

Vademecum : vagues d'impulsion causées par des avalanches

Christophe ANCEY*

25 octobre 2023

1 Objet de la note

L'objet de la présente note est de faire le point sur les moyens actuellement à disposition pour calculer les vagues d'impulsion causées par l'entrée d'une avalanche de neige dans un lac d'accumulation.

2 Problématique

Les retenues d'eau en montagne sont souvent soumises à un risque de vague d'impulsion. Ces vagues sont créées par la soudaine entrée d'une masse quelconque glissant le long d'une des berges de la retenue (glissement de terrain, écroulement rocheux, avalanche, chute de sérac, vêlage). La catastrophe du Vajont en 1963 (Pordenone, Italie) illustre le risque encouru par les barrages d'altitude. Les vagues d'impulsion dans les lacs d'accumulation sont un cas spécial de vagues à la surface de l'eau induites par une impulsion extérieure. Des problèmes similaires sont les glissements de terrain en zone littorale ou sous-marins, les séismes, l'impact de météorite, l'entrée d'un projectile, et l'explosion à la surface de l'eau ou dans l'eau ([Jordaan, 1972](#); [Slingerland & Voight, 1979](#)).

La recherche dans le domaine général des vagues d'impulsion a commencé à la fin des années 1960 ([Heller & Ruffini, 2023](#)) – il existe aussi une abondante recherche militaire antérieure, plus ou moins accessible, qui s'est focalisée sur les effets d'une explosion sur une masse d'eau, l'entrée ou la sortie d'un projectile ([Le Méhauté, 1971](#); [Truscott *et al.*, 2014](#)). Dans le domaine particulier de l'hydraulique des barrages, la recherche commence avec la thèse d'Andreas Huber à l'ETHZ ([Huber, 1980](#)).

L'essentiel de la recherche a porté sur les vagues d'impulsion générées par des glissements de terrain ou des écroulements rocheux, et il y a très peu de travaux sur celles causées par des avalanches ([Vila, 1987](#); [Zitti *et al.*, 2016](#); [Meng *et al.*, 2020](#)). Cette absence de recherches spécifiques ne reflète pas un désintérêt des scientifiques, mais l'absence d'événements d'ampleur documentés où des vagues d'impulsion causées par des avalanches auraient concerné des lacs d'accumulation. Ainsi, si l'on considère le dernier hiver catastrophique en Europe (en

*, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (ENAC/IIC/LHE), christophe.ancey@epfl.ch.



Figure 1 – Exemples d’avalanches touchant des lacs d’accumulation. (a) Lac gelé du barrage de Cleuson le 10 mars 2017 (crédit: P. Boven). L’avalanche issue des Luées (contrefort du Bec des Étagnes, 3232 m) s’est arrêtée sur la surface gelée du lac (2179 m). L’impact a fissuré l’épaisse couche de glace. (b) Avalanche en aérosol issue des pentes du Muttentstock (3079 m) déclenchée artificiellement atteignant le lac de Limmeren (Linthal, GL) en janvier 2016 (crédit: R. Stüssi). (c) Avalanche en aérosol issue du Selfanft (2949 m) atteignant le barrage de Limmeren (1848 m) en mars 2017 (crédit: R. Stüssi). Source: Schnee- und Lawinenforschung, [Lawinenbulletin und Schneesituation](#), Davos.

février 1999 avec 60 morts dans des habitations à travers les Alpes), le seul accident d’ava-

lanche concernant une retenue d'eau a été l'accident de Geschinen (VS) dans les Conches le 24 février 1999 ; une première avalanche a vidé le lac de Trützi, et une seconde a mobilisé le dépôt de neige humidifiée et s'est écoulée jusqu'au Rhône, débordant sur sa droite la digue de contention protégeant le village – deux personnes tuées furent tuées dans leur maison – (Ammann, 2000).

Des avalanches de grande période de retour (souvent supérieure à 100 ans) ont été observées dans les Alpes, mais aucun dommage dû à une vague d'impulsion n'a été rapporté à ce jour. La menace des avalanches sur les grandes retenues a longtemps été considérée comme négligeable. Les photographies de la figure 1 montrent quelques exemples récents d'avalanches ayant atteint des lacs d'accumulation en Suisse. Dans sa thèse, Dieter Müller signale trois événements de vagues d'impulsion dans des lacs d'accumulation (Müller, 1995):

- En décembre 1958, une avalanche brisa la couche de glace du lac Fedaiia (Trentin-Haut-Adige, Italie). La vague d'impulsion d'environ 5 m d'amplitude a endommagé le garde-corps du barrage sur une longueur de 60 m.
- En décembre 1962, une avalanche de grande ampleur (avec un volume de neige voisin du million de m³) a brisé la couche de glace du lac de Räterichsboden (Guttannen, BE). Une seiche d'environ 54 cm d'amplitude s'est produite. La projection de blocs de glace a endommagé le garde-corps sur quelques mètres.
- En janvier 1981, une avalanche (avec un volume voisin de 400 000 m³) a causé la formation d'une seiche dans le lac de Gigerwald (Pfäfers, SG). Compte tenu de la revanche de 15 m, la vague n'est pas passée par-dessus le barrage. La vague est remontée sur une hauteur de 6 m le long des berges.

Au Pérou, le lac Palcacocha¹ a été connu plusieurs vagues d'impulsion au cours des dernières (Somos-Valenzuela *et al.*, 2016; Chisolm & McKinney, 2018). Aucun dommage sur la digue en remblai n'a été rapporté.

La perception du risque encouru par les lacs d'accumulation a changé au cours des années 2000 avec la multiplication des retenues d'altitude pour la neige artificielle. Il a été noté par plusieurs services instructeurs que ces retenues étaient de petites dimensions et, de ce fait, échappaient aux règles d'assujettissement des ouvrages d'accumulation. Plusieurs guides ont été diffusés pour détailler les méthodes d'analyse des risques (Müller, 2002; Mériaux *et al.*, 2005; Peyras *et al.*, 2010). Des accidents d'avalanche ont été observés comme à Pelvoux (Hautes-Alpes, France), où une retenue pour la neige de culture avait été aménagée à l'aval d'un couloir d'avalanche et totalement vidée par une avalanche en mars 2006 (Evette *et al.*, 2011) (voir figure 2). Durant la décennie 2000, deux éléments peuvent expliquer ce changement dans la perception du risque pour les lacs d'accumulation :

- Les méthodes de calcul des avalanches existent depuis plusieurs décennies, mais jusqu'à une date récente, elles nécessitaient un bon bagage numérique et des connaissances dans la dynamique des avalanches (Salm *et al.*, 1990; Ancey, 1994). En 2002, l'institut Schnee- und Lawinenforschung (SLF) de Davos commercialisa le logiciel Aval1D (Christen *et al.*, 2002), puis en 2008 le logiciel RAMMS qui est l'extension aux deux dimensions de l'espace d'Aval1D (Christen *et al.*, 2010). Ce logiciel a connu un succès commercial considérable et mis le calcul d'avalanche à la portée des bureaux d'ingénieurs non spécialisés.
- En 2008, le laboratoire d'essais hydrauliques (Versuchsanstalt für Wasserbau, Glaziologie und Hydrologie, VAW) de l'ETHZ synthétisait les trois décennies de recherche qu'il

1. Voir la vidéo sur la vague de 2021 : www.youtube.com/watch?v=MU-IKherEFE.

avait consacrées aux vagues d'impulsion (Heller *et al.*, 2008). Le principal point fort de la synthèse proposée était que la plupart des caractéristiques des vagues d'impulsion pouvaient être prédites à l'aide d'un seul nombre adimensionnel, appelé nombre d'impulsion. La méthode du VAW a été récemment mise à jour (Evers *et al.*, 2019).



Figure 2 – Lac du Bouisset (Pelvoux-Vallouise, Hautes-Alpes, France) construit sur le domaine skiable communal. Une avalanche partie de la Blanche a vidé le lac en mars 2006, puis a continué sa course le long du torrent du Bouisset. Source : L. Peyras, Cemagref, Aix-en-Provence.

Depuis une quinzaine d'années, les études de danger pour les bassins d'accumulation – quelle que soit leur taille – ont donc intégré la possibilité de vagues d'impulsion et de dommages relatifs. Les résultats des études semblaient d'autant plus alarmants que lorsqu'on estime les caractéristiques des vagues d'impulsion à l'aide de la méthode du VAW, on peut obtenir des amplitudes importantes – parfois plus importantes que la revanche fixée réglementairement –, ce qui a conduit les services instructeurs à imposer des contraintes supplémentaires pour la sécurité de l'ouvrage en période hivernale (comme la vidange partielle du lac d'accumulation).

