

## Comportements génériques en fragmentation

N. Sator<sup>a</sup>, H. Hietala<sup>b</sup>, F. Sausset<sup>c</sup>, S. Mechkov<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Laboratoire de Physique Théorique de la Matière Condensée, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, sator@lptmc.jussieu.fr

<sup>b</sup>Department of Physics, University of Helsinki, P.O.Box 64, FI-00014 Finland

<sup>c</sup>Department of Physics, Technion, Haifa 32000, Israel

---

### RESUME:

Des noyaux atomiques aux astéroïdes, en passant par les assiettes et les gouttes d'eau, tout objet peut être fragmenté, à condition de lui apporter une énergie suffisante par rapport à son énergie de cohésion. Malgré cette diversité d'échelles de tailles et de matériaux, la fragmentation présente des comportements génériques. Ainsi, les distributions en taille des fragments, mesurées en laboratoire ou observées dans la nature, obéissent fréquemment à une loi de puissance dont l'origine est encore mal comprise. Sans chercher à décrire un matériau particulier, nous proposons un modèle dont la simplicité permet de mieux comprendre ce phénomène complexe. En étudiant la fragmentation d'un disque à l'aide de simulations de dynamique moléculaire, nous mettons en évidence un comportement qui pourrait être générique : L'exposant de la distribution en taille des fragments augmente comme le logarithme de l'énergie d'impact.

**MOTS-CLES :** Fragmentation, Dynamique moléculaire, Loi de puissance

---

### 1) Introduction

Un objet physique caractérisé par une certaine énergie de cohésion peut être réduit en fragments en lui apportant suffisamment d'énergie. Casser, broyer, moudre sont des activités quotidiennes dans les processus industriels, qui utiliseraient environ 30 % de l'énergie totale consommée dans le monde [1]. C'est en particulier le cas dans l'industrie pharmaceutique, l'agroalimentaire et la fabrication de matériaux de construction comme le ciment [2]. Mais les rendements de ces processus de fragmentation sont faibles et il est souvent difficile de contrôler précisément la taille des fragments qui en résultent [1].

La fragmentation joue également un rôle fondamental dans des domaines aussi variés que la physique nucléaire, la géophysique ou l'astrophysique. Par exemple, des collisions d'ions lourds sont réalisées pour déterminer le diagramme de phase de la matière nucléaire [3], la façon dont le magma se fragmente permet de caractériser la dynamique d'une éruption volcanique [4] et la fragmentation des planétésimaux et des astéroïdes joue un rôle dans la formation des planètes [5] et des cratères observés sur leur surface [6].

Puisque la fragmentation concerne tous les objets de tailles supérieures ou égales à celle du noyau atomique, il est naturel de rechercher des propriétés communes à ce phénomène qui soient indépendantes des caractéristiques propres à l'objet étudié, le matériau le constituant par exemple. Les mécanismes microscopiques qui sont en jeu, comme la formation et la propagation de fractures, sont bien sûr complexes, dépendent a priori du matériau et sont difficiles à étudier directement. Si l'on s'intéresse seulement à l'issue du processus de fragmentation, et non pas à sa dynamique, la quantité la plus évidente que l'on peut mesurer est le nombre de fragments ayant une certaine taille  $s$ , la distribution en taille des fragments. Qualitativement, sa forme reflète d'abord la violence du phénomène, c'est-à-dire l'énergie mise en jeu pour

fragmenter l'objet. Par exemple, à très haute énergie, la distribution en taille décroît rapidement avec la taille des fragments, reflétant la réduction en petits fragments de l'objet. Plus précisément, la forme mathématique de la distribution peut donner de précieuses informations sur le processus de fragmentation. Selon les expériences réalisées, la distribution en taille peut être ajustée par différentes fonctions (exponentielle, log-normale...), mais l'un des points les plus frappants sur la fragmentation est que la distribution en taille des fragments obéit fréquemment à une loi de puissance, et ce indépendamment de l'objet étudié, des noyaux atomiques aux astéroïdes en passant par les assiettes. Cette observation, faite sur de larges échelles de tailles et d'énergies pour des matériaux très différents, suggère l'existence de comportements génériques en fragmentation, indépendants du système étudié.

De nombreuses expériences de fragmentation et observations de phénomènes naturels ont été réalisées, nous en donnerons quelques exemples dans la suite de ce texte, et différentes approches théoriques ont été proposées pour modéliser dans un cadre général le processus de fragmentation, mais l'origine de cette loi de puissance est encore mal comprise.

Comme nous le verrons, les approches analytiques, bien qu'élégantes et rigoureuses, ne permettent pas pour l'instant, de prendre en compte la complexité du phénomène et de reproduire les comportements observés expérimentalement. En revanche, les approches basées sur des simulations numériques sont particulièrement adaptées pour modéliser la fragmentation et étudier les processus dynamiques sous-jacents. Nous proposons un modèle dont la simplicité permet d'étudier le rôle joué par certains paramètres de l'objet (forme, matériau...), sans chercher à modéliser un matériau en particulier. A l'aide de simulations de dynamique moléculaire, nous avons montré en particulier que l'exposant de la distribution en taille des fragments augmente avec le logarithme de l'énergie fournie au système pour le fragmenter. Ce comportement pourrait être générique de la fragmentation.

