



*Rapport scientifique*

**Régimes d'interaction écoulement / obstacle:  
étude expérimentale**

*Contribution au dimensionnement d'une digue  
paravalanche*

Responsable du projet: Thierry Faug

UR ETNA, Cemagref Grenoble, BP 76, 38402 Saint-Martin d'Hères

Tel. 04 76 76 28 28 / Fax. 04 76 51 38 03 / [thierry.faug@cemagref.fr](mailto:thierry.faug@cemagref.fr)

- Rapport scientifique (30 pages)
- Annexe: guide méthodologique "Conception des ouvrages de défense passive":  
traduction française et mise à jour du guide méthodologique réalisé dans le cadre  
du projet européen CADZIE

"Programme de recherche 2004 financé par le Conseil  
Général de l'Isère"

## Table des matières

|          |                                                                      |           |
|----------|----------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1</b> | <b>Introduction</b>                                                  | <b>3</b>  |
| <b>2</b> | <b>Régimes d'interaction écoulement / obstacle</b>                   | <b>3</b>  |
| 2.1      | Nombres sans dimension . . . . .                                     | 3         |
| 2.2      | Formation de ressauts . . . . .                                      | 5         |
| 2.3      | Régimes d'interaction écoulement / obstacle . . . . .                | 6         |
| <b>3</b> | <b>Quelques processus physiques bien identifiés</b>                  | <b>9</b>  |
| 3.1      | Apparition de ressauts . . . . .                                     | 10        |
| 3.2      | Formation d'un jet en régime inertiel . . . . .                      | 14        |
| 3.3      | Phénomènes de zone morte . . . . .                                   | 16        |
| <b>4</b> | <b>Questions de recherche ouvertes</b>                               | <b>19</b> |
| <b>5</b> | <b>Application aux digues d'arrêt contre les avalanches de neige</b> | <b>20</b> |
| 5.1      | Capacité maximale de stockage? . . . . .                             | 20        |
| 5.2      | Génération d'un ressaut? . . . . .                                   | 21        |
| 5.3      | Formulation empirique de Salm (1990) . . . . .                       | 21        |
| 5.4      | Risque résiduel en aval de la digue . . . . .                        | 24        |
| <b>6</b> | <b>Conclusion</b>                                                    | <b>28</b> |
| 6.1      | Sur le plan scientifique . . . . .                                   | 28        |
| 6.2      | Sur le plan de l'ingénierie paravalanche . . . . .                   | 29        |

## 1 Introduction

Le bon dimensionnement des ouvrages de protection permettant de dévier, freiner et stopper les avalanches de neige nécessite d'étudier l'interaction d'un écoulement à surface libre avec un obstacle. Cette thématique couvre plusieurs questions de recherche: (i) l'étude des effets hydrodynamiques d'un obstacle fixe et rigide sur un écoulement, (ii) l'étude des sollicitations exercées sur un obstacle par un écoulement, (iii) l'étude de la réponse mécanique de l'obstacle soumis à ces sollicitations. Le projet proposé au PGRN concernait plus particulièrement la première question: "*étude des effets hydrodynamiques d'un obstacle fixe et rigide sur un écoulement*". Ce rapport de synthèse ne traite donc pas des sollicitations et de la réponse mécanique de l'obstacle. Les résultats présentés concernent l'efficacité fonctionnelle de l'ouvrage de protection. Le rapport se divise en quatre parties. On définit d'abord plusieurs régimes d'interaction écoulement / obstacle. Puis on montre la pertinence de cette analyse en illustrant chacun des régimes ainsi définis par des exemples d'études expérimentales sur modèles réduits. Les questions ouvertes concernant certains régimes et les transitions de régimes sont ensuite brièvement énoncées. On conclue par l'application pratique de ces résultats au cas du dimensionnement d'une digue paravalanche. En annexe de ce rapport on fournit le sommaire du guide méthodologique "Conception des ouvrages de défense passive " (traduction française du guide méthodologique rédigé dans le cadre du projet européen CADZIE).

## 2 Régimes d'interaction écoulement / obstacle

### 2.1 Nombres sans dimension

On considère un écoulement de référence (régime permanent et uniforme) à surface libre caractérisé par une épaisseur  $h$  et une vitesse moyenne  $\bar{u}$ , s'écoulant sur une pente  $\theta$ . L'écoulement est caractérisé par le rapport de la vitesse moyenne de l'écoulement à la célérité des ondes de gravité, appelé classiquement *nombre de Froude*:

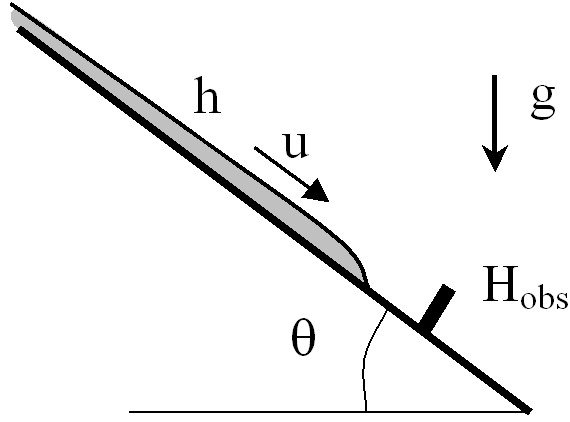


FIG. 1 – Vue schématique d'un écoulement (hauteur  $h$ , vitesse moyenne  $\bar{u}$ ) soumis à la gravité (pente  $\theta$ ) avant d'interagir avec un obstacle (hauteur  $H_{obs}$ ).

$$Fr = \frac{\bar{u}}{\sqrt{g^* h}} \quad (1)$$

où  $g^* = g \cos \theta$ . Considérons un obstacle de hauteur  $H_{obs}$  placé dans l'écoulement que l'on vient de définir, et comme l'illustre le schéma de principe sur la figure 1.

L'écoulement perturbé permet de définir deux autres nombres sans dimension:

- Le rapport de la hauteur de l'obstacle à la hauteur de l'écoulement, que l'on appelle *nombre d'aspect de l'obstacle*:

$$A_{obs} = \frac{H_{obs}}{h} \quad (2)$$

- Le rapport de la vitesse moyenne de l'écoulement à une célérité caractéristique définie à partir de la hauteur de l'obstacle, que l'on appellera *nombre de Froude de l'obstacle*:

$$Fr_{obs} = \frac{\bar{u}}{\sqrt{g^* H_{obs}}} \quad (3)$$

Notons que ces deux nombres sont liés au nombre de Froude par la relation suivante:

$$Fr_{obs}^2 = \frac{Fr^2}{A_{obs}} \quad (4)$$

Il résulte de cette relation que la valeur d'un des trois nombres sans dimension est imposée par la valeur des deux autres. Dans ce cadre d'étude, on peut donc caractériser de manière complète l'interaction d'un écoulement à surface libre avec un obstacle dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$ . Il est important de préciser que l'analyse dimensionnelle proposée ici ne tient pas compte de la nature du fluide en écoulement (rhéologie) et des conditions aux limites (état de surface du fond de l'écoulement par exemple). Ces aspects sont discutés au travers des exemples dans la section 3. Ici on considère seulement les trois grandeurs macroscopiques suivantes (définies sur la figure 1): la vitesse moyenne  $\bar{u}$  et l'épaisseur  $h$  de l'écoulement non perturbé, la hauteur  $H_{obs}$  de l'obstacle. Il faut rappeler aussi que l'on considère des écoulements permanents (alimentation en continu), ce qui implique que le volume (de l'avalanche) n'est pas considéré à ce stade. Cette condition aux limites est discuté dans la section 5.