Le problème est que la méthode VAW repose sur une analyse dimensionnelle de la propagation d'une vague d'impulsion et sur un calage sur des expériences de laboratoire. Comme le font remarquer Heller & Ruffini (2023), le nombre de paramètres définissant le problème est grand, et il faudrait donc un nombre incroyablement élevé d'expériences pour explorer toutes les valeurs possibles de ces paramètres. Comme dans la majorité des essais en laboratoire, les expériences ont été conduites avec des matériaux « lourds » (c.-à-d. de masse volumique dépassant 2000 kg/m^3) et cohésifs animés des vitesses élevées, on peut considérer que ces expériences à échelle réduite sont représentatives de vagues d'impulsion créées par des écoulements gravitaires de type glissement de terrain ou écroulement rocheux, mais qu'elles sont bien moins représentatives des vagues créées par des avalanches. Les quelques essais menés par le VAW avec des matériaux granulaires de faible masse volumique et de petits nombres de Froude ainsi que les expériences que nous avons réalisées avec des matériaux plus légers que l'eau montrent que les vagues d'impulsion ont des amplitudes significativement plus faibles (d'un facteur 3 environ) que celles créées par des matériaux lourds et de grands nombres de Froude dans les mêmes conditions (Zitti *et al.*, 2016).

Pour les maîtres d'ouvrage et d'œuvre ainsi que les services instructeurs, il est devenu important de faire le point sur la prise en compte du risque représenté par les vagues d'impulsion créées par des avalanches dans des lacs d'accumulation.

3 Calcul des avalanches

3.1 Les prémices

Il est utile de commencer par faire le point sur le calcul des avalanches en offrant un panorama historique. On doit à l'ingénieur forestier Paul Mougin le premier modèle dynamique d'avalanche. Selon [Mougin \(1922\)](#), une avalanche peut être assimilée à un bloc glissant de masse m soumis à un frottement coulombien

$$m \frac{du}{dt} = mg \sin \theta - \mu mg \cos \theta \Rightarrow \frac{du^2}{dx} = 2g \cos \theta (\tan \theta - \mu), \quad (1)$$

avec u la vitesse de l'avalanche [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$], g l'accélération de la gravité [$\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$], μ le coefficient de frottement, et θ l'angle local de pente. Selon ce modèle, l'avalanche accélère, puis décélère sans jamais atteindre de régime stationnaire. Le principal défi pour le praticien était d'arriver à intégrer l'équation (1) le long d'un profil représentant le terrain naturel (une gageure à cette époque).

Commissionné par la Confédération après le terrible hiver 1951, l'ingénieur civil Adolf Voellmy a proposé de modifier cette équation en incorporant un frottement turbulent ([Voellmy, 1955](#))

$$m \frac{du}{dt} = mg \sin \theta - \mu mg \cos \theta - m \frac{g}{\xi R_h} u^2 \Rightarrow \frac{du^2}{dx} = 2g \cos \theta \left(\tan \theta - \mu - \frac{u^2}{\xi R_h \cos \theta} \right), \quad (2)$$

avec ξ un coefficient de frottement turbulent [$\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$] et R_h le rayon hydraulique [m]. Il existe donc une phase d'accélération, puis une phase où la vitesse est stationnaire, et enfin une phase de décélération. La vitesse stationnaire u_s se déduit aisément de l'équation (2)

$$u_s = \sqrt{\xi R_h \cos \theta (\tan \theta - \mu)}. \quad (3)$$

La loi de résistance à l'écoulement proposée par Voellmy est devenue la paramétrisation du frottement la plus couramment usitée dans les modèles dynamiques d'avalanche. Cet emploi extensif d'une loi empirique n'est pas sans poser de problème :

- quand on examine les données de terrain avec un suivi du front de l'avalanche $x_f(t)$, on observe que la dynamique de l'écoulement peut être assez fidèlement décrite par un modèle de Coulomb ([Ancey & Meunier, 2004](#)). On peut toujours caler une loi de Voellmy, mais il n'y a pas de plus-value nette à son emploi ;
- les deux paramètres de Voellmy μ et ξ ont été interprétés de la façon suivante ([Salm et al., 1990](#)) : le frottement μ traduirait la fluidité de la neige, et sa valeur serait d'autant plus faible que le volume de neige mobilisé est important. Le coefficient ξ refléterait la rugosité du terrain et le degré de canalisation. Ces paramètres ont été calés à partir de quelques événements, et ce calage a servi à proposer des valeurs-guides ([Buser & Frutiger, 1980](#); [Salm et al., 1990](#)), valeurs qui ont été reprises notamment dans le code de calcul RAMMS ([SLF, 2022](#)).

Il faut donc retenir que la loi de frottement de Voellmy est un modèle conceptuel, et que si ses paramètres sont interprétés physiquement, il n'en demeure pas moins qu'ils ne sont pas des paramètres physiques mesurables. Comme pour tout modèle conceptuel, ces paramètres nécessiteraient un recalage à chaque fois qu'on change la nature des équations du mouvement dans lesquelles on les utilise ou si l'on modifie la méthode de résolution numérique. En pratique, cela n'est jamais fait.

3.2 Modèles dynamiques d'avalanches

Le modèle de Voellmy (2) a été incorporé dans une procédure de calcul dite méthode suisse ou bien VSG (pour Voellmy-Salm-Gubler) en Suisse (Salm *et al.*, 1990); à l'étranger, des variantes ont été développées, notamment par les Américains (Perla *et al.*, 1980; Mears, 1992). Cette approche, qui ne nécessitait pas de moyen lourd de calcul (il s'agissait d'un calcul itératif par tronçon), a été largement employée en Europe jusque vers la fin des années 2000.

Au cours des années 1970, des chercheurs soviétiques firent l'analogie entre crue et avalanche, et utilisèrent les équations de Saint-Venant pour décrire le mouvement d'une avalanche. Les premiers codes de calcul d'avalanche apparurent au tournant des années 1970–80 (Brugnot & Pochat, 1981; Vila, 1984). Dans les trois décennies qui suivirent, plusieurs équipes universitaires développèrent leur propre modèle de calcul fondé sur la résolution des équations de Saint-Venant, le plus souvent à l'aide de la méthode des volumes finis (Vila, 1984; Ancey, 1994; Barbolini *et al.*, 2000). Au cours des années 2000, l'institut Schnee- und Lawinenforschung développe son propre code, tout d'abord à une dimension spatiale (Aval1D) en 2002, puis à deux dimensions en 2010 (RAMMS) (Christen *et al.*, 2002, 2010). Depuis un peu plus de dix ans, les codes de calcul fondés sur les équations de Saint-Venant sont devenus des outils de calcul courants en ingénierie et en zonage. Ces modèles ont en commun les points suivants.

- Les équations de Saint-Venant (ici en 1D) avec la conservation de la masse et de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial h\bar{u}}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial h\bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial h\bar{u}^2}{\partial x} = gh \left(\sin \theta - \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} \right) - \frac{\tau_b}{\rho}, \quad (5)$$

avec h la hauteur d'écoulement, \bar{u} la vitesse moyennée selon la hauteur h , θ la pente locale, ρ la masse volumique, et τ_b la contrainte au fond. Parfois, une équation supplémentaire peut être adjointe pour prendre en compte l'entraînement de neige par érosion du manteau neigeux.

- La résolution numérique des équations de Saint-Venant (4)–(5) est le plus souvent basée sur la méthode des volumes finis. Beaucoup de codes de calcul emploient des solveurs de Roe approchés de type HLL. Ces solveurs ont des limitations fortes (par exemple, ils ne permettent pas de résoudre le problème de Ritter, une rupture de barrage sur un fond sec).
- Les conditions de départ sont de type « rupture de barrage » : on suppose l'existence d'une couche de neige sur une certaine surface et d'une certaine épaisseur (les deux sont prescrites par l'utilisateur). C'est la rupture de cette couche qui cause l'avalanche.
- La topographie est tirée d'un modèle numérique de terrain du versant nu (obtenu en été).

- Les éléments de rugosité (végétation, falaise, blocs rocheux, etc.) ne sont pris en compte qu’indirectement à travers le frottement τ_b .
- La plupart des codes de calcul utilisent la loi de Voellmy

$$\tau_b = \mu \rho g h \cos \theta - \rho g \frac{\bar{u}^2}{\xi}. \quad (6)$$

- Les paramètres de frottement sont fixés par l’utilisateur ou par défaut. Ces paramètres sont généralement constants au cours de l’écoulement. Les effets de compaction ou d’humidification sur le frottement ne sont pas pris en compte.