La suite de ce texte est divisée en quatre parties. Dans un premier temps nous présentons quelques expériences de fragmentation pour illustrer la généralité du comportement en loi de puissance de la distribution en taille des fragments et nous évoquons les différentes approches qui cherchent à décrire ce phénomène. Ensuite, nous décrivons le modèle numérique que nous proposons et présentons notre résultat principal, que nous discutons dans la dernière partie de ce texte.

## **2) Distributions en taille des fragments en loi de puissance : expériences et modélisations**

L'expérience de fragmentation la plus simple à réaliser est de lâcher une assiette d'une certaine hauteur, c'est-à-dire pour une certaine énergie d'impact, et de peser un à un les fragments collectés sur le sol. Puisque l'objet est par « construction » irréversiblement détruit et que les conditions expérimentales ne sont pas parfaitement contrôlées, on renouvelle l'opération un grand nombre de fois avec des objets supposés identiques et on détermine pour une énergie d'impact donnée, la distribution en taille *moyenne* des fragments,  $n(s)$ , c'est-à-dire le nombre moyen de fragments ayant une certaine taille  $s$ , ici la masse. Selon les situations, la taille peut être la masse, la charge électrique, une longueur caractéristique du fragment, ou le nombre de « particules » le constituant.

La distribution en taille moyenne mesurée lors d'expériences de fragmentation prend fréquemment une forme de loi de puissance :

$$n(s) \sim s^{-\tau}$$

où  $\tau$  est un exposant qui varie entre 1 et 2,5 environ selon les expériences et les observations de phénomènes naturels. Comme nous allons le voir, ce comportement en loi de puissance concerne des objets extrêmement différents dont les tailles varient sur des ordres de grandeurs.

Paradoxalement, la fragmentation d'un noyau atomique illustre simplement ce type d'expérience. La ressemblance entre les interactions atomiques dans un fluide simple et l'interaction nucléaire à haute

énergie suggère l'existence de transitions de phase (de type liquide-gaz) dans un noyau atomique [3]. Puisqu'il n'est pas possible de préparer un tel système dans des conditions thermodynamiques données, les physiciens nucléaires utilisent la fragmentation du noyau pour en déduire son état thermodynamique initial, à l'aide de modèles permettant d'associer la distribution en taille des fragments à ses propriétés thermodynamiques [7].

L'expérience que nous décrivons ici a été réalisée par la collaboration Alladin au GSI (Darmstadt) [8]. Un faisceau d'ions d'or est envoyé sur une cible de cuivre à haute énergie (1000 Mev par nucléon). Après une collision, le noyau incident excité est réduit en fragments dont la charge (et donc la taille) est mesurée par des détecteurs qui entourent la cible. La figure 1 montre trois distributions en charge pour différentes énergies d'impact (estimées par le paramètre Zbound).

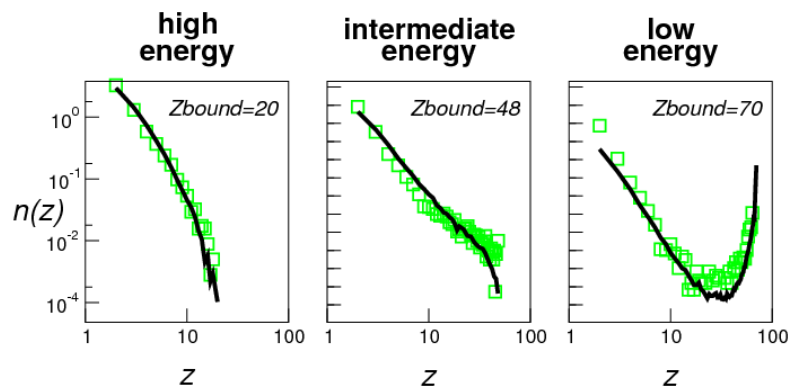


Figure 1 : Distribution en taille (charge Z) moyenne des fragments mesurée à différentes énergies (Zbound) lors de la fragmentation de noyaux d'or (carrés) comparée à un modèle de percolation (trait noir), d'après la référence [7].

La forme de la distribution dépend a priori de l'énergie que l'on dépose dans le système pour le fragmenter. A basse énergie, comparée à l'énergie de cohésion du système, la distribution en taille moyenne reflète la formation d'un certain nombre de petits fragments ( $Z < 10$ ) et d'un gros fragment dont la taille est proche de celle de l'objet initial ( $Z = 79$ ). A haute énergie, en revanche, la distribution en taille a typiquement une forme exponentielle signalant la production d'un grand nombre de fragments de petites tailles et l'absence de gros fragments. Pour une énergie intermédiaire, des fragments de toutes tailles sont créés et la distribution prend une forme compatible avec une loi de puissance (une droite en échelle log-log), dans la mesure où le système étudié est de petite taille. Dans ce cas précis, la distribution en taille est bien reproduite par des modèles basés sur la percolation aléatoire avec un unique exposant  $\tau = 2,2$  pour une énergie intermédiaire donnée [7]. Ce comportement de transition de phase continue (percolation), typique de la fragmentation des fluides simples supercritiques [9], semble partagé par les agrégats atomiques [10].

