

Vers une estimation pratique de la période de retour des écoulements gravitaires rapides

Christophe ANCEY

Toraval

août 1999

1. Introduction

En montagne, un grand nombre d'écoulements naturels (avalanches, crues torrentielles, etc.) sont induits par l'apport massif de précipitations d'eau sous forme de pluie ou de neige. Compte tenu des volumes mobilisés et des effets dévastateurs, ces écoulements constituent une menace certaine pour les habitants des vallées alpines. Les crues de l'été 1987 en Suisse, France, et Italie ainsi que les avalanches de février 1999 en France, Suisse, et Autriche (60 morts) rappellent que des phénomènes naturels exceptionnels peuvent durement frapper les populations. Le plus souvent, pour préciser le caractère exceptionnel d'un événement, on souhaiterait estimer sa période de retour. De même, un usage de plus en plus courant en ingénierie amène à manipuler le concept *d'aléa de référence* contre lequel on cherche à se protéger et, là encore, il est souvent nécessaire de parler de période de retour. Se pose alors la question de comment définir une période de retour d'un écoulement naturel. La chose est assez claire en hydraulique d'eau claire où il est possible de faire des statistiques sur les débits de pointe ou le volume de crue et ainsi estimer une période de retour pour un événement donné. L'affaire se complique pour les avalanches et les laves torrentielles. On ne sait déjà pas bien sur quelle variable significative il faudrait faire la statistique et on est le plus souvent confronté à l'absence de données permettant le dépouillement. Par défaut, il est possible d'estimer la période de retour des précipitations à l'origine du phénomène, mais là encore, le résultat n'est pas très satisfaisant car on observe en pratique un décalage significatif entre la période de retour ainsi estimée et la période de retour estimée intuitivement. Par exemple, pour l'avalanche catastrophique de Montroc, on trouve une période de retour des précipitations neigeuses (en termes de cumul) autour de 5 ans alors que les dégâts laissent plutôt penser au contraire à une période de retour de plusieurs dizaines voire centaines d'années. L'objectif de cette note est d'examiner comment en pratique arriver à estimer une période de retour.

2. Vers une définition de la période de retour pour un écoulement gravitaire rapide

Dans l'étude des phénomènes rares, on cherche à relier une caractéristique du phénomène étudié à une probabilité d'occurrence. Par exemple, en hydrologie des crues d'eau claire, on cherche classiquement une relation entre le débit de pointe (ou parfois un volume) et son occurrence. Généralement, on emploie une *probabilité de non-dépassement* (F), c'est-à-dire la probabilité pour qu'une valeur donnée ne soit pas dépassée. Par exemple, une probabilité de non-dépassement 0,99 signifie qu'il y a 99% de chances pour que cette valeur ne soit pas dépassée ou réciproquement 1% de chances qu'on trouve une valeur qui lui soit supérieure sur un laps de temps donné. En pratique, il est plus commode de raisonner en *période de retour* définie comme $T=1/(1-F)$ et exprimée en années. A la probabilité de non-dépassement de 0,99 est donc associée la période de retour $T=100$ ans ; c'est le phénomène qui a 1% de chance d'être observé sur une période quelconque d'un an. Il faut bien retenir que le phénomène centennal n'est pas le plus gros phénomène qui intervient une fois tous les cent ans, mais celui qui a 1 % de chance de se produire chaque année, c'est-à-dire en moyenne une fois par siècle. Ainsi, il peut y avoir plusieurs événements centennaux par siècle. La probabilité P pour qu'il y ait n phénomènes de période de retour T (ou de fréquence $p=1-F=1/T$) pendant un laps de temps de N années peut être représentée à l'aide d'une loi de Poisson :

$$P(n) = e^{-Np} \frac{(Np)^n}{n!}$$

La probabilité qu'il y ait au moins un phénomène de période de retour T pendant N années est :

$$1 - P(0) = 1 - e^{-Np}$$

La probabilité d'avoir un écoulement avec une période de retour centennale est de donc de 18 % dans les vingt ans à venir, de 63% dans le prochain siècle, et de 95 % dans les trois siècles à venir.

Dans le domaine des écoulements gravitaires rapides, il convient dans un premier temps de définir le paramètre quantifiable qui sera en quelque sorte la variable permettant de représenter l'écoulement et de déduire les principales caractéristiques de l'écoulement.

Dans le cas de la gestion du risque, il est certain qu'un paramètre-clé pertinent pourrait être la distance d'arrêt¹ ou la cote d'arrêt. Un autre paramètre facilement quantifiable est le volume de matériau mobilisé par l'écoulement : il peut être facilement évalué sur le terrain et il peut être en général prédéterminé en première approximation par des calculs "hydrologiques" puisque ce sont le souvent des précipitations qui sont à l'origine de l'écoulement.