Il faut noter que la plupart des codes se sont intéressés aux avalanches coulantes. Les avalanches en aérosol sont plus difficiles à modéliser à cause du rôle important de l’entraînement d’air et d’érosion du manteau neigeux. On doit à deux chercheurs soviétiques, [Kulikovskiy & Svechnikova \(1977\)](#), le développement d’un des premiers modèles dynamiques d’avalanche en aérosol. Il s’agit d’un modèle à une dimension spatiale qui permet de rendre compte de l’évolution de la vitesse et de la hauteur d’écoulement dans un aérosol en assimilant le nuage à une demi-ellipse dont le volume croît au cours du temps sous l’effet de l’incorporation d’air et de l’érosion du manteau neigeux ; en dépit de la simplicité du modèle, il donne de bons résultats ([Ancey, 2004](#); [Turnbull *et al.*, 2007](#); [Turnbull & McElwaine, 2008](#)). Des modèles fondés sur des équations de type Saint-Venant ont aussi été proposés ([Tochon-Danguy & Hopfinger, 1974](#); [Hopfinger & Tochon-Danguy, 1977](#); [Hutter, 1996](#); [Eglit, 1998](#); [Zwinger *et al.*, 2003](#); [Sampl & Granig, 2009](#); [Buser & Bartelt, 2015](#); [Bartelt *et al.*, 2016](#); [Ivanova *et al.*, 2022](#)). Une des difficultés principales des aérosols est qu’ils sont stratifiés en densité, c.-à-d. que la concentration du mélange air-neige varie dans des proportions très importantes selon la verticale entre la base de l’écoulement et l’interface avec l’atmosphère ([Sovilla *et al.*, 2015](#)). Certains auteurs considèrent qu’il existe en fait deux écoulements plus ou moins dépendants ([Issler, 1998](#)) : un écoulement dense à la base de l’aérosol surmonté d’un nuage dilué de neige. L’incorporation d’air dans l’aérosol et l’érosion du manteau neigeux sont également deux points toujours discutés dans la modélisation des aérosols.

3.3 Limites des codes de calcul actuels

Dès le début des procédures de calcul, les concepteurs de la méthode VSG ont prévenu du caractère empirique de l’approche et des limites de ce qu’on peut calculer. Ainsi, [Salm *et al.* \(1990\)](#) mettaient en garde le praticien contre une application aveugle de la méthode VSG :

« Il faut mettre en garde sur l’utilisation de cette méthode comme un « livre de cuisine » (on portera une attention particulière à l’usage des mots « environ » et « valeur indicative »). Bien au contraire, chaque avalanche requiert un traitement propre et une connaissance de la matière dans son ensemble. À cela s’ajoute aussi l’expérience qui joue un rôle important et que chacun doit acquérir. Il faut en dernier lieu avoir à l’esprit que les avalanches échappent aux calculs trop précis. »

et de même André Burkard tenait un discours semblable ([Burkard & Salm, 1992](#))

« Les cartes de danger d’avalanche (CDA) ne doivent être élaborées que par des praticiens reconnus. Les connaissances pratiques nécessaires ne peuvent être obtenues que par la capacité d’observation, l’expérience (que chacun doit acquérir par lui-même), un bagage suffisant dans l’art des avalanches et des techniques de protection. En ce qui concerne le calcul technique des avalanches, il faut garder à l’esprit

qu'aucune avalanche n'est strictement calculable et que chaque avalanche nécessite un traitement particulier. Pour cette raison, il n'existe pas de recettes pour élaborer ou éventuellement ajuster des CDA. De ce fait, l'élaboration des CDA ne provoque jamais l'ennui! »

Le caractère approché et empirique des premières méthodes était suffisamment visible pour que les praticiens soient totalement convaincus des limites de l'approche dynamique. Avec les codes de calcul fondés sur les équations de Saint-Venant, la perception des limites de la modélisation s'est fortement émoussée. Praticiens et lecteurs des études prennent souvent pour argent comptant les prédictions numériques. Dans son ultime article avant son départ à la retraite, Bruno Salm, qui avait été la cheville ouvrière du modèle VSG, alertait sur la précision trompeuse des modèles numériques (Salm, 2004)

« Tous les modèles présentés sont – jusqu'à présent – d'une façon ou d'une autre entachés d'incertitudes. Un accroissement de la complexité des modèles n'implique pas nécessairement une précision plus grande ou une meilleure stratégie de lutte contre les dangers naturels. »

Un avertissement resté lettre morte dans la mesure où les modèles numériques ont été utilisés de façon croissante au cours des vingt dernières années sans que ne soit réellement discutée la précision ou la pertinence des résultats.

On peut résumer les points forts des modèles dynamiques d'avalanche.

- En comparaison avec d'autres approches, l'avantage des modèles dynamiques est de s'appuyer sur les équations de conservation (masse et quantité de mouvement), et donc d'offrir un cadre largement éprouvé pour estimer les caractéristiques dynamiques (hauteur, vitesse, pression) des avalanches.
- Les progrès informatiques ont permis de réaliser des calculs avec une résolution spatiale élevée (quelques dizaines de centimètres pour la maille de calcul) dans des temps courts (sur un ordinateur de bureau, l'ordre de grandeur du temps de calcul est la dizaine de minutes).
- La précision des calculs peut être très bonne pour la phase d'écoulement. La raison en est simple : dans la phase d'écoulement, l'équilibre dominant de l'écoulement se fait entre la gravité et les flux de quantité de mouvement ; les incertitudes sur le comportement rhéologique de la neige ont peu de conséquence. Cela n'est plus le cas dans la phase d'arrêt (équilibre dominant entre gradient de pression et frottement, d'où l'importance d'une bonne estimation des paramètres de frottement).

On peut résumer les points faibles.

- L'architecture des modèles numériques n'a pas changé en 40 ans : résolution des équations de Saint-Venant à l'aide d'un solveur approché de Roe de type HLL. D'autres méthodes ont été développées sans grand succès. Une évolution possible viendra peut-être avec l'approche *Material Point Method* (Li *et al.*, 2021; Guillet *et al.*, 2023) ou *Smooth Particle Hydrodynamics* (Tonnel *et al.*, 2023), qui sont des approches lagrangiennes tridimensionnelles.
- Si les codes de calcul sont souvent capables de fournir l'ordre de grandeur des caractéristiques de l'avalanche dans sa phase d'écoulement, ils sont moins performants pour prédire ce qui se passe durant la phase d'arrêt (comme je l'ai indiqué ci-dessus, le frottement joue le rôle-clé, or c'est ce qui est le moins bien connu), surtout en ce qui concerne les distances d'arrêt, les emprises et les trajectoires. Peu de progrès a été accompli en

ce domaine. Comme les paramètres de frottement tirés de la méthode VSG sont purement conceptuels, des codes résolvant les mêmes équations avec les mêmes valeurs de frottement, mais avec des algorithmes différents fournissent des prédictions qui ne concordent pas entre elles (Barbolini *et al.*, 2000). L'incertitude grande sur les résultats dans la phase d'arrêt des avalanches est le plus souvent occultée.

- La diffusion d'outils de calcul sophistiqués auprès de praticiens sans bagage suffisant est responsable d'une augmentation sensible des erreurs d'appréciation dans les calculs en ingénierie ou le zonage. Pas plus que le bistouri ne fait le chirurgien ou le burin ne fait le sculpteur, le code de calcul ne fait le praticien. Comme le résume crûment le dicton en vogue chez les numériciens « garbage in, garbage out ».

En synthèse, je pourrais détourner à mon compte l'adage d'Ésope : le modèle de calcul est le meilleur et la pire des choses.

4 Calcul des vagues d'impulsion

4.1 Les premières tentatives d'adimensionalisation

Dans les années 1960, la propagation de tsunamis a attiré une attention considérable au-delà des spécialistes des vagues océaniques. À partir d'une adimensionalisation des équations d'Euler, on peut montrer que la propagation de l'intumescence d'un tsunami (d'amplitude η) peut s'écrire en fonction de nombres sans dimension (Noda, 1970; Slingerland & Voight, 1982):

$$\eta = \lambda f(x^*, Fr), \quad (7)$$

où la distance depuis l'impulsion initiale est notée x , λ est la longueur d'onde. Les deux grandeurs adimensionnelles sont la distance relative et le nombre de Froude

$$x^* = \frac{x}{h} \text{ et } Fr = \frac{u_0}{\sqrt{gh}},$$

où u_0 est la vitesse de l'impulsion initiale et h la hauteur d'eau. Selon l'analyse dimensionnelle, le problème à résoudre se réduit à déterminer la fonction f donnant l'amplitude sous forme adimensionnelle en fonction de la distance parcourue et du nombre de Froude. Cette fonction f peut être déterminée numériquement ou bien à l'aide d'expériences à échelle réduite.

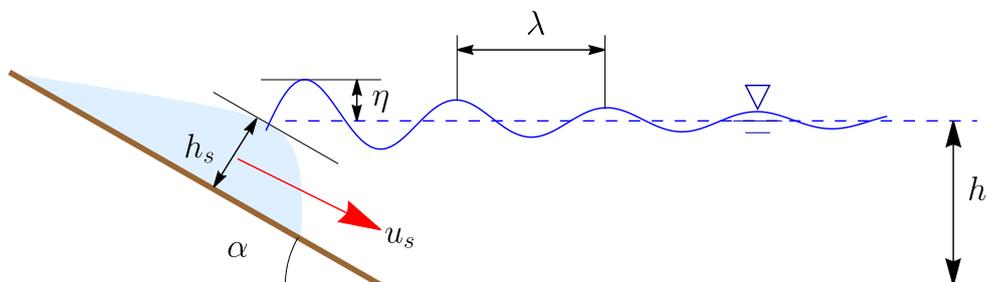


Figure 3 – Vague générée par un écoulement gravitaire dans une retenue d'eau.

