

# Modélisation numérique des vagues d'impulsion dues aux avalanches

Axel Giboulot  
Supervisé par Christophe Ancey

November 25, 2025

## Contents

<b>Contents</b>	<b>1</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>2</b>
<b>2 Approche</b>	<b>2</b>
<b>3 Transformation subite de la neige en eau: une avalanche équivalente</b>	<b>3</b>
<b>4 Condition de bord et conflit d'information</b>	<b>3</b>
<b>5 Mise en pratique: Insertion de l'avalanche équivalente</b>	<b>4</b>
<b>6 Étude de cas à Trift</b>	<b>4</b>
<b>7 Limites de la méthode</b>	<b>5</b>
<b>8 Conclusion</b>	<b>6</b>
<b>References</b>	<b>7</b>

## Résumé

Les vagues d'impulsion<sup>1</sup> ont provoqué par le passé des catastrophes dont les victimes se comptent par milliers (Bosa and Petti, 2011; Mergili et al., 2020). Alors que des écoulements lourds sont à l'origine de ces événements (glissement de terrain et chute de sérac), la vidange du Trütschsee (Ammann, 2000) par une avalanche laisse penser que les avalanches en sont tout aussi capables.

La seule méthode disponible à ce jour pour estimer la hauteur d'une vague d'impulsion est une relation empirique, tirée d'une analyse dimensionnelle (Heller, 2008). Cette relation a conduit à des prédictions irréalistes dans la pratique et des expériences en laboratoire ont montré qu'elle sous-estime les effets de la densité (Zitti et al., 2016). Face à ces limites, il est nécessaire de trouver une alternative pour estimer la hauteur de la vague d'impulsion, en particulier pour les avalanches.

La proposition faite ici est de supposer une transformation subite de la neige en eau. Ainsi, il suffit d'imposer l'avalanche dans le modèle de tsunami après correction des flux (de masse et de quantité de mouvement) par la densité de la neige. Cela permet d'employer les modèles numériques d'avalanches et de tsunamis existants, séparément.

Cette méthode a l'avantage d'avoir une base physique (les équations de Saint-Venant) et d'être conservatrice car la dissipation énergétique liée à l'absorption du choc par la compressibilité de la neige est négligée. L'énergie de la vague se limite en conséquence à celle de l'avalanche et les vagues résultantes en sont d'autant plus réalistes.

Le cas du futur barrage de Trift (Manso et al., 2016) est traité ici car l'exposition de sa retenue aux avalanches en fait un parfait cas d'étude.

## 1 Introduction

Une avalanche provoque une *vague d'impulsion* lorsqu'elle percute un corps d'eau comme un lac. Cette vague peut éventuellement endommager le voisinage ou l'aval du lac selon son amplitude. Alors que les événements connus furent provoqués par des écoulements lourds comme des glissements de terrain (Bosa and Petti, 2011) et des chutes de sérac (Mergili et al., 2020), la question qui se pose pour le barrage Trift est de savoir si les avalanches peuvent également causer des vagues de grande ampleur. Cette question est ici généralisée : comment peut-on approcher la vague d'impulsion dans le cas des avalanches ?

## 2 Approche

L'approche analytique du problème se limite aujourd'hui aux tentatives d'adimensionnalisation (Heller, 2008).

Cette option est ici rejetée car l'effet de la faible densité de la neige  $\gamma$  est mal estimé (Zitti et al., 2016). L'absence de limites physiques ainsi que l'ambiguïté de la définition de la profondeur  $h_*$  pour un cas pratique participent également au rejet de cette approche. Dans ce sens, l'approche numérique est avantageuse en sus d'être moins coûteuse qu'un modèle physique.

L'inconvénient est qu'un seul modèle ne saurait suffire puisque la rhéologie de la neige est foncièrement différente de celle de l'eau. Utiliser un modèle dédié à l'avalanche et un autre dédié à la vague permet de simplifier les équations à résoudre et d'employer des modèles numériques existants. Pour relier le modèle de l'avalanche à celui de la vague, le choix fait ici est de supposer une transformation instantanée de la neige en eau à une certaine distance de la retenue.

Encore faut-il que cette transformation subite ne viole pas les équations résolues. En pratique, ce sont majoritairement les équations de Saint-Venant qui sont employées pour les avalanches comme pour les vagues. Elles traitent des conservations de la masse et de la quantité de mouvement. La transformation doit donc conserver ces deux quantités.