¹ C'est d'ailleurs le cas dans la méthode dite norvégienne d'estimation statistique des distances d'arrêt pour les avalanches.

Dans un grand nombre de cas, les deux paramètres distance d'arrêt et volume mobilisé sont corrélés et cela se comprend bien physiquement : plus la masse est grande, plus l'énergie cinétique est élevée, et plus loin pourra aller l'avalanche. Toutefois, la corrélation n'est ni générale ni régulière. Par exemple dans le domaine des avalanches, des conditions particulières de neige peuvent provoquer des avalanches exceptionnelles par leur extension mais non par leur volume². De même, des configurations de terrain particulières (radoucissement à mi-pente par exemple) peuvent provoquer l'arrêt des écoulements d'une certaine ampleur et laisser transiter des écoulements plus gros ; dans ce cas, il y a une discontinuité³ dans la relation volume/ distance d'arrêt. Il n'est donc pas toujours indifférent de choisir le volume ou la distance d'arrêt comme paramètre-clé de l'écoulement.

D'autres paramètres comme la puissance de l'écoulement ou son énergie peuvent également être des paramètres intéressants car ils peuvent refléter la puissance du phénomène, le potentiel de désordre, etc.

En résumé, le choix d'une variable unique représentative de l'écoulement n'est pas évident. Très probablement, ce choix se justifie par rapport au contexte de l'étude. Si c'est principalement le calcul de la capacité de stockage d'une plage de dépôt, l'utilisation du volume mobilisé peut être intéressante. Si on s'intéresse plutôt aux désordres, une variable relative à l'extension ou la puissance du phénomène est vraisemblablement mieux adaptée.

2. Exemple

2.1 Présentation du problème

Considérons l'exemple suivant. Un solide, assimilé à un point mobile (M), a une masse (m). Cette masse peut varier considérablement d'une réalisation à une autre selon une loi de probabilité P_m , connue par ailleurs. Cette masse ponctuelle se déplace sur un plan, incliné sur une longueur L d'un angle θ par rapport à l'horizontale, puis horizontal. Le point M subit de la part du plan :

- un frottement de type coulombien, avec un coefficient de frottement f ;
- une force de frottement de type turbulente.

La valeur de f varie d'une réalisation à une autre selon une densité de probabilité (P_f) connue à l'avance. On suppose que la vitesse initiale du mobile est nulle pour toutes les réalisations. On cherche à déterminer la loi de probabilité de l'énergie cinétique du solide au point A et celle de la distance d'arrêt.

² Par exemple, l'avalanche de janvier 1996 de la Daille à Val-d'Isère a touché une piste de ski de fond et tué un skieur : elle est survenue après de faibles chutes de neige et a mobilisé un faible volume, mais a parcouru une distance exceptionnellement grande qui n'a été observée que deux ou trois fois au cours de ce siècle.

³ Le site d'Arinsal en Andorre est assez typique : la plupart des avalanches s'étalent sur un replat entre 2100 et 2250 m, mais les plus grosses (comme l'avalanche catastrophique de février 1996) peuvent franchir le radoucissement de pente et être canalisées dans un couloir raide jusqu'à la station. Cela se voit aussi fréquemment pour les écroulements rocheux et les laves torrentielles.

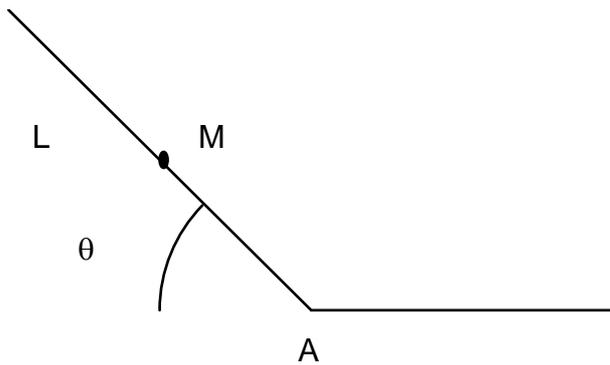


Figure 1 : schéma du mouvement.

2.2 Mise en équations

On cherche à connaître l'énergie et le déplacement de la masse au cours du temps. A cet effet, regardons l'équation du mouvement sur la partie inclinée du plan :

$$(1) \quad m \frac{du}{dt} = mg \sin \theta - fmg \cos \theta - \alpha u^2$$

Après réarrangement, on déduit simplement que :

$$(2) \quad \frac{du}{dt} + \frac{\alpha}{m} u^2 = g \cos \theta (\tan \theta - f)$$

En intégrant et en tenant compte de la condition initiale, on trouve que :

$$(3) \quad u(t) = \sqrt{\frac{mg \cos \theta (\tan \theta - f)}{\alpha}} \tanh \left(t \sqrt{\frac{\alpha g \cos \theta (\tan \theta - f)}{m}} \right)$$

une nouvelle intégration amène à :

$$(4) \quad x = \frac{m}{\alpha} \ln \left(\cosh \left(t \sqrt{\frac{\alpha g \cos \theta (\tan \theta - f)}{m}} \right) \right)$$