En revanche, comme nous allons le voir, la fragmentation des objets macroscopiques reste une question ouverte. De nombreuses expériences ont été réalisées en laboratoire avec des objets de différentes formes et de différentes matières. Par exemple, Oddershede et ses coauteurs ont brisé des objets de gypse à l'aide d'un marteau ou en les jetant par terre [11]. Comme le montre la figure 2, la distribution en taille (masse) d'une boule de gypse est très bien ajustée par une loi de puissance d'exposant  $\tau = 1,63$ . Leurs expériences montrent que l'exposant dépend fortement de la forme de l'objet. Notons que ces auteurs n'ont pas étudié l'influence de l'énergie d'impact, d'ailleurs mal contrôlée, sur la distribution en taille des fragments.

Les explosions nucléaires souterraines ont l'avantage d'apporter suffisamment d'énergie pour fragmenter des roches (granite) ou du charbon à grande échelle. Comme on le voit sur la figure 3, les données présentées dans l'article de Turcotte [12] mettent en évidence un comportement en loi de puissance de la distribution en taille (longueur caractéristique) des fragments sur presque quatre décades, avec un exposant  $\tau$  d'environ 1,8.

Une liste exhaustive d'objets dont la distribution en taille est en loi de puissance serait longue, donnons simplement quelques exemples (et la valeur de l'exposant  $\tau$  trouvée) : des assiettes en argile ( $\tau= 1,2$ ) [13], en verre et en plâtre ( $\tau= 1,1 - 1,7$ ) [14], des œufs ( $\tau= 1,35 - 1,6$ ) [15], des gouttes d'eau et de glycérine ( $\tau= 1,1 - 1,6$ ) [16], des roches ( $\tau= 1 - 1,3$ ) [17] et des météorites ( $\tau= 1,1 - 1,7$ ) [18].

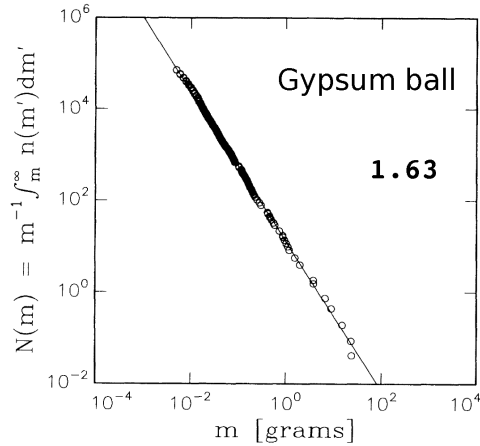


Figure 2 : Distribution en taille (masse) des fragments obtenus lors de la fragmentation d'une boule de gypse, d'après la référence [11].

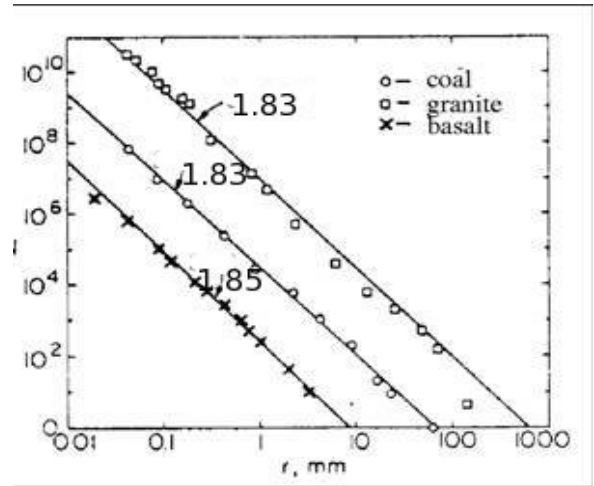


Figure 3 : Distribution en taille (longueur) des fragments de roches (charbon, granite et basalte), d'après la référence [12].

Le comportement en loi de puissance de  $n(s)$  pour des objets de natures et de tailles si diverses soulève plusieurs questions. D'abord, y-a-t-il une origine commune à ce comportement générique ? Ensuite, la valeur de l'exposant  $\tau$  est-elle caractéristique d'un type de fragmentation ?

Une loi de puissance peut être associée à un phénomène critique. Ainsi, nous l'avons vu, la fragmentation des noyaux atomiques peut être comprise dans le cadre de la théorie de la percolation aléatoire. Et des auteurs interprètent la fragmentation d'objets macroscopiques comme une transition de phase continue entre un régime de dommage et un régime de fragmentation proprement dite, marquée par une certaine énergie critique d'impact [19]. Mais la grande variété de valeurs de l'exposant  $\tau$  semble difficilement compatible avec l'existence de classes d'universalité propres aux phénomènes critiques. De plus, comme nous le verrons dans la suite, la distribution en taille des fragments n'a pas le comportement attendu dans les transitions de phase continues [20]. Par ailleurs, la criticalité auto-organisée (Self-Organized Criticality) a été proposée pour expliquer le phénomène de fragmentation [11], mais une fois de plus, la variété des valeurs de  $\tau$  semble incompatible avec cette interprétation.

De nombreux modèles ont été proposés pour comprendre l'origine de ce comportement en loi de puissance. Basés sur des approches analytiques, comme les processus de fragmentation binaire [13] et séquentielle [21], ces modèles ne permettent pas d'appréhender le processus de fragmentation dans toute sa complexité. En particulier, ils ne prédisent en général qu'une seule valeur de l'exposant  $\tau$ , en contradiction avec les observations expérimentales. Aujourd'hui encore, l'origine de ce comportement en loi de puissance reste donc une question ouverte.