Les vagues d'impulsion posent une difficulté supplémentaire puisque les conditions d'impact de l'écoulement gravitaire dans la retenue d'eau jouent un rôle essentiel. Il faut alors

considérer un nombre supplémentaire de paramètres relatifs à l'écoulement gravitaire entrant dans la retenue : largeur de l'écoulement ℓ_s , volume V_s , épaisseur h_s , masse volumique ρ_s , vitesse u_s à l'entrée dans la retenue, et angle de pente α (voir figure 3). Comme on ne s'intéresse pas uniquement à la propagation, mais également au comportement de la vague lorsqu'elle rencontre le barrage ou le versant opposé, il faut également caractériser la hauteur de remon-tée (run-up), le volume qui peut passer par-dessus un barrage ou une digue, et le débit associé à la surverse. La prise en compte de ces paramètres conduit à réviser l'équation (7) de la façon suivante (Kamphuis & Bowering, 1970):

$$\eta = Af \left(x^*, t^*, \text{Fr}, \frac{h_s}{h}, \frac{V_s^2}{\ell_s h}, \frac{\rho_s}{\rho}, \alpha \right), \quad (8)$$

avec A l'échelle d'amplitude, $t^* = t\sqrt{g/h}$ le temps adimensionnel et où le nombre de Froude est défini à partir de la vitesse u_s de l'écoulement gravitaire à l'impact avec la retenue d'eau :

$$\text{Fr} = \frac{u_s}{\sqrt{gh}}$$

À noter que la cohésion du matériau mobilisé par l'écoulement gravitaire n'apparaît pas dans la forme adimensionnelle (8) quoiqu'elle ait une influence importante: un matériau rigide (comme une brique) provoque des vagues de plus grande ampleur qu'un matériau pulvéru-lent (comme un écoulement granulaire) (Heller, 2008). On peut simplifier un peu l'étude en ne regardant pas l'évolution de l'amplitude au cours du temps, mais uniquement sa valeur maxi-male. Les expériences montrent que l'amplitude maximale est atteinte pour $x/h \sim 4$, et elle est supposée être principalement une fonction de l'énergie adimensionnelle E^* (Slingerland & Voight, 1982)

$$\frac{\eta}{h} = \phi(E^*) \text{ avec } E^* = \frac{\rho_s}{\rho} \frac{V_s}{\ell_s h^2} \frac{u_s^2}{gh}, \quad (9)$$

avec ϕ une fonction à déterminer expérimentalement.

4.2 La contribution du VAW

À partir d'essais en laboratoire VAW de l'ETHZ, Huber & Hager (1997) ont proposé que l'amplitude maximale de la vague était

$$\frac{\eta}{h} = 0,88 \sin \alpha \left(\frac{\rho_s}{\rho} \right)^{1/4} \left(\frac{V_s}{\ell_s h} \right)^{1/2} \left(\frac{h}{x} \right)^{1/4}, \quad (10)$$

tandis que Zweifel *et al.* (2006) calaient sur leurs données une expression de la forme

$$\frac{\eta}{h} = \frac{1}{3} \text{Fr} \left(\frac{h_s}{h} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_s V_s}{\rho \ell_s h^2} \right)^{1/4}, \quad (11)$$

ce qui est assez proche de ce que donnerait un petit modèle où l'on suppose que le flux de quantité de mouvement de l'écoulement $\rho_s \ell_s h_s u_s^2$ serait identique au flux de quantité de mou-vement de la vague d'impulsion $\rho \ell_s \eta c^2$, avec c la célérité de la vague :

$$\frac{\eta}{h} \propto \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho} \frac{h_s}{h} \frac{u_s^2}{gh}},$$

une formulation qui reste voisine de l'équation (9) proposée par [Slingerland & Voight \(1982\)](#), mais qui diffère sur un point avec la corrélation empirique (11) : la dépendance de la densité ρ_s/ρ serait moins forte dans les expériences que ce que prédit la théorie.

Sur la base de cet accord entre approximation théorique du flux de quantité de mouvement et corrélation empirique des données de laboratoire, Heller a considéré qu'il y avait un unique nombre adimensionnel comme variable explicative ([Heller et al., 2008](#); [Heller, 2008](#); [Heller & Hager, 2010, 2014](#)). Il appela ce nombre le nombre d'impulsion P

$$P = \text{Fr} \left(\frac{h_s}{h} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_s V_s}{\rho \ell_s h^2} \right)^{1/4} \cos^{1/2} \left(\frac{6}{7} \alpha \right), \quad (12)$$

où le coefficient 6/7 dans la fonction cos ne sert qu'à assurer une valeur d'amplitude non nulle en cas d'impact à la verticale.

À partir d'une nouvelle série d'essais, Heller proposait des relations non linéaires entre caractéristiques des vagues et nombre d'impulsion. Par exemple, l'amplitude maximale peut être estimée de la façon suivante

$$\frac{\eta}{h} = \frac{4}{9} P^{4/5}, \quad (13)$$

avec une précision de l'ordre de $\pm 30\%$ (le coefficient de détermination vaut $R^2 = 0,814$).

Le travail du VAW dans le domaine des vagues d'impulsion a été synthétisé dans deux rapports ([Heller et al., 2008](#); [Evers et al., 2019](#)). Un accent particulier a été mis sur le transfert des connaissances vers l'ingénierie, notamment par la mise à disposition de feuilles de calcul qui permettent de faire des estimations pour un projet donné et de situer le contexte de ce projet par rapport aux essais faits en laboratoire en similitude des vagues d'impulsion dans les lacs d'accumulation.

4.3 Le problème des avalanches

La question se pose de savoir si les formules du VAW sont toujours valables lorsqu'on travaille avec de la neige, c.-à-d. un matériau faiblement cohésif de faible masse volumique (l'hypothèse $\rho_s \sim 300 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ est souvent posée pour les avalanches coulantes). Des corrélations empiriques comme celle de Zweifel (11) ne font montre qu'une faible dépendance de l'amplitude maximale vis-à-vis de la densité du matériau ($\eta \propto d^{1/4}$ avec $d = \rho_s/\rho$). Peu d'essais du VAW ont toutefois exploré le domaine des faibles densités, particulièrement celui des faibles densités $d < 0,5$.

Si les avalanches en aérosol peuvent atteindre de grande vitesse (souvent dans la fourchette $50\text{--}100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$), la densité du nuage est très faible ($d < 10^{-2}$). Leur effet sur une masse d'eau est sans doute équivalent à un gros coup de vent. On a un exemple documenté : l'avalanche de Stjernøya (Altafjord, Norvège) en avril 2014, déclenchée préventivement par le personnel d'une mine en contrebas, a été un gros aérosol – plus de $100\,000 \text{ m}^3$ de neige mobilisés, vitesse de l'ordre de $30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, hauteur d'écoulement jusqu'à 130 m ([Frauenfelder et al., 2014](#)). La vidéo tournée par le personnel de la mine montre l'absence de vague lorsque l'aérosol atteignit la mer.

Les avalanches coulantes ont des vitesses plus faibles, le plus souvent comprises entre $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (parfois $50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$), tandis que la densité est dans une fourchette large $0,15\text{--}0,50$. Pour les grands lacs d'accumulation, le nombre de Froude varie entre $0,5$ et 3 selon la



Figure 4 – Capture vidéo de l’avalanche en aérosol de Stjernøya le 14 avril 2014. Source: [Øystein Pedersen](#).

profondeur du lac. La plupart des essais du VAW ont été réalisés avec un piston pour impartir une grande quantité de mouvement initiale à l’écoulement gravitaire. Le nombre de Froude Fr était donc généralement supérieur à 2. Selon [Fritz et al. \(2003\)](#), la forme initiale de la vague d’impulsion dépend fortement de la valeur du nombre de Froude. Quand $Fr > 2$, l’impact forme un cratère à la surface de l’eau ; c’est lorsque la masse soulevée par l’impact retombe, que la vague d’impulsion se forme. Inversement à petit nombre de Froude, une partie de la masse d’eau est poussée lors de l’entrée de l’écoulement gravitaire dans le lac, et ce déplacement forme une vague d’impulsion.