Il s'ensuit que le point M est en A à l'instant :

$$(5) \quad t_A = \sqrt{\frac{m}{\alpha g \cos \theta (\tan \theta - f)}} \operatorname{arccosh} e^{\frac{\alpha L}{m}}$$

On déduit de là la vitesse :

$$(6) \quad u_A = \sqrt{\frac{mg \cos \theta (\tan \theta - f)}{\alpha}} \tanh \left(\operatorname{arccosh} e^{\frac{\alpha L}{m}} \right) = \sqrt{\frac{mg \cos \theta (\tan \theta - f)}{\alpha}} \sqrt{1 - e^{-\frac{2\alpha L}{m}}}$$

et son énergie :

$$(7) \quad E_A = m^2 \beta (\tan \theta - f) \delta$$

$$\text{avec } \beta = \frac{g \cos \theta}{2\alpha}, \quad \delta = 1 - e^{-\frac{2\alpha L}{m}}$$

Pour calculer la distance d'arrêt, il faut examiner l'équation du mouvement sur le plan horizontal :

$$(8) \quad \frac{du}{dt} + \frac{\alpha}{m} u^2 = -fg$$

Après intégration et en prenant comme origine de temps $t=0$ en $x=0$ (point A), on trouve que la vitesse vérifie :

$$(9) \quad u(t) = \sqrt{\frac{mgf}{\alpha}} \tan \left(\gamma - t \sqrt{fg} \frac{\alpha}{m} \right)$$

avec: $\gamma = \arctan \sqrt{\frac{fmg}{\alpha}} u_A$. On déduit que la vitesse s'annule au temps t_a :

$$(9) \quad t_a = \gamma \frac{m}{\sqrt{f\alpha}}$$

Ce temps correspond au délai entre le point A et l'arrêt de la masse M. Par une nouvelle intégration, on déduit la distance d'arrêt :

$$(10) \quad x_a = -\frac{m}{\alpha} \ln \left(\cos \gamma \sqrt{\frac{mgf}{\alpha}} \right)$$

2.3 Densité de probabilité

Nous cherchons à déterminer la loi de probabilité des variables aléatoires. Nous nous intéresserons ici uniquement à la variable E. Un calcul en tout point identique peut être mené pour x_a .

En admettant que le coefficient f et la masse m sont des variables indépendantes et en calculant le jacobien de la transformation $(E, m) \rightarrow (f, m)$, on en déduit que la probabilité jointe d'avoir une énergie E et une masse m est :

$$(11) \quad P_{E,m}(E, m) = \frac{P_m(m)P_f(f)}{m^2\beta\delta}$$

Par intégration, on en déduit que la loi de probabilité pour la variable E est :

$$(12) \quad P_E = \int P_{E,m}(E, m)dm = \int m^2\beta\delta P_m(m)P_f(f)dm$$

On déduit la loi théorique de distribution de E :

$$(13) \quad P_E = \int \frac{P_m(m)}{m^2\beta\delta} P_f(\tan\theta - E/(m^2\beta\delta))dm$$

Si on considère le cas très simple d'une distribution aléatoire uniforme pour f et de type exponentiel pour m :

$$(14) \quad \begin{aligned} f_1 \geq f \geq f_0 &\Leftrightarrow P_f = \frac{1}{f_1 - f_0} \\ f_1 < f \text{ ou } f < f_0 &\Leftrightarrow P_f = 0 \end{aligned}$$

$$(15) \quad P_m = e^{-\frac{m-m_0}{m_1}}$$

On tire de (13) que la densité de probabilité de E s'écrit :

$$(16) \quad P_E = \frac{e^{m_0/m_1}}{\beta(f_1 - f_0)} \int_{\mu_1}^{\mu_2} \frac{e^{-\frac{m}{m_1}}}{m^2(1 - e^{-\frac{2\alpha L}{m}})} dm$$

avec $(\tan\theta - f_i)(1 - e^{-\frac{2\alpha L}{\mu_i}})\mu_i^2 = E/\beta$. Une expression analytique existe pour cette fonction, mais elle est longue et sans guère d'intérêt pour le reste de l'exposé. Nous ne la mentionnerons pas.

