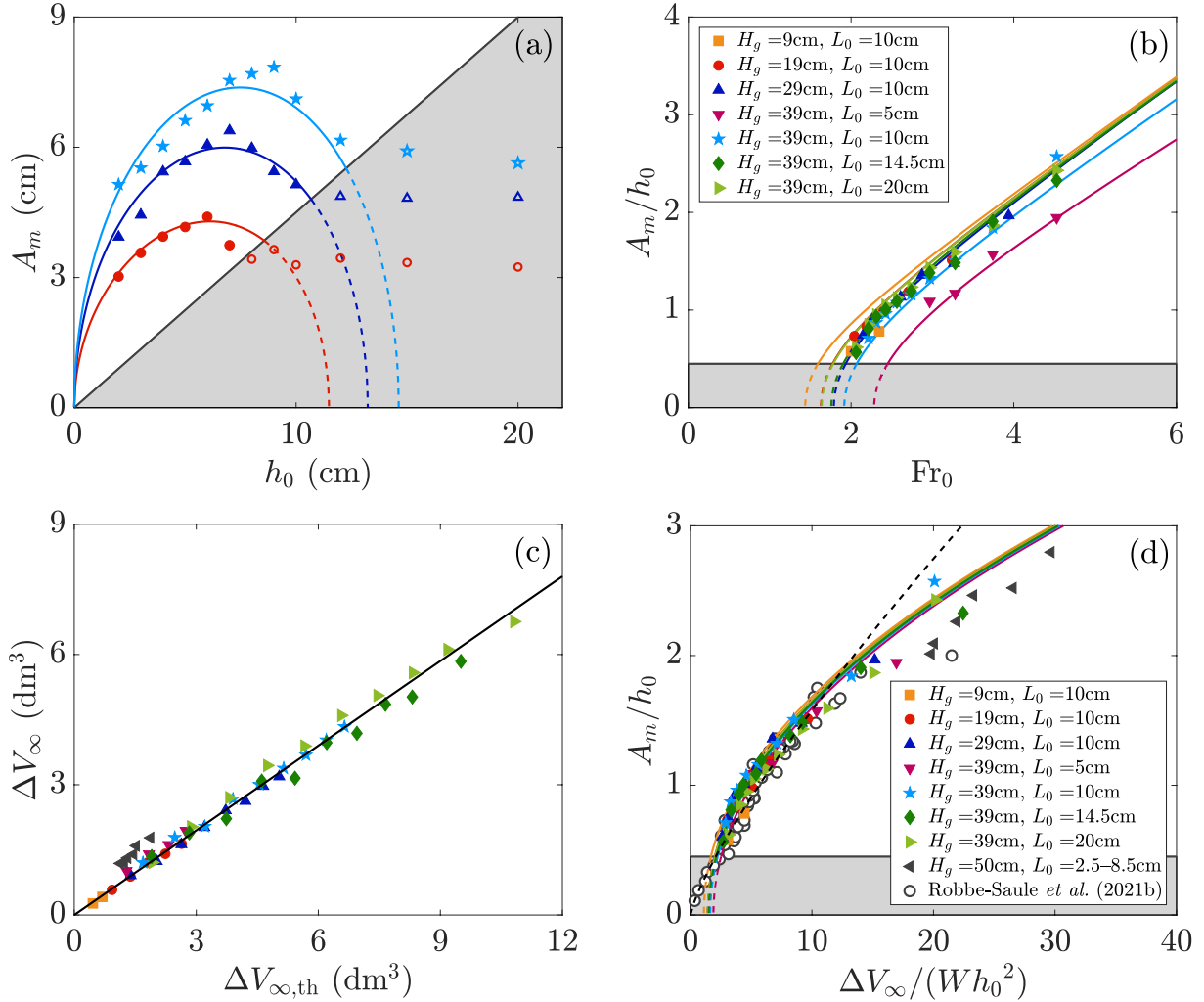


FIGURE V.8 – (a) A_m en fonction de h_0 , pour des expériences avec $L_0 = 10$ cm et (●) $H_g = 19$ cm, (▲) $H_g = 29$ cm et (★) $H_g = 39$ cm. (b) A_m/h_0 en fonction du nombre de FROUDE global Fr_0 . (c) Comparaison entre les volumes granulaires immergés des dépôts finaux issus des expériences, et ceux prédits par le modèle. (—) $\Delta V_\infty = 0,65 \Delta V_{\infty,th}$. (d) A_m/h_0 en fonction du volume relatif $\Delta V_\infty/(Wh_0^2)$ du dépôt immergé, pour toutes les expériences de la présente thèse. Les données (○) ainsi que (---) la loi empirique $A_m/h_0 = 0,25 [\Delta V_\infty/(Wh_0^2)]^{0,8}$ issues de l'étude de ROBBE-SAULE *et al.* [134] sont également reportées. Les lignes colorées en (a), (b) et (d) correspondent aux prédictions du modèle pour des conditions initiales identiques, tandis que les zones grisées indiquent la région des ondes en eau profonde (pour laquelle $A_m \lesssim 0,45 h_0$).



expériences qui ont été présentées sur la figure IV.12(a) de ce manuscrit. On a retiré ici la série de points (■) pour laquelle $L_0 = 10$ cm et $H_g = 9$ cm, car trop peu des données qui la composent correspondent à des ondes en eau peu profonde. Aux expériences, on fait correspondre des courbes issues du modèle présenté plus haut, tracées en utilisant la relation (V.11). Il nous faut cependant préciser qu'ici la hauteur totale H_0 de la colonne initiale, ainsi que son rapport d'aspect a , ne sont pas constants, mais qu'ils dépendent de h_0 : en effet, on a $H_0 = H_g + h_0$ et $a = (H_g + h_0)/L_0$, alors que chaque série d'expériences correspond à un couple de valeurs constantes de H_g et de L_0 . De ce fait, les courbes obtenues sont légèrement différentes de celles présentées sur la figure V.4, sans perte de généralité. En laissant libre le préfacteur de la relation (V.11) pour ajuster les courbes du modèle, on trouve que celui-ci varie dans l'intervalle $[0,42; 0,49]$, *i.e.*, très proche de la valeur 0,45, l'écart pouvant ainsi s'expliquer par les incertitudes de mesures. Un bon accord est observé entre les expériences et le modèle dans les conditions d'eau peu profonde, aussi bien qualitativement que quantitativement. Ainsi, au premier ordre, l'allure en cloche des courbes pour $A_m \gtrsim 0,45h_0$ est-elle correctement prédite par l'équation (V.11). En conditions d'eau profonde, comme cela est attendu, le modèle ne parvient pas en revanche à expliquer les plateaux d'amplitudes observés dans chaque série d'expérience.

D'autre part, l'amplitude relative maximale de la vague A_m/h_0 est représentée en fonction du nombre de FROUDE global Fr_0 sur la figure V.8(b). Là-encore, pour chaque série d'expériences, on trace la courbe correspondante issue du modèle, de couleur identique à celle des symboles des données mesurées. Celle-ci est obtenue en fixant H_g et L_0 aux mêmes valeurs que pour la série d'expériences considérée, et en faisant varier h_0 et donc Fr_0 . Les données sont bien capturées par le faisceau de courbes provenant de l'équation (V.18), notamment à grands rapports d'aspect de la colonne initiale, comme par exemple pour (▼) les colonnes les plus élancées, qui se retrouvent significativement en-dessous des autres valeurs. Le lecteur constatera que l'une des courbes, cependant, semble dévier significativement des données expérimentales correspondantes (série représentée par le symbole (■), avec $L_0 = 10$ cm et $H_g = 9$ cm), un fait qui pourrait être dû à des effets de taille finie pour les grains, comme cela a été évoqué dans la partie IV.6 du chapitre précédent. Par conséquent, il découle de ces remarques qu'au premier ordre le nombre de FROUDE global gouverne effectivement l'amplitude relative de l'onde, avec cependant un effet non-négligeable du rapport d'aspect de la colonne initiale quand celui-ci devient important. Cette influence est l'exacte origine de la complexité du problème, et explique le recours à des lois d'échelles combinant ces deux paramètres [75], ou la recherche d'un nouveau nombre de FROUDE adéquat [135].

Enfin, il est également intéressant de considérer la relation entre l'amplitude des vagues et le volume du dépôt immergé. À cet effet, on compare tout d'abord les mesures expérimentales de ΔV_∞ aux valeurs théoriques $\Delta V_{\infty,th}$, issues du modèle, sur la figure V.8(c). Une réelle corrélation existe entre ces deux quantités, et la loi linéaire $\Delta V_\infty = 0,65\Delta V_{\infty,th}$

semble bien capturer l'ensemble des données. Ainsi, le volume prédit par le modèle sur-estime de manière systématique la mesure expérimentale, ce qui est certainement une conséquence directe de la forme finale du dépôt immergé, qui n'est pas parfaitement trapézoïdale, et par causalité de ce qui a été observé pour le front granulaire dans la partie V.3. En utilisant ce résultat, en tenant compte du fait que $H_0 = H_g + h_0$ et que $a = H_0/L_0$, il devient alors possible de comparer A_m/h_0 à $\Delta V_\infty/(Wh_0^2)$ sur la figure V.8(d) tout en reportant les courbes du modèle obtenues pour les mêmes valeurs de H_g et de L_0 que pour les expériences. La correspondance observée entre les prédictions et les valeurs expérimentales de cette thèse permet d'affirmer que l'approche présentée dans ce chapitre donne une explication du lien fort existant entre $\Delta V_\infty/(Wh_0^2)$ et l'amplitude maximale relative de la vague générée, lequel avait été mis en évidence précédemment par l'étude de ROBBE-SAULE *et al.* [134]. Cette corrélation est frappante, du fait de la nature dynamique de l'onde qui contraste avec la statique de l'état de déposition granulaire final. Cependant, il faut se souvenir ici que la forme du dépôt porte la signature de la dynamique de l'effondrement gravitaire, notamment dans les expression du *run-out* et de la hauteur finale du tas de grains. Sur la figure V.8(d) sont également reportés les points expérimentaux et le tracé de la loi empirique

$$A_m/h_0 = 0,25 \left[\Delta V_\infty/(Wh_0^2) \right]^{0,8}, \quad (\text{V.23})$$

issus de ROBBE-SAULE *et al.* [134]. Il apparaît alors que le modèle présenté dans ce chapitre semble décrire de manière plus précise les expériences correspondant aux ondes en eau peu profonde. Cependant, l'ajustement (V.23) rend plus fidèlement compte du comportement de l'amplitude relative en eau profonde, situation dans laquelle le modèle introduit ici n'est plus pertinent pour les raisons susmentionnées.

V.8 Commentaire au sujet des ondes de transition

Comme évoqué dans le chapitre précédent, lorsque l'on évolue vers le domaine des eaux profondes, soit dans le régime des ondes de transition ou de CAUCHY-POISSON, le problème change radicalement de nature. L'expression (IV.56) obtenue pour l'amplitude de la vague ne fait alors apparaître qu'une seule variable à relier aux conditions initiales, qui est l'extension maximale du front de grains $\Delta \ell_m$ en $z = h_0$. Cependant, plusieurs éléments font obstacles à l'élaboration d'un modèle prédictif pour ce régime. Tout d'abord, on se trouve alors dans la configuration de "déversoir granulaire" évoquée plus tôt, pour laquelle on ne peut plus s'appuyer sur la géométrie finale du dépôt de grains, car les lois d'échelles (V.2) et (V.3) ne s'appliquent plus. De manière plus générale, il semblerait que la configuration d'une colonne de matériau granulaire se déversant dans un vide "infini" n'ait jamais été étudiée. Le manque de littérature à ce sujet rend alors délicate la compréhension de la dynamique d'effondrement de la colonne dans ce cas.