Les paramètres décrivant un objet qui pourraient influencer sa fragmentation sont en effet difficiles à prendre en compte dans un modèle analytique : le matériau, la forme, la taille et la façon dont on apporte de l'énergie pour le fragmenter. Les simulations numériques, et la dynamique moléculaire en particulier, sont des techniques adaptées pour prendre en compte ces différents paramètres et étudier leurs rôles dans le processus de fragmentation. De plus, ces techniques permettent d'étudier la dynamique de ce phénomène irréversible et fortement hors équilibre. Le principe de base d'une « expérience » numérique de dynamique

moléculaire est de modéliser le système par un ensemble de « particules » qui interagissent par un potentiel décrivant le matériau étudié à l'échelle considérée. Reste à donner de l'énergie au système sous la forme d'une explosion ou d'un impact. L'équation du mouvement de chaque particule est alors discrétisée et intégrée numériquement permettant de suivre l'évolution du système et donc la dynamique du processus de fragmentation. Une explosion est typiquement modélisée en affectant aux particules du système une vitesse initiale centrifuge [22,23,24,25]. Mais ce type de simulations nécessite des hypothèses supplémentaires sur la forme de la distribution initiale des vitesses. Un impact de l'objet avec un support rigide est quant à lui modélisé en attribuant une même vitesse d'impact à toutes les particules du système et en choisissant une interaction répulsive entre le support et les particules du système [19,20,23,26,27,28,29,30].

Lorsque l'objectif d'une étude est de modéliser les propriétés de fragmentation d'un matériau particulier, le potentiel d'interaction choisi peut être assez sophistiqué (prise en compte des forces élastiques, de torsion, de cisaillements...) [19,28,29]. Mais pour mieux comprendre les propriétés génériques de la fragmentation dans un cadre le plus général possible, nous avons choisi d'étudier un système simple pour lequel on peut identifier facilement l'influence des différents paramètres et en particulier la forme du potentiel d'interaction qui modélise le matériau du système [20,26].

### 3) Modèle et simulations

Pour rester dans un cadre général, sans chercher à décrire un matériau spécifique, le système modèle dont nous étudions la fragmentation est constitué de N particules qui interagissent par un potentiel à deux corps de type Lennard-Jones :

$$v(r) = v_0 \epsilon \left[ \left( \frac{\sigma}{r} \right)^a - \left( \frac{\sigma}{r} \right)^b \right]$$

où  $r$  est la distance entre deux particules,  $\epsilon$  et  $\sigma$  sont deux constantes qui fixent les échelles d'énergie et de taille respectivement ( $\sigma$  est le diamètre des particules). Les deux exposants  $a$  et  $b$  permettent de choisir la portée du potentiel attractif et le paramètre  $v_0$  est utilisé pour fixer l'énergie minimale à  $-\epsilon$ . Pour modéliser des interactions à l'échelle mésoscopique entre des grains de matière dans des matériaux cassants (« brittle »), nous avons choisi une interaction à très courte portée, de l'ordre de  $1,1 \sigma$  avec les paramètres suivants :  $v_0 = 107,37$  ;  $a = 80$  et  $b = 78$  (voir figure 4). Nous avons montré que nos résultats dépendent peu de la portée du potentiel [20].

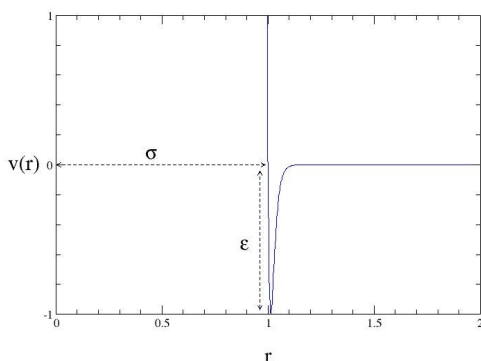


Figure 4 : Potentiel d'interaction  $v(r)$  (en unité  $\epsilon$ ) en fonction de la distance  $r$  (en unité  $\sigma$ ) entre les particules.

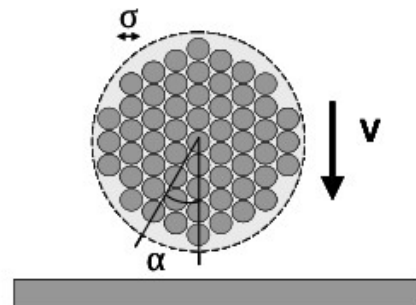


Figure 5 : Schéma de l'expérience numérique. Le disque est initialement tourné d'un angle  $\alpha$  et envoyé vers le mur avec la vitesse  $V$ .

Nous avons récemment étudié la fragmentation d'un disque dans un espace à deux dimensions [20,26]. Le disque est constitué de N particules placées aux nœuds d'un réseau triangulaire dont la maille a une taille égale à la distance correspondant au minimum du potentiel d'interaction  $v(r)$ . Le système est donc dans un état cristallin. Le disque est initialement tourné d'un angle aléatoire  $\alpha$  et envoyé vers un mur, comme l'illustre la figure 5, en affectant à chaque particule une même vitesse initiale V perpendiculaire et orientée vers le mur. Les particules du disque interagissent avec le mur par un potentiel répulsif :

$$v_{rep}(z) = v_0 \epsilon \left( \frac{\sigma}{z} \right)^a$$

où z est la distance entre le mur et une particule du disque. Nous avons contrôlé que nos résultats dépendent peu de la forme précise du potentiel  $v_{rep}(z)$ , que nous avons choisie de la même forme que la partie répulsive du potentiel  $v(r)$ .