Si maintenant on prend pour m et f deux lois simples de type exponentiel :

$$(17) \quad P_f = e^{-\frac{f-f_0}{f_1}}$$

$$(18) \quad P_m = e^{-\frac{m-m_0}{m_1}}$$

On obtient comme densité de probabilité :

$$(19) \quad P_E = \frac{1}{\beta} \int \frac{1}{m^2 \left(1 - e^{-\frac{2\alpha L}{m}}\right)} \exp\left(-\frac{m - m_0}{m_1} - \frac{m^2 \beta \left(1 - e^{-\frac{2\alpha L}{m}}\right) (\tan \theta - f_0) - E}{f_1 m^2 \beta \left(1 - e^{-\frac{2\alpha L}{m}}\right)}\right) dm$$

Cette expression n'admet pas d'expression analytique triviale.

En conclusion, cet exemple illustre un résultat intuitif : la densité de probabilité de variables aléatoires représentatives de l'écoulement, comme l'énergie ou bien la distance d'arrêt, dépend des distributions de probabilité des variables des paramètres mécaniques.

2.4 Simulation de Monte Carlo

Notons que la difficulté principale vient du caractère généralement non analytique des calculs. Une manière plus rapide de procéder est d'effectuer des simulations numériques. Le principe général, connu sous le nom générique de méthode de Monte Carlo, consiste à réaliser une succession de réalisations en tirant des valeurs au hasard pour les paramètres mécaniques aléatoires. Il est ensuite possible de réaliser des statistiques sur les données ainsi obtenus.

Nous reportons ci-après un exemple de simulation. Nous avons considéré que la masse m est une variable aléatoire, dont la densité de probabilité est décrite par une loi exponentielle simple (15), avec ici $m_0=0$ et $m_1=1$. Nous avons supposé de même que le coefficient de frottement f est une variable aléatoire, dont la densité de probabilité est décrite par une loi uniforme (14), avec ici $f_0=0,1$ et $f_1=0,5$. Pour les autres paramètres fixes, nous avons pris : $\theta=\pi/4$, $\alpha=1$ kg/m, $L=1$ m.

Nous avons réitéré le calcul de la vitesse en A (équ. 6) n fois de suite en tirant au hasard pour chaque essai des valeurs de m et f (le tirage aléatoire suit les lois de distribution considérées). A la fin de la simulation, nous disposons de n valeurs de la vitesse. Nous avons classé le fichier résultant par ordre numérique décroissant et nous avons attribué à chaque valeur (i) une probabilité cumulée empirique de la forme :

$$(20) \quad \text{Prob}(u < u_A(i)) = 1 - \frac{i}{n+1}$$

Nous reportons sur la figure 2 les valeurs ainsi classées de la masse m pour un exemple de simulation ($n=1000$) et sur la figure 3 la distribution de l'énergie cinétique en A (calculée d'après l'équation 7). Sur chacune des figures, nous avons reporté la loi de distribution théorique (resp. équ. 15 et 16). Dans le cas de la distribution de l'énergie cinétique calculée dans l'équation 16, il a fallu procéder à une évaluation numérique du terme intégral.

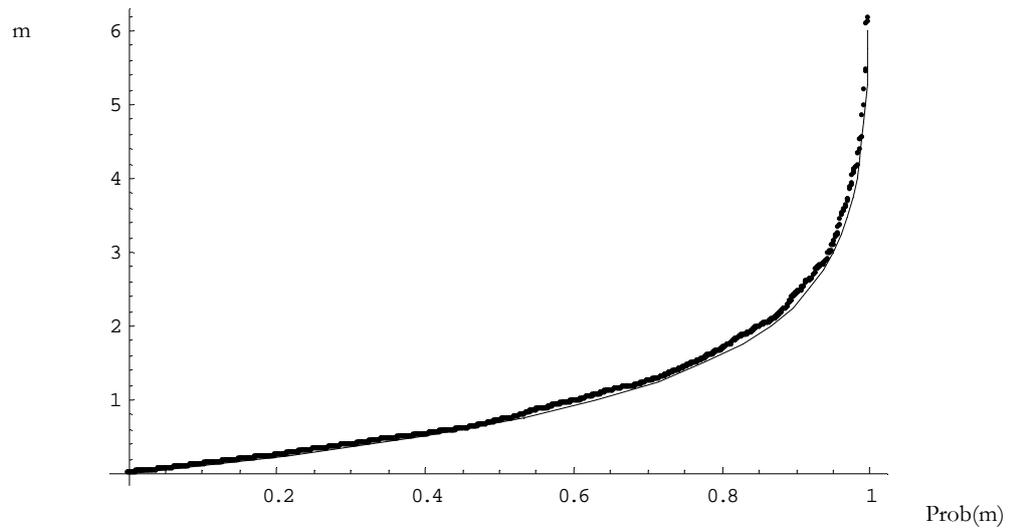


Figure 2 : distribution de la variable aléatoire m pour la simulation effectuée. En trait continu, distribution théorique (probabilité cumulée) imposée au tirage aléatoire.