## 2.2 Formation de ressauts

Diverses expériences ont été réalisées avec des écoulements granulaires secs (modèles réduits de laboratoire) et des écoulements de neige (modèles à échelle intermédiaire in situ) interagissant avec un obstacle. L'obstruction conduit à la modification de l'écoulement suivant plusieurs processus plus ou moins complexes. L'étude des effets hydrodynamiques de l'obstruction sur l'écoulement consiste à analyser ces processus en termes de zones d'influences (en amont et en aval de l'obstacle) et en termes, si possible, de dissipations d'énergie. Diverses études dans la littérature sont dédiées à l'analyse de ces processus. Un processus particulier est l'apparition de ressauts. Si un ressaut est généré, les équations hydrodynamiques classiques semblent adaptées pour décrire les ressauts observés. De ces équations (conservation de la masse et de la quantité de mouvement de part et d'autre du choc), on a la relation suivante entre les hauteurs conjuguées:

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + 8Fr^2} - 1 \right) \quad (5)$$

Si on part d'une situation où un ressaut s'est formé en amont de l'obstacle et que l'on diminue progressivement la hauteur de l'obstacle on observe expérimentalement que la longueur du ressaut formé en amont diminue de plus en plus jusqu'à ce que le ressaut disparaisse pour une certaine hauteur critique. Cette hauteur critique, en dessous de laquelle aucun ressaut n'est formé, peut être calculée (Hakonardottir, 2004):

$$\frac{H_{obs}^c}{h} = A_{obs}^c = \frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + 8Fr^2} - 1 \right) - Fr^{2/3} \quad (6)$$

La figure 2 présente le plan  $(A_{obs}, Fr)$  avec les frontières décrites par les équations 5 et 6. L'équation 5 marque la frontière entre les régimes où il y a surverse et les régimes où il y a blocage de l'écoulement. L'équation 6 marque la frontière entre les régimes avec formation d'un ressaut et ceux sans ressaut. Nous avons également reporté la limite entre les écoulements subcritique ( $Fr < 1$ ) et supercritique ( $Fr > 1$ ). Quatre zones peuvent être définies en fonction des phénomènes observés: blocage de l'écoulement avec propagation d'un mascaret en amont de l'obstacle (*zone (1)*), sur-verse de l'écoulement avec génération d'un ressaut stationnaire à l'amont de l'obstacle (*zone (2)*), sur-verse sans génération d'un ressaut à l'amont (*zone (3)*), blocage de l'écoulement sans génération d'un ressaut (*zone (4)*).

### 2.3 Régimes d'interaction écoulement / obstacle

Partant de l'équation 4, on peut analyser la valeur de  $Fr_{obs}$  aux limites (en fonction des valeurs de  $Fr$  et  $A_{obs}$ ). Cette analyse permet de définir différents régimes d'écoulement d'interaction écoulement / obstacle comme le montre le tableau 1.

Dans ce tableau, nous pouvons éliminer différents cas présentant moins d'intérêt pratique concernant la protection contre les avalanches de neige:

- les avalanches de neige sont des écoulements rapides caractérisés par des nombres de Froude grands au moins égal à l'unité. Les cas correspondant à  $Fr = 0.1$  ne seront donc pas considérés par la suite;

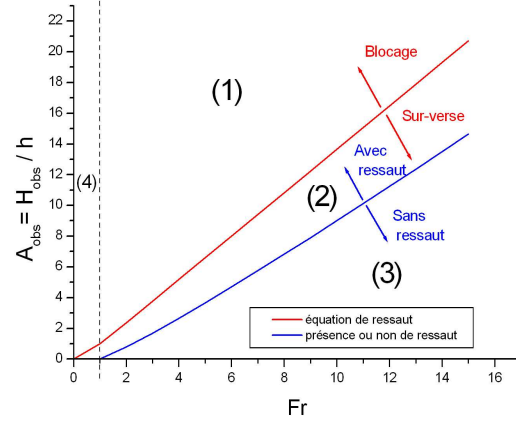


FIG. 2 – Frontières décrites par les équations 5 et 6 dans le plan  $(Fr, A_{obs})$ . Nous avons également reporté la limite entre les écoulements subcritique ( $Fr < 1$ ) et supercritique ( $Fr > 1$ ).

|            | $A_{obs} = 0.1$   | $A_{obs} = 1$    | $A_{obs} = 10$              |
|------------|-------------------|------------------|-----------------------------|
| $Fr = 0.1$ | $Fr_{obs} = 1$    | $Fr_{obs} = 0.1$ | $Fr_{obs} = 3.16 * 10^{-2}$ |
| $Fr = 1$   | $Fr_{obs} = 3.16$ | $Fr_{obs} = 1$   | $Fr_{obs} = 0.31$           |
| $Fr = 10$  | $Fr_{obs} = 10^3$ | $Fr_{obs} = 10$  | $Fr_{obs} = 3.16$           |

TAB. 1 – Analyse des valeurs de  $Fr_{obs}$  en fonction des valeurs aux limites de  $Fr$  et  $A_{obs}$  (équation 4).

- pour que l’ouvrage de protection ait un effet significatif sur l’avalanche, sa dimension doit être au moins égale à celle de la hauteur de l’écoulement. Les cas correspondant à  $A_{obs} = 0.1$  ne seront donc pas considérés par la suite.

Les quatre cas restant à étudier sont:  $Fr_{obs} = 0.31$ ,  $Fr_{obs} = 1$ ,  $Fr_{obs} = 3.16$  et  $Fr_{obs} = 10$ . Nous avons tracé les  $iso - Fr_{obs}$  dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$  correspondant à chacun de ces quatre cas. A partir de là nous pouvons identifier différents régimes d’interaction écoulement / obstacle:

- Le régime *quasi-statique* ( $Fr_{obs} \sim 0.3$ ): dans ce régime, l’écoulement est bloqué. Aucun ressaut ne peut se former (écoulement incident subcritique). La zone d’influence à l’amont est déterminée par la quantité de matériau stockée à l’amont de l’obstacle et sa longueur augmente progressivement. Aucun régime permanent n’est observable.
- Le régime *dense* ( $Fr_{obs} \sim 1$ ): Le domaine d’existence de ce régime (dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$ ) recouvre les domaines prédits par les équations de ressaut 5 (limite blocage-surverse) et 6 (génération de ressaut ou non). Dans ce régime, il est difficile de prédire si l’écoulement surverse ou est bloqué et/ou si il y a formation d’un ressaut. Si l’écoulement est bloqué sans génération de ressaut, les processus seront similaires à ceux observés en régime quasi-statique. Si l’écoulement surverse un régime permanent peut être observé avec la formation d’une zone morte en amont et d’un jet de faible portée en aval. Ce cas particulier est illustré dans la section 3. Notons que dans ce régime, il y a à la fois équilibre entre l’énergie cinétique de l’écoulement incident ( $\bar{u}^2/2$ ), l’énergie potentielle de l’écoulement incident ( $gh$ ) et l’énergie potentielle liée à la hauteur de l’obstacle ( $gH_{obs}$ ). La nature du fluide en écoulement et les conditions aux bords jouent un rôle important dans ce régime.
- Le régime *collisionnel* ( $Fr_{obs} \sim 3.2$ ): le domaine d’existence de ce régime (dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$ ) recouvre le domaine limite prédit par l’équation 6 (génération de ressaut ou non). Dans ce régime, il est là encore difficile de prédire si l’écoulement est bloqué ou surverse, et/ou si il y a génération d’un ressaut ou non. Si le ressaut se forme, un mascaret se propage à l’amont et le jet formé à l’aval est

de faible portée. Si le ressaut ne se forme pas, les processus observés sont similaires à ceux observés en régime inertiel (voir dernier cas ci-dessous). La nature du fluide mis en jeu et les conditions aux bords jouent un rôle important dans ce régime.