La question de savoir si les essais du VAW peuvent servir à estimer les vagues d’impulsion créées par des avalanches reste ouverte. Pour attaquer ce problème, [Zitti et al. \(2016\)](#) ont étudié une configuration expérimentale qui s’approche le plus du problème des vagues d’impulsion générées par des avalanches. Le nombre de Froude était dans l’intervalle 1,1–2,1, et la masse volumique ρ_s des matériaux était de $955 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. [Zitti et al. \(2016\)](#) ont aussi développé un petit modèle qui examinait le transfert de quantité de mouvement entre la masse entrante (avalanche) et la masse sortant (vague) d’un volume de contrôle. La résolution numérique montre que l’amplitude varie comme

$$\frac{\eta}{h} \approx 0,068Q \text{ avec } Q = \frac{\rho_s}{\rho} \frac{V_s}{\ell_s h^2} Fr. \quad (14)$$

La figure 5 montre les essais réalisés à l’EPFL (LHE) et à l’ETHZ (VAW) sur des matériaux légers ($\rho_s \sim 950 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$). La principale différence entre ces essais était qu’au VAW, le nombre de Froude Fr dépassait souvent 2 (64 essais sur 71 dans la thèse de Heller); pour 6 essais, le nombre de Froude était compris entre 1 et 2, et pour un essai, il était inférieur à 1. Au LHE, le nombre de Froude était autour de $1,6 \pm 0,5$. On observe sur la figure 5 que pour l’essai de Heller avec $Fr = 0,95$, la donnée a des caractéristiques voisines de celles observées pour

les vagues d'impulsion au LHE, alors que pour les autres essais réalisés avec des nombres de Froude plus grands, les données du VAW se démarquent de celles du LHE. Pour ces essais à petits nombres de Froude, l'amplitude de la vague était environ 3 fois inférieure à la valeur prédite par la formule de Heller (13).

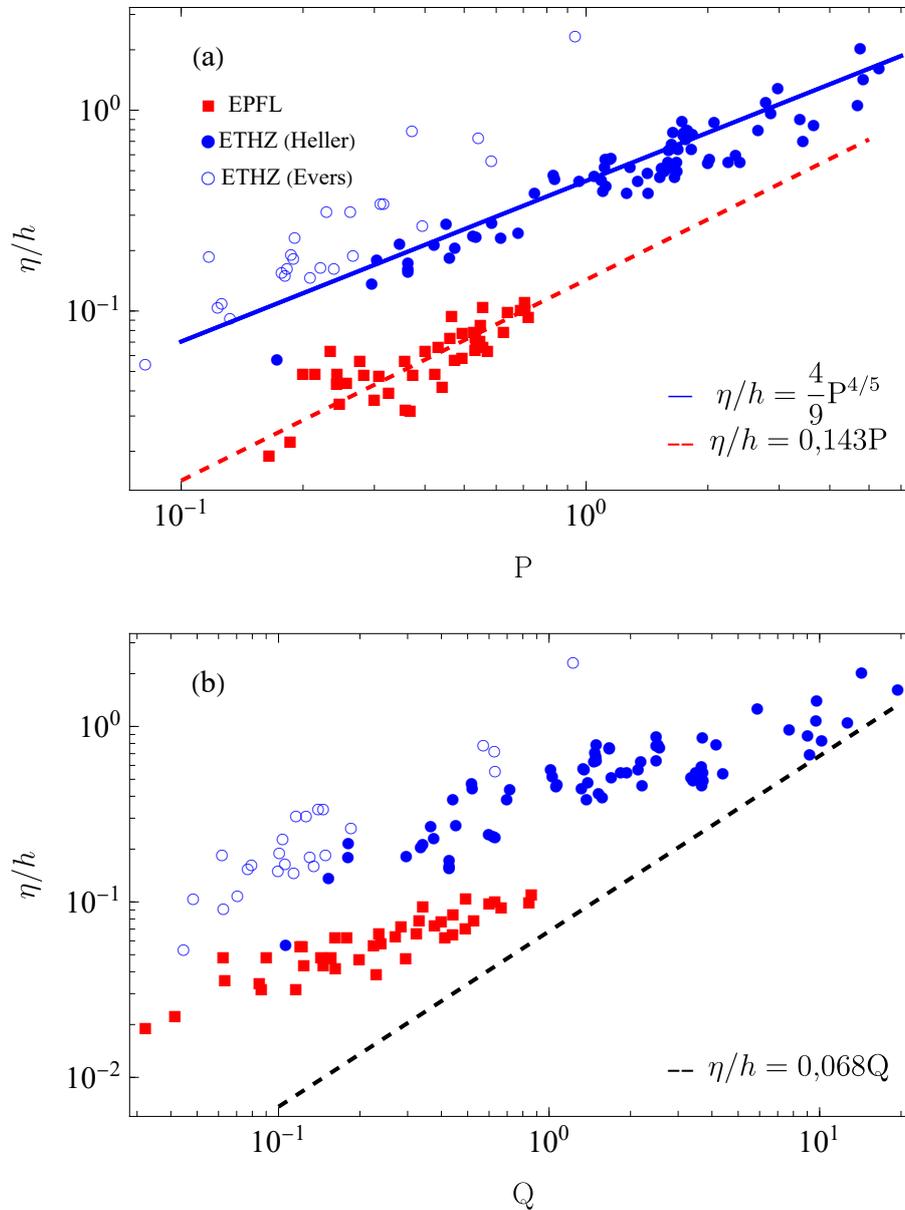


Figure 5 – Synthèse des essais avec des matériaux de faible masse volumique conduits à l'ETHZ et à l'EPFL. (a) Variation de l'amplitude avec le nombre d'impulsion P . (b) Variation de l'amplitude avec le nombre adimensionnel Q . Source des données: ETHZ (Heller, 2007; Bross & Evers, 2023); EPFL (Zitti *et al.*, 2016). Je remercie Valentin Heller et Frederic Evers pour le partage de leurs données.

Si l'équation de Heller (13) tend à surestimer l'amplitude des vagues, le modèle simplifié de Zitti *et al.* (2016) tend à la sous-estimer. Un calage d'une formule à la Heller donne

$$\frac{\eta}{h} = 0,143P, \quad (15)$$

avec un coefficient de détermination $R^2 = 0,685$.

4.4 Autres données

Si le VAW a été le principal acteur dans la recherche sur les vagues d'impulsion depuis le début des années 1980, il existe une multitude de groupes de recherche qui ont aussi produit des données sur le sujet, et il serait difficile d'en dresser un tableau exhaustif dans cette note – je renvoie le lecteur au récent article de revue de [Heller & Ruffini \(2023\)](#). Quelques-uns de ces groupes ont développé des équations empiriques reliant les caractéristiques des vagues d'impulsion aux paramètres du problème. Les écarts entre formules sont souvent considérables et peu faciles à interpréter. En prenant l'exemple du récent glissement de terrain dans le lac Chehalis (Colombie britannique, Canada), [Heller & Ruffini \(2023\)](#) obtiennent des écarts allant jusqu'à un facteur 10 entre les formules qu'ils ont testées.

Parmi les études récentes, il faut mentionner celles sur les écoulements pyroclastiques (écoulements turbulents dus à l'éjection de gaz et particules à partir d'un cratère volcanique), qui se rapprochent des avalanches dites inertielles (écoulements rapides avec des vitesses supérieures à $30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) dont les avalanches en aérosol font partie. À partir d'essais en laboratoire sur des écoulements granulaires fluidisés, [Bougouin *et al.* \(2020\)](#) notaient que l'équation de Heller (13) sous-estimait l'amplitude des vagues d'impulsion. Ils suggéraient d'employer

$$\frac{\eta}{h} = K\zeta^{2/7}, \quad (16)$$

avec K un paramètre qui dépend de la taille des particules et qui varie de $K = 0,2$ pour des particulières grossières à $K = 1,2$ pour de l'eau

$$\zeta = \text{Fr} \frac{h_s}{h} \frac{\rho_s V_s}{\rho h^2} \sin \alpha$$

Cette formulation n'est pas sans rappeler l'équation (9) ou l'équation (14), deux équations qui attribuent un plus grand rôle à la densité $d = \rho_s/\rho$ que ne le fait le nombre d'impulsion P . Selon [Bougouin *et al.* \(2020\)](#), la taille des grains contrôle la perméabilité et la dissipation d'énergie : plus le matériau est fin, moins il est perméable, plus le choc est violent, et plus grande est l'amplitude de la vague. Un point intéressant que leurs données sont assez proches de celles obtenues par [Bullard *et al.* \(2019\)](#), qui ont utilisé de l'eau comme matériau de l'écoulement gravitaire.

4.5 Les autres approches

À ma connaissance, la première tentative pour s’attaquer au calcul numérique des vagues d’impulsion créées par des avalanches remonte à Jean-Paul Vila dans son étude des avalanches issues du couloir du Boulangeard et menaçant la retenue du Verney (Allemond, Isère, France) en aval du barrage de Grand Maison (Vila, 1987). À cet effet, il a utilisé les équations de Saint-Venant et calculé la vague générée par l’application d’une condition aux limites soudaine, censée représenter l’entrée de l’avalanche dans la retenue du Verney.