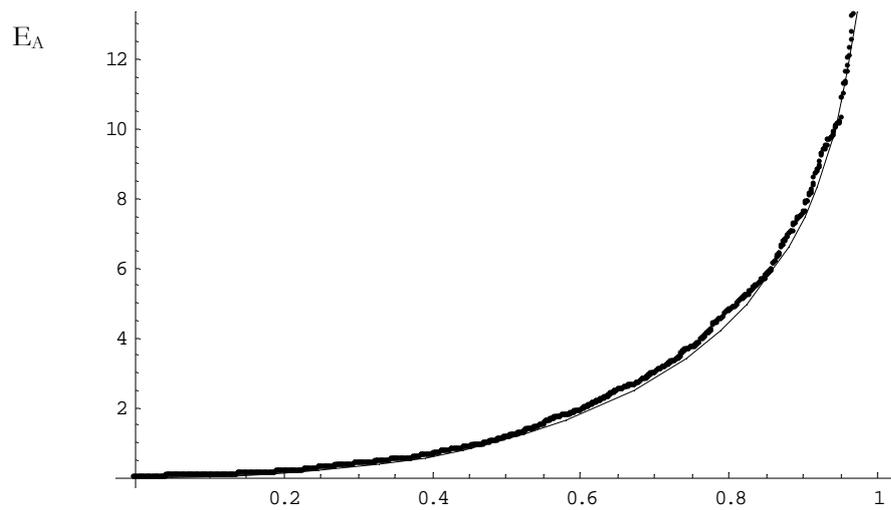


Figure 3 : distribution de la variable aléatoire E_A pour la simulation effectuée. En trait continu, distribution théorique (probabilité cumulée) déterminée par double intégration numérique de l'équation 16.

On notera que, dès lors que le nombre de réalisations est grand, une simulation de Monte Carlo permet de déterminer avec une bonne précision les distributions de probabilité de grandeurs aléatoires.

3. Principe d'application à des cas concrets

En pratique, sur des cas réels, il est possible d'obtenir par des simulations de type Monte Carlo les distributions de certaines grandeurs difficilement estimables *in situ* ou pour lesquelles on ne dispose pas d'un nombre suffisant de données. Le principe de réalisation des simulations est identique au cas précédemment traité. En général, il faut pour mettre en œuvre une telle technique :

1. un modèle de calcul, plus ou moins sophistiqué, permettant de calculer les variables significatives ;
2. déterminer les paramètres (physiques ou non) qui ne suivent pas une distribution aléatoire ;
3. spécifier les variables aléatoires intervenant dans le problème en indiquant leur loi de distribution.

En réalisant un grand nombre d'essais, il est alors possible de calculer les variables significatives d'intérêt, puis de leur affecter une fréquence empirique. Notons qu'il est en général plus commode de raisonner en période de retour qu'en probabilité cumulée.

4. Application sur l'avalanche de Montroc

4.1. Principe des simulations

Comme exemple d'application, nous allons mettre en œuvre des simulations de Monte Carlo dans le cas du site de Montroc. Le site simulé est le couloir de Péclerey (recensé CLPA n° 1). Nous avons considéré un profil (cf. Fig. 4) comme trajectoire suivie par l'avalanche. Comme modèle de calcul, nous avons utilisé un modèle simple, adapté aux avalanches coulantes, appelé VSG (Voellmy – Salm – Gubler).

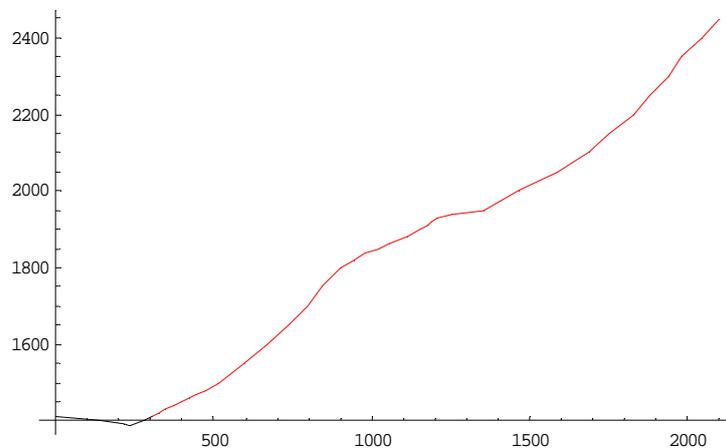


Figure 4 : profil en long du couloir de Péclerey.