---

<sup>1</sup>Une vague d'impulsion est une vague créée suite à la pénétration d'un écoulement (avalanche, glissement de terrain ou autre) dans un corps d'eau (tel qu'un lac, une mer ou un océan).

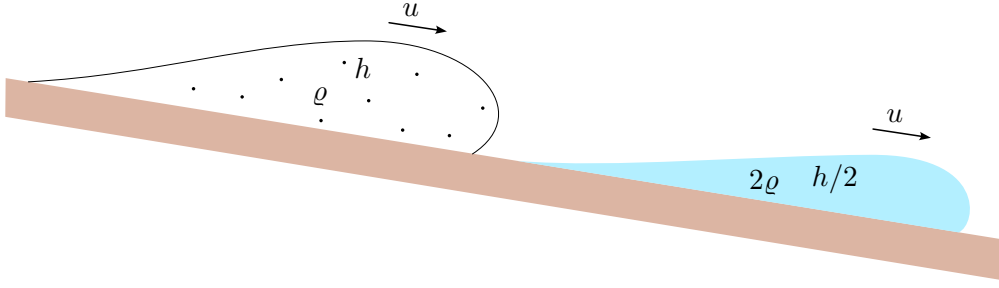


Figure 1: Deux avalanches de masse volumique différente mais de masse ( $m = \iint \rho h \, dA = \iiint 2\rho h/2 \, dA$ ) et quantité de mouvement ( $q = \iint \rho h u \, dA = \iint 2\rho h/2 u \, dA$ ) égales.

### 3 Transformation subite de la neige en eau: une avalanche équivalente

Le principe des modèles de Saint-Venant est de moyenner sur toute la hauteur les équations locales de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement pour un fluide incompressible puis de supprimer les termes de faible influence. Les inconnues pour chaque parcelle d'aire  $dA$  sont finalement la masse  $\rho h \, dA$  et la quantité de mouvement  $\rho h u \, dA$  de la colonne associée. Définissons les critères d'équivalence entre deux avalanches  $\mathcal{A}$  et  $\mathcal{A}'$  comme l'égalité de leur masse  $m$  et  $m'$  et de leur quantité de mouvement  $q$  et  $q'$  en tout point de l'espace. Pour deux avalanches équivalentes mais de masses volumiques différentes  $\rho$  et  $\rho'$ , il apparaît alors que leur hauteurs d'écoulement sont reliées par un facteur  $\kappa \doteq \rho/\rho'$ . Lorsque  $\rho' = \rho_{\text{eau}}$ ,  $\kappa$  n'est autre que l'inverse de la densité de l'avalanche  $\mathcal{A}$ .

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} m \\ q \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} m' \\ q' \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} \rho h \\ \rho h u \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho' h' \\ \rho' h' u' \end{pmatrix} \\ &\Rightarrow \begin{pmatrix} h \rho / \rho' \\ u \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h' \\ u' \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1)$$

Pour que l'avalanche  $\mathcal{A}'$  de masse volumique  $\rho'$  soit équivalente à l'avalanche  $\mathcal{A}$  de masse volumique  $\rho$ , il faut donc corriger la hauteur d'écoulement par la densité relative  $\kappa = \rho/\rho'$ .

L'hypothèse de la transformation instantanée est conservative d'un point de vue énergétique : l'amortissement de l'impulsion par la compressibilité de la neige est négligé. Cette hypothèse est semblable au choc élastique, avec un coefficient de restitution de 100 %.

### 4 Condition de bord et conflit d'information

Une fois l'avalanche équivalente définie, elle doit être introduite correctement par les conditions de bord. En général, coupler deux modèles numériques implique une interaction entre eux : le premier donne des informations au deuxième et vice-versa. Cependant, les avalanches coulantes sont typiquement un écoulement supercritique. Cela veut dire qu'avec une condition de bord *bien orientée*, le modèle de vague n'a pas besoin de communiquer ses résultats au modèle de neige car l'information ne remonte pas. C'est un avantage considérable car il suffirait d'extraire les résultats de la simulation de l'avalanche pour les nourrir au modèle de vagues au lieu de coupler les deux modèles.