Pour étudier le processus de fragmentation et la distribution en taille des fragments qui en résulte, nous avons réalisé des simulations de dynamique moléculaire à énergie constante à l'aide de l'algorithme de Verlet [31,32]. Le pas de temps de  $0,0001 t_0$ , où  $t_0$  est l'unité de temps physique du système, permet de conserver l'énergie à 0,001 % près. Les simulations sont arrêtées à  $t=500 t_0$ , quand la distribution en taille des fragments a atteint un état stationnaire. Les principaux résultats présentés dans cette étude ont été réalisés avec  $N=1457$  particules, mais des simulations avec  $N=36289$  ont été nécessaires pour étudier les effets en taille finie du système [20]. Le paramètre de contrôle  $\eta$  est le rapport entre l'énergie cinétique du disque avant l'impact (énergie apportée au système) et la valeur absolue de l'énergie potentielle d'interaction du disque qui vaut  $-2,89 \epsilon$  par particule pour  $N=1457$  particules. Le paramètre  $\eta$  mesure donc l'énergie d'impact du disque avec le mur.

Après l'impact, lorsque l'énergie est suffisante, des fractures se forment et se propagent dans le système créant des fragments identifiés au cours du processus comme des ensembles de particules énergétiquement stables [9]. Plus précisément, deux particules sont liées à un instant donné, si leur énergie cinétique relative est inférieure à la valeur absolue de leur énergie d'interaction  $v(r)$ .

Pour une vitesse d'impact V donnée (qui fixe la valeur de  $\eta$ ), on génère 1000 impacts en choisissant aléatoirement un angle de rotation  $\alpha$  uniformément distribué. La distribution en taille moyenne des fragments  $n(s)$  est ensuite calculée. Dans les études de fragmentation, il est courant d'utiliser la distribution en taille cumulée divisée par la taille s des fragments [11,13] :

$$N(s) = \frac{1}{s} \int_s^\infty n(s') ds'$$

La distribution  $N(s)$  est donc le nombre moyen de fragments dont la taille est supérieure à s, divisé par s. Si la distribution en taille  $n(s)$  a un comportement en loi de puissance,  $N(s)$  a la même forme avec le même exposant, tout en étant moins bruitée.

#### 4) Résultats

Commençons par décrire qualitativement un impact du disque avec le mur en fonction de la valeur de l'énergie d'impact  $\eta$ . A très basse énergie, le disque subit des déformations élastiques et rebondit sur le mur. A partir d'un certain seuil, pour des énergies telles que  $\eta > \eta_c = 0,19$ , le disque se fragmente. La figure 6 représente l'état du système à trois instants différents pour une énergie telle que  $\eta=0,7$ . Un angle nul entre le réseau et la perpendiculaire au mur a été choisi pour observer les ondes de compression qui se propagent dans le système ( $t=1 t_0$ ) et qui génèrent des fractures que l'on voit clairement à  $t=10 t_0$ . A l'instant  $t=100 t_0$ , les fragments sont déjà formés et évoluent indépendamment les uns des autres, leur distribution en taille a atteint une forme stationnaire.