Dans ce modèle, la force de frottement est écrite sous la forme :

$$(21) \quad F = \xi mg \frac{u^2}{R_H} + \mu mg \cos \theta$$

Les deux termes de cette expression représentent respectivement un frottement turbulent et un frottement solide, (μ, ξ) sont respectivement le coefficient de frottement solide (caractérisant en quelque sorte la viscosité de la neige et variant d'une avalanche à l'autre) et le coefficient de frottement turbulent (caractérisant la rugosité d'ensemble du couloir vis-à-vis des avalanches, il est constant à l'échelle d'un site), R_H est le rayon hydraulique, m la masse, θ la pente. En suivant les principes à la base de ce modèle, on admettra que :

- le coefficient ξ est constant sur le site. On prendra ici $\xi=1000$ (faible rugosité d'ensemble) ;
- le coefficient μ dépend de la qualité de la neige. Il est estimé être de l'ordre de 0,25 à 0,4 pour $1 \leq T \leq 10$ ans, de l'ordre de 0,25 pour $T=30$ ans, 0,2 pour $T=100$ ans, et 0,155 pour $T=300$ ans. On admettra que ce paramètre suit une loi de Gumbel de la forme :

$$(22) \quad \mu = 0,3 + 0,025 \ln \left(-\ln \left(1 - \frac{1}{T} \right) \right)$$

- la masse volumique de la neige est une variable aléatoire (loi uniforme) comprise entre 150 et 300 kg/m^3 .

De même, comme conditions initiales, on admettra que :

- les avalanches sont consécutives à de grosses chutes de neige ;
- la hauteur de la couche de neige déclenchée (d_0) est fonction du cumul du neige de tout l'épisode de neige. On tiendra compte d'une correction liée à l'altitude, au tassement, et à la pente mais les effets liés ne sont pas considérés. Ici le cumul de neige a été estimé d'après les mesures sur le poste de nivométéorologie du Tour (1460 m). Il a été montré que le cumul total de neige suit une loi de distribution de type Gumbel de la forme :

$$(22) \quad C = 120 - 45 \ln \left(-\ln \left(1 - \frac{1}{T} \right) \right)$$

- les phénomènes d'incorporation de neige (reprise) en cours d'écoulement sont ignorés ;
- la largeur de la cassure dans la zone de départ dépend de la hauteur de neige. On a supposé une loi empirique de la forme :

$$(23) \quad \text{largeur} = 150 + 200 \tanh \frac{d_0}{1,5}$$

- de même, on prend comme loi de distribution empirique de la longueur de la zone de départ :

$$(24) \quad \text{longueur} = 200 + 200 \left(1 - \ln \frac{\mu}{0,1} \right) \tanh \frac{d_0}{1,5}$$

Nous avons examiné plusieurs variables significatives de l'avalanche :

- la côte d'arrêt ;
- l'énergie cinétique locale à la fin de la phase d'écoulement (début de l'arrêt) : $E = \frac{1}{2} \rho v^2$;
- sa puissance à la fin de la phase d'écoulement : $Q = \rho g Q \sin \theta$, avec Q le débit ;
- l'énergie dissipée (autrement dit son énergie potentielle) : $E_p = \rho g V \cdot \Delta H$, avec V le volume et ΔH la dénivellation parcourue.

4.2 Résultats des simulations

400 simulations ont été réalisées. Elles correspondent à la simulation de 400 années consécutives d'activité avalancheuse du site. Nous reportons sur la figure 5 la distribution du coefficient de frottement μ et du cumul de neige C.

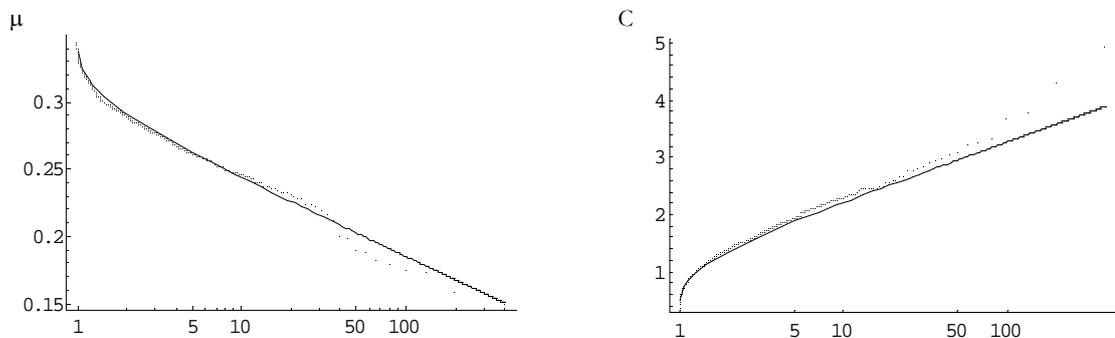


Figure 5 : distributions en fonction de la période de retour T du coefficient de frottement μ et du cumul de neige C. Les courbes continues reportées sont les distributions théoriques imposées lors du tirage (eq. 22 et 23).

Nous reportons sur la figure 6 la distribution de la cote d'arrêt en fonction de la période de retour. On notera que la distribution n'est pas continue mais présente au contraire des points d'accumulation. Cela est principalement dû à la forme du relief qui présente plusieurs points d'arrêt. Cela montre que la cote d'arrêt n'est pas nécessairement une variable d'intérêt pour estimer la période de retour d'une avalanche. Le fonctionnement en palier permet tout de même de fixer des fourchettes de périodes de retour.