Pour préciser ce qu'est une condition de bord *bien orientée*, il faut observer la zone d'influence d'une perturbation. En considérant une advection-diffusion au premier ordre, une perturbation se propage durant un incrément de temps  $\delta t$  par une translation  $\mathbf{u} \, \delta t$  et une diffusion  $\sqrt{gh} \, \delta t$ . Lorsque le régime d'écoulement est subcritique ( $u < \sqrt{gh}$ ), la perturbation se propage dans toutes les directions. Lorsqu'il est supercritique ( $u > \sqrt{gh}$ ), la zone perturbée forme un cône dont l'ampleur dépend de l'angle de Froude  $\varphi \doteq \arcsin(1/\text{Fr})$  comme illustré à la Figure 2. Il y a conflit lorsque cette zone d'influence coupe la condition de bord. Une manière d'écarter ce risque est d'imposer une condition de bord curviligne suivant une ligne de niveau. Les avalanches ayant tendance à suivre la pente, elles coulent perpendiculairement aux lignes de niveau et donc à la condition de bord, évitant ainsi les conflits d'information pour peu que le régime soit supercritique.

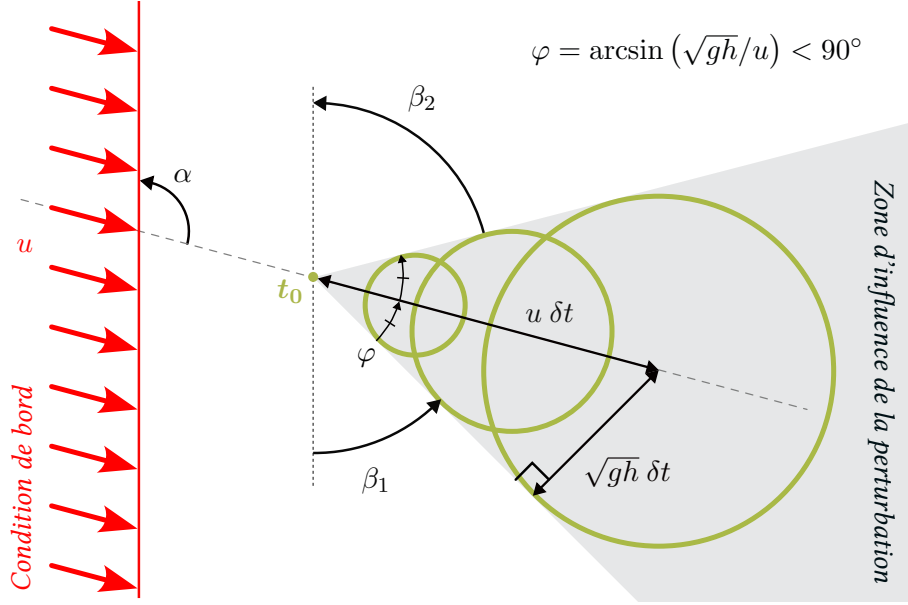


Figure 2: Cône de propagation de l'information pour une advection linéaire en régime supercritique. Les cercles représentent l'étendue de la perturbation à un instant  $t_0 + \delta t$ . Le régime est supercritique tant que  $\varphi = \arcsin(\sqrt{gh}/u) < 90^\circ$ , ce qui implique bien que  $Fr > 1$ . Il y a conflit d'information entre la condition de bord et la zone de perturbation quand  $\beta_1 = \pi - \alpha - \varphi < 0$  ou  $\beta_2 = \alpha - \varphi < 0$ .

## 5 Mise en pratique: Insertion de l'avalanche équivalente

Dans le cadre des vagues d'impulsion causées par les avalanches, l'avalanche de référence est faite de neige (de masse volumique  $300 \text{ kg/m}^3 < \rho_{\text{neige}} < 500 \text{ kg/m}^3$ ) et l'avalanche équivalente est faite d'eau ( $\rho_{\text{eau}} = 1000 \text{ kg/m}^3$ ). La hauteur d'écoulement  $h_{\text{neige}}$  doit donc être corrigée par  $\kappa = \rho_{\text{eau}}/\rho_{\text{neige}}$  pour obtenir  $h_{\text{eau}} = \kappa h_{\text{neige}}$  selon l'Equation 1.