Depuis l’étude de Vila, un grand nombre d’études proposant des simulations numériques de vagues d’impulsion ont été publiées :

- résolution des équations de Saint-Venant à une couche (Serrano-Pacheco *et al.*, 2009) ou à deux couches (une pour l’eau, l’autre pour l’écoulement gravitaire) (Fernández-Nieto *et al.*, 2008; Kelfoun *et al.*, 2010; George *et al.*, 2017; Kafle *et al.*, 2019; Popinet, 2020; Poulain *et al.*, 2023);
- résolution des équations de Navier-Stokes à l’aide de méthodes particulières (Ward & Day, 2008; Capone *et al.*, 2010; Vacondio *et al.*, 2013; Xiao *et al.*, 2015; Mulligan *et al.*, 2020; Franci *et al.*, 2020; Xu *et al.*, 2022);
- résolution des équations de Navier-Stokes (Gabl *et al.*, 2015), ou des équations de Navier-Stokes multiphasiques (James *et al.*, 2014; Rauter *et al.*, 2021; Battershill *et al.*, 2021), ou généralisées avec des rhéologies non linéaires (Viroulet *et al.*, 2016; Rauter *et al.*, 2022);

La liste n’est pas exhaustive ; je renvoie le lecteur à des articles de revue récents sur le sujet (Yavari-Ramshe & Ataie-Ashtiani, 2016; Heller & Ruffini, 2023).

En dépit d’une complexité croissante tant du point de vue des équations résolues que des algorithmes de résolution numérique, les codes de calcul n’apportent pas un éclairage décisif sur le problème du transfert de quantité de mouvement entre l’écoulement gravitaires et la vague d’impulsion. En effet, ces codes reposent sur un certain nombre d’approximations quant au comportement rhéologique et à ce qui se passe lorsque deux matériaux se rencontrent. Si on prend l’exemple simple d’un écoulement granulaire composé de particules sphériques solides, il est possible en théorie de calculer l’entrée et le mouvement subséquent d’une particule dans l’eau ; cette particule subit de nombreuses forces (traînée, poussée, Basset, etc.) et entraîne une profonde modification de l’interface eau/atmosphère, et ce fait le problème à une particule n’est pas trivial (Truscott *et al.*, 2014). Ce problème se corse notablement quand on considère non pas une particule, mais plusieurs particules. Celles-ci vont interagir entre elles (p. ex. effet de sillage, collision). Formellement ce problème pourrait être résolu en couplant des méthodes numériques (p. ex. couplage de solveur RANS pour le fluide et DEM pour les particules), mais on est encore loin de pouvoir considérer des écoulements complexes (grand volume de particules, forme non sphérique, matériau non rigide, etc.).

Plus récemment sont apparues les techniques d’apprentissage par machine (*machine learning*) (Meng *et al.*, 2020, 2023). Il faut voir ces techniques comme de superbes outils de corrélation statistique, et comme toute corrélation, elles sont d’autant plus précises que l’on dispose d’un grand nombre de données couvrant la plus large possible gamme de valeurs. L’outil est donc merveilleux, presque miraculeux, mais ne change pas la nature du problème (il faut disposer d’un grand nombre de données) pas plus qu’il n’offre de perspective pour comprendre la dynamique des vagues d’impulsion (pour l’heure).

5 Que faire ?

La note a montré qu’il existe une riche littérature sur les vagues d’impulsion et les moyens de les calculer. Comme le détaillent [Heller & Ruffini \(2023\)](#) dans leur article de revue, les résultats ne sont pas toujours cohérents entre eux, et il existe une variabilité considérable (typiquement un ordre de grandeur) dans les résultats fournis par les méthodes empiriques d’estimation de l’amplitude des vagues d’impulsion. Accroître le nombre d’essais en laboratoire ne peut constituer la panacée dans la mesure où le problème nécessite un certain nombre de paramètres, qu’il faudrait donc un nombre très grand d’essais pour couvrir les plages de variation de ces paramètres ; [Heller & Ruffini \(2023\)](#) estiment que les essais menés au cours des quatre dernières décennies représentent seulement 3 % du travail qu’il faudrait réaliser juste pour étudier la dynamique des vagues d’impulsion dans des géométries simples (hauteur constante du lac).

Les avalanches ajoutent des paramètres supplémentaires (compaction et fragmentation des particules de neige, fonte de la neige, modification des propriétés rhéologiques sous l’effet de l’humidification, possible couche de glace à la surface du lac d’accumulation), qui sont difficiles à prendre en compte dans des expériences de laboratoire. Les codes numériques actuels ne permettent pas de pallier les insuffisances expérimentales.

Dans l’ordre actuel des choses, les bureaux d’ingénieurs disposent des outils suivants pour estimer les vagues d’impulsion créées par des avalanches :

- utilisation de la méthode du VAW en première approche, et comparaison avec l’équation (14) censée fournir la borne inférieure de l’amplitude des vagues dans le cas d’avalanche à petit nombre de Froude ($Fr < 2$) ;
- utilisation de codes de calcul fondés sur les équations de Saint-Venant (p. ex. Basement, Iber, GeoClaw) en imposant une condition aux limites au domaine de calcul pour simuler l’entrée de l’avalanche, à l’instar de ce que [Vila \(1987\)](#) avait utilisé pour la retenue du Verney. Cette condition aux limites peut être calculée à partir d’un code avalanche (p. ex. RAMMS) ou à dire d’expert ;
- utilisation d’un code de calcul basé sur les équations de type Saint-Venant ou bien Boussinesq (équations moyennées de Serre–Green–Naghdi ([Castro-Orgaz & Hager, 2017](#))). Les codes de calcul de type Basement et Iber (ainsi que les codes commerciaux usuels) résolvent les équations de Saint-Venant. Il faut employer des codes spécifiques pour résoudre les termes dispersifs de type Boussinesq ([Berger & LeVeque, 2023](#)).

Il paraît souhaitable d’accompagner les bureaux dans le transfert des connaissances. Cela peut passer par :

- des séances spécifiques de formation aux outils de calcul ;
- un cours post-grade dédié aux vagues d’impulsion.

De telles formations peuvent être axées non seulement sur calcul numérique des vagues et de leurs effets sur un barrage (remontée de vague, impact), mais sur les incertitudes conséquentes dans les calculs qu’il faut apprendre à gérer. Ces incertitudes comprennent à la fois celles dues aux limites des modélisations d’avalanche et celles dans le calcul des vagues.

Références

- AMMANN, W. J., ed. 2000 *Der Lawinenwinter 1999*. Davos: Eidgenössisches Institut für Schnee- und Lawinenforschung.
- ANCEY, C. 1994 Modélisation des avalanches denses, approches théorique et numérique. *La Houille Blanche* **5-6**, 25–39.
- ANCEY, C. 2004 Powder-snow avalanches: approximation as non-Boussinesq clouds with a Richardson-number-dependent entrainment function. *Journal of Geophysical Research* **109**, F01005.
- ANCEY, C. & MEUNIER, M. 2004 Estimating bulk rheological properties of flowing snow avalanches from field data. *Journal of Geophysical Research* **109**, F01004.
- BARBOLINI, M., GRUBER, U., KEYLOCK, C. J., NAAIM, M. & SAVI, F. 2000 Application of statistical and hydraulic-continuum dense-snow avalanche models to five European sites. *Cold Regions Science and Technology* **31**, 133–149.
- BARTELT, P., BUSER, O., VERA VALERO, C. & BÜHLER, Y. 2016 Configurational energy and the formation of mixed flowing/powder snow and ice avalanches. *Annals of Glaciology* **57** (71), 179–188.
- BATTERSHILL, L., WHITTAKER, C. N., LANE, E. M., POPINET, S., WHITE, J. D. L., POWER, W. L. & NOMIKOU, P. 2021 Numerical simulations of a fluidized granular flow entry into water: insights into modeling tsunami generation by pyroclastic density currents. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **126** (11), e2021JB022855.
- BERGER, M. J. & LEVEQUE, R. J. 2023 Implicit Adaptive Mesh Refinement for Dispersive Tsunami Propagation. *arXiv preprint arXiv:2307.05816*.
- BOUGOUIN, A., PARIS, R. & ROCHE, O. 2020 Impact of fluidized granular flows into water: Implications for tsunamis generated by pyroclastic flows. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **125** (5), e2019JB018954.
- BROSS, F. & EVERS, F. M. 2023 Impulswellen bei flachen Eintauchwinkeln. *Tech. Rep.*. Bundesamt für Energie BFE.
- BRUGNOT, G. & POCHAT, R. 1981 Numerical simulation study of avalanches. *Journal of Glaciology* **27**, 77–88.
- BULLARD, G. K., MULLIGAN, R. P., CARREIRA, A. & TAKE, W. A. 2019 Experimental analysis of tsunamis generated by the impact of landslides with high mobility. *Coastal Engineering* **152**, 103538.
- BURKARD, A. & SALM, B. 1992 Die Bestimmung der mittleren Anrissmächtigkeit d° zur Berechnung von Fliesslawinen. *Tech. Rep.* 668. Eidgenössisches Institut für Schnee- und Lawinenforschung.
- BUSER, OTHMAR & BARTELT, PERRY 2015 An energy-based method to calculate streamwise density variations in snow avalanches. *Journal of Glaciology* **61** (227), 563–575.
- BUSER, O. & FRUTIGER, H. 1980 Observed maximum run-out distance of snow avalanches and determination of the friction coefficients μ and ξ . *Journal of Glaciology* **26**, 121–130.
- CAPONE, T., PANIZZO, A. & MONAGHAN, J. J. 2010 SPH modelling of water waves generated by submarine landslides. *Journal of Hydraulic Research* **48** (sup1), 80–84.
- CASTRO-ORGAZ, O. & HAGER, W. H. 2017 *Non-Hydrostatic Free Surface Flows*. Berlin: Springer.
- CHISOLM, R. E. & MCKINNEY, D. C. 2018 Dynamics of avalanche-generated impulse waves: three-dimensional hydrodynamic simulations and sensitivity analysis. *Natural Hazards and Earth System Sciences* **18** (5), 1373–1393.