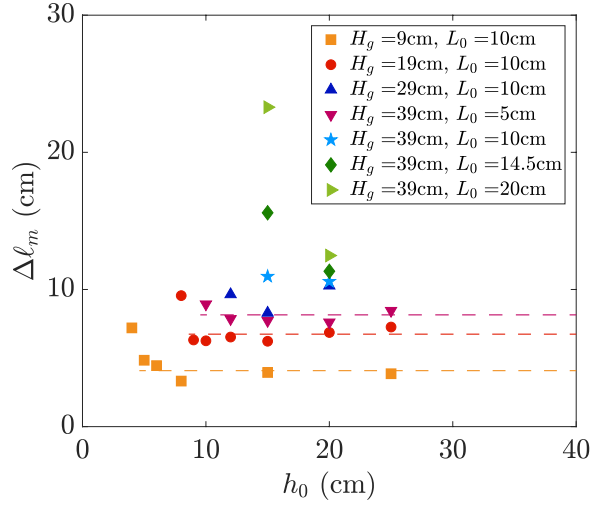


FIGURE V.9 – Évolution de la position maximale $\Delta\ell_m$ du front granulaire en $z = h_0$ en fonction de la profondeur initiale d'eau h_0 , pour les expériences appartenant au régime des ondes de transition. Les traits en pointillés sont des guides visuels pour illustrer les plateaux atteints dans certaines séries d'expériences, quand les vagues générées se trouvent dans des conditions d'eau profonde.

D'autre part, comme l'indique son nom, ce régime de vagues marque la transition entre les eaux peu profondes et profondes. En se trouvant à l'interface entre ces deux situations, il est certaines expériences pour lesquelles le fond exerce encore une légère influence sur l'effondrement, tandis que pour les autres ce n'est plus le cas, comme cela est illustré sur la figure V.9 qui représente $\Delta\ell_m$ en fonction de h_0 pour les vagues correspondant à des ondes de transition. En effet, pour plusieurs séries de données une valeur plateau est atteinte, qui est la signature des vagues en eau profonde [comme dans le cas des expériences telles que (■) $H_g = 9$ cm et $L_0 = 10$ cm, celles pour lesquelles (●) $H_g = 19$ cm et $L_0 = 10$ cm, ou encore celles où (▼) $H_g = 39$ cm et $L_0 = 5$ cm], tandis que pour les données vérifiant (►) $H_g = 39$ cm et $L_0 = 20$ cm la profondeur initiale a encore une influence. Cela se conjugue au fait que la délimitation des différents régimes de vagues reste approximative, notamment pour ce qui est de séparer les ondes solitaires des ondes de transition.

L'élaboration d'un modèle pour ce cas de figure est par conséquent un problème intéressant, qui nécessiterait une investigation plus poussée. L'étude de l'effondrement d'une colonne granulaire, dans le cas sec puis dans de l'eau, en utilisant une cuve et une marche bien plus hautes que celles utilisées dans ce travail de thèse, permettrait l'obtention de résultats dans le cas asymptotique où l'effet du fond est complètement absent du problème.

V.9 Limites, applications, et extension de l'approche

Il convient d'évoquer à présent les limites, les potentielles applications, ainsi que les possibilités d'extension du modèle prédictif développé dans ce chapitre. Tout d'abord, il convient de rappeler que le raisonnement effectué dans cette partie repose sur les lois

d'échelles données par les équations (V.2) et (V.3) : le modèle présenté ici est par conséquent restreint de manière inhérente à des situations d'effondrements granulaires proches de l'eau. En outre, les préfacteurs des lois d'échelles (V.2) et (V.3) dépendent légèrement des propriétés matérielles et frictionnelles des grains considérés, et de la présence ou non de cohésion entre ceux-ci. Ainsi, changer significativement ces éléments nécessiterait, comme cela a déjà été précisé plus tôt, d'ajuster ces préfacteurs de manière adéquate. De plus, il serait intéressant d'étudier l'origine du coefficient 0,45 dans l'équation (V.10), notamment pour voir si celui-ci est aussi dépendant du matériau granulaire utilisé ou non.

On peut cependant pointer le fait que les relations en loi de puissance du rapport d'aspect pour décrire la morphologie finale du dépôt ont déjà été utilisées avec succès pour étudier de larges glissements de terrain dans les canyons de *Valles-Marineris* sur Mars [91]. La bonne comparaison de ces lois avec des cas réels se conjugue avec le fait que les propriétés des grains employés lors de cette thèse sont proches de celles de matériaux géophysiques mobilisés dans de tels événements : par exemple, la masse volumique des billes de verres utilisées est $\rho = 2,5 \text{ g.cm}^{-3}$, une valeur proche de celles de certaines roches du manteau terrestre [51, 109]. Ces remarques mènent à penser que le modèle présenté serait, à strictement parler, bien adapté pour décrire les vagues générées par des effondrements de falaises, dans un contexte d'eau peu profonde essentiellement bidimensionnel.

Il est intéressant de s'interroger au sujet de l'applicabilité du modèle à des configurations expérimentales proches de celle étudiée ici, comme celles employées dans les travaux de CABRERA *et al.* [28], HUANG *et al.* [75], KRIAA *et al.* [85] et NGUYEN [118]. Dans la thèse présentée ici au lecteur, seuls des effondrements subaériens ont été considérés, *i.e.*, avec une colonne initiale complètement émergée. Ce n'est pas exactement le cas pour les expériences utilisées par CABRERA *et al.* [28], HUANG *et al.* [75] et NGUYEN [118], qui ont tous considéré des effondrements partiellement ou totalement immergés. Cependant, dans des conditions d'eau peu profonde, *i.e.*, lorsque la hauteur initiale de la colonne H_0 est grande devant la profondeur h_0 , on s'attend à ce que l'approche présentée ici reste pertinente pour décrire l'amplitude de la vague produite. Dans les cas où ces deux quantités deviennent proches, ou si la colonne initiale est complètement immergée, les conditions d'eau peu profonde ne sont évidemment plus vérifiées, et le modèle ne s'applique alors plus. On évolue alors vers des vagues générées par des perturbations sous-marines, pour lesquelles une étude dédiée est nécessaire. D'autre part, KRIAA *et al.* [85] ont étudié le problème de *dam-break* d'un fluide newtonien dans l'eau. Si cette situation peut sembler proche de celle des ondes générées par effondrement granulaire, des différences significatives existent pourtant, lesquelles rendent le modèle inapplicable dans ce cas. En effet, les lois d'échelles pour la morphologie finale utilisées ici ne se transposent pas de manière immédiate à la configuration étudiée par ces auteurs, et il n'est pas clair non plus que le temps caractéristique de l'effondrement puisse s'écrire en fonction de la course du front de fluide newtonien dans l'eau [comme dans l'équation (V.4)]. Cette remarque illustre la



grande importance de prendre en considération la nature granulaire des glissements de terrain réels, de manière à reproduire la dynamique complexe de ces écoulements gravitaires géophysiques.

Une grande question demeure, à l'issue de cette discussion : le modèle étant très dépendant de la géométrie particulière de l'expérience d'effondrement granulaire, comment étendre cette approche à d'autres situations ? La réponse se cache peut-être dans la conclusion donnée pour l'hydrodynamique des régimes de solitons et de ressauts dans la partie IV.7.4. En effet, les résultats obtenus semblent suggérer que le lien quasi-linéaire entre l'amplitude relative d'une onde impulsionnelle en eau peu profonde et le nombre de FROUDE basé sur la vitesse horizontale du forçage à l'impact est universelle. De cette remarque il découle que, pour des configurations différentes de celles considérées dans cette thèse, le mécanisme de génération sera le même, et que seule l'expression du nombre de FROUDE local en fonction des paramètres initiaux changera alors. Cette idée est appuyée par l'obtention de résultats similaires selon que le forçage consiste en un piston solide [39, 121] ou en un effondrement de grains [135], et par le fait que les mêmes régimes de vagues impulsionnelles sont systématiquement observés dans une grande variété de configurations expérimentales, comme discuté dans le chapitre précédent. Autrement dit, des conditions initiales différentes (par exemple, effondrement à partir d'une certaine hauteur, ou en présence d'une pente) vont mener à la même physique pour la génération de l'onde. Pour parvenir à être prédictif, de manière similaire à ce qui a été présenté ici, il convient alors seulement de trouver l'expression adéquate du nombre de FROUDE à l'impact (et donc de la vitesse notée v_m ici) en fonction des conditions initiales.

Enfin, l'étude menée ici ouvre la voie à l'exploration expérimentale du problème tridimensionnel : celle-ci est capitale pour pouvoir mieux appréhender dans le futur les situations géophysiques, aux topographies et bathymétries bien plus subtiles que l'expérience modèle utilisée dans cette thèse. L'exemple du tsunami généré par l'effondrement partiel du volcan *Anak Krakatau* à la fin de l'année 2018, faisant intervenir une géométrie en trois dimensions [46, 64], illustre bien ce fait. Dans ce cas, cependant, l'hydrodynamique des vagues comme les caractéristiques de l'effondrement diffèrent du cas bidimensionnel. Ainsi, une première approche expérimentale pertinente consisterait à étudier l'effondrement d'une colonne granulaire cylindrique dans une couche d'eau, initialement au repos, de profondeur uniforme.



V.10 Conclusion

Dans ce chapitre, un modèle prédictif pour estimer l’amplitude des ondes impulsionnelles générées par l’effondrement d’une colonne granulaire en eau peu profonde a été développé, dans un contexte bidimensionnel. Pour ce faire, il a été nécessaire d’allier les résultats obtenus pour la dynamique d’étalement des grains [144] à ceux concernant l’hydrodynamique des vagues produites [146]. Il devient alors possible de relier le nombre de FROUDE local Fr_f , et donc l’amplitude maximale de l’onde A_m , à la géométrie initiale de la colonne granulaire (de hauteur H_0 et de largeur L_0) et à la profondeur initiale d’eau h_0 . Le modèle met en lumière l’influence de ces différents paramètres, et permet de détailler le rôle important de deux nombres sans dimensions employés pour décrire l’amplitude maximale de la vague dans des études passées : le nombre de FROUDE global $Fr_0 = \sqrt{H_0/h_0}$ [75, 118, 135], et le volume relatif final $\Delta V_\infty/(Wh_0^2)$ du dépôt granulaire [134]. L’approche suivie se révèle pertinente pour livrer une estimation précise de l’amplitude des ondes générées en eau peu profonde, soit *a priori* à partir des paramètres géométriques initiaux, soit *a posteriori* en s’appuyant sur la morphologie finale du dépôt de grains. Cependant le modèle échoue à capturer le régime des vagues en eau profonde : pour celui-ci, où l’effondrement adopte une configuration de “déversoir granulaire”, une étude dédiée demeure par conséquent nécessaire.

Les parties précédentes ont également été l’occasion de s’arrêter sur les propriétés, les limites, ainsi que les possibilités d’extensions du modèle développé. Il ressort de cette discussion que celui-ci est légèrement dépendant de la matière granulaire employée, et devrait par conséquent être ajusté de façon adéquate pour d’autres grains ou dans le cas où des forces cohésives seraient présentes [93, 97]. À ces modifications éventuelles près, le modèle présenté dans ce chapitre devrait pouvoir s’appliquer à d’autres configurations étudiées dans la littérature, dans des conditions d’ondes en eau peu profonde. Des indices quant à l’universalité du lien entre amplitude relative de la vague et nombre de FROUDE local invitent également à explorer des situations différentes de celle considérée dans cette thèse, avec une approche analogue de recherche du lien entre nombre de FROUDE local et paramètres initiaux du problème. Enfin, d’après ce qui a été discuté plus haut, le modèle présenté dans cette partie ouvre à présent la voie à l’étude de configurations tridimensionnelles, qui constituent la clé de voûte permettant de mieux appréhender les catastrophes naturelles dans le futur.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

ES chapitres précédents ont été l'occasion de présenter les travaux réalisés ainsi que les résultats obtenus au cours de cette thèse, qui portait sur les ondes impulsives générées par l'effondrement d'une colonne granulaire bidimensionnelle dans un canal rempli d'eau originellement au repos. Dans cette ultime partie, les principales conclusions de ce travail vont être rappelées, et des perspectives d'investigations futures vont également être évoquées.