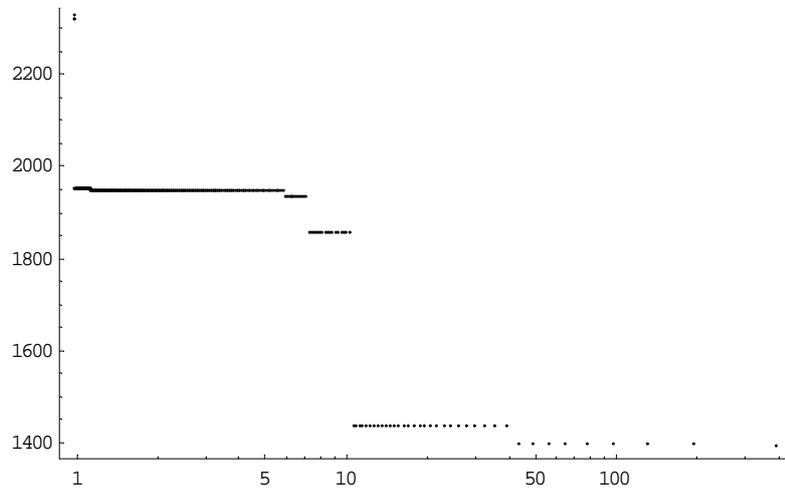


Figure 6 : distribution des cotes d'arrêt (en m) en fonction de la période de retour.

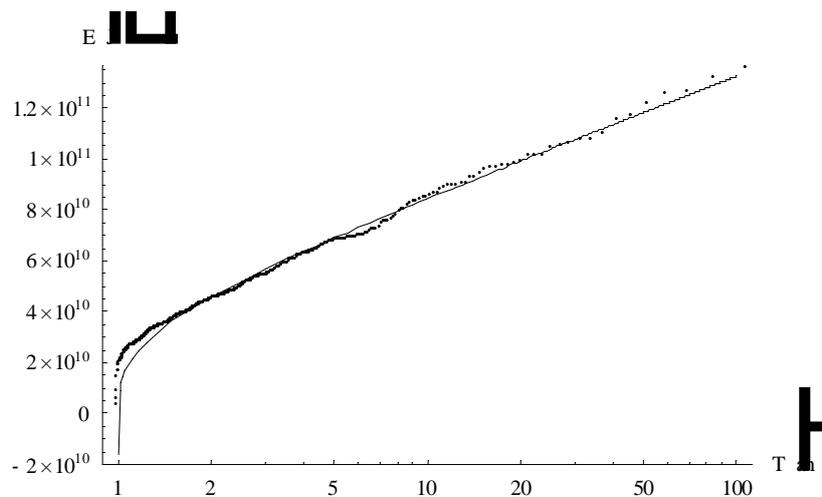


Figure 7 : distribution de l'énergie totale dissipée (en J) en fonction de la période de retour. En trait continu, on a représenté une distribution de Gumbel calée sur les données par la méthode des moments.

Nous reportons sur la figure 7 la distribution de l'énergie totale dissipée par l'avalanche en fonction de la période de retour. On notera qu'il est possible de caler une loi de Gumbel sur les données :

$$(25) \quad E = 3,8 \cdot 10^{10} - 2,04 \cdot 10^{10} \ln \left(-\ln \left(1 - \frac{1}{T} \right) \right)$$

Moyennant certaines approximations, l'énergie dissipée, évaluée comme étant l'énergie potentielle de l'avalanche (donc *grossa modo* le produit de la masse de neige par la dénivellation parcourue), apparaît dans

le cas présent une bonne variable significative de l'écoulement. Il est vraisemblable que dans d'autres cas d'application, elle soit également appropriée.

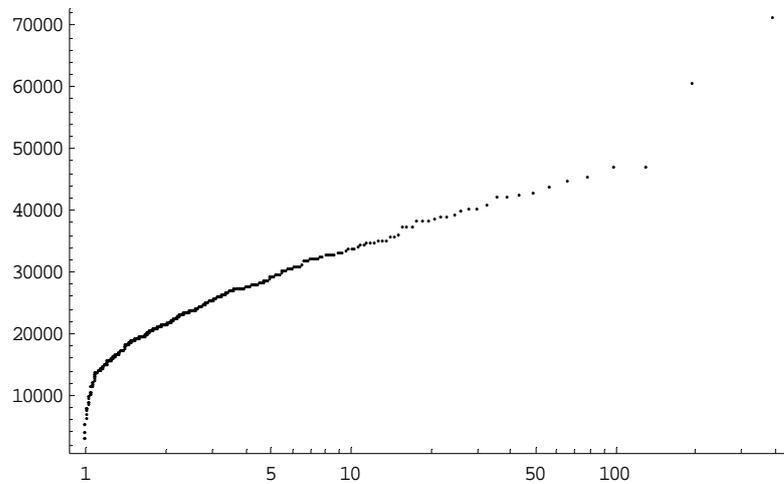


Figure 8 : distribution de l'énergie cinétique locale (en Pa) de l'avalanche en fin de phase d'écoulement.