La rhéologie de l'avalanche et de l'eau étant différentes, il faut minimiser la distance parcourue par la vague sous forme d'eau afin que les propriétés de l'avalanche (flux de masse et de quantité de mouvement) au moment de l'impact soient fidèles aux résultats du modèle de neige. En d'autres termes, le niveau de la condition de bord  $z_b$  doit être supérieur à celui du lac  $z_l$  d'un léger surplomb  $\delta z = z_b - z_l$ . Ce surplomb doit être suffisant pour laisser libre cours à une éventuelle interaction entre l'avalanche et la vague.

Pour éviter de restreindre le runup<sup>2</sup> au niveau  $z_b$ , il faut laisser libres les zones qui ne sont pas traversées par l'avalanche. La condition de bord longe finalement le domaine du calcul en faisant un détour par l'avalanche sans passer sous le niveau  $z_b$ . Un schéma récapitulatif est donné à la Figure 3.

## 6 Étude de cas à Trift

Suite au retrait de plus de 2 km du glacier de Trift, il est prévu de mettre un barrage à l'aval direct du glacier (Manso et al., 2016). Posé à 1767 m.s.m. et entouré de pentes raides, le réservoir sera exposé aux avalanches, ce qui en fait un cas d'étude pour essayer la méthode proposée. Un exemple de résultat est donné à la Figure 4 où les avalanches sont calculées au préalable avec AVAC<sup>3</sup>. La vague d'impulsion mesure 5 m au maximum et se diffuse avant d'atteindre le barrage.

Le débordement est causé par une combinaison de deux phénomènes :

- en percutant le barrage, la vague transforme son énergie cinétique en énergie potentielle, augmentant considérablement sa hauteur et
- les réflexions des vagues sur les berges peuvent occasionnellement s'additionner et former une vague éphémère.

<sup>2</sup>Le runup est la montée de l'eau sur les berges

<sup>3</sup>AVAC est un code GeoClaw pour simuler des avalanches lourdes. Il est disponible en ligne: <https://github.com/cancey/AVAC>.

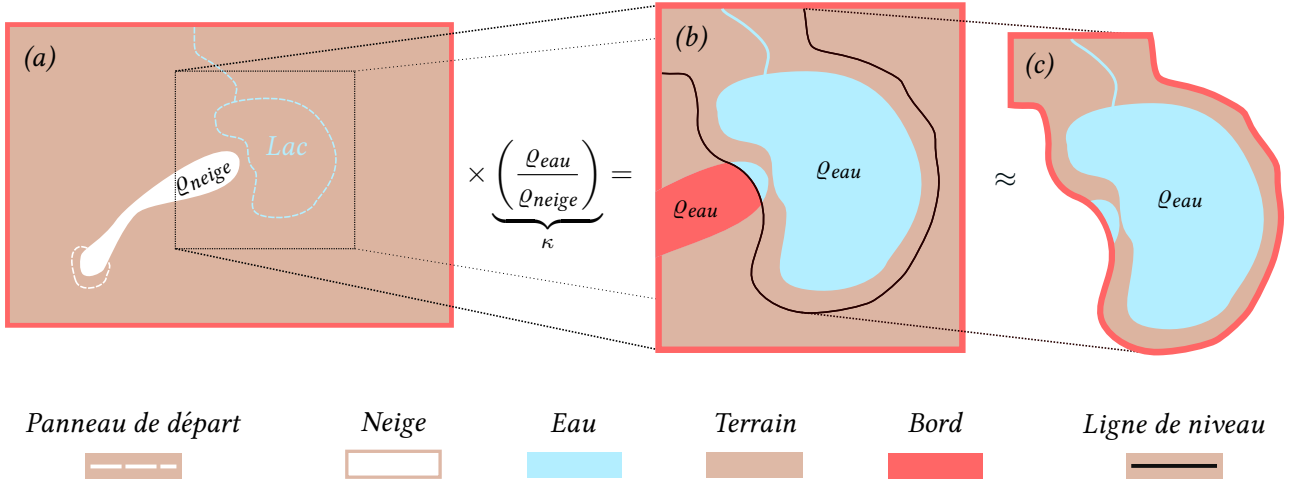


Figure 3: Schémas des simulations. (a) L'avalanche est d'abord simulée avec le modèle de neige puis ses quantités  $(h, hu, hv)^T$  sont pondérées par  $\kappa = \rho_{\text{eau}} / \rho_{\text{neige}}$ . (b) L'avalanche équivalente est ensuite insérée dans le modèle d'eau au-dessus d'une ligne de niveau surplombant le lac. Cette ligne doit être à un niveau proche de celui du lac pour minimiser la distance parcourue par l'avalanche sous forme d'eau. (c) L'avalanche équivalente peut aussi être introduite par une condition de bord curviligne (suivant la ligne de niveau) pour alléger les calculs, ce qui limite l'espace laissé au runup en contrepartie. Une implémentation de (b) avec GEOCLAW est disponible en ligne : <https://github.com/giboul/TriftGeoClaw>.