Face à la subtilité du problème étudié, il a semblé naturel de séparer la cause de l'effet, dans le but de mieux les comprendre individuellement avant de tenter d'en considérer le couplage. Ainsi, le début de l'étude s'est-il intéressé au cas de l'effondrement d'une colonne composée de grains secs, sans la présence d'eau. L'objectif était d'accéder à une meilleure compréhension de la dynamique inhérente à l'effondrement, et deux résultats significatifs ont été mis en évidence. Le premier est un critère portant sur la vitesse moyenne d'ouverture de la porte coulissante dans le dispositif utilisé, qui doit vérifier $\bar{V} \geq 0,4\sqrt{gH_0}$ (avec H_0 la hauteur initiale de la colonne) pour que le retrait de celle-ci n'ait pas d'impact sur la dynamique d'avalanche du milieu granulaire. Le préfacteur numérique varie potentiellement légèrement avec le type de grains utilisés, cependant comme un grand nombre d'études portant sur le sujet utilisent des matériaux similaires aux billes de verre employées ici, ce critère pourrait s'avérer d'une certaine généralité. D'autre part, l'analyse détaillée de la dynamique d'affaissement vertical et celle de l'étalement horizontal de la colonne lors de son effondrement, et ce en différentes positions, a permis de s'intéresser aux échelles de temps caractéristiques du problème. Notamment, il a été mis en évidence l'existence d'une relation entre la durée $\tau_x(z)$ et l'extension $\Delta L(z, \tau_x)$ typiques de la phase d'accélération à une altitude z , laquelle s'écrit $\tau_x(z) \propto \sqrt{\Delta L(z, \tau_x)/g}$ (avec g l'accélération de la pesanteur). Cette loi de type chute libre permet alors d'expliquer la dépendance du temps d'effondrement au rapport d'aspect initial, laquelle a été observée dans d'autres études, et s'est avérée cruciale par la suite dans la compréhension des vagues générées par l'effondrement d'une colonne granulaire.

La suite du travail de thèse a été consacré aux ondes générées par ce type de forçage. Le premier résultat a été l'observation de plusieurs régimes de vagues, aux caractéristiques fort différentes. Ceux-ci ont été décrits en détail, à travers l'évolution temporelle de l'amplitude A et de la largeur à mi-hauteur λ pour l'onde, et celle de la position $\Delta \ell$ et de la vitesse v du front de grains pour l'effondrement granulaire. L'influence des paramètres

initiaux, ainsi que des différents nombres sans dimensions du problème, a également été discutée, en mettant notamment en avant le rôle clé joué par le nombre de FROUDE local $Fr_f = v_m/\sqrt{gh_0}$ associé à la vitesse maximale du front de grains en $z = h_0$ (h_0 étant la profondeur initiale de l'eau au repos), lequel avait été introduit dans la thèse de MANON ROBBE-SAULE [133]. Cela a permis de constituer un cadre propice à une analyse hydrodynamique, dans laquelle chaque régime de vagues a été rapproché d'un formalisme adéquat issu de la riche théorie des ondes de surface. Cette approche n'avait pas encore été suivie dans la littérature, et seule la théorie linéaire avait été utilisée jusque là pour tenter de décrire les vagues générées, alors même que certaines d'entre elles présentent une importante non-linéarité. Il résulte de cette entreprise qu'à grand nombre de FROUDE local Fr_f , des chocs hydrodynamiques sont obtenus, lesquels peuvent être assimilés à des ressauts. Lorsque l'on diminue Fr_f dans les expériences, un point d'équilibre est atteint, où des ondes solitaires sont observées, dont les propriétés sont décrites par le formalisme de KORTEWEG-DE VRIES [82]. Enfin, lorsque le nombre de FROUDE Fr_f tend à être faible, les vagues générées se dotent d'un comportement oscillatoire amorti, et tendent à ne plus dépendre de la profondeur d'eau dans le canal. Ce dernier régime est mis en relation avec la théorie linéaire, et plus précisément avec la solution du problème de CAUCHY-POISSON résultant d'une impulsion initiale. Pour les deux premiers régimes, l'amplitude relative maximale A_m/h_0 de l'onde formée ne dépend que de Fr_f , à travers des relations qui ont été explicitées, tandis que pour la dernière situation A_m ne semble dépendre que de la hauteur H_g de la colonne initiale et de la position maximale $\Delta\ell_m$ du front de grains en $z = h_0$.

Cette meilleure compréhension de la dynamique de l'effondrement granulaire et de l'hydrodynamique des vagues générées a ensuite pu être mise à profit pour proposer un modèle permettant de prédire l'amplitude maximale A_m atteinte par les ondes au cours d'une expérience, dans la condition d'eau peu profonde. Celui-ci est la conséquence de la relation $A_m/h_0 \simeq 1,2 Fr_f$ qui existe, au premier ordre, pour les régimes de ressaut et d'onde solitaire, puis de l'expression de v_m grâce aux résultats livrés par l'étude de la dynamique d'étalement des effondrements granulaires secs combinée à une hypothèse géométrique simplificatrice sur la forme finale du dépôt de grains. Il devient alors possible, en eau peu profonde, de relier l'amplitude maximale de la vague produite aux paramètres initiaux du problème que sont la hauteur H_0 et la largeur L_0 de la colonne initiale, ainsi que la profondeur h_0 de l'eau au repos dans le canal. Le front granulaire, dans ces conditions, se comporte comme un piston très particulier, dont la vitesse est intrinsèquement couplée à la course. Le modèle développé a été comparé avec succès à un grand nombre d'expériences, et permet de mettre en lumière le rôle joué par deux nombres sans dimensions clés dans le problème, qui sont d'une part le nombre de FROUDE global $Fr_0 = \sqrt{H_0/h_0}$, qui est associé à l'état initial du système, et d'autre part le volume relatif $\Delta V_\infty/(Wh_0^2)$ du dépôt granulaire immergé. Cela permet d'expliquer le fait que des études précédentes les

aient considéré comme les paramètres gouvernant la génération de la vague [28, 75, 118, 134], tout en montrant les liens qui peuvent exister entre eux. Le modèle donne une représentation simplifiée, bien que complète, de la physique à l'œuvre derrière la génération de tsunamis par l'effondrement d'une falaise ou d'un pan de montagne dans une eau peu profonde. Il y a de toute évidence des limitations certaines à cette modélisation, et l'étude de l'influence des propriétés matérielles et frictionnelles du milieu granulaire comme du substrat serait assurément digne d'intérêt pour approfondir l'approche présentée ici.

Il est pertinent, en conclusion de cet exposé, de donner quelques perspectives de travaux futurs sur le sujet, de manière à affiner encore la compréhension de ce sujet en allant toujours plus approcher la complexité des situations naturelles. À l'issue des travaux réalisés, l'hydrodynamique des différents régimes de vagues obtenues a été caractérisée et un modèle descriptif proposé pour les situations en eau peu profonde. Cependant, un tel développement manque encore dans le cas des eaux profondes, ce qui est largement dû à la perte de validité des lois d'échelles pour le *run-out* de l'effondrement granulaire dans ce cas. Une étude considérant une colonne de grains secs surélevée par une marche de grande hauteur, qui choit librement dans l'air, serait certainement intéressante pour déterminer notamment le *run-out* au fond de la cuve et l'extension maximale $\Delta\ell_\infty$ à une altitude correspondant à l'élévation du support. En effet, l'expression de ce paramètre en fonction des conditions initiales est la clé de voûte manquante dans l'élaboration d'un modèle prédictif pour le régime des ondes de CAUCHY–POISSON, qui permettrait de compléter l'analyse du problème bidimensionnel.

D'autre part, la physique très riche que renferme l'hydrodynamique des vagues obtenues soulève, elle aussi, de nouvelles questions. Dans le cas de l'effondrement granulaire survenant dans une eau peu profonde, on obtient en effet la curieuse relation $v_m \propto \sqrt{g\Delta\ell_\infty}$ ($\Delta\ell_\infty$ correspondant à l'extension finale atteinte par le front de grains à l'altitude h_0). En d'autres termes, la vitesse et la course de l'étalement du milieu granulaire sont liées, et ce couplage sélectionne par conséquent les régimes de vagues que l'on observe expérimentalement. Dès lors, qu'advient-il hydrodynamiquement lorsque l'on s'affranchit de ce lien inhérent au cas du "piston granulaire"? De manière surprenante, ce problème qui semble au demeurant simple et classique n'a été qu'assez peu traité dans la littérature. Il a été abordé dans les études de MILLER et WHITE [111], NODA [121] et DAS et WIEGEL [39], mais point de manière systématique, tandis que les autres travaux expérimentaux présentés dans la partie I.3.1 de ce manuscrit se sont surtout donnés pour cadre la génération d'ondes solitaires. Cette interrogation a par conséquent constitué la problématique du stage de ZHAODONG NIU (M1 Mécanique des Fluides, Université Paris-Saclay) [120], dont l'encadrement a été assuré pendant cette thèse. Au cours de celui-ci, un nouveau dispositif expérimental a été réalisé, lequel consiste en un piston qui génère des vagues de par son mouvement horizontal, dans la même cuve parallélépipédique que celle employée

au cours de ce travail de doctorat, comme cela est schématisé sur la figure VI.1. L'avancée de celui-ci est commandée par le même moteur qui a été utilisé pour retirer la porte coulissante dans les expériences d'effondrement granulaire. On peut alors, dans ce cas, assurer le découplage des deux paramètres que sont la vitesse consigne maximale v_p et la course x_p du piston, contrairement au cas granulaire, et par conséquent varier de manière systématique ces éléments indépendamment. Différents régimes d'ondes impulsionnelles sont obtenus en fonction de l'extension relative $\Lambda = x_p/h_0$ et du nombre de FROUDE $Fr_p = v_p/\sqrt{gh_0}$ du piston, dont des exemples typiques sont présentés sur la figure VI.2. On retrouve tout d'abord les formes de vagues rencontrées dans le cas de l'effondrement granulaire : (a) des oscillations amorties quand Λ et Fr_p sont faibles, (b) des ondes solitaires pour des valeurs modérées de ces paramètres, et des ressauts pour de grandes valeurs de course relative et de nombre de FROUDE, qui peuvent arborer un déferlement (d) glissant ou (e) plongeant selon la valeur de Fr_p . Ces observations confortent la vision adoptée dans le chapitre V de ce manuscrit, dans laquelle l'effondrement granulaire se comporte comme un piston en eau peu profonde. Lorsque Λ et Fr_p sont respectivement élevé et faible, on obtient (c) une onde de mascaret qui ne déferle pas pendant l'expérience. Il n'est pas immédiat de savoir si celui-ci tend à s'équilibrer pour évoluer finalement vers une onde solitaire, ou s'il est condamné au déferlement, car le dispositif expérimental actuel ne permet que de considérer les phases de génération et de propagation des vagues sur de courtes distances. Enfin, pour de fortes accélérations du piston, la vague générée s'accompagne (f) d'un jet d'eau propulsé à grande vitesse vers l'aval, formant une langue de fluide qui a la singulière propriété d'être très reproductible. Les deux derniers régimes évoqués ne sont pas observés dans les expériences d'effondrement granulaire. En variant les paramètres expérimentaux Λ et Fr_p de manière systématique, il devient alors possible de dresser une cartographie complète des différents types d'ondes impulsionnelles, comme cela est illustré sur la figure VI.3. Le travail de compréhension et de caractérisation de ces formes variées de vagues se poursuit.