- Le régime *inertiel* ( $Fr_{obs} \sim 10$ ): dans ce régime il est impossible de stopper l'écoulement. La zone d'influence à l'amont de l'obstacle est très faible (disparition du ressaut). L'écoulement, ayant une très forte énergie cinétique, est projeté par dessus l'obstacle à un angle par rapport à la direction de l'écoulement incident élevé (forte courbure de la surface libre au niveau de l'obstacle). Un jet de longueur importante et interagissant avec le fluide ambiant est formé. Un régime permanent est observable. La zone d'influence à l'aval (portée du jet) est très grande et peut être estimée par un calcul simple de balistique. Le régime *inertiel* est illustré par des expériences sur les trajectoires de jet dans la section 3.

Afin d'illustrer nos propos, nous avons représenté de manière qualitative les domaines d'existence de ces différents régimes dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$  sur la figure 3. Les conditions aux limites et la nature du fluide peuvent fortement influencer ces limites de domaine.

### 3 Quelques processus physiques bien identifiés

Nous avons mis en évidence différents régimes d'interaction écoulement / obstacle à partir d'une analyse dimensionnelle basée uniquement sur les grandeurs macroscopiques du problème sans tenir compte de la nature du fluide mis en jeu et des conditions aux limites. On se propose d'illustrer cette analyse, pour en démontrer la pertinence mais aussi les limites, par quelques processus physiques bien identifiés: (i) l'apparition de ressauts, (ii) la formation d'un jet balistique en régime inertiel, (iii) les phénomènes de zone morte. La plupart des études citées concernent des écoulements granulaires secs. On mentionnera également quelques résultats préliminaires concernant des écoulements de neige.

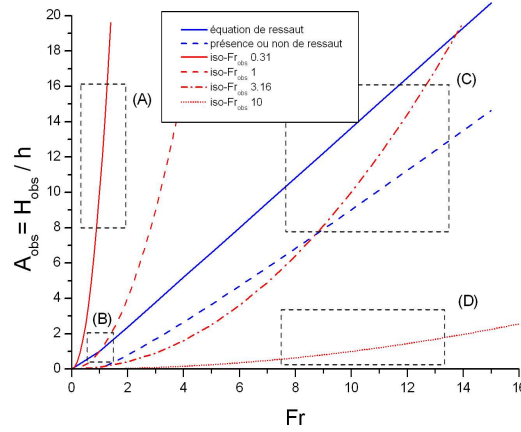


FIG. 3 – Plan  $(A_{obs}, Fr)$  avec les domaines d'existence des régimes quasi-statique (A), dense (B), collisionnel (C) et inertiel (D).

### 3.1 Apparition de ressauts

Plusieurs études expérimentales sur des écoulements granulaires en canal incliné et interagissant avec un obstacle obstruant entièrement la largeur du canal ont montré l'apparition de chocs normaux analogues aux ressauts classiquement rencontrés en hydraulique (Savage, 1979; Brennen et al., 1983; Gray et al., 2003; Hakonardottir, 2004). Dans ce régime, la célérité des ondes de gravité étant supérieure à la vitesse moyenne de l'écoulement, un mascaret se propage à l'amont de l'obstacle lorsque l'écoulement impacte l'obstacle. Au bout d'un certain temps un régime permanent peut être atteint avec la formation d'un ressaut stationnaire (voir figure 4). La zone d'influence à l'aval est faible (jet de faible énergie par rapport au cas du régime inertiel décrit plus loin) et la zone d'influence à l'amont est égale à la longueur du ressaut.

Nous avons reporté les données expérimentales correspondant à l'ensemble des expériences décrites dans la littérature:

- expériences de Savage (1979): les expériences ont consisté à former des ressauts en obstruant le bout du canal (obstacle de hauteur élevée:  $A_{obs} \gg 1$ ). L'auteur a

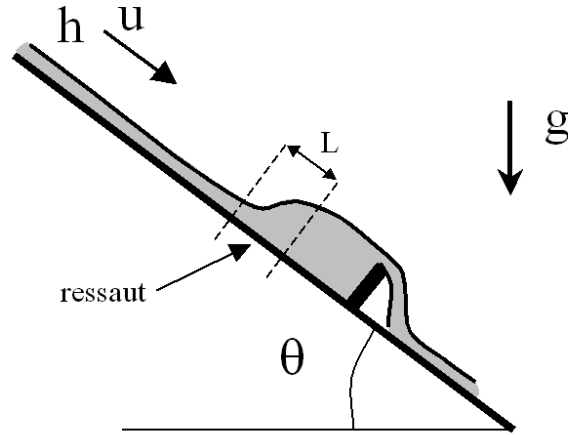


FIG. 4 – Vue schématique d'un ressaut formé en amont de l'obstacle.

observé la formation de ressauts loin en amont de l'obstruction. il est important de noter que ces ressauts sont observés *sur fond lisse* (Savage, 1979, p. 91). Nous avons reporté les valeurs du ratio  $h_2/h_1$  obtenues en fonction du nombre de Froude amont dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$  (figure 5). Un certain écart entre les données de Savage et l'équation 5 (équation de ressaut proposée dans la section 2.2) est observé. Cet écart sera discuté (voir *Remarque* ci-dessous).

- expériences de Brennen et al. (1983): un grand nombre d'expériences, similaires à celles effectuées par Savage (1979), utilisant des billes de verre et des graines de moutarde a aussi montré l'apparition de ressauts. Les auteurs proposent une analyse détaillée des phénomènes observés en distinguant plusieurs types de ressauts en fonction de l'inclinaison du canal. Nous avons reporté l'ensemble des valeurs des ratios  $h_2/h_1$  obtenus en fonction du nombre de Froude incident dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$ . Les données sont, en première approximation, en accord avec l'équation de ressaut 5.
- expériences de Hakonardottir (2004): une série de quatre expériences a été conduite. Ces tests ont consisté à analyser l'interaction d'un écoulement granulaire sec très rapide ( $Fr = 12$ ) avec un obstacle de hauteur variable: (i)  $A_{obs} = 18$ , (ii)

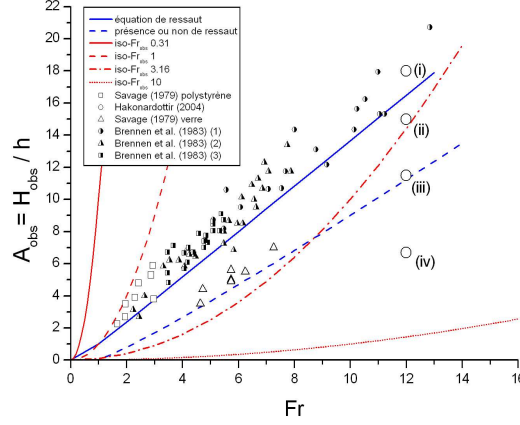


FIG. 5 – Mesures expérimentales concernant l’observation de ressauts (Savage, 1979; Brennen et al., 1983; Hakonardottir, 2004) dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$ . Trois types de matériaux ont été utilisés dans les expériences de Brennen et al. (1983): (1) billes de verre PO170, (2) billes de verre BT4, (3) graines de moutarde.

$A_{obs} = 15$ , (iii)  $A_{obs} = 11.5$  et (iv)  $A_{obs} = 6.7$ . D’un point de vue qualitatif les résultats observés sont complètement en accord avec les domaines prédits par la théorie (équations 5 et 6): (i) blocage de l’écoulement avec formation d’un mascaret se propageant à l’amont (régime collisionnel), (ii) et (iii) formation d’un ressaut stationnaire (régime collisionnel), (iv) disparition du ressaut (transition vers le régime inertiel et formation d’un jet analogue à ceux décrits dans la section 3.2).

*Remarque:* on observe un écart entre les données expérimentales et l’équation 5. Savage (1979) considère les forces de gravité ("poids du ressaut") dans l’équation de quantité de mouvement et obtient une expression différente de l’équation 5:

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + 8 \frac{\bar{u}^2}{gh_1 \left( \cos \theta - \frac{\bar{K}L}{h_2 - h_1} \sin \theta \right)}} - 1 \right) \quad (7)$$

où  $\bar{K}$  est un coefficient de forme et  $L$  la taille du ressaut définie sur la figure 4.