- CHRISTEN, M., BARTELT, P. & GRUBER, U. 2002 *AVAL1D: Numerische Berechnung von Fliess- und StaUBLawinen*. Davos: Eidgenössisches Institut für Schnee- und Lawinenforschung.
- CHRISTEN, M., KOWALSKI, J. & BARTELT, P. 2010 RAMMS: Numerical simulation of dense snow avalanches in three-dimensional terrain. *Cold Regions Science and Technology* **63**, 1–14.
- EGLIT, M. 1998 Mathematical modeling of dense avalanches. In *25 Years of Snow Avalanche Research* (ed. Erik Hestnes), , vol. 203, pp. 15–18. Voss: Norwegian Geotechnical Institute.
- EVERS, F. M., HELLER, V, FUCHS, H, HAGER, W. H. & BOES, R. M. 2019 Landslide-generated Impulse Waves in Reservoirs — Basics and Computation. *Tech. Rep.* VAW-Mitteilungen 254, Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie (ETHZ/VAW).
- EVETTE, A., PEYRAS, L., FRANÇOIS, H. & MÉRIAUX, P. 2011 Environmental risks and impacts of mountain reservoirs for artificial snow production in a context of climate change. *Journal of Alpine Research* **99**, doi: 10. 4000/rga. 1481.
- FERNÁNDEZ-NIETO, E. D., BOUCHUT, F., BRESCH, D., CASTRO DÍAZ, M. J. & MANGENEY, A. 2008 A new Savage-Hutter type model for submarine avalanches and generated tsunamis. *Journal of Computational Physics* **227**, 7720–7754.
- FRANCI, A., CREMONESI, M., PEREGO, U., CROSTA, G. B. & OÑATE, E. 2020 3D simulation of Vajont disaster. Part 1: Numerical formulation and validation. *Engineering Geology* **279**, 105854.
- FRAUENFELDER, R., JÓNSSON, A., LIED, K., SCHWERDTFEGER, D., BERGUM, G., BÜHLER, Y. & STOFFEL, L. 2014 Analysis of an artificially triggered avalanche at the Nepheline Syenite Mine on Stjernøya, Alta, Northern Norway. In *International Snow Science Workshop 2014*, pp. 689–696. Banff: Montana State University.
- FRITZ, H. M., HAGER, W. H. & MINOR, H. E. 2003 Landslide generated impulse waves. 2. Hydrodynamic impact crater. *Experiments in Fluids* **35**, 520–532.
- GABL, R., SEIBL, J., GEMS, B. & AUFLEGER, M. 2015 3-D numerical approach to simulate the overtopping volume caused by an impulse wave comparable to avalanche impact in a reservoir. *Natural Hazards and Earth System Sciences* **15**, 2617–2630.
- GEORGE, D. L., IVERSON, R. M. & CANNON, C. M. 2017 New methodology for computing tsunami generation by subaerial landslides: application to the 2015 Tyndall Glacier Landslide, Alaska. *Geophysical Research Letters* **44**.
- GUILLET, L., BLATNY, L., TROTTET, B. & GAUME, J. 2023 A Depth-Averaged Material Point Method for Shallow Landslides: Applications to Snow Slab Avalanche Release. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* **128**, e2023JF007092.
- HELLER, V. 2007 Landslide generated impulse waves: prediction of near-field characteristics. PhD Thesis, ETHZ.
- HELLER, V. 2008 Landslide generated impulse waves: prediction of near field characteristics. *Tech. Rep.* Mitteilungen 204. Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie, ETH Zürich.
- HELLER, V. & HAGER, W. H. 2010 Impulse product parameter in landslide generated impulse waves. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* **136**, 145–155.
- HELLER, V. & HAGER, W. H. 2014 A universal parameter to predict subaerial landslide tsunamis? *Journal of Marine Science and Engineering* **2**, 400–412.
- HELLER, V., HAGER, W. H. & MINOR, H. E. 2008 Rutscherzeugte Impulswellen in Stauseen – Grundlagen und Berechnung. *Tech. Rep.* VAW 4257. Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie VAW, ETH Zürich – Bundesamt für Energie.
- HELLER, V. & RUFFINI, G. 2023 A critical review about generic subaerial landslide-tsunami experiments and options for a needed step change. *Earth-Science Reviews* **242**, 104459.

- HOPFINGER, E. J. & TOCHON-DANGUY, J. C. 1977 A model study of powder-snow avalanches. *Journal of Glaciology* **81**, 343–356.
- HUBER, A. 1980 Schwallwellen in Seen aus Folge von Felsstürzen. *Tech. Rep.*. ETHZ/VAW. Mitteilung 47.
- HUBER, A. & HAGER, W. H. 1997 Forecasting impulse waves in reservoirs. In *19ème Congrès des Grands Barrages*, pp. C. 31: 993–1005. Florence: ICOLD, Paris.
- HUTTER, K. 1996 Avalanche dynamics. In *Hydrology of Disasters* (ed. V. P. Singh), pp. 317–392. Dordrecht: Kluwer Academic Publications.
- ISSLER, D. 1998 Modelling of snow entrainment and deposition in powder-snow avalanches. *Annals of Glaciology* **26**, 253–258.
- IVANOVA, K. A., CAVIEZEL, A., BÜHLER, Y. & BARTELT, P. 2022 Numerical modelling of turbulent geophysical flows using a hyperbolic shear shallow water model: Application to powder snow avalanches. *Computers & Fluids* **233**, 105211.
- JAMES, N., BOYAVAL, S., CABOUSSAT, A. & PICASSO, M. 2014 Numerical simulation of 3D free surface flows, with multiple incompressible immiscible phases. Applications to impulse waves. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **76**, 1004–1024.
- JORDAAN, J. M. 1972 Impulsive waves: model and prototype correlations. *Advances in Hydroscience* **8**, 261–304.
- KAFLE, J., KATTEL, P., MERGILI, M., FISCHER, J.-T. & PUDASAINI, S. P. 2019 Dynamic response of submarine obstacles to two-phase landslide and tsunami impact on reservoirs. *Acta Mechanica* **230** (9), 3143–3169.
- KAMPHUIS, J. W. & BOWERING, R. J. 1970 Impulse waves generated by landslides. In *12th Conference on Coastal Engineering* (ed. J. W. Johnson), , vol. 1, pp. 575–586. Washington: ASCE, New York.
- KELFOUN, K., GIACHETTI, T. & LABAZUY, P. 2010 Landslide-generated tsunamis at Réunion Island. *Journal of Geophysical Research* **115**, F04012.
- KULIKOVSKIY, A. G. & SVEHNIKOVA, E. I. 1977 Model dlja rascheta dvizhija pilevoi snezhnoi lavini (a model for computing powdered snow avalanche motion) [in Russian]. *Materiali Glatsiologicheskikh Issledovanii [Data of Glaciological Studies]* **31**, 74–80.
- LE MÉHAUTÉ, B. 1971 Theory of explosion-generated water waves. *Advances in Hydroscience* **7**, 1–79.
- LI, X., SOVILLA, B., JIANG, C. & GAUME, J. 2021 Three-dimensional and real-scale modeling of flow regimes in dense snow avalanches. *Landslides* **18** (10), 3393–3406.
- MEARS, A. I. 1992 Snow-avalanche hazard analysis for land-use planning and Engineering. *Tech. Rep.* Bulletin 49. Colorado Geological Survey.
- MENG, ZHENZHU, HU, YATING & ANCEY, CHRISTOPHE 2020 Using a data driven approach to predict waves generated by gravity driven mass flows. *Water* **12**, 600.
- MENG, Z., ZHANG, J., HU, Y. & ANCEY, C. 2023 Temporal Prediction of Landslide-Generated Waves Using a Theoretical-Statistical Combined Method. *Journal of Marine Science and Engineering* **11**, 1151.
- MÉRIAUX, P., PEYRAS, L. & GIRARD, H. 2005 Sécurité et durabilité des barrages d'altitude pour la production de neige de culture : état des lieux du parc existant et élaboration d'outils visant à améliorer la conception, la réalisation et l'entretien des ouvrages. *Tech. Rep.*. Cemagref.
- MOUGIN, P. 1922 *Les avalanches en Savoie*, , vol. IV. Paris: Ministère de l'Agriculture, Direction Générale des Eaux et Forêts, Service des Grandes Forces Hydrauliques.
- MÜLLER, D. 1995 Auflaufen und Überschwappen von Impulswellen an Talsperren. PhD thesis, ETHZ.