Dans l'optique d'aller vers la compréhension des phénomènes naturels, il est une question centrale qui survient à l'issue de ce manuscrit : les résultats obtenus au cours de cette thèse se transposent-ils au cas d'une géométrie tridimensionnelle ? Le sujet est d'un enjeu certain, et la recherche d'une réponse à cette interrogation pourrait très bien constituer la problématique d'un nouveau travail de thèse sur ce thème. Afin d'amorcer une telle étude, un nouveau dispositif expérimental a été réalisé au cours de cette thèse, lors du stage de HUGO LINTANF (L2 Sciences et Technologies, Université Paris-Saclay) [100]. Celui-ci consiste en une colonne granulaire, en quart de cylindre, qui est placée dans une cuve de section carrée et que l'on fait s'effondrer dans de l'air ou de l'eau [figure VI.4]. Deux stages supplémentaires ont été consacrés à cette expérience. Le premier fut celui de JEAN-GABRIEL PICHON (M2 Fluides Complexes & Milieux Divisés, Université Paris Cité) [127], qui a étudié la dynamique de l'effondrement granulaire tridimensionnel en

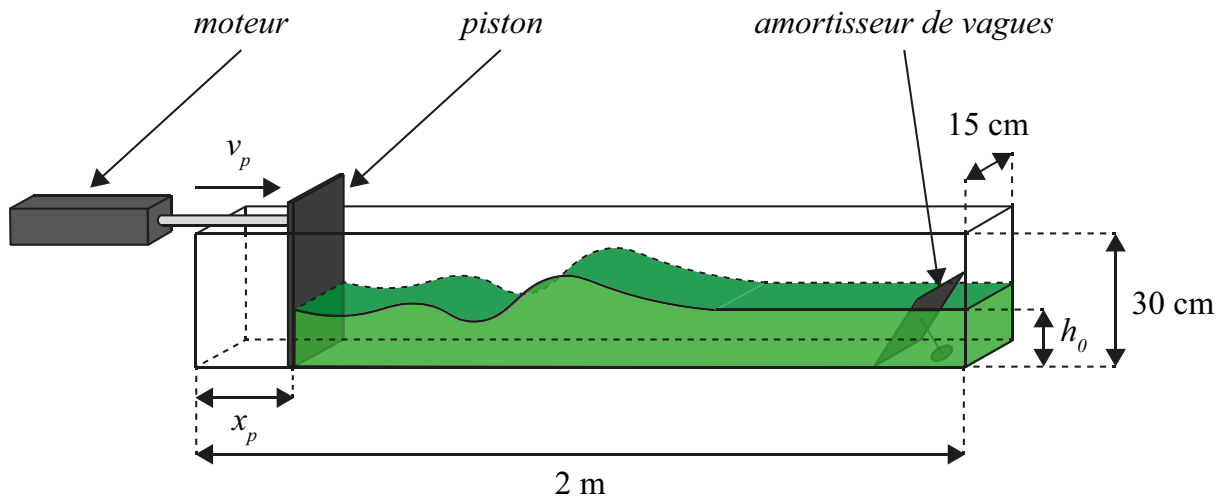


FIGURE VI.1 – Schéma du dispositif expérimental de génération d’ondes impulsives par le mouvement d’un piston, utilisé lors du stage de ZHAODONG NIU [120]. La course totale du piston est notée x_p , tandis que sa vitesse consigne maximale est désignée par v_p .

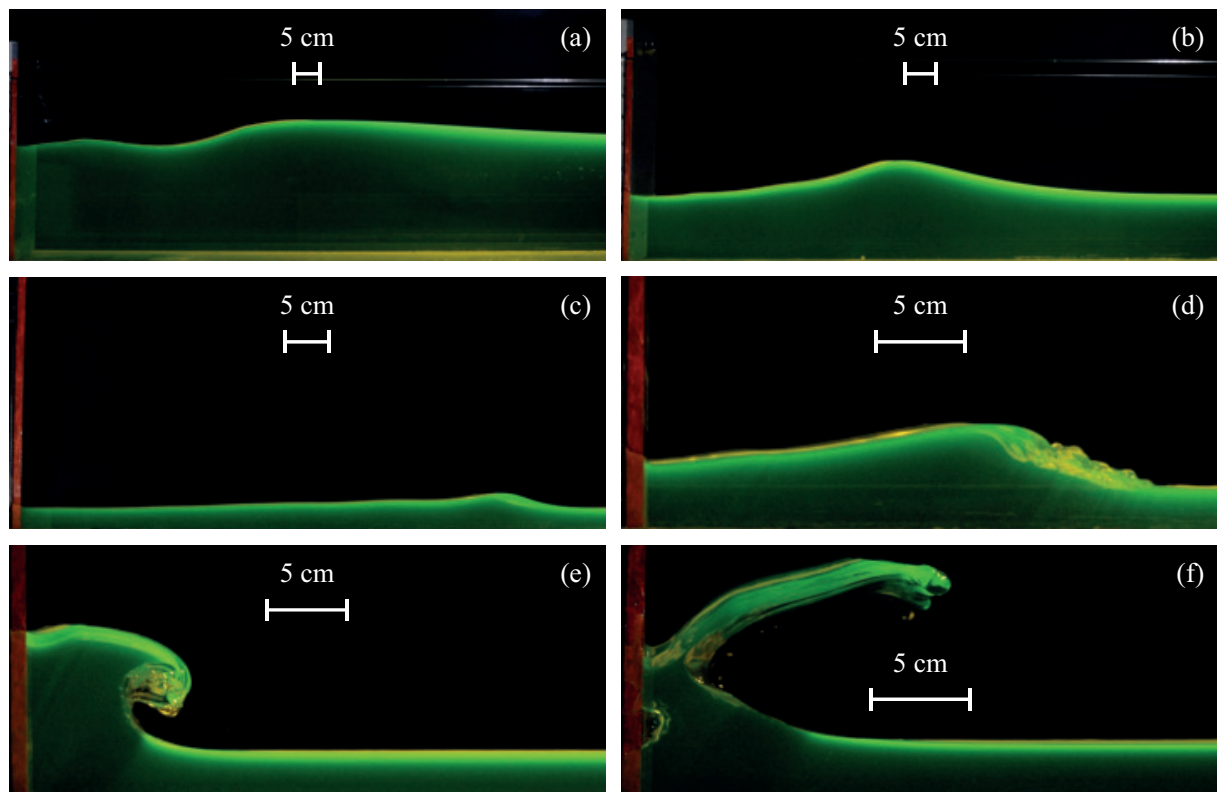


FIGURE VI.2 – Illustration des différents régimes de vagues observés lors du stage de ZHAODONG NIU [120]. Sur la première ligne sont représentées des ondes (a) de transition et (b) solitaire. Des ressauts (c) “non déferlants” et à déferlement (d) glissant ou (e) plongeant sont également identifiés au cours des expériences réalisées. Enfin, lorsque l’accélération du piston est suffisamment importante, des (f) jets d’eau apparaissent, lesquels sont très reproductibles.

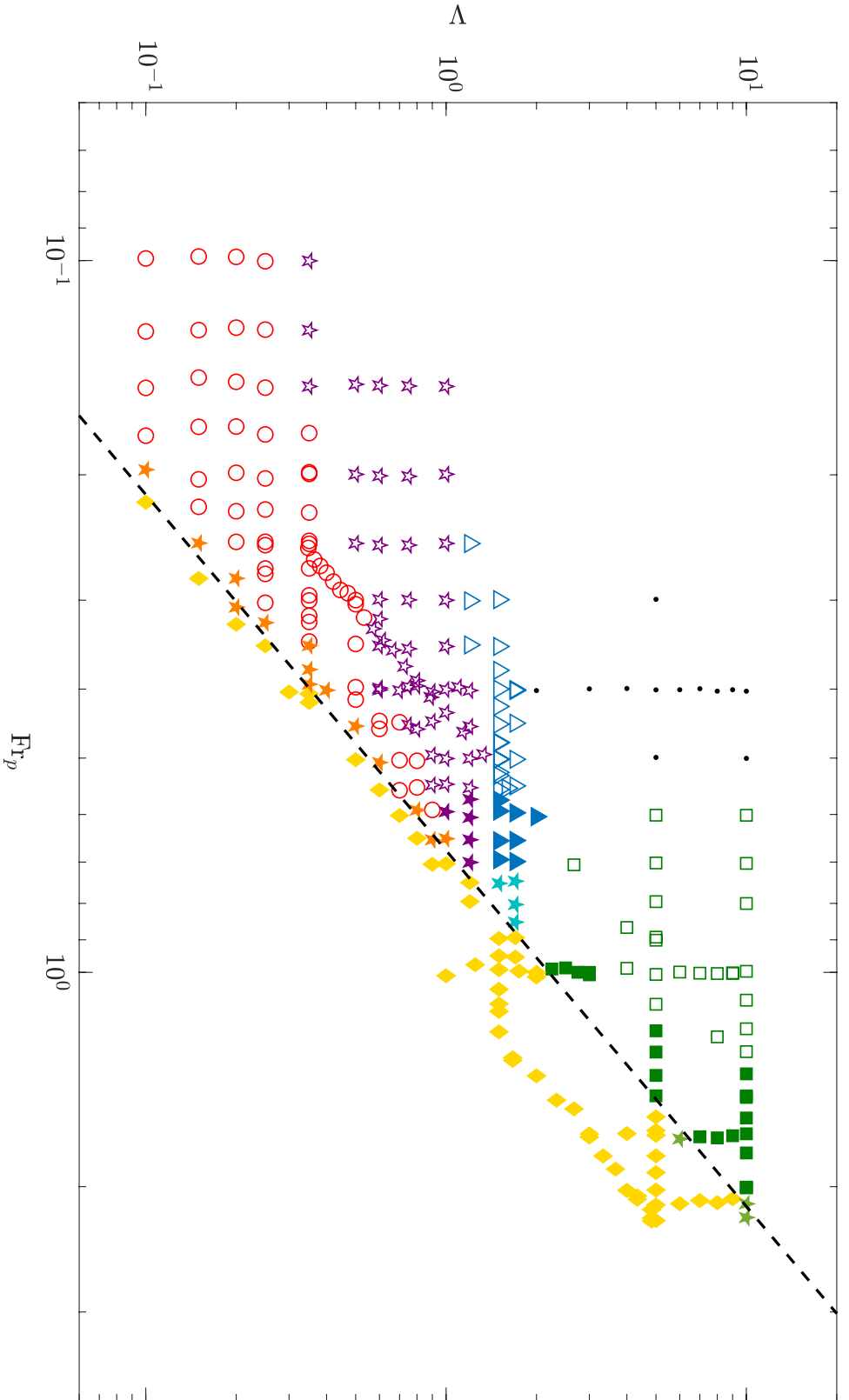


FIGURE VI.3 – Diagramme dans le plan (Fr_p, λ) des différents régimes de vagues observés lors du stage de ZHAODONG NIU [120]. Les symboles représentent $(\circ)$ les ondes de transition, $(\triangle, \blacktriangle)$ les ondes solitaires respectivement non déferlantes et déferlantes, $(\bullet, \square, \blacksquare)$ les ressauts respectivement “non déferlants”, à déferlement glissant et à déferlement plongeant, et $(\blacklozenge)$ les jets d’eau. (---) Courbe d’équation $\lambda \simeq 2, 2Fr_p^2$ séparant cette dernière forme de vague des autres types d’ondes. Les étoiles correspondent aux expériences qui se situent dans les régions de transition entre les différents régimes.

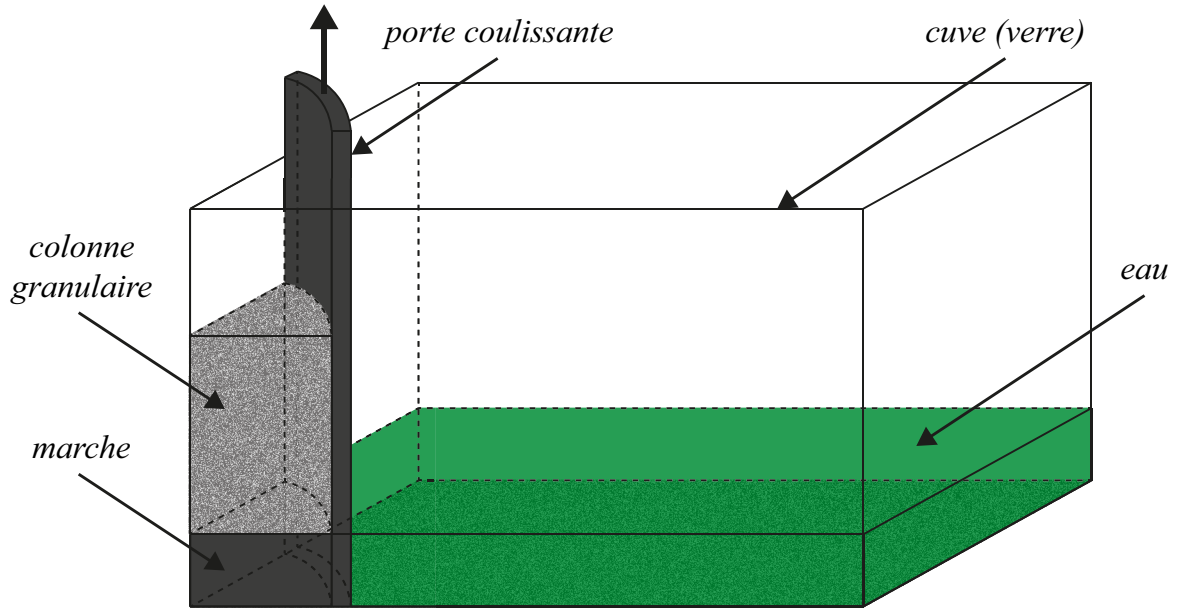


FIGURE VI.4 – Schéma de l'expérience tridimensionnelle de génération de vagues par l'effondrement d'une colonne granulaire en quart de cylindre. Cette configuration a été utilisée lors des trois stages de HUGO LINTANF [100], MATTHIS VAUDABLE [171] et JEAN-GABRIEL PICHON [127].