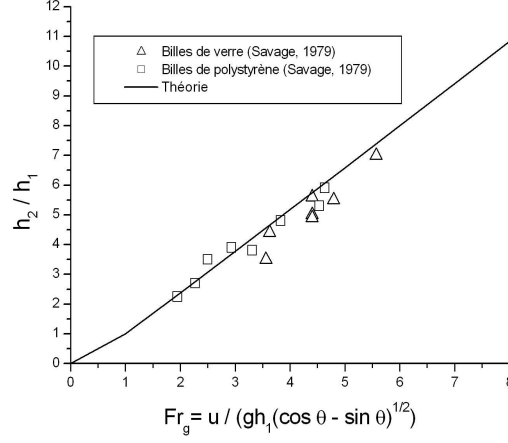


FIG. 6 – Ressauts observés par Savage (1979): ratio des hauteurs conjuguées en fonction du nombre de Froude  $Fr_g$  prenant en compte un terme source lié à la gravité. Ce graphe permet de présenter les résultats de Savage (figure 32, p. 93 et figure 33, p. 94 dans Savage (1979)) d'une manière condensée.

En posant  $(\bar{K}L)/(h_2 - h_1) = 1$  (ce qui peut être simplement justifié par  $\bar{K} = 1$  et  $L = h_2 - h_1$ ), on obtient une expression très voisine de l'équation 5:

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + 8Fr_g^2} - 1 \right) \quad (8)$$

où  $Fr_g = \frac{\bar{u}}{\sqrt{gh(\cos\theta - \sin\theta)}}$  diffère du nombre de Froude défini dans la relation 1. La figure 6 montre que la prise en compte de la gravité permet de mieux prédire les hauteurs de ces ressauts.

D'après ces différentes expériences, les conditions requises pour former un ressaut sont donc:

- condition (i): un écoulement incident supercritique ( $Fr > 1$ ); en pratique, on n'observe des ressauts seulement au dessus d'une valeur critique du nombre de Froude supérieure à 2;
- condition (ii): une hauteur d'obstacle grande (supérieure, en première approxi-

mation, à la hauteur critique donnée par l'équation 6); plus  $Fr$  est élevé, plus  $A_{obs}$  doit être élevé; dans le cas où un écoulement à nombre de Froude élevé rencontre un obstacle de hauteur "faible", le ressaut disparaît et un jet de grande portée se forme à l'aval de l'obstacle (voir section 3.2);

- des conditions aux limites particulières encore mal connues; il semble par exemple qu'un fond lisse favorise la génération de ressauts. Sur fond rugueux, il faut à la fois un nombre de Froude incident très élevé ( $Fr \gg 1$ ) et un nombre d'aspect de l'obstacle très élevé ( $A_{obs} \gg 1$ ) pour qu'un ressaut apparaisse. Si ce n'est pas le cas, le ressaut disparaît et des phénomènes de "zone morte" peuvent être observés (voir section 3.3); On peut citer d'autres conditions particulières: forme de l'obstacle, singularité topographique en amont de l'obstacle...

### 3.2 Formation d'un jet en régime inertiel

Une étude expérimentale sur des écoulements granulaires secs très rapides en canal incliné interagissant avec un obstacle obstruant entièrement la largeur de l'écoulement a montré la formation d'un jet quasi-stationnaire. Dans ce régime, l'écoulement impactant l'obstacle est projeté en l'air à un certain angle noté  $\beta$  et le jet formé en aval suit une trajectoire balistique (voir figure 7). La zone d'influence à l'aval de l'obstacle est très faible (de l'ordre de grandeur de la hauteur de l'obstacle) et la zone d'influence à l'amont est déterminée par la portée du jet.

Les trajectoires de jet ont été mesurées en faisant varier la hauteur de l'obstacle sur trois séries d'expériences (correspondant à trois dispositifs expérimentaux de taille différente à Bristol, Reykjavik et Davos). Nous ne reviendrons pas sur l'analyse et l'interprétation des résultats décrites en détails dans Hakonardottir et al. (2003a). L'objet est plutôt d'analyser les conditions d'observation de ce phénomène et de le situer dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$ . Nous avons reporté tous les points correspondant aux mesures expérimentales conduites par Hakonardottir et al. (2003a) dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$ . Comme l'illustre la figure 8, ces expériences correspondent au régime inertiel. L'analyse des variations de l'angle de jet  $\beta$ , dans chacune des expériences, en fonction de la hauteur de l'obstacle a montré que les résultats obtenus étaient similaires à ceux obtenus

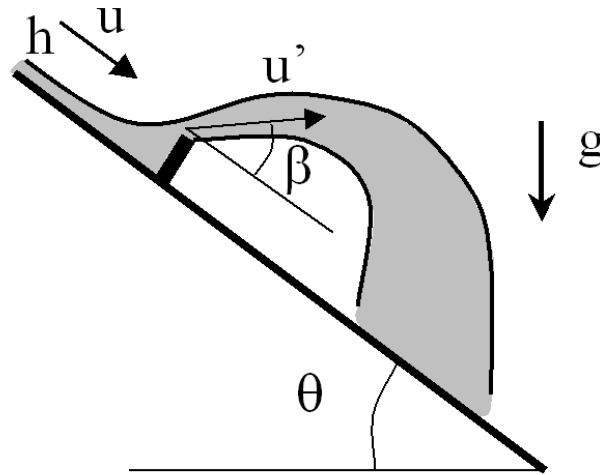


FIG. 7 – Vue schématique du jet formé en aval de l'obstacle (régime inertiel).

avec des écoulements hydrauliques (Yih, 1979). L'angle de jet peut être prédit par un modèle théorique négligeant les effets de la gravité proposé par Yih (1979). La nature du fluide mis en jeu ne joue pas un rôle prépondérant dans le régime inertiel. Notons les conditions expérimentales particulières ayant probablement favorisé l'occurrence d'un régime inertiel ( $Fr$  élevé) et donc l'apparition d'un jet balistique à l'aval: lâcher brusque d'un volume fini de matériau granulaire, inclinaison de canal forte, fond lisse.

Les expériences considérées ici concernent des écoulements granulaires secs. Des expériences préliminaires avec des écoulements de neige et dans une configuration géométrique très similaire (Hakonardottir, 2003b) ont montré l'existence d'un jet quasi-stationnaire dont l'angle de jet pouvait aussi être bien décrit par l'approche de Yih (1979). Nous avons reporté les deux points de mesure dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$  (figure 8). Les deux points se situent effectivement dans la zone (3) (transition entre les régimes collisionnel et inertiel) où aucun ressaut n'est observé.

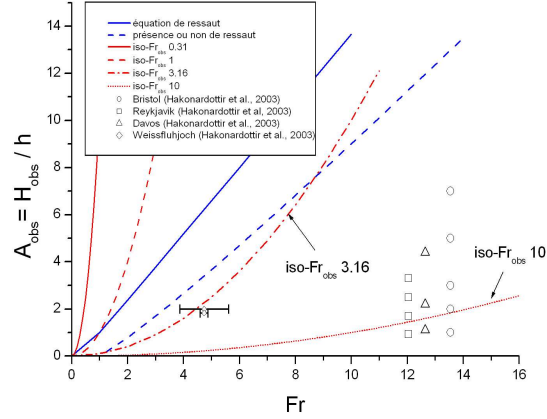


FIG. 8 – Mesures expérimentales concernant les trajectoires de jet (Hakonardottir et al., 2003a, 2003b) dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$ .