- MÜLLER, R. W. 2002 Appréciation du danger particulier à l'aide de calculs simplifiés de l'onde de submersion. In *Atelier sur les petits barrages*. Bienne: BWG.
- MULLIGAN, R. P., FRANCI, A., CELIGUETA, M. A. & TAKE, W. A. 2020 Simulations of landslide wave generation and propagation using the particle finite element method. *Journal of Geophysical Research: Oceans* **125** (6), e2019JC015873.
- NODA, E. 1970 Water waves generated by landslides. *Journal of the Waterway and Harbors Division: Proceedings of the American Society of Civil Engineers* **96**, 835–855.
- PERLA, R. I., CHENG, T. T. & McCLUNG, D. M. 1980 A two-parameter model of snow-avalanche motion. *Journal of Glaciology* **26**, 197–202.
- PEYRAS, L., MÉRIAUX, P., DEGOUTTE, G., DEROO, L., EVETTE, A., GIRARD, H. & LAIGLE, D. 2010 Retenues d'altitude pour la production de neige de culture: recommandations pour la conception, la réalisation, la surveillance et la réhabilitation. *Sciences Eaux & Territoires* **2**, 92–100.
- POPINET, S. 2020 A vertically-Lagrangian, non-hydrostatic, multilayer model for multiscale free-surface flows. *Journal of Computational Physics* **418**, 109609.
- POULAIN, P., LE FRIANT, A., MANGENEY, A., VIROULET, S., FERNÁNDEZ-NIETO, E., CASTRO DIAZ, M., PERUZZETTO, M., GRANDJEAN, G., BOUCHUT, F. & PEDREROS, R. 2023 Performance and limits of a shallow-water model for landslide-generated tsunamis: from laboratory experiments to simulations of flank collapses at Montagne Pelée (Martinique). *Geophysical Journal International* **233** (2), 796–825.
- RAUTER, M., HOBE, L., MULLIGAN, R. P., TAKE, W. A. & LØVHOLT, F. 2021 Numerical simulation of impulse wave generation by idealized landslides with OpenFOAM. *Coastal Engineering* **165**, 103815.
- RAUTER, M., VIROULET, S., GYLFADÓTTIR, S. S., FELLIN, W. & LØVHOLT, F. 2022 Granular porous landslide tsunami modelling—the 2014 Lake Askja flank collapse. *Nature communications* **13** (1), 678.
- SALM, B. 2004 A short and personal history of snow avalanche dynamics. *Cold Regions Science and Technology* **39**, 83–92.
- SALM, B., BURKARD, A. & GUBLER, H. 1990 Berechnung von Fließlawinen, eine Anleitung für Praktiker mit Beispielen. *Tech. Rep.* No 47. Eidgenössisches Institut für Schnee- und Lawinenforschung (Davos).
- SAMPL, P. & GRANIG, M. 2009 Avalanche simulation with SAMOS-AT. In *Proceedings of the International Snow Science Workshop, 27 September–2 October 2009*, pp. 519–523. Davos, Switzerland.
- SERRANO-PACHECO, A., MURILLO, J. & GARCÍA-NAVARRO, P. 2009 A finite volume method for the simulation of the waves generated by landslides. *Journal of Hydrology* **373**, 273–289.
- SLF 2022 RAMMS::avalanche User Manual. *Tech. Rep.*. WSL-Institut für Schnee- und Lawinenforschung.
- SLINGERLAND, R. & VOIGHT, B. 1982 Evaluating hazard of landslide-induced water waves. *Journal of the Waterway Port Coastal and Ocean Division* **108**, 504–512.
- SLINGERLAND, R. L. & VOIGHT, B. 1979 Occurrences, properties, and predictive models of landslide-generated water waves. In *Rockslides and Avalanches* (ed. B. Voight), , vol. 2, pp. 317–397.
- SOMOS-VALENZUELA, M. A., CHISOLM, R. E., RIVAS, D. S., PORTOCARRERO, C. & MCKINNEY, D. C. 2016 Modeling a glacial lake outburst flood process chain: the case of Lake Palcacocha and Huaraz, Peru. *Hydrology and Earth System Sciences* **20** (6), 2519–2543.

- SOVILLA, B., MCELWAIN, J. & LOUGE, M. Y. 2015 The structure of powder snow avalanches. *Comptes Rendus Physique* **16**, 97–104.
- TOCHON-DANGUY, J. C. & HOPFINGER, E. J. 1974 Simulation of the dynamics of powder avalanches. In *International symposium on snow mechanics*, , vol. 144, pp. 369–380. Grindelwald: IAHS, Wallingford, Oxfordshire, U. K.
- TONNEL, M., WIRBEL, A., OESTERLE, F. & FISCHER, J.-T. 2023 Avaframe com1DFA (version 1.3): a thickness integrated computational avalanche module—Theory, numerics and testing. *EGUsphere* pp. 1–37.
- TRUSCOTT, T. T., EPPS, B. P. & BELDEN, J. 2014 Water entry of projectiles. *Annual Review of Fluid Mechanics* **46**, 355–378.
- TURNBULL, B. & MCELWAIN, J. 2008 Experiments on the non-Boussinesq flow of self-igniting suspension currents on a steep open slope. *Journal of Geophysical Research* **113**, F01003.
- TURNBULL, B., MCELWAIN, J. & ANCEY, C. 2007 The Kulikovskiy–Sveshnikova–Beghin model of powder snow avalanches: Development and application. *Journal of Geophysical Research* **112**, F01004.
- VACONDIO, R., MIGNOSA, P. & PAGANI, S. 2013 3D SPH numerical simulation of the wave generated by the Vajont rockslide. *Advances in Water Resources* **59**, 146–156.
- VILA, J. P. 1984 Modélisation mathématique et simulation d'écoulements à surface libre . *La Houille Blanche* **6/7**, 485–489.
- VILA, J. P. 1987 La prevision des vagues produites par la chute d'une avalanche dans une retenue. In *Avalanche Formation, Movement and Effects* (ed. H. Gubler & B. Salm), pp. 509–518. Davos: IAHS, Wallingford, Oxfordshire, U. K.
- VIROULET, S., SAURET, A., KIMMOUN, O. & KHARIF, C. 2016 Tsunami Waves Generated by Cliff Collapse: Comparison Between Experiments and Triphasic Simulations. In *Extreme Ocean Waves* (ed. Efim Pelinovsky & Christian Kharif), pp. 173–190. Springer International Publishing.
- VOELLMY, A. 1955 Über die Zerstörungskraft von Lawinen. III. Stau- und Druckwirkungen. *Schweizerische Bauzeitung* **73**, 246–249.
- WARD, S. N. & DAY, S. 2008 Tsunami balls: a granular approach to tsunami runup and inundation. *Communications in Computational Physics* **3** (1), 222–249.
- XIAO, L., WARD, STEVEN N. & WANG, J. 2015 Tsunami squares approach to landslide-generated waves: application to Gongjiafang Landslide, Three Gorges Reservoir, China. *Pure and Applied Geophysics* **172**, 3639–3654.
- XU, W.-J., ZHOU, Q. & DONG, X.-Y. 2022 SPH–DEM coupling method based on GPU and its application to the landslide tsunami. Part II: reproduction of the Vajont landslide tsunami. *Acta Geotechnica* **17** (6), 2121–2137.
- YAVARI-RAMSHE, S. & ATAIE-ASHTIANI, B. 2016 Numerical modeling of subaerial and submarine landslide-generated tsunami waves—Recent advances and future challenges. *Landslides* **13** (6), 1325–1368.
- ZITTI, G., ANCEY, C., POSTACCHINI, M. & BROCCINI, M. 2016 Impulse waves generated by snow avalanches: Momentum and energy transfer to the water body. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* **121**, 2399–2423.
- ZWEIFEL, A., HAGER, W. H. & MINOR, H. E. 2006 Plane impulse waves in reservoirs. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* **132**, 358–368.
- ZWINGER, T., KLUWICK, A. & SAMPL, P. 2003 Numerical simulation of dry-snow avalanche flow over natural terrain. In *Dynamic response of granular and porous materials under large and catastrophic deformation* (ed. K. Hutter & N. Kirchner), pp. 161–194. Berlin: Springer.