suivant une approche similaire à celle développée dans le chapitre III de ce manuscrit. De manière intéressante, les lois quadratiques en temps qui gouvernent la phase d'accélération de la chute verticale des grains (à grand rapport d'aspect) et de l'étalement horizontal ne semblent pas remises en cause par le changement de la dimension du problème. Autrement dit, cela tendrait à indiquer que, dans la condition d'eau peu profonde, le nombre de FROUDE local Fr_f s'exprimerait en fonction de l'extension finale du front de grains en $z = h_0$ de manière similaire au cas étudié dans cette thèse. Cependant, son écriture en fonction des conditions initiales va *a priori* différer du cas bidimensionnel, du fait des expressions des lois d'échelles pour la morphologie du dépôt granulaire final (*i.e.*, celles de la distance de *run-out* et de la hauteur finale renormalisées en fonction du rapport d'aspect de la colonne), qui changent entre les deux situations [90, 102]. L'autre grande interrogation concerne l'hydrodynamique des vagues, qui est nécessairement différente entre les configurations bidimensionnelles et tridimensionnelles. Le stage de MATTHIS VAUDABLE (L3 Magistère de Physique Fondamentale, Université Paris-Saclay) a été dédié à la réalisation de premières expériences en présence d'eau dans la cuve. Les mesures effectuées ont révélé la présence d'au moins trois régimes, qui semblent être les pendants tridimensionnels de ceux identifiés et décrits dans le chapitre IV de cette thèse. On retrouve en

effet un comportement d'onde de choc à grands nombre de FROUDE, qui rappelle le res-saut observé en deux dimensions, puis une onde solitaire et un comportement oscillatoire amorti lorsque celui-ci est diminué, malgré une atténuation radiale importante des ondes obtenues. Cependant, des campagnes de mesures plus systématiques doivent encore être menées, de même qu'une analyse plus approfondie des données, avant de pouvoir conclure sur la nature des vagues engendrées, et quant aux concepts théoriques à employer pour les décrire.

Enfin, toujours dans la logique d'aller vers la subtilité des situations naturelles, il convient de rappeler qu'un milieu granulaire sec non cohésif reste une vision très idéalisée d'une formation géologique. Il est en effet connu que de nombreux éléments, comme la polydispersité ou encore la présence de force d'adhésion entre les grains, viennent impacter les propriétés d'un tel milieu dans la nature, en entraînant parfois un changement drastique de son comportement mécanique [93, 123]. C'est pourquoi, dans le cadre de cette thèse, des mesures complémentaires ont été réalisées lors d'un séjour effectué à l'UCSB (*University of California, Santa Barbara*), dans le groupe *Sauret Lab* dirigé par ALBAN SAURET, afin d'ouvrir un nouvel axe d'investigation : celui de la compréhension du rôle des forces d'adhésion inter-particule dans le problème. Pour ce faire, des expériences d'effondrements de colonnes axisymétriques ont été réalisées, impliquant deux types de milieux granulaires cohésifs : un CCGM (*Cohesion-Controlled Granular Material*), obtenu en appliquant un revêtement artificiel de polyborosiloxane (PBS) sur des billes de verre [57], et un granulat placé dans l'état pendulaire (*i.e.*, obtenu par l'ajout d'une petite fraction w_i d'eau au volume granulaire initial, avec $w_i < 10\%$) [97]. Dans ce dernier cas, l'adhésion entre les grains est assurée par la présence de ponts capillaires non saturés, lesquels rigidifient fortement le milieu granulaire. Si la campagne de mesures et leur traitement est encore en cours, on peut déjà constater l'effet frappant d'une forte cohésion sur la figure VI.5. En observant la forme du dépôt final, on note la présence de rugosités marquées à la surface de celui-ci, lesquelles peuvent prendre la forme de structures agrégatives [visibles sur la figure VI.5(a), ou au centre de la figure VI.5(b)], ou encore de profondes fissures et rigoles [comme hors de l'anneau central sur la figure VI.5(b)]. L'étude de celles-ci, ainsi que de l'impact des forces cohésives sur la dynamique de l'effondrement et sur son état de déposition finale, est également en cours.

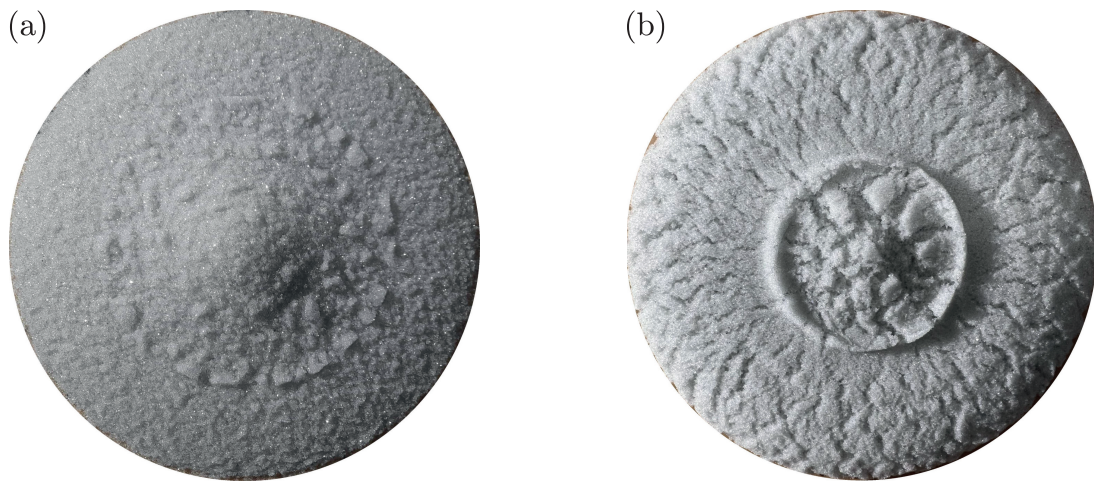


FIGURE VI.5 – Vues de dessus du dépôt final résultant de l’effondrement d’une colonne axisymétrique, composée de grains cohésifs. L’adhésion entre les billes de verre est assurée (a) par un revêtement artificiel de polyborosiloxane (PBS) de $0,3 \mu\text{m}$ d’épaisseur moyenne, afin de produire un matériau à cohésion contrôlée [57], et (b) par l’ajout d’une petite fraction d’eau (0,5 % du volume de la colonne initiale) dans le milieu granulaire, afin de placer celui-ci dans l’état pendulaire [97]. Les caractéristiques de chaque expérience en termes de rapport d’aspect, diamètre de grains, et hauteur de la colonne initiale sont respectivement (a) $a \simeq 3$, $d = 655 \mu\text{m}$, et $H_0 = 12,3 \text{ cm}$, et (b) $a \simeq 5$, $d = 500 \mu\text{m}$, et $H_0 = 20,8 \text{ cm}$.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ABADIE, S. M., HARRIS, J. C., GRILLI, S. T. et FABRE, R. “Numerical modeling of tsunami waves generated by the flank collapse of the Cumbre Vieja Volcano (La Palma, Canary Islands) : tsunami source and near field effects”. *Journal of Geophysical Research : Oceans* **117**.C5 (2012).
- [2] ABRAMIAN, A., LAGRÉE, P.-Y. et STARON, L. “How cohesion controls the roughness of a granular deposit”. *Soft Matter* **17** (47 2021), 10723-10729.
- [3] ACHESON, D. J. *Elementary Fluid Dynamics*. Clarendon Press, 1990.
- [4] AIRY, G. B. “Tides and waves”. *Encyclopædia Metropolitana* (1841). Reproduit dans : *Encyclopædia Metropolitana*, **5** (1845), 241–396.
- [5] ALLEN, J. R. L. “The avalanching of granular solids on dune and similar slopes”. *Journal of Geology* **78.3** (1970), 326-351.
- [6] ARTONI, R., SANTOMASO, A. C., GABRIELI, F., TONO, D. et COLA, S. “Collapse of quasi-two-dimensional wet granular columns”. *Physical Review E* **87** (3 2013), 032205.
- [7] BALMFORTH, N. J. et KERSWELL, R. R. “Granular collapse in two dimensions”. *Journal of Fluid Mechanics* **538** (2005), 399–428.
- [8] BAPTISTA, M., MIRANDA, P., MIRANDA, J. et VICTOR, L. “Constraints on the source of the 1755 Lisbon tsunami inferred from numerical modelling of historical data on the source of the 1755 Lisbon tsunami”. *Journal of Geodynamics* **25.1** (1998), 159-174.
- [9] BEAKAWI AL-HASHEMI, H. M. et BAGHABRA AL-AMOUDI, O. S. “A review on the angle of repose of granular materials”. *Powder Technology* **330** (2018), 397-417.
- [10] BHAGAT, R. K., JHA, N. K., LINDEN, P. F. et WILSON, D. I. “On the origin of the circular hydraulic jump in a thin liquid film”. *Journal of Fluid Mechanics* **851** (2018), R5.
- [11] BIDONE, G. “Expériences sur le remou et sur la propagation des ondes”. *Mémoires de l'Académie Royale des Sciences de Turin* **25** (1820), 5-96.
- [12] BIÉSEL, F. et SUQUET, F. “Les appareils générateurs de houle en laboratoire”. *La Houille Blanche* **2** (1951), 147-165.

-
- [13] BIÉSEL, F et SUQUET, F. “Les appareils générateurs de houle en laboratoire”. *La Houille Blanche* 4 (1951), 475-496.
- [14] BIÉSEL, F et SUQUET, F. “Les appareils générateurs de houle en laboratoire”. *La Houille Blanche* 5 (1951), 723-737.
- [15] BÉLANGER, J.-B. *Essai sur la solution numérique de quelques problèmes relatifs au mouvement permanent des eaux courantes*. Carilian-Goeury (Paris), 1828.
- [16] BORRERO, J. C., SOLIHUDDIN, T., FRITZ, H. M., LYNETT, P. J., PRASETYA, G. S., SKANAVIS, V., HUSRIN, S., KUSHENDRATNO, KONGKO, W., ISTIYANTO, D. C., DAULAT, A., PURBANI, D., SALIM, H. L., HIDAYAT, R., ASVALIANTINA, V., USMAN, M., KODIJAT, A., SON, S. et SYNOLAKIS, C. E. “Field survey and numerical modelling of the December 22, 2018 Anak Krakatau tsunami”. *Pure and Applied Geophysics* **177.6** (2020), 2457-2475.
- [17] BOUGOUIN, A. et LACAZE, L. “Granular collapse in a fluid : Different flow regimes for an initially dense-packing”. *Physical Review Fluids* **3.6** (2018), 064305.
- [18] BOUGOUIN, A., PARIS, R. et ROCHE, O. “Impact of fluidized granular flows into water : Implications for tsunamis generated by pyroclastic flows”. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* **125.5** (2020), e2019JB018954.
- [19] BOUGOUIN, A., LACAZE, L. et BONOMETTI, T. “Collapse of a liquid-saturated granular column on a horizontal plane”. *Phys. Rev. Fluids* **4** (12 2019), 124306.
- [20] BOUSSINESQ, J. “Essai sur la théorie des eaux courantes”. *Mémoires présentés par divers savants à l’Académie des sciences de l’Institut National de France* **23.1** (1877), 1-680.
- [21] BOUSSINESQ, J. “Théorie de l’intumescence liquide appelée onde solitaire ou de translation se propageant dans un canal rectangulaire”. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l’Académie des sciences* **72** (1871), 755-759.
- [22] BOUSSINESQ, J. “Théorie des ondes et des remous qui se propagent le long d’un canal rectangulaire horizontal, en communiquant au liquide contenu dans ce canal des vitesses sensiblement pareilles de la surface au fond”. *Journal de Mathématiques Pures et Appliquées* **2** (1872), 55.
- [23] BOUZID, M., TRULSSON, M., CLAUDIN, P., CLÉMENT, E. et ANDREOTTI, B. “Non-local rheology of granular flows across yield conditions”. *Physical Review Letters* **111** (23 2013), 238301.
- [24] BUCKINGHAM, E. “On physically similar systems ; Illustrations of the use of dimensional equations”. *Physical Review* **4** (1914), 345-376.