### 3.3 Phénomènes de zone morte

Une étude expérimentale sur des écoulements granulaires secs (billes de verre de diamètre  $300 \mu\text{m}$ ) en canal incliné (longueur 2 m et largeur 5 cm) et interagissant avec un obstacle obstruant entièrement la largeur de l'écoulement a montré l'existence d'un régime permanent où une zone stagnante (vitesse nulle) se forme à l'amont de l'obstacle (voir figure 9). La zone d'influence à l'amont est directement déterminée par la quantité de matériau immobile à l'amont de l'obstacle. L'angle du jet formé en aval est déterminé par la pente moyenne de la zone stagnante dite aussi *zone morte*.

La longueur de la zone morte a été mesurée en faisant varier divers paramètres: débit massique, hauteur de l'obstacle et inclinaison du canal. Nous ne reviendrons pas sur l'analyse et l'interprétation des résultats en termes de loi d'échelle et décrites en détails par Faug et al. (2002). L'objet est plutôt d'analyser les conditions d'observation de ce phénomène et de le situer dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$ . Nous avons reporté tous les points correspondant aux mesures expérimentales conduites par Faug et al. (2002) dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$ . Comme l'illustre la figure 10, le nombre de Froude de l'obstacle

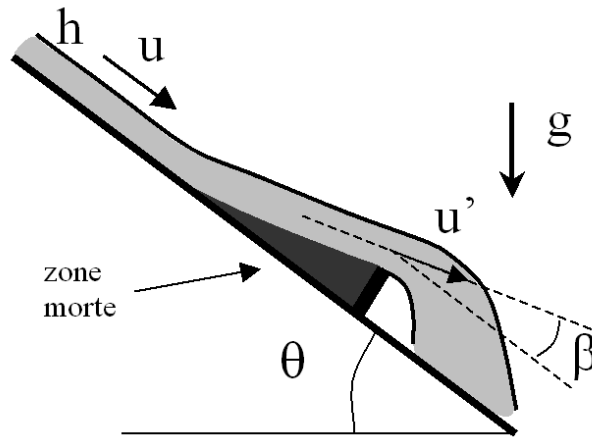


FIG. 9 – Vue schématique de la zone morte formée en amont de l'obstacle.

variait typiquement entre 1 et 4 dans les expériences.

Il semble que ces expériences correspondent à un régime particulier (zone de transition entre les régimes dense et collisionnel) comme le montre la figure 11. Dans une large gamme de nombre de Froude ( $2 < Fr < 6$ ) et de nombre d'aspect de l'obstacle ( $0.6 < A_{obs} < 7$ ) aucun ressaut, ni blocage n'était observé. Ces mesures montrent les limites des équations 5 et 6 dans ce régime où il faut absolument tenir compte des termes source (gravité, frottement) dans les équations de conservation. L'écoulement est capable de "s'adapter" à l'obstacle en formant progressivement une zone morte à l'amont de celui-ci. La rugosité au fond semble jouer un rôle crucial. Lorsque l'équilibre est atteint (régime permanent), tout se passe comme si on avait un écoulement passant par-dessus un nouvel obstacle formé par la zone morte et l'obstacle. Cet équilibre peut être perturbé de différentes manières:

- aux valeurs minimale du nombre de Froude et maximale du nombre d'aspect de l'obstacle, si on continue à augmenter la hauteur de l'obstacle, aucun régime permanent n'est atteint et le matériau s'accumule "indéfiniment" à l'amont (transition vers le régime quasi-statique);
- aux valeurs maximale du nombre de Froude et minimale du nombre d'aspect

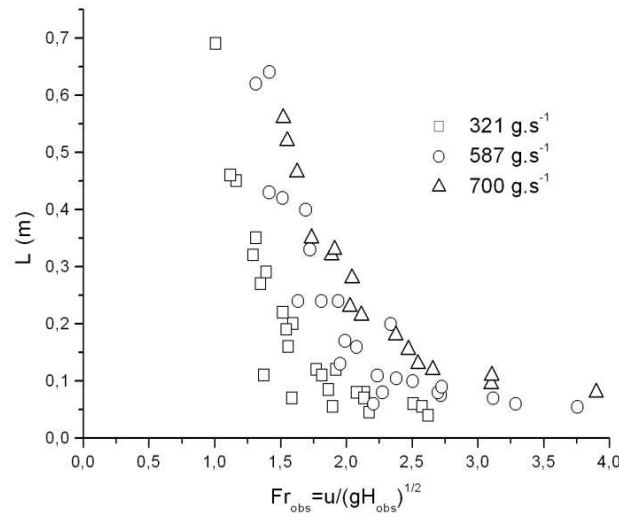


FIG. 10 – Longueur de la zone morte en fonction du nombre de Froude de l'obstacle  $Fr_{obs}$  pour différents débits massiques (Faug et al., 2002).

de l'obstacle, si on continue à diminuer la hauteur de l'obstacle, aucun matériau n'est accumulé à l'amont et l'écoulement est projeté en aval avec un angle important par rapport à la direction de l'écoulement (transition vers le régime inertiel);

- aux valeurs maximale du nombre de Froude et maximale du nombre d'aspect de l'obstacle, si on continue à augmenter la hauteur, un ressaut apparaît (transition vers le régime collisionnel); la rugosité au fond (réalisée avec des billes de même diamètre que celles en écoulement collées sur le fond) expliquent probablement le fait que le ressaut apparaît seulement à des valeurs de nombre de Froude bien supérieures à l'unité. Ces résultats vont dans le sens des observations de Savage (1979) où un fond lisse était nécessaire pour générer des ressauts.

Les expériences considérées ici concernent des écoulements granulaires secs sur fond rugueux. Des expériences préliminaires avec des écoulements de neige et dans une configuration géométrique très similaire (Faug, 2004) ont montré qu'il était plus difficile de former une zone morte en régime permanent avec le matériau neige. Dans

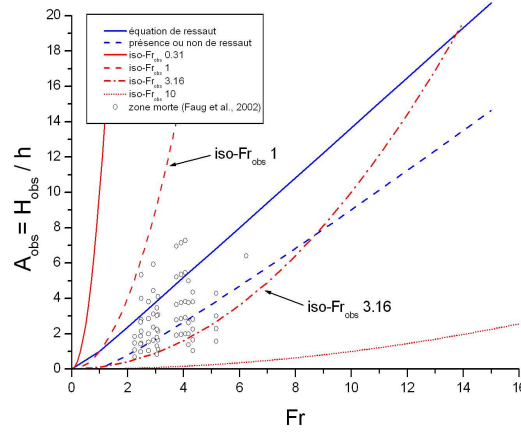


FIG. 11 – Mesures expérimentales concernant les phénomènes de zone morte (Faug et al., 2002) dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$ .

les conditions d'expériences testées ( $A_{obs} \approx 1$  et  $Fr \approx 1$  soit  $Fr_{obs} \approx 3$ ), nous avons observé une augmentation progressive de la longueur de la zone morte formée en amont de l'obstacle, conduisant au remplissage du canal et à un bourrage. Cette différence avec le cas des écoulements granulaires secs de laboratoire n'a pas encore été étudiée en détails (des effets liés à la cohésion de la neige sont pressentis pour expliquer cela).

## 4 Questions de recherche ouvertes

La synthèse des travaux concernant l'interaction d'un écoulement granulaire avec un obstacle soulève plusieurs questions de recherche ouvertes:

- quel est l'effet des termes "source" (gravité, loi de friction) sur les conditions d'apparition d'un ressaut à l'amont de l'obstacle?
- quel est le rôle des conditions aux limites (état de rugosité)?
- quelle est l'influence de la forme de l'obstacle? Des études concernant des formes d'obstacle plus complexes (obstacle "étrave", déflecteur) sont en cours.

- quel est le rôle de la topographie à l’amont?
- quels sont les effets à l’impact (présence d’un front, aspects transitoires)?

Toutes les considérations qui vont suivre (concernant l’application des résultats au dimensionnement des digues d’arrêt contre les avalanches de neige) doivent être regardées en gardant à l’esprit que ces questions de recherche restent encore ouvertes.