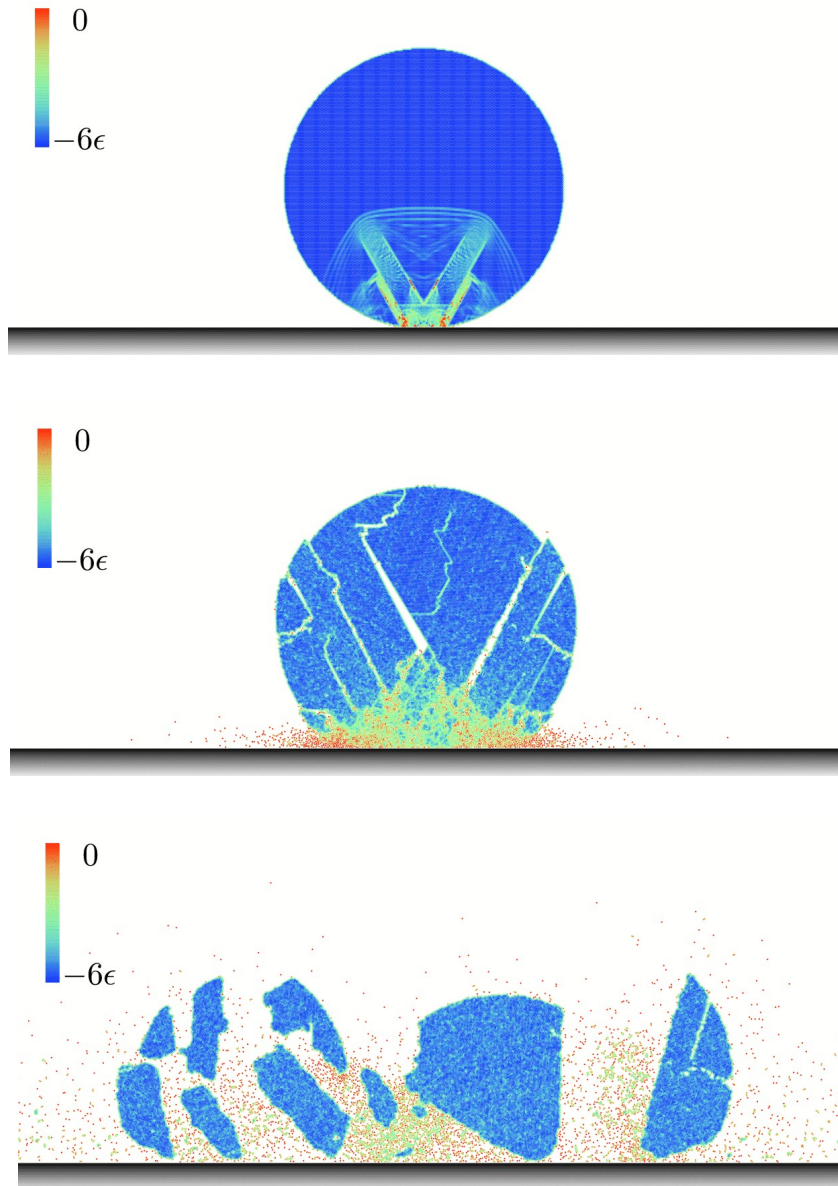


Figure 6 : Représentation d'un impact et de la fragmentation d'un disque de  $N=36289$  particules pour  $\eta=0,7$  aux instants  $t= 1 t_0$  (en haut),  $t= 10 t_0$  (au milieu),  $t= 100 t_0$  (en bas). La couleur des particules correspond à leur énergie potentielle : de  $-6\epsilon$  (bleu) pour une particule liée à ses 6 voisines, à 0 (rouge) pour une particule libre, d'après la référence [20].

Pour  $\eta > \eta_t$ , la distribution en taille  $N(s)$  a une forme en loi de puissance (voir encart de la figure 7) pour  $s > 10$ . Le nombre de fragments de petites tailles ( $s < 10$ ) peut dépendre fortement des particularités du modèle considéré, mais le comportement générique est attendu pour les fragments de grandes tailles.

Un point important est que ce comportement en loi de puissance est présent pour des énergies supérieures ou égales à  $\eta_t$  et pas seulement pour une valeur particulière (critique), comme ce serait le cas pour une transition de phase continue. De plus, l'exposant  $\tau$  de la loi de puissance augmente logarithmiquement avec l'énergie d'impact  $\eta$  :

$$\tau = \alpha_{\tau} \ln\left(\frac{\eta}{\eta_t}\right) + \beta_{\tau}$$

où  $\alpha_{\tau} = 0,26 \pm 0,01$  et  $\beta_{\tau} = 1,34 \pm 0,01$ . La figure 7 montre que ce comportement logarithmique est présent jusqu'à des énergies d'impact élevées ( $\eta = 3$ ). Notons que pour déterminer la valeur de l'exposant  $\tau$ , nous avons utilisé une méthode statistique basée sur l'estimation du maximum de vraisemblance [33].

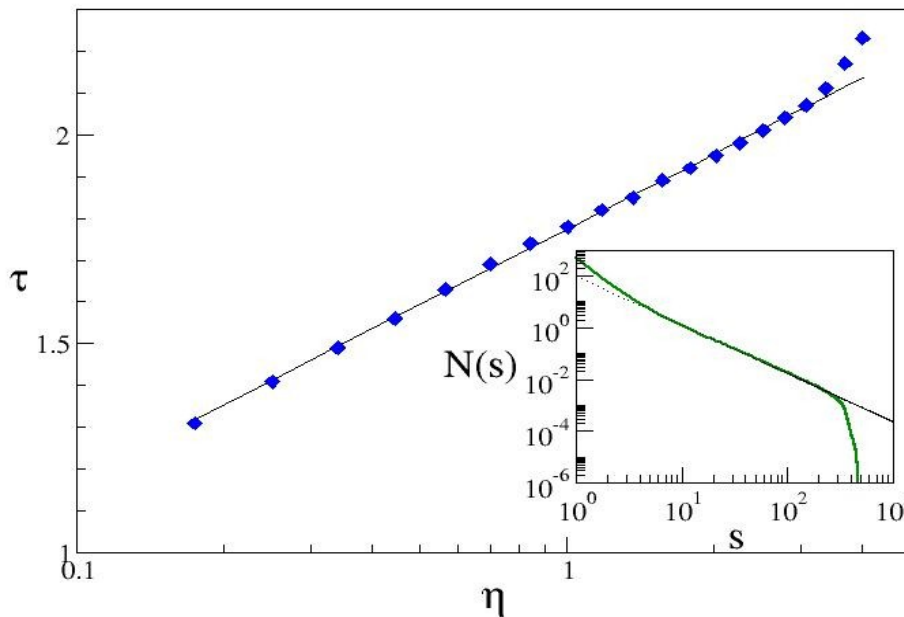


Figure 7 : L'exposant  $\tau$  de la distribution en taille des fragments en fonction de  $\eta$  (énergie d'impact) en échelle semi-logarithmique. La ligne en trait plein est un ajustement logarithmique (voir texte). La distribution en taille des fragments  $N(s)$  pour  $\eta=1,57$  à  $t=100 t_0$  est tracée dans l'encart (la courbe en pointillés représente une loi de puissance d'exposant  $\tau=1,87$ ), d'après la référence [26].