-
- [25] BULLARD, G., MULLIGAN, R. et TAKE, W. “An enhanced framework to quantify the shape of impulse waves using asymmetry”. *Journal of Geophysical Research : Oceans* **124** (jan. 2019), 652—666.
- [26] BURGERS, J. “A mathematical model illustrating the theory of turbulence”. Sous la dir. de VON MISES, R. et VON KÁRMÁN, T. T. 1. *Advances in Applied Mechanics*. Elsevier, 1948, 171-199.
- [27] CABRERA, M. et ESTRADA, N. “Granular column collapse : Analysis of grain-size effects”. *Physical Review E* **99** (jan. 2019).
- [28] CABRERA, M. A., PINZON, G., TAKE, W. A. et MULLIGAN, R. P. “Wave generation across a continuum of landslide conditions from the collapse of partially submerged to fully submerged granular columns”. *Journal of Geophysical Research : Oceans* **125.12** (2020), e2020JC016465.
- [29] CARRIGY, M. A. “Experiments on the angles of repose of granular materials”. *Sedimentology* **14.3-4** (1970), 147-158.
- [30] CAUCHY, L.-A. “Théorie de la propagation des ondes à la surface d’un fluide pesant d’une profondeur indéfinie”. *Mémoires présentés par divers savants à l’Académie des sciences de l’Institut de France* **1** (1827), 13-322.
- [31] CHANSON, H. *The hydraulics of open channel flow : An introduction*. Elsevier Science, 2004.
- [32] CORNWALL, M. W. M. “Waves generated by rock falls into reservoirs”. Thèse de doctorat. University of Canterbury, 1971.
- [33] COURRECH DU PONT, S., GONDRET, P., PERRIN, B. et RABAUD, M. “Wall effects on granular heap stability”. *Europhysics Letters (EPL)* **61.4** (2003), 492-498.
- [34] COURRECH DU PONT, S., GONDRET, P., PERRIN, B. et RABAUD, M. “Granular Avalanches in Fluids”. *Phys. Rev. Lett.* **90** (4 2003), 044301.
- [35] CROSTA, G. B., IMPOSIMATO, S. et RODDEMAN, D. “Numerical modeling of 2-D granular step collapse on erodible and nonerodible surface”. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface* **114.F3** (2009), F03020.
- [36] CUNDALL, P. A. et STRACK, O. D. “A discrete numerical model for granular assemblies”. *Géotechnique* **29.1** (1979), 47-65.
- [37] DAERR, A. et DOUADY, S. “Sensitivity of granular surface flows to preparation”. *Europhysics Letters (EPL)* **47.3** (1999), 324-330.
- [38] DAHL-JENSEN, T., LARSEN, L. M., PEDERSEN, S. A. S., PEDERSEN, J., JEPSEN, H. F., PEDERSEN, G., NIELSEN, T., PEDERSEN, A. K., VON PLATEN-HALLERMUND, F. et WENG, W. “Landslide and tsunami 21 November 2000 in Paatuut, West Greenland”. *Natural Hazards* **31.1** (2004), 277-287.

-
- [39] DAS, M. M. et WIEGEL, R. L. “Waves generated by horizontal motion of a wall”. *Journal of the Waterways, Harbors, and Coastal Engineering Division* **98** (1972), 49-65.
- [40] DAUXOIS, T., PEACOCK, T., BAUER, P., CAULFIELD, C. P., CENEDESE, C., GORLÉ, C., HALLER, G., IVEY, G. N., LINDEN, P. F., MEIBURG, E., PINARDI, N., VRIEND, N. M. et WOODS, A. W. “Confronting Grand Challenges in environmental fluid mechanics”. *Physical Review Fluids* **6** (2 2021), 020501.
- [41] DAUXOIS, T. et PEYRARD, M. *Physics of solitons*. Cambridge University Press, 2006.
- [42] DAUXOIS, T. et PEYRARD, M. *Physique des solitons*. EDP Sciences, 2004.
- [43] DEGAETANO, M., LACAZE, L. et PHILLIPS, J. C. “The influence of localised size reorganisation on short-duration bidispersed granular flows”. *The European Physical Journal E : Soft Matter and Biological Physics* **36.4** (2013), 36.
- [44] DU CHÂTELET, G.-É. *Principes mathématiques de la philosophie naturelle*. Tome 2. Traduction en langue française de *Philosophiæ naturalis principia mathematica*, d’ISAAC NEWTON (1687). Desaint & Saillant, 1756, 394-412.
- [45] DUNBAR, P., MCCULLOUGH, H., MUNGOV, G., VARNER, J. et STROKER, K. “2011 Tohoku earthquake and tsunami data available from the National Oceanic and Atmospheric Administration/National Geophysical Data Center”. *Geomatics, Natural Hazards and Risk* **2.4** (2011), 305-323.
- [46] ESTEBAN, M., TAKABATAKE, T., ACHIARI, H., MIKAMI, T., NAKAMURA, R., GELFI, M., PANALARAN, S., NISHIDA, Y., INAGAKI, N., CHADWICK, C., OIZUMI, K. et SHIBAYAMA, T. “Field survey of flank collapse and run-up heights due to 2018 Anak Krakatau tsunami”. *Journal of Coastal and Hydraulic Structures* **1** (2021), 1-14.
- [47] EULER, L. “Principes généraux du mouvement des fluides”. *Mémoires de l’Académie royale des sciences et des belles lettres de Berlin* **11** (1757), 274-315.
- [48] FRITZ, H., HAGER, W. et MINOR, H. “Near field characteristics of landslide generated impulse waves”. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* **130** (nov. 2004), 287-302.
- [49] FRITZ, H. M., HAGER, W. H. et MINOR, H.-E. “Landslide generated impulse waves. 1. Instantaneous flow fields”. *Experiments in Fluids* **35.6** (2003), 505-519.
- [50] FRITZ, H. M., HAGER, W. H. et MINOR, H.-E. “Landslide generated impulse waves. 2. Hydrodynamic impact craters”. *Experiments in Fluids* **35.6** (2003), 520-532.

-
- [51] FRITZ, H. M., HAGER, W. H. et MINOR, H.-E. "Lituya Bay case : Rockslide impact and wave run-up". *Science of Tsunami Hazards* **19.1** (2001), 3-22.
- [52] FRITZ, H. M. "Initial phase of landslide generated impulse waves". Thèse de doctorat. ETH Zurich, 2002.
- [53] FRITZ, H. M. "PIV applied to landslide generated impulse waves". *Laser techniques for fluid mechanics*. Springer, 2002, 305-320.
- [54] FRITZ, H. M. et LIU, P. C. "An application of wavelet transform analysis to landslide-generated impulse waves". *Ocean Wave Measurement and Analysis (2001)*. 2002, 1477-1486.
- [55] FRITZ, H. M., MOHAMMED, F. et YOO, J. "Lituya Bay landslide impact generated mega-tsunami 50th anniversary". *Pure and Applied Geophysics* **166.1** (2009), 153-175.
- [56] FRITZ, H. M. et MOSER, P. "Pneumatic landslide generator". *International Journal of Fluid Power* **4.1** (2003), 49-57.
- [57] GANS, A., POULIQUEN, O. et NICOLAS, M. "Cohesion-controlled granular material". *Phys. Rev. E* **101** (3 2020), 032904.
- [58] GAUME, J., CHAMBON, G. et NAAIM, M. "Microscopic origin of nonlocal rheology in dense granular materials". *Physical Review Letters* **125** (18 2020), 188001.
- [59] GERSTNER, F. "Theorie der wellen". *Abhandlungen der Königlich Böhmisches Gesellschaft der Wissenschaften* (1802). Reproduit dans : *Annalen der Physik*, **32.8** (1809), 412-445.
- [60] GIACHETTI, T., PARIS, R., KELFOUN, K. et ONTOWIRJO, B. "Tsunami hazard related to a flank collapse of Anak Krakatau volcano, Sunda Strait, Indonesia". *Geological Society, London, Special Publications* **361.1** (2012), 79-90.
- [61] GINGOLD, R. A. et MONAGHAN, J. J. "Smoothed particle hydrodynamics : Theory and application to non-spherical stars". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **181.3** (déc. 1977), 375-389.
- [62] GORING, D. G. et RAICHLIN, F. "The generation of long waves in the laboratory". *Proceedings 17th Coastal Engineering Conference, ASCE* (1980), 763-783.
- [63] GORING, D. G. "Tsunamis—the propagation of long waves onto a shelf". Thèse de doctorat. California Institute of Technology, 1978.
- [64] GRILLI, S. T., TAPPIN, D. R., CAREY, S., WATT, S. F. L., WARD, S. N., GRILLI, A. R., ENGWELL, S. L., ZHANG, C., KIRBY, J. T., SCHAMBACH, L. et MUIN, M. "Modelling of the tsunami from the December 22, 2018 lateral collapse of Anak Krakatau volcano in the Sunda Straits, Indonesia". *Scientific Reports* **9.1** (2019), 11946.

-
- [65] GUIZIEN, K. et BARTHÉLEMY, E. “Accuracy of solitary wave generation by a piston wave maker.” *Journal of Hydraulic Research* **40** :3 (2002), 321-331.
- [66] GUREVICH, A. V. et PITAEVSKII, L. P. “Nonstationary structure of a collisionless shock wave”. *Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki* **65** (1973), 590-604.
- [67] GUYON, E., HULIN, J.-P., PETIT, L. et MITESCU, C. D. *Physical hydrodynamics*. Oxford University Press, 2015.
- [68] HEIDARZADEH, M., GUSMAN, A. R., ISHIBE, T., SABETI, R. et ŠEPIĆ, J. “Estimating the eruption-induced water displacement source of the 15 January 2022 Tonga volcanic tsunami from tsunami spectra and numerical modelling”. *Ocean Engineering* **261** (2022), 112165.
- [69] HELLER, V. et HAGER, W. “Wave types of landslide generated impulse waves”. *Ocean Engineering* **38.4** (2011), 630-640.
- [70] HELLER, V. “Landslide generated impulse waves : Prediction of near field characteristics”. Thèse de doctorat. Eth Zurich, 2007.
- [71] HELLER, V. et HAGER, W. H. “Impulse product parameter in landslide generated impulse waves”. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* **136.3** (2010), 145-155.
- [72] HENAFF, R., ROBBE-SAULE, M., MORIZE, C. et GONDRET, P. “Étude de tsunamis générés par des effondrements granulaires”. Mémoire de Master. Université Paris-Sud, 2019.
- [73] HENANN, D. L. et KAMRIN, K. “Continuum Modeling of Secondary Rheology in Dense Granular Materials”. *Physical Review Letters* **113** (17 2014), 178001.
- [74] HIGMAN, B., SHUGAR, D. H., STARK, C. P., EKSTRÖM, G., KOPPES, M. N., LYNETT, P., DUFRESNE, A., HAEUSSLER, P. J., GEERTSEMA, M., GULICK, S., MATTOX, A., VENDITTI, J. G., WALTON, M. A. L., MCCALL, N., MCKITTRICK, E., MACINNES, B., BILDERBACK, E. L., TANG, H., WILLIS, M. J., RICHMOND, B., REECE, R. S., LARSEN, C., OLSON, B., CAPRA, J., AYCA, A., BLOOM, C., WILLIAMS, H., BONNO, D., WEISS, R., KEEN, A., SKANAVIS, V. et LOSO, M. “The 2015 landslide and tsunami in Taan Fiord, Alaska”. *Scientific Reports* **8.1** (2018), 12993.
- [75] HUANG, B., ZHANG, Q., WANG, J., LUO, C., CHEN, X. et CHEN, L. “Experimental study on impulse waves generated by gravitational collapse of rectangular granular piles”. *Physics of Fluids* **32.3** (2020), 033301.
- [76] IONESCU, I. R., MANGENEY, A., BOUCHUT, F. et ROCHE, O. “Viscoplastic modeling of granular column collapse with pressure-dependent rheology”. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* **219** (2015), 1-18.