## 5 Application aux digues d’arrêt contre les avalanches de neige

Dans cette partie on se propose d’examiner les prédictions de la formulation empirique proposée par Salm (1990) pour la détermination de la hauteur d’une digue en ingénierie paravalanche dans le cadre des résultats de l’étude expérimentale sur les écoulements granulaires en modèles réduits et interagissant avec une digue. On devra donc considérer cette analyse en gardant à l’esprit ses limites liées au choix du matériau modèle (matériau granulaire) et à l’échelle réduite (effets d’échelle).

### 5.1 Capacité maximale de stockage?

Dans la section 3 nous avons considéré des situations où l’écoulement était alimenté en continu (régime permanent). Dans le cas d’une avalanche (aspects transitoires du phénomène au moment du dépôt), il faut tenir compte de conditions aux limites particulières telles que le volume de l’avalanche et la capacité maximale de stockage à l’amont. Toutes les considérations qui vont suivre sont valides à condition qu’il a été vérifié au préalable que le volume maximal de neige que peut retenir la digue est supérieur au volume de l’avalanche. Cette condition est traduite par le fait que la longueur maximale du dépôt en amont reste inférieure à la longueur maximale du volume que peut retenir la digue:

$$\frac{H_{digue}}{\tan(\theta - \varphi)} < \frac{V}{\alpha \ell H_{digue}} \quad (9)$$

où  $\theta$  est l'inclinaison moyenne en amont de la digue (on suppose que la pente est régulière en amont de la digue),  $\varphi$  est l'angle du dépôt par rapport au plan horizontal,  $\ell$  est la largeur de l'écoulement incident,  $\alpha$  un coefficient de forme du dépôt ( $\alpha = 0.5$  pour une forme triangulaire). Cette condition donne la valeur minimale de la hauteur de digue:

$$A_{digue}(MIN) = \frac{H_{digue}(MIN)}{h} < \sqrt{\frac{V \tan(\theta - \varphi)}{\alpha \ell h^2}} \quad (10)$$

## 5.2 Génération d'un ressaut?

Pour un nombre de Froude donné (estimation de la vitesse moyenne incidente et de la hauteur de l'avalanche), on peut déterminer la hauteur minimale en dessous de laquelle l'écoulement sera bloqué à partir de l'équation 5:

$$\frac{H_{digue}}{h} = \frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + 8Fr^2} - 1 \right) \quad (11)$$

Si cette hauteur est supérieure à  $H_{digue}(MIN)$  alors il faudra dimensionner la digue avec ce dernier calcul. Ce dernier calcul est valide avec peu d'incertitude dans les conditions suivantes: (i) nombre de Froude incident élevé, (ii) état de surface du fond à l'amont de la digue lisse. Dans le cas contraire (nombre de Fr incident faible et/ou fond rugueux), il n'est pas sûr qu'un ressaut soit généré. Ainsi l'écoulement peut former une zone morte et passer par dessus la digue dont la hauteur aura été prise égale à la valeur déduite de l'équation 5. Dans une telle situation, il faut majorer la hauteur prédite par l'équation 5 mais nous ne savons pas de combien!

## 5.3 Formulation empirique de Salm (1990)

La formule empirique traditionnellement utilisée en ingénierie paravalanche (Salm, 1990) pour déterminer la hauteur requise pour le dimensionnement d'une digue d'arrêt est la suivante:

$$H_{digue} = h + \frac{\bar{u}^2}{2g\lambda}, \quad (12)$$

où  $\lambda$  est un paramètre empirique généralement compris entre 1 et 3 (Salm, 1990). Cette formulation empirique peut être interprétée comme une conversion de l'énergie cinétique en énergie potentielle:

$$H_{digue} = h + h(\bar{u}), \quad (13)$$

où  $h(\bar{u}) = \frac{\bar{u}^2}{2g\lambda}$ . Elle se traduit dans le plan  $(Fr, A_{obs})$  par la formule suivante:

$$\frac{H_{obs}^S}{h} = A_{obs}^S = 1 + \frac{Fr^2}{2\lambda} \quad (14)$$

Sur la figure 12, nous avons reporté les prédictions de l'équation 14 pour différentes valeurs de  $\lambda$ : 1, 2 et 3. La formule de Salm (1990) prédit des hauteurs supérieures à la hauteur donnée par l'équation 5 pour les nombres de Froude élevés quelque soit la valeur de  $\lambda$  (comprise entre 1 et 3). La formule Salm (1990) avec  $\lambda = 1$  prédit une hauteur supérieure à celle donnée par l'équation 5, quelque soit la valeur du nombre de Froude. Par contre, pour des valeurs supérieures de  $\lambda$ , la hauteur prédite par la formule de Salm est inférieure à celle donnée par l'équation 5 si la valeur du nombre de Froude est inférieure à une valeur critique:  $Fr < 4.30$  pour  $\lambda = 2$  et  $Fr < 7.25$  pour  $\lambda = 3$ . Cela met en évidence des "zones dangereuses" lors du dimensionnement d'une digue paravalanche. Si un ressaut se forme, la digue d'arrêt risque d'être débordée. Si aucun ressaut apparaît, une zone morte va se former et il se peut que dans ce cas aussi l'avalanche déborde par dessus la digue. Cette analyse tend à montrer qu'il est préférable d'utiliser systématiquement une valeur de  $\lambda$  égale à 1 lorsque le nombre de Froude incident de l'avalanche est faible (typiquement inférieur à 5) et une valeur de  $\lambda$  inférieure à 2 lorsque le nombre de Froude est typiquement compris entre 5 et 7.5.

On peut s'interroger sur l'écart important entre les prédictions de l'équation de ressaut 5 et celles de la formule de Salm pour les valeurs élevées du nombre de Froude. Il faut garder à l'esprit un phénomène très critique qui est la hauteur atteinte à l'impact (premiers instants de l'interaction de l'avalanche avec la digue). Nous avons considéré des écoulements permanents (ou quasi-permanents) or l'avalanche, surtout à l'impact dans les premiers instants, est un phénomène très transitoire (présence d'un front dont la dynamique peut être très différente de celle du corps de l'avalanche). Il

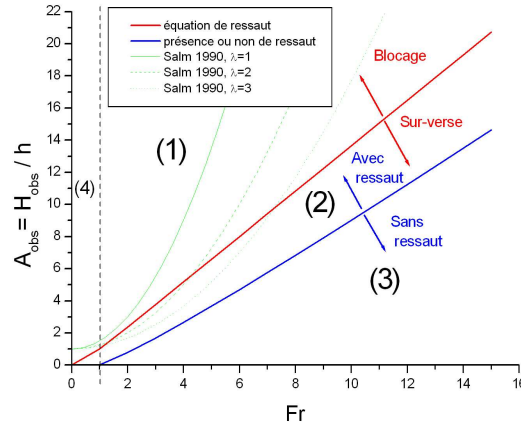


FIG. 12 – Formulation empirique de Salm (1990) dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$  pour différentes valeurs de  $\lambda$ : 1, 2, 3.

peut en résulter, avant la formation du mascaret de hauteur  $h_2$ , un "splash-up" très important. Notons  $h_{s-u}$  la hauteur supplémentaire due à l'impact du front de l'avalanche avec la digue. La hauteur de digue requise est alors donnée par la formule suivante:

$$H_{digue} = h_2 + h_{s-u} \quad (15)$$

La hauteur du "splash-up" est d'autant plus grande que le nombre de Froude incident est élevé. La formule de Salm (1990) prédit des hauteurs bien supérieures à celles donnée par l'équation de ressaut 5 pour les nombres de Froude élevés. Dans ce sens, elle tient compte de ce phénomène. Le choix d'une valeur de  $\lambda$  faible va dans le sens de la sécurité.