L'augmentation de l'exposant de la distribution en taille des fragments avec l'énergie d'impact est observée dans divers matériaux, comme des assiettes de verre ou de plâtre [14], des tiges de verres [10], des roches [17] et des gouttes d'eau et de glycérine [16]. Dans ce dernier cas, Moukarzel et ses collaborateurs ont étudié la dépendance de l'exposant avec la pression du gaz utilisé pour fragmenter les gouttes (voir figure 8). On peut supposer que l'énergie déposée dans le système augmente avec la pression du gaz. Notons que le modèle qu'ils utilisent pour déterminer  $\tau$  conduit à un minimum dont l'origine n'est pas claire. Finalement, nous n'avons trouvé qu'une référence d'une étude expérimentale qui donne explicitement le comportement de l'exposant  $\tau$  en fonction de l'énergie d'impact. Il s'agit du travail de Matsui et de ses coauteurs sur la fragmentation par impact de roches (granite, basalte, tuf) de différentes formes (sphérique ou cubique) [17]. La figure 9 permet de mettre en évidence le comportement logarithmique de l'exposant de la distribution en taille des fragments en fonction de l'énergie d'impact, en très bon accord avec le résultat que nous obtenons avec notre modèle numérique. Notons que le coefficient  $\alpha_{\tau}$  vaut 0,98 dans cette étude expérimentale.



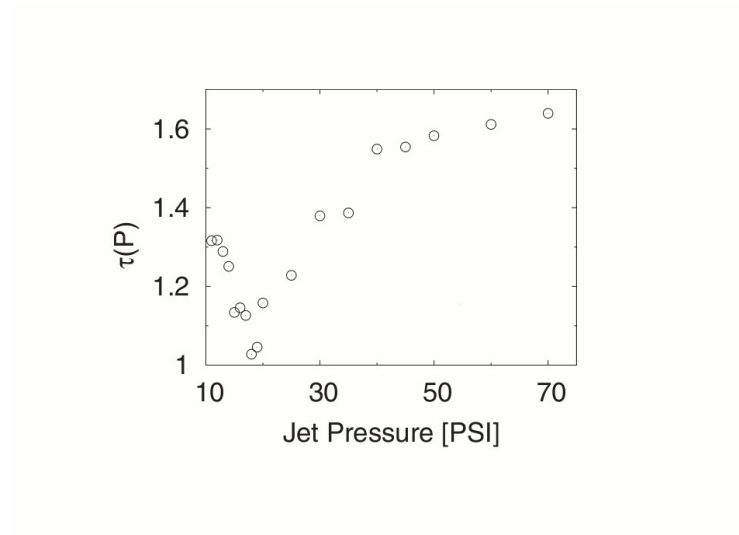


Figure 8 : Estimation de l'exposant  $\tau$  de la distribution en taille des fragments de gouttes d'eau et de glycérine en fonction de la pression (en PSI), d'après la référence [16].

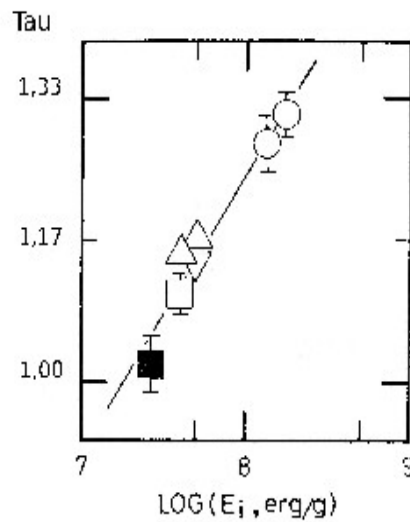


Figure 9 : L'exposant  $\tau$  de la distribution en taille des fragments de roches de différentes formes en fonction de l'énergie (en erg/g) en échelle semi-logarithmique, d'après la référence [17].

## 5) Discussion

Le modèle numérique que nous proposons repose sur des hypothèses élémentaires concernant le matériau de l'objet fragmenté. Les particules le constituant interagissent par un potentiel à courte portée assurant la cohésion du système avant l'impact. Ce degré de simplicité permet d'étudier la fragmentation dans un cadre général, sans chercher à modéliser un matériau particulier, à l'aide de simulations de dynamique moléculaire. Dans le cas de l'impact d'un disque bidimensionnel avec un mur, nous avons montré que la distribution en taille des fragments était en loi de puissance sur un large domaine d'énergie, comme c'est fréquemment le cas dans les observations expérimentales et dans d'autres travaux de modélisation. Mais notre résultat principal est la mise en évidence d'un comportement logarithmique de l'exposant de la loi de puissance avec l'énergie d'impact, en accord avec des mesures effectuées sur la fragmentation de roches. Ce résultat permet d'abord de comprendre la variété des valeurs de l'exposant observées expérimentalement. De plus, nous pensons que ce comportement pourrait être générique de la fragmentation. Il inclut comme cas particulier ( $\alpha_\tau = 0$ ) les situations dans lesquelles l'exposant  $\tau$  est indépendant de l'énergie d'impact, que ce soit dans des études expérimentales [14] ou de modélisation [19,24,28]. Reste à identifier les paramètres dont dépend le coefficient  $\alpha_\tau$ , qui donne le comportement de l'exposant avec l'énergie d'impact, et surtout à comprendre l'origine de ces distributions en taille en loi de puissance.