Nous reportons sur la figure 8 la distribution de l'énergie cinétique locale (en fin de phase d'écoulement) en fonction de la période de retour. On notera que, comme pour l'énergie dissipée, l'énergie cinétique apparaît comme une bonne variable significative de l'écoulement. A la différence de l'énergie dissipée, qui est une valeur moyenne de tout l'écoulement, l'énergie cinétique calculée ici est une valeur locale, représentant ce qui se passe en fin de phase d'écoulement. Elle pourrait être utilisée comme un descripteur du potentiel de dégât d'une avalanche. En effet, la pression d'impact est directement liée à l'énergie cinétique locale de l'avalanche (selon la pratique courante en ingénierie, il faudrait également rajouter un terme de pression statique). Les ordres de grandeurs des pressions d'impact pouvant causer des dommages sont : 5 kPa pour briser une vitre, 30 kPa pour détruire une structure en bois, entre 100 et 1000 kPa pour endommager une structure en béton armé.

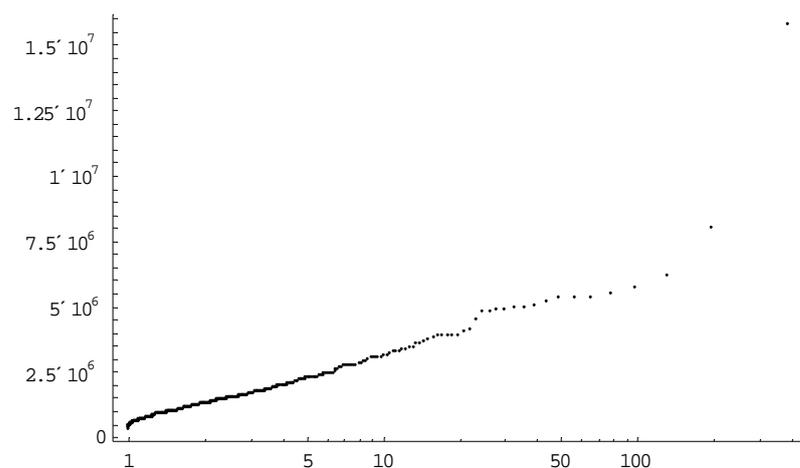


Figure 9 : distribution de la puissance de l'avalanche par tranche de longueur (en W/m) en fin de phase d'écoulement.

Nous avons reporté sur la figure n° 9 la distribution de puissance de l'avalanche en fonction de la période de retour. A première, elle suit une loi de distribution différente de l'énergie dissipée ou de celle de l'énergie cinétique locale. Il ne faut pas attacher trop d'attention aux points extrêmes ($T > 200$ ans), car l'indique la figure 5, aux fortes périodes de retour, dans cette série d'essais, les hauteurs de neige simulées dévient significativement de la loi de probabilité imposée, ce qui se répercute sur les variables calculées.

4.3 Estimation de la période de retour de l'avalanche du 9 février 1999

Pour l'avalanche de Péclerey survenue le 9 février 1999, on relevé :

- 225 cm de neige tombée au Tour en 5 jours ;
- une cassure de neige de l'ordre de 1,5 m sur 250 m de large.

On a estimé que :

- le volume de neige mobilisé était autour de $150\,000\text{ m}^3$;
- la vitesse en fin de phase d'écoulement était comprise entre 25 et 50 m/s ;
- la masse volumique moyenne était comprise entre 50 et 150 kg/m^3 ;
- la hauteur de neige (de la partie dense) autour de 5 m.

On a calculé que :

- l'énergie dissipée a été environ de $2,3 \cdot 10^{11}\text{ J}$;
- l'énergie cinétique locale en fin de phase d'écoulement a été comprise entre 47 et 63 kPa ;
- la puissance en fin de phase d'écoulement a été comprise entre environ 1,2 et $1,8 \cdot 10^7\text{ W/m}$.

Cela donne comme période de retour :

- en termes de cumul de neige, $T=5$ ans ;
- en termes de cote d'arrêt, $T > 50$ ans ;
- en termes d'énergie totale, $T=300$ ans ;
- en termes d'énergie cinétique totale, $150 < T < 300$ ans ;
- en termes de puissance instantanée, $T > 300$ ans.

4.4 Sensibilité et robustesse des résultats ; analyse critique