On peut dresser les conclusions suivantes:

- Pour les avalanches très rapides (nombre de Froude très élevé), la formule de Salm (1990) semble assez bien adaptée. Il faudrait approfondir les recherches sur les phénomènes à l'impact afin de déterminer avec plus de précision la valeur de  $h_{s-u}$  et éviter un sur-dimensionnement de la digue;

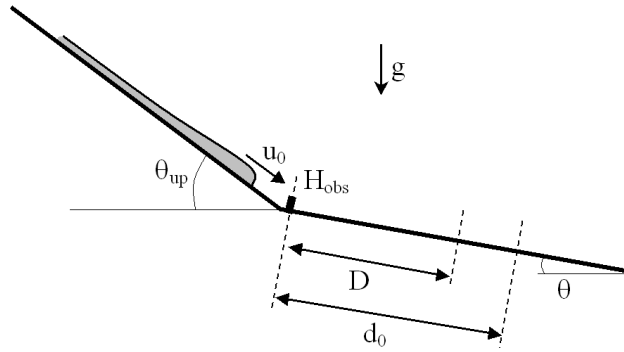


FIG. 13 – Schéma de principe des expériences conduites sur des avalanches granulaires débordant une digue (Hakonardottir et al., 2001; Faug, 2004).  $d_0$  (respectivement  $D$ ) est la distance d'arrêt sans obstacle (respectivement avec obstacle).

- Pour les avalanches lentes (nombre de Froude inférieur à 5), une valeur de  $\lambda$  égale à 1 est préconisée; lorsque le nombre de Froude diminue beaucoup et que le fond est rugueux, une zone morte peut se former (risque de débordement);
- Pour les avalanches un peu plus rapides (nombre de Froude compris entre 5 et 7.5), une valeur de  $\lambda$  inférieure à 2 est préconisée.

#### 5.4 Risque résiduel en aval de la digue

De nombreuses expériences sur des avalanches granulaires interagissant avec une digue ont été réalisées (Hakonardottir et al., 2001; Faug, 2004). Dans ces expériences, on étudie l'influence de la hauteur de la digue sur la réduction de la distance d'arrêt de l'avalanche (l'avalanche déborde la digue) selon le schéma de principe donné sur la figure 13. Des observations sur des avalanches de neige débordant une digue sont également disponibles sur un site unique en Europe, au Ryggfonn en Norvège (Gauer et al., 2005).

Nous avons reporté les valeurs de  $Fr$  et  $A_{obs}$  correspondant à l'ensemble des tests de laboratoire dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$ . La hauteur critique correspondant à l'arrêt de l'avalanche n'a jamais été atteinte dans deux cas (Grenoble2 et Bologne1). Pour les

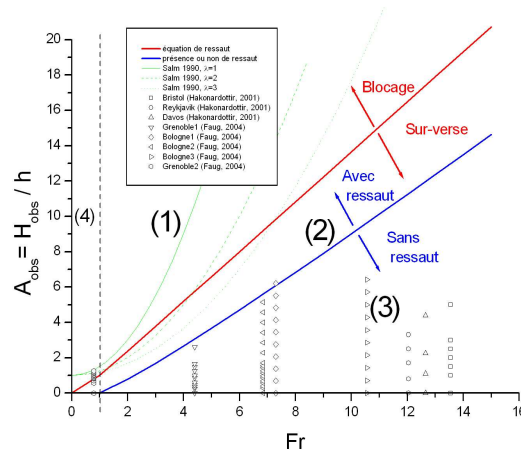


FIG. 14 – Expériences conduites sur des avalanches granulaires débordant une digue (Hakonardottir et al., 2001; Faug, 2004) dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$ .

expériences où l'avalanche a toujours débordé (Bristol, Reykjavik, Davos, Bologne2, Bologne3, Grenoble1), on observe bien que les valeurs maximales de  $A_{obs}$  testées sont inférieures à la hauteur prédite par l'équation de ressaut 5 (tous les points expérimentaux sont dans la zone (3)). Il n'est donc pas étonnant qu'il n'était pas possible de stopper l'avalanche dans ces cas. Concernant le cas de Bologne1, il est étrange que la valeur maximale de  $A_{obs}$  testée ait permis de stopper l'avalanche. Notons qu'avec cette valeur on est rentré dans la zone (2) (sur-verse avec formation d'un ressaut). Il aurait fallu sûrement réaliser d'autres tests pour confirmer ce résultat (problème d'instabilités dans cette zone critique). Le cas de Grenoble2 est un cas très particulier où l'avalanche de référence était en régime subcritique (pas d'apparition de ressaut). Dans ce cas la hauteur mesurée pour stopper entièrement l'avalanche ( $A_{digue} = 1.35$ ) est très voisine de celle prédite par la formule de Salm (1990) avec  $\lambda = 1$  ( $A_{Salm} = 1.36$ ). Il est impératif de considérer une valeur de  $\lambda$  égale à 1 et non pas des valeur supérieures dans ce cas (une valeur de  $\lambda$  égale à 2 prédit  $A_{Salm} = 1.15$ !). Nous n'avons pas pu considérer les données du Ryggfonn sur la figure 14 car nous ne connaissons pas la hauteur de l'écoulement, ce qui empêche d'estimer le nombre de Froude incident.

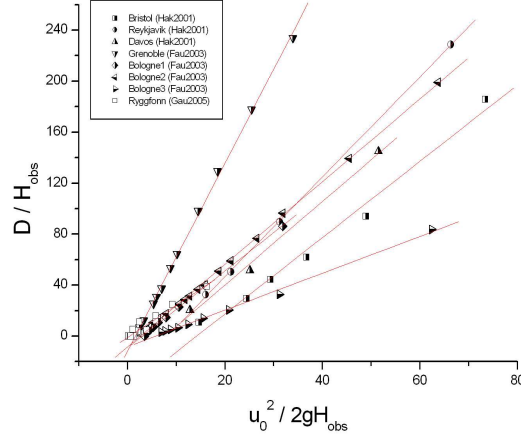


FIG. 15 – Variation de la distance d’arrêt normalisée ( $D/H_{obs}$ ) en fonction de l’énergie cinétique incidente normalisée  $u_0^2/2gH_{obs}$ .

Cependant l’ensemble des expériences a permis d’étudier le risque résiduel en aval c’est-à-dire la réduction de la distance d’arrêt en aval de la digue aussi bien dans le cas des expériences de laboratoire que sur le site du Ryggfjonn. Comme l’illustre la figure 15, on observe que la distance d’arrêt normalisée par la hauteur de l’obstacle ( $D/H_{obs}$ ) varie linéairement en fonction de l’énergie cinétique incidente normalisée par l’énergie potentielle liée à la hauteur de la digue ( $u_0^2/2gH_{obs}$ ):

$$\frac{D}{H_{obs}} = \alpha \frac{u_0^2}{2gH_{obs}} + \beta \quad (16)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont les paramètres d’ajustement de la fonction affine.