-
- [77] JING, L., YANG, G. C., KWOK, C. Y. et SOBRAL, Y. D. “Dynamics and scaling laws of underwater granular collapse with varying aspect ratios”. *Physical Review E* **98.4** (2018), 042901.
- [78] JOP, P., FORTERRE, Y. et POULIQUEN, O. “A constitutive law for dense granular flows”. *Nature* **441** (juill. 2006), 727-30.
- [79] JØRSTAD, F. A. “Waves generated by landslides in Norwegian fjords and lakes”. *Norwegian Geotechnical Institute Publ* **79** (1968), 13-32.
- [80] KENNARD, E. “Generation of surface waves by a moving partition”. *Quarterly of applied mathematics* **7.3** (1949), 303-312.
- [81] KIM, S. et KAMRIN, K. “Power-law scaling in granular rheology across flow geometries”. *Physical Review Letters* **125** (8 2020), 088002.
- [82] KORTEWEG, D. J. et DE VRIES, G. “XLI. On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal, and on a new type of long stationary waves”. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **39.240** (1895), 422-443.
- [83] KREMER, K., ANSELMETTI, F. S., EVERS, F. M., GOFF, J. et NIGG, V. “Fresh-water (paleo)tsunamis – a review”. *Earth-Science Reviews* **212** (2021), 103447.
- [84] KREMER, K., SIMPSON, G. et GIRARD-CLOS, S. “Giant Lake Geneva tsunami in AD 563”. *Nature Geoscience* **5.11** (2012), 756-757.
- [85] KRIAA, Q., VIROULET, S. et LACAZE, L. “Modeling of impulse waves generated by a viscous collapse in water”. *Physical Review Fluids* **7** (5 2022), 054801.
- [86] LACAZE, L. et KERSWELL, R. R. “Axisymmetric granular collapse : A transient 3D flow test of viscoplasticity”. *Physical Review Letters* **102** (10 2009), 108305.
- [87] LACAZE, L., PHILLIPS, J. C. et KERSWELL, R. R. “Planar collapse of a granular column : experiments and discrete element simulations”. *Physics of Fluids* **20.6** (2008), 063302.
- [88] LAGRÉE, P.-Y., STARON, L. et POPINET, S. “The granular column collapse as a continuum : validity of a two-dimensional Navier–Stokes model with a $\mu(I)$ -rheology”. *Journal of Fluid Mechanics* **686** (2011), 378-408.
- [89] LAJEUNESSE, E., MANGENEY-CASTELNAU, A. et VILOTTE, J. P. “Spreading of a granular mass on a horizontal plane”. *Physics of Fluids* **16.7** (2004), 2371-2381.
- [90] LAJEUNESSE, E., MONNIER, J. et HOMSY, G. “Granular slumping on a horizontal surface”. *Physics of Fluids* **17** (2005), 103302.

-
- [91] LAJEUNESSE, E., QUANTIN, C., ALLEMAND, P. et DELACOURT, C. “New insights on the runout of large landslides in the Valles-Marineris canyons, Mars”. *Geophysical Research Letters* **33.4** (2006), L04403.
- [92] LAMB, H. *Hydrodynamics, 6th edition*. 1932, 384-394.
- [93] LANGLOIS, V. J., QUIQUEREZ, A. et ALLEMAND, P. “Collapse of a two-dimensional brittle granular column : Implications for understanding dynamic rock fragmentation in a landslide”. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface* **120.9** (2015), 1866-1880.
- [94] LARRIEU, E., STARON, L. et HINCH, E. J. “Raining into shallow water as a description of the collapse of a column of grains”. *Journal of Fluid Mechanics* **554** (2006), 259-270.
- [95] LAY, T., KANAMORI, H., AMMON, C. J., NETTLES, M., WARD, S. N., ASTER, R. C., BECK, S. L., BILEK, S. L., BRUDZINSKI, M. R., BUTLER, R., DESHON, H. R., EKSTRÖM, G., SATAKE, K. et SIPKIN, S. “The great Sumatra-Andaman earthquake of 26 December 2004”. *Science* **308.5725** (2005), 1127-1133.
- [96] LI, P., WANG, D. et NIU, Z. “Unchannelized collapse of wet granular columns in the pendular state : Dynamics and morphology scaling”. *Physical Review Fluids* **7** (8 2022), 084302.
- [97] LI, P., WANG, D., WU, Y. et NIU, Z. “Experimental study on the collapse of wet granular column in the pendular state”. *Powder Technology* **393** (2021), 357-367.
- [98] LINARES, Á., WU, C. H., BECHLE, A. J., ANDERSON, E. J. et KRISTOVICH, D. A. R. “Unexpected rip currents induced by a meteotsunami”. *Scientific Reports* **9.1** (2019), 2105.
- [99] LINDSTRØM, E. K. “Waves generated by subaerial slides with various porosities”. *Coastal Engineering* **116** (2016), 170-179.
- [100] LINTANF, H. *Rapport de stage*. Stage de L2. Université Paris-Saclay, 2021.
- [101] LONGUET-HIGGINS, M. S. “On the mass, momentum, energy and circulation of a solitary wave”. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* **337.1608** (1974), 1-13.
- [102] LUBE, G., HUPPERT, H. E., SPARKS, R. S. J. et FREUNDT, A. “Collapses of two-dimensional granular columns”. *Physical Review E* **72** (oct. 2005), 041301.
- [103] LUBE, G., HUPPERT, H. E., SPARKS, R. S. J. et HALLWORTH, M. A. “Axisymmetric collapses of granular columns”. *Journal of Fluid Mechanics* **508** (2004), 175-199.
- [104] LUCY, L. B. “A numerical approach to the testing of the fission hypothesis.” *The Astronomical Journal* **82.12** (1977), 1013-1024.

-
- [105] MAN, T., HUPPERT, H. E., LI, L. et GALINDO-TORRES, S. A. “Deposition morphology of granular column collapses”. *Granular Matter* **23.3** (2021), 59.
- [106] MARTINEZ, F., TAMBURRINO, A., CASIS, V. et FERRER, P. “Segregation effects on flow’s mobility and final morphology of axisymmetric granular collapses”. *Granular Matter* **24.4** (2022), 101.
- [107] MCCOWAN, J. “On the highest wave of permanent type”. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **38.233** (1894), 351-358.
- [108] MEIBURG, E. et KNELLER, B. “Turbidity currents and their deposits”. *Annual Review of Fluid Mechanics* **42.1** (2010), 135-156.
- [109] MILLER, D. J. *Giant waves in Lituya Bay, Alaska*. Rapp. tech. Report. 1960, 51-86.
- [110] MILLER, G. S., ANDY TAKE, W., MULLIGAN, R. P. et MCDUGALL, S. “Tsunamis generated by long and thin granular landslides in a large flume”. *Journal of Geophysical Research : Oceans* **122.1** (2017), 653-668.
- [111] MILLER, R. L. et WHITE, R. V. *A single-impulse system for generating solitary, undulating surge, and gravity shock waves in the laboratory*. Fluid Dynamics and Sediment Transport Laboratory Report 5. Department of Geophysical Science, University of Chicago, 1966.
- [112] MITARAI, N. et NORI, F. “Wet granular materials”. *Advances in Physics* **55.1-2** (2006), 1-45.
- [113] MONAGHAN, J. et KOS, A. “Scott Russell’s wave generator”. *Physics of Fluids* **12** (mars 2000), 622-630.
- [114] MORI, N., TAKAHASHI, T., YASUDA, T. et YANAGISAWA, H. “Survey of 2011 Tohoku earthquake tsunami inundation and run-up”. *Geophysical Research Letters* **38.7** (2011), L00G14.
- [115] MÉRIAUX, C. “Two dimensional fall of granular columns controlled by slow horizontal withdrawal of a retaining wall”. *Physics of Fluids* **18.9** (2006), 093301.
- [116] MULLIGAN, R. P. et TAKE, W. A. “On the transfer of momentum from a granular landslide to a water wave”. *Coastal Engineering* **125** (2017), 16-22.
- [117] MUTABARUKA, P., KUMAR, K., SOGA, K., RADJAI, F. et DELENNE, J.-Y. “Transient dynamics of a 2D granular pile”. *The European Physical Journal E : Soft Matter and Biological Physics* **38** (2015), 47.
- [118] NGUYEN, N. H. T. “Collapse of partially and fully submerged granular column generating impulse waves : An empirical law of maximum wave amplitude based on coupled multiphase fluid–particle modeling results”. *Physics of Fluids* **34.1** (2022), 013310.

-
- [119] NGUYEN, N. H. T., BUI, H. H. et NGUYEN, G. D. “Effects of material properties on the mobility of granular flow”. *Granular Matter* **22.3** (2020), 59.
- [120] NIU, Z., SARLIN, W., MORIZE, C. et GONDRET, P. “Étude de vagues générées par un piston”. Mémoire de Master. Université Paris-Saclay, 2021.
- [121] NODA, E. “Water Waves Generated by Landslides”. *Journal of the Waterways, Harbors, and Coastal Engineering Division* **96.4** (1970), 835-855.
- [122] ORDAZ, M., SÁNCHEZ-ROSAS, M., HERNÁNDEZ-JUÁREZ, J., MEDINA, A. et SERRANO, D. “Collapse of conical granular columns”. *EPJ Web of Conferences* **249** (2021), 03013.
- [123] PAKPOUR, M., HABIBI, M., MØLLER, P. et BONN, D. “How to construct the perfect sandcastle”. *Scientific Reports* **2.1** (2012), 549.
- [124] PARIS, A., HEINRICH, P., PARIS, R. et ABADIE, S. “The December 22, 2018 Anak Krakatau, Indonesia, landslide and tsunami : preliminary modeling results”. *Pure and Applied Geophysics* **177.2** (2020), 571-590.
- [125] PARIS, R., LAVIGNE, F., WASSMER, P. et SARTOHADI, J. “Coastal sedimentation associated with the December 26, 2004 tsunami in Lhok Nga, west Banda Aceh (Sumatra, Indonesia)”. *Marine Geology* **238.1** (2007), 93-106.
- [126] PELINOVSKY, E., TALIPOVA, T. et KHARIF, C. “Nonlinear-dispersive mechanism of the freak wave formation in shallow water”. *Physica D* **147** (2000), 83-94.
- [127] PICHON, J.-G., SARLIN, W., MORIZE, C. et GONDRET, P. “Dynamique d’effondrement d’une colonne granulaire cylindrique”. Mémoire de Master. Université Paris-Saclay, 2022.
- [128] PRINS, J. E. “Characteristics of waves generated by a local disturbance”. *Transactions American Geophysical Union* **39.5** (1958), 865-874.
- [129] RABINOVICH, A. B., THOMSON, R. E., KULIKOV, E. A., BORNHOLD, B. D. et FINE, I. V. “The landslide-generated tsunami of November 3, 1994 in Skagway Harbor, Alaska : A case study”. *Geophysical Research Letters* **26.19** (1999), 3009-3012.
- [130] RAUTER, M., VIROULET, S., GYLFADÓTTIR, S. S., FELLIN, W. et LØVHOLT, F. “Granular porous landslide tsunami modelling – the 2014 Lake Askja flank collapse”. *Nature Communications* **13.1** (2022), 678.
- [131] RAYLEIGH, L. “On waves”. *Philosophical Magazine* **1** (1876), 257-279.
- [132] ROBBE-SAULE, M., MORIZE, C., BERTHO, Y., SAURET, A. et GONDRET, P. “Experimental study of wave generation by a granular collapse”. *EPJ Web of Conferences* **140** (jan. 2017), 14007.