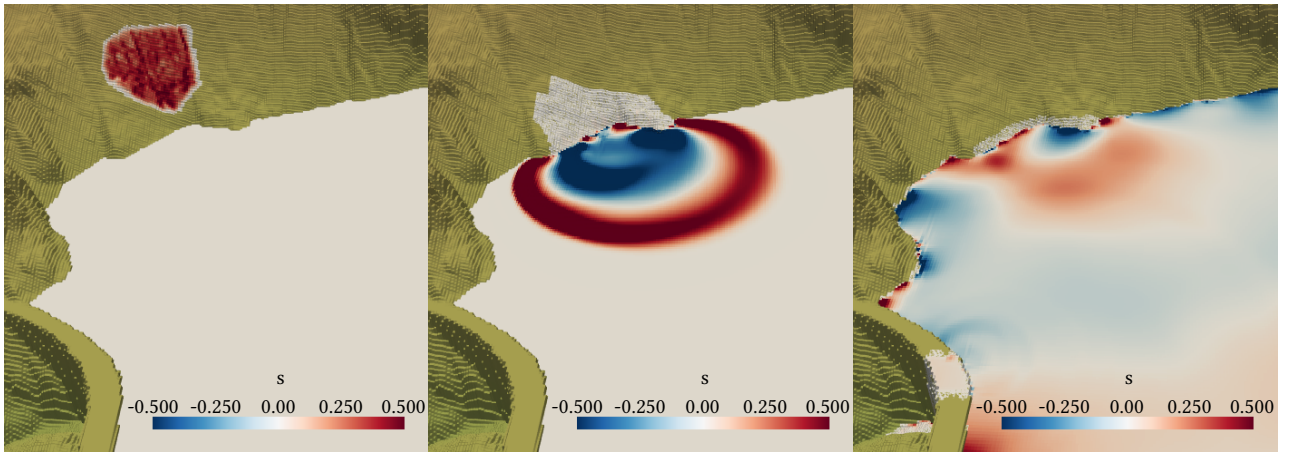


Figure 4: Résultats de la simulation d'une vague d'impulsion à Trift avec la variation de hauteur (seiche)  $s = h - h_0$ . L'image de gauche représente l'avalanche au temps initial ( $t = 0$ ), celle du milieu met en valeur l'impulsion ( $t = 17$  s) et celle de droite montre l'état final ( $t = 1$  min 20 s).

Ce dernier phénomène ne pourrait pas être estimé simplement par une méthode analytique car il dépend directement de la topographie, en deux dimensions.

La solution est satisfaisante visuellement. Physiquement, on sait par l'expérience que le maximum de l'énergie mécanique de la vague d'impulsion vaut environ 15 % de celle de l'avalanche (Zitti et al., 2016; Meng and Ancy, 2019).

Cette relation permet de voir que les résultats obtenus sont réalistes alors que la formule empirique, elle, prédit une vague de 20 m. La Figure 5 compare les régressions de Zitti et al. (2016) et Meng and Ancy (2019) aux énergies obtenues.

## 7 Limites de la méthode

En effet, on ne fait ici qu'introduire les flux de masse et de quantité de mouvement avec une correction de la densité de l'écoulement. L'effet de toute autre quantité plus subtile échappe à ce modèle. Par exemple, un paramètre absent est la cohésion de l'écoulement qui a son importance dans la formation de la vague (Meng and Ancy, 2019). Le même argument vaut pour la compressibilité de la neige. La complexité du mélange