Nous pouvons donner une interprétation physique à ces paramètres en considérant le bilan d’énergie suivant:

$$(\mu \cos \theta - \sin \theta)gD = \frac{u_0^2}{2} - \lambda gH_{obs} \quad (17)$$

où  $\mu \cos \theta - \sin \theta$  est le travail dissipé par frottement diminué du travail dû à la gravité ( $\mu$  est le coefficient de frottement),  $u_0^2/2$  est l’énergie cinétique incidente et

$\lambda g H_{obs}$  est la réduction d'énergie due à la digue ( $\lambda$  est le ratio de l'énergie dissipée par la digue à l'énergie potentielle liée à la hauteur  $H_{obs}$ ). Le coefficient de frottement réduit  $\mu_\theta = \mu \cos \theta - \sin \theta$  et le coefficient de dissipation d'énergie  $\lambda$  sont donnés par les équations suivantes:

$$\mu_\theta = \frac{1}{\alpha} \quad (18)$$

$$\lambda = -\beta \mu_\theta \quad (19)$$

Pour les expériences en laboratoire, on peut vérifier que  $\mu_\theta = \frac{u_0^2}{2gd_0}$  (avalanche de référence:  $D = d_0$  et  $H_{obs} = 0$  dans l'équation 16). Il est important de mentionner que l'équation 16 n'est a priori valide que dans la gamme de hauteur de digue où l'avalanche sur-verse sans formation de ressaut (zone (3) dans le plan  $(A_{obs}, Fr)$  sur la figure 14). Lorsque l'on rentre dans la zone (2), il y a transition vers un régime où un mascaret se propage à l'amont et le bilan d'énergie n'est plus valide. On ne peut donc pas déduire la hauteur pour stopper l'avalanche en annulant  $D$  dans l'équation 16. Par contre, tant que l'on est dans la zone (2) (régime sans ressaut avec formation d'un jet balistique), l'équation 16 montre que la réduction de la distance d'arrêt varie linéairement avec le nombre d'aspect de l'obstacle selon la loi d'échelle suivante :

$$\frac{D}{u_0^2/2g\mu_\theta} = \frac{D}{d_0} = 1 - \alpha_{rr} A_{obs} \quad (20)$$

où  $\alpha_{rr} = \frac{\lambda}{2Fr^2}$  est un coefficient de proportionnalité permettant de calculer le risque résiduel (correspondant ici à la distance parcourue par l'avalanche au delà d'une digue d'arrêt en cas de débordement). En comparant les différentes expériences réalisées en laboratoire (à nombre de Froude élevé: on exclue le cas particulier de Grenoble2), on observe que ce coefficient est pratiquement le même dans toutes les expériences (voir figure ??, ce qui tend à montrer que le coefficient de dissipation d'énergie  $\lambda$  est proportionnel au carré du nombre de Froude ( $\lambda \propto Fr^2$ ). Ainsi la perte d'énergie est proportionnelle à l'énergie cinétique incidente (résultat en accord avec le fait que l'on est en régime inertiel):

$$\Delta E = \lambda g H_{obs} = \alpha_{rr} \frac{u_0^2}{2} A_{obs} \quad (21)$$

Une voie de recherche prometteuse est de préciser la valeur du coefficient  $\alpha_{rr}$  qui dépend a priori de la nature du fluide en écoulement, des conditions de rugosité et de la forme de l'obstacle. Pour des écoulements granulaires sur fond rugueux interagissant avec un mur vertical, ce coefficient est de l'ordre de 0.14.

## 6 Conclusion

### 6.1 Sur le plan scientifique

Le projet proposé au PGRN a permis de répondre aux deux questions suivantes concernant l'interaction d'un écoulement à surface libre avec un obstacle:

- (i) La synthèse et l'analyse comparative de l'ensemble des expériences concernant des *écoulements denses permanents* en interaction avec un obstacle (écoulements granulaires en laboratoire et écoulements de neige in situ) a permis de mettre en évidence différents régimes d'interaction écoulement / obstacle. La classification dans le plan  $(Fr, A_{obs})$  apparaît comme une approche pertinente pour pouvoir prédire, connaissant les conditions de propagation à l'amont de l'obstacle (vitesse et hauteur incidentes), quel mécanisme sera prépondérant (apparition d'un ressaut à l'amont de l'obstacle, phénomène de zone morte, jet inertiel...) en fonction de la hauteur de l'obstacle relative à la hauteur de l'écoulement. Le projet proposé a soulevé des questions de recherche (voir section 4).
- (ii) La synthèse et l'analyse comparative de l'ensemble des expériences concernant des *écoulements denses transitoires (avalanches granulaires en laboratoire)* interagissant avec une digue a permis de montrer que, pour les avalanches en régime inertiel (nombre de Froude amont élevé), les dissipations d'énergie dues à l'obstacle sont proportionnelles au carré de la vitesse incidente et à la hauteur de l'obstacle (relative à la hauteur de l'écoulement incident). Grâce à de nombreuses expériences, le coefficient de proportionnalité a été déterminé pour le

cas des écoulements granulaires secs. Il faudrait investir de manière systématique le cas de matériaux cohésifs telle que la neige. Il semble que l'approche classiquement utilisée pour les écoulements hydrauliques turbulents en interaction avec une singularité (perte de charge singulière) est pertinente pour les avalanches granulaires rapides de laboratoire (régime inertiel) et aussi pour les avalanches naturelles interagissant avec une digue observées sur le site expérimental du Ryggfonn (Norvège).

Ces résultats feront l'objet de communications à un workshop sur l'interaction écoulement / obstacle (Workshop on interaction of gravity flows with obstacles, 13-16 March 2006, Weissfluhjoch Davos, Switzerland ) et à l'EGU (European Geosciences Union General Assembly 2006, Vienna, Austria, 02-07 April 2006)

## **6.2 Sur le plan de l'ingénierie paravalanche**

Les réponses apportées aux deux questions scientifiques (i) et (ii) contribuent à l'amélioration du dimensionnement d'une digue paravalanche:

- Sur la base des résultats scientifiques du projet concernant la question (i), nous avons discuté la formulation empirique de Salm (1990) utilisée en ingénierie paravalanche pour dimensionner les digues d'arrêt. Notre étude nous a permis de mettre en évidence des zones de dimensionnement "incertain" (risque de sous-dimensionnement ou risque de sur-dimensionnement) dans le plan  $(Fr, A_{obs})$ . Dans les zones où il y a un risque de sous-dimensionnement, nous préconisons des valeurs spécifiques pour le coefficient  $\lambda$ .
- Sur la base des résultats scientifiques du projet concernant la question (ii), il est possible de quantifier le risque résiduel en aval d'une digue paravalanche qui serait débordée.

## Références

Brennen, C.E., Sieck, K., Palaski, J. 1983. Hydraulic jump in granular material flow. *Powder Technology* 35, 31–37.

Faug, T., Lachamp, P., Naaim, M. 2002. Experimental investigation on steady granular flows interacting with an obstacle down an inclined channel: study of the dead zone upstream from the obstacle. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 2 (3/4), pp 187-191.

Faug, T. 2004. Simulation sur modèle réduit de l'influence d'un obstacle sur un écoulement à surface libre. Application aux ouvrages de protection contre les avalanches de neige. Thèse de doctorat. Université Joseph Fourier, Grenoble I.

Gauer, P., Lied, K., Kristensen, K., Harbitz, C., Issler D., Domaas, U. Avalanche/dam interaction. Communication, SATSIE meeting, Seyðisfjörður, 2 septembre 2005.

Gray, J. M. N. T., Tai, Y. C., Noelle, S., 2003. Shock waves, dead zones and particle free regions in rapid granular free surface flows. *J. Fluid Mech.* 491, 160–181.

Hákonardóttir, K.M., Jóhannesson, T., Tiefenbacher, F., Kern, M., 2001. A laboratory study of the retarding effect of breaking mounds in 3, 6 and 9m long chutes. Technical report, VEDURSTOFA ISLANDS, Report No. 01007.

Hákonardóttir, K.M., Hogg, A.J., Batey, J., Woods, A.W. 2003a. Flying avalanches. *Geophys. Res. Let.*, 30 (23), 2191.

Hákonardóttir, K.M., Hogg, A.J., Jóhannesson, T., Kern, M., Tiefenbacher, F., 2003b. Large-scale avalanche braking mound and catching dam experiments with snow: a study of the airborne jet. *Surv. Geophys.* 24 (5-6), 543–554.

Hákonardóttir, K.M. 2004. The interaction between snow avalanches and dams. PhD thesis. Bristol University.

Salm, B., 1990. Schnee, Lawinen und Lawinenschutz. Lecture notes, ETH Zurich, Abt. II, VI, VIII, X.

Savage, S.B. 1979. Gravity flow of cohesionless granular materials in chutes and channels. J. Fluid Mech. 92, 53–96.