-
- [133] ROBBE-SAULE, M. “Modélisation expérimentale de génération de tsunami par effondrement granulaire”. Thèse de doctorat. Université Paris Saclay, 2019.
- [134] ROBBE-SAULE, M., MORIZE, C., BERTHO, Y., SAURET, A., HILDENBRAND, A. et GONDRET, P. “From laboratory experiments to geophysical tsunamis generated by subaerial landslides”. *Scientific Reports* **11.1** (2021), 18437.
- [135] ROBBE-SAULE, M., MORIZE, C., HENAFF, R., BERTHO, Y., SAURET, A. et GONDRET, P. “Experimental investigation of tsunami waves generated by granular collapse into water”. *Journal of Fluid Mechanics* **907** (2021), A11.
- [136] ROBERTS, N. J., MCKILLOP, R. J., LAWRENCE, M. S., PSUTKA, J. F., CLAGUE, J. J., BRIDEAU, M.-A. et WARD, B. C. “Impacts of the 2007 landslide-generated tsunami in Chehalis Lake, Canada”. *Landslide Science and Practice : Volume 6 : Risk Assessment, Management and Mitigation*. Sous la dir. de MARGOTTINI, C., CANUTI, P. et SASSA, K. Springer Berlin Heidelberg, 2013, 133-140.
- [137] ROCHE, O., ATTALI, M., MANGENEY, A. et LUCAS, A. “On the run-out distance of geophysical gravitational flows : Insight from fluidized granular collapse experiments”. *Earth and Planetary Science Letters* **311.3-4** (2011), 375-385.
- [138] RONDON, L., POULIQUEN, O. et AUSSILLOUS, P. “Granular collapse in a fluid : role of the initial volume fraction”. *Physics of Fluids* **23.7** (2011), 073301.
- [139] RUSSELL, J. *Report on Waves : Made to the Meetings of the British Association in 1842-43*. From the *Report of the British Association for the Advancement of Science* for 1844. Londres, 1845.
- [140] SAINGIER, G., SAURET, A. et JOP, P. “Falling jet of dry granular material in water”. *Journal of Fluid Mechanics* **916** (2021), A34.
- [141] SAINT-VENANT, A. Barré de. “Démonstration élémentaire de la formule de propagation d’une onde ou d’une intumescence dans un canal prismatique ; et remarques sur les propagations du son et de la lumière, sur les ressauts, ainsi que sur la distinction des rivières et des torrents”. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l’Académie des sciences* **71** (1870), 186-195.
- [142] SAINT-VENANT, A. Barré de. “Théorie des vagues, suivie d’un essai sur la théorie des profils des digues”. *Annales des Ponts et Chaussées* **1** (1887), 31-86.
- [143] SANTOMASO, A. C., VOLPATO, S. et GABRIELI, F. “Collapse and runout of granular columns in pendular state”. *Physics of Fluids* **30.6** (2018), 063301.
- [144] SARLIN, W., MORIZE, C., SAURET, A. et GONDRET, P. “Collapse dynamics of dry granular columns : From free-fall to quasistatic flow”. *Physical Review E* **104** (6 2021), 064904.

-
- [145] SARLIN, W., MORIZE, C., SAURET, A. et GONDRET, P. “From granular collapses to shallow water waves : A predictive model for tsunami generation”. *Phys. Rev. Fluids* **7** (9 2022), 094801.
- [146] SARLIN, W., MORIZE, C., SAURET, A. et GONDRET, P. “Nonlinear regimes of tsunami waves generated by a granular collapse”. *Journal of Fluid Mechanics* **919** (2021), R6.
- [147] SARLIN, W., MORIZE, C., SAURET, A. et GONDRET, P. “On water waves generated by gravity driven granular collapse”. *EPJ Web of Conferences* **249** (2021), 09011.
- [148] SAURET, A., BALMFORTH, N., CAULFIELD, C. et MCELWAINE, J. “Bulldozing of granular material”. *Journal of Fluid Mechanics* **748** (2014), 143–174.
- [149] SERRET, J.-A. *Oeuvres de Lagrange*. Tome Premier. Gauthier-Villars, 1867.
- [150] SMITH, M. S. et SHEPHERD, J. B. “Potential Cauchy-Poisson waves generated by submarine eruptions of Kick’em Jenny volcano”. *Natural Hazards* **11.1** (1995), 75-94.
- [151] SÉON, T. *Les Lois d’échelle, la physique du petit et du grand*. Odile Jacob, 2018.
- [152] STARON, L. et HINCH, E. J. “The spreading of a granular mass : Role of grain properties and initial conditions”. *Granul. Matter* **9** (2007), 205.
- [153] STARON, L. et HINCH, E. “Study of the collapse of granular columns using two-dimensional discrete-grain simulation”. *Journal of Fluid Mechanics* **545** (2005), 1-27.
- [154] STOKER, J. J. “Water waves : The mathematical theory with applications”. Interscience Publishers, Inc., 1957, 156-163.
- [155] STOKES, G. G. “On the theory of oscillatory waves.” *Transactions of the Cambridge Philosophical Society* **8** (1847). Reproduit dans : *Mathematical And Physical Papers.*, **1** (1880), 197–229, 441-455.
- [156] SUN, Y., ZHANG, W., AN, Y., LIU, Q. et WANG, X. “Experimental investigation of immersed granular collapse in viscous and inertial regimes”. *Physics of Fluids* **33.10** (2021), 103317.
- [157] SVENDSEN, I. A. et STAUB, C. “Horizontal particle velocities in long waves”. *Journal of Geophysical Research : Oceans* **86.C5** (1981), 4138-4148.
- [158] SYNOLAKIS, C. “Generation of Long Waves in Laboratory”. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, ASCE* **116** (mars 1990), 252-266.
- [159] TADEPALLI, S. et SYNOLAKIS, C. E. “Model for the leading waves of tsunamis”. *Physical Review Letters* **77** (10 1996), 2141-2144.

-
- [160] TANAKA, M. “The stability of solitary waves”. *Physics of Fluids* **29.3** (1986), 650-655.
- [161] TAPIA-McCLUNG, H. et ZENIT, R. “Computer simulations of the collapse of columns formed by elongated grains”. *Physical Review E* **85** (6 2012), 061304.
- [162] THOMPSON, E. L. et HUPPERT, H. E. “Granular column collapses : Further experimental results”. *Journal of Fluid Mechanics* **575** (2007), 177–186.
- [163] TITOV, V., RABINOVICH, A. B., MOFJELD, H. O., THOMSON, R. E. et GONZÁLEZ, F. I. “The global reach of the 26 December 2004 Sumatra tsunami”. *Science* **309.5743** (2005), 2045-2048.
- [164] TOPIN, V., MONERIE, Y., PERALES, F. et RADJAÏ, F. “Collapse dynamics and runout of dense granular materials in a fluid”. *Physical Review Letters* **109** (18 2012), 188001.
- [165] TREPANIER, M. et FRANKLIN, S. V. “Column collapse of granular rods”. *Physical Review E* **82** (1 2010), 011308.
- [166] UNOKI, S. et NAKANO, M. “On the Cauchy-Poisson waves caused by the eruption of a submarine volcano (I)”. *Oceanographical Magazine* **4** (1953), 119-141.
- [167] UNOKI, S. et NAKANO, M. “On the Cauchy-Poisson waves caused by the eruption of a submarine volcano (II)”. *Oceanographical Magazine* **5** (1953), 1-13.
- [168] UNOKI, S. et NAKANO, M. “On the Cauchy-Poisson waves caused by the eruption of a submarine volcano (III)”. *Papers in Meteorology and Geophysics* **4.3-4** (1953), 139-150.
- [169] UTILI, S., ZHAO, T. et HOULSBY, G. “3D DEM investigation of granular column collapse : Evaluation of debris motion and its destructive power”. *Engineering Geology* **186** (2015). Advances in Engineering Geology for Landslides and Slope Stability Problems : Part II, 3-16.
- [170] VASCHY, A. “Sur les lois de similitude en physique”. *Annales Télégraphiques* **19** (1892), 25-28.
- [171] VAUDABLE, M. *Génération de tsunamis axisymétriques par effondrements de colonnes granulaires circulaires*. Stage de Recherche de L3. Université Paris-Saclay, 2021.
- [172] VIROULET, S., CÉBRON, D., KIMMOUN, O. et KHARIF, C. “Shallow water waves generated by subaerial solid landslides”. *Geophysical Journal International* **193** (2013), 747-762.
- [173] VIROULET, S., SAURET, A. et KIMMOUN, O. “Tsunami generated by a granular collapse down a rough inclined plane”. *Europhysics Letters (EPL)* **105** (2014), 34004.

-
- [174] VIROULET, S., SAURET, A., KIMMOUN, O. et KHARIF, C. “Granular collapse into water : Toward tsunami landslides”. *Journal of Vision* **16.3** (2013), 189-191.
- [175] VIROULET, S. “Simulations de tsunamis générés par glissements de terrains aériens”. Thèse de doctorat. Université Aix-Marseille, 2013.
- [176] VÅNGÖ, M., PIRKER, S. et LICHTENEGGER, T. “Unresolved CFD–DEM modeling of multiphase flow in densely packed particle beds”. *Applied Mathematical Modelling* **56** (2018), 501-516.
- [177] WALDMANN, N., VASSKOG, K., SIMPSON, G., CHAPRON, E., STØREN, E. W. N., HANSEN, L., LOIZEAU, J.-L., NESJE, A. et ARIZTEGUI, D. “Anatomy of a catastrophe : Reconstructing the 1936 rock fall and tsunami event in lake Lovatnet, Western Norway”. *Frontiers in Earth Science* **9** (2021), 671378.
- [178] WARD, S. N. et DAY, S. “Cumbre Vieja volcano—potential collapse and tsunami at La Palma, Canary Islands”. *Geophys. Res. Lett.* **28.17** (2001), 3397-3400.
- [179] WARNETT, J. M., DENISSENKO, P., THOMAS, P. J., KIRACI, E. et WILLIAMS, M. A. “Scalings of axisymmetric granular column collapse”. *Granular Matter* **16** (2014), 115-124.
- [180] WHITHAM, G. B. *Linear and nonlinear waves*. Pure and Applied Mathematics : A Wiley Series of Texts, Monographs and Tracts. Wiley, 1999.
- [181] WÜNNEMANN, K. et WEISS, R. “The meteorite impact-induced tsunami hazard”. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **373.2053** (2015), 20140381.
- [182] WOLPER, J., GAO, M., LÜTHI, M. P., HELLER, V., VIELI, A., JIANG, C. et GAUME, J. “A glacier–ocean interaction model for tsunami genesis due to iceberg calving”. *Communications Earth & Environment* **2.1** (2021), 130.
- [183] WU, Y., WANG, D. et LI, P. “The collapse of a granular column onto an erodible bed : dynamics and morphology scaling”. *Granular Matter* **23.2** (2021), 31.
- [184] XIAO, L., WANG, J., WARD, S. N. et CHEN, L. “Numerical modeling of the June 24, 2015, Hongyanzi landslide generated impulse waves in Three Gorges Reservoir, China”. *Landslides* **15.12** (2018), 2385-2398.
- [185] YANG, E., BUI, H. H., NGUYEN, G. D., BOUAZZA, A. et DE STERCK, H. “High-resolution modelling of axisymmetric granular column collapse using parallelized SPH”. *Challenges and Innovations in Geomechanics*. Cham : Springer International Publishing, 2021, 515-523.
- [186] YANG, G. C., JING, L., KWOK, C. Y. et SOBRAL, Y. D. “Pore-Scale Simulation of Immersed Granular Collapse : Implications to Submarine Landslides”. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface* **125.1** (2020), e2019JF005044.

-
- [187] YANG, G. C., JING, L., KWOK, C. Y. et SOBRAL, Y. D. “Size effects in underwater granular collapses : Experiments and coupled lattice Boltzmann and discrete element method simulations”. *Physical Review Fluids* **6** (11 2021), 114302.
- [188] ZENIT, R. “Computer simulations of the collapse of a granular column”. *Physics of Fluids* **17.3** (2005), 031703.
- [189] ZHU, R., HE, Z., ZHAO, K., VOWINCKEL, B. et MEIBURG, E. “Grain-resolving simulations of submerged cohesive granular collapse”. *Journal of Fluid Mechanics* **942** (2022), A49.
- [190] ZITELLINI, N., MENDES, L. A., CORDOBA, D., DANOBEITIA, J., NICOLICH, R., PELLIS, G., RIBEIRO, A., SARTORI, R., TORELLI, L., BARTOLOME, R., BORTOLUZZI, G., CALAFATO, A., CARRILHO, F., CASONI, L., CHIERICI, F., CORELA, C., CORREGGIARI, A., VEDOVA, B. D., GRACIA, E., JORNET, P., LANDUZZI, M., LIGI, M., MAGAGNOLI, A., MAROZZI, G., MATIAS, L., PENITENTI, D., RODRIGUEZ, P., ROVERE, M., TERRINHA, P., VIGLIOTTI, L. et RUIZ, A. Z. “Source of 1755 Lisbon earthquake and tsunami investigated”. *Eos, Transactions American Geophysical Union* **82.26** (2001), 285-291.