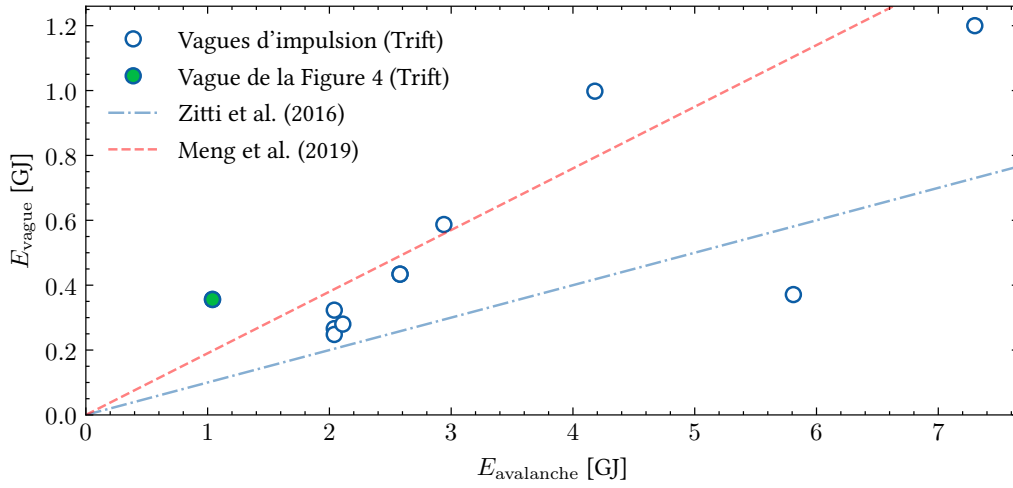


Figure 5: Rapports entre l'énergie mécanique de la vague et l'énergie mécanique de l'avalanche.

neige-eau est également délaissée car la résolution d'un mélange peut être lourde<sup>4</sup>.

## 8 Conclusion

Alors que l'interaction entre deux phases autour de la vague d'impulsion posait problème, les hypothèses d'une transformation subite de la neige en eau et d'un écoulement supercritique ont suffi à approcher le problème puis à l'implémenter<sup>5</sup>. La méthode proposée permet finalement de simuler une vague d'impulsion à condition d'avoir un relevé topographique et d'avoir simulé l'avalanche au préalable. Bien que les détails de l'interaction entre les deux phases soient négligés, la méthode offre une alternative crédible aux relations empiriques.

<sup>4</sup>Le projet D-claw (Barnhart et al., 2021) traite la résolution des équations de Saint-Venant biphasiques.

<sup>5</sup><https://github.com/giboul/TriftGeoClaw>

## References

- Walter Ammann. Der lawinenwinter 1999. Technical report, Davos: Eidgenössisches Institut für Schneeund Lawinenforschung, 2000.
- Katherine R. Barnhart, Ryan P. Jones, David L. George, Jeffrey A. Coe, and Dennis M. Staley. Preliminary assessment of the wave generating potential from landslides at barry arm, prince william sound, alaska. Technical report, U.S. Geological Survey, U.S. Department of the Interior, 2021.
- Silvia Bosa and Marco Petti. Shallow water numerical model of the wave generated by the vajont landslide. *Environmental Modelling & Software*, 26(4):406–418, 2011. ISSN 1364-8152. doi: <https://doi.org/10.1016/j.envsoft.2010.10.001>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364815210002604>.
- Valentin Heller. Landslide generated impulse waves: prediction of near field characteristics. Technical report, Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie, ETH Zürich., 2008.
- Pedro Manso, Anton Schleiss, Manfred Stähli, and François Avellan. Electricity supply and hydropower development in switzerland. *International Journal on Hydropower and Dams*, 23:41–47, 10 2016.
- Zhenzu Meng and Christophe Ancey. The effects of slide cohesion on impulse wave formation. *Experiments in fluids*, 2019.
- M. Mergili, S. P. Pudasaini, A. Emmer, J.-T. Fischer, A. Cochachin, and H. Frey. Reconstruction of the 1941 glof process chain at lake palcacocha (cordillera blanca, peru). *Hydrology and Earth System Sciences*, 24(1):93–114, 2020. doi: 10.5194/hess-24-93-2020. URL <https://hess.copernicus.org/articles/24/93/2020/>.
- Gianluca Zitti, Christophe Ancey, Matteo Postacchini, and Maurizio Brocchini. Impulse waves generated by snow avalanches: Momentum and energy transfer to a water body. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 121(12):2399–2423, 2016. doi: <https://doi.org/10.1002/2016JF003891>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016JF003891>.