## Références:

- [1] Frances C., Laguerie C., Dodds J., Guignon P. and Thomas A., Modeling fine grinding, in Beysens D., Campi X. and Pefferkorn E., Proceedings of the workshop Fragmentation Phenomena, World scientific, Singapore (1995).
- [2] Vallet D., Experimental results on single particle of cement clinker, in Beysens D., Campi X. and Pefferkorn E., Proceedings of the workshop Fragmentation Phenomena, World scientific, Singapore (1995).
- [3] Elliott J.B. et al., Constructing the phase diagram of finite neutral nuclear matter, Phys. Rev. C 67, 024609 (2003).
- [4] Kaminski E. and Jaupart C., The size distribution of pyroclasts and the fragmentation sequence in explosive volcanic eruptions, J. Geophys. Res. 103, 29759 (1998).
- [5] Matsui T. and Mizutani H., Why is a minor planer minor ?, Nature 270, 506 (1977).
- [6] Bottke W.F., Vokrouhlicky D. and Nesvorny D., An asteroid breakup 160 Myr ago as the probable source of the K/T impactor, Nature 449, 48 (2007).
- [7] Campi X., Krivine H., Sator N. and Plagnol E., Analyzing fragmentation of simple fluids with percolation theory, Eur. Phys. J. D 11, 233 (2000).
- [8] Schüttauf et al., Universality of spectator fragmentation at relativistic bombarding energies, Nucl. Phys. A 607,457 (1996).
- [9] Sator N., Clusters in simple fluids, Phys. Rep. 376, 1 (2003).
- [10] Farizon B et al., Experimental evidence of critical behavior in cluster fragmentation using an event-by-event data analysis, Phys. Rev. Lett. 81, 4108 (1998).
- [11] Oddershede L., Dimon P. and Bohr J., Self-organized criticality in fragmenting, Phys. Rev. Lett. 71, 3107 (1993).
- [12] Turcotte D.L., Fractals and fragmentation, J. Geophys. Res. 91, 1921 (1986).

- [13] Meibom A. and Balslev I., Composite power laws in shock fragmentation, *Phys. Rev. Lett.* 76, 2492 (1996).
- [14] Kadono T., Fragment mass distribution of platelike objects, *Phys. Rev. Lett.* 78, 1444 (1997).
- [15] Wittel F., Kun K., Herrmann H.J. and Kröplin B.H., Fragmentation of shells, *Phys. Rev. Lett.* 93, 035504 (2004).
- [16] Moukarzel C.F., Fernández-Sabido S.F. and Ruiz-Suàrez J.C., Phase transition in liquid drop fragmentation, *Phys. Rev. E* 75, 061127 (2007).
- [17] Matsui T., Waza T., Kani K. and Suzuki S., Laboratory simulation of planetesimal collision, *J. Geophys. Res.* 87, 10968 (1982).
- [18] Oddershede L., Meibom A. and Bohr J., Scaling analysis of meteorite shower mass distributions, *Europhys. Lett.* 43, 598 (1998).
- [19] Kun F. and Herrmann H.J., Transition from damage to fragmentation in collision of solids, *Phys. Rev. E* 59, 2623 (1999).
- [20] Sator N., Mechkov S. and Sausset F., Generic behaviours in impact fragmentation, *Euro. Phys. Lett.* 81, 44002 (2008).
- [21] Boyer D., Tarjus G. and Viot P., Shattering transition in a multivariable fragmentation model, *Phys. Rev. E* 51, 1043 (1995).
- [22] Ching E.S.C., Yiu Y.Y. and Lo K.F., Energy dependence of mass distributions in fragmentation, *Physica A* 265, 119 (1999).
- [23] Åström J.A., Holian B.L. and Timonen J., Universality in fragmentation, *Phys. Rev. Lett.* 84, 3061 (2000).
- [24] Diehl A., Carmona H.A., Araripe L.E., Andrade J.S. Jr. and Farias G.A., Scaling behavior in explosive fragmentation, *Phys. Rev. E* 62, 4742 (2000).
- [25] Holian B.L. and Grady D.E., Fragmentation by molecular dynamics: the microscopic "Big Bang", *Phys. Rev. Lett.* 60, 1355 (1988).
- [26] Sator N. and Hietala H., Damage in impact fragmentation, *Int. J. Fract.* 163, 101 (2009).
- [27] Myagkov N.N. and Shumikhin T.A., Critical behavior and energy dependence of mass distributions in impact fragmentation, *Physica A* 358, 423 (2005).
- [28] Behera B., Kun F., McNamara S. and Herrmann H.J., Fragmentation of a circular disc by impact on a frictionless plate, *J. Phys.: Condens. Matter* 17 S2439 (2005).
- [29] Wittel F.K., Carmona H.A., Kun F. and Herrmann H.J., Mechanisms in impact fragmentation, *Int. J. Fract.* 154, 105 (2008).
- [30] Thornton C., Yin K.K. and Adams M.J., Numerical simulation of the impact fracture and fragmentation of agglomerates, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 29, 424 (1996).
- [31] Verlet L., Computer experiments on classical fluids. I Thermodynamical properties of Lennard-Jones molecules, *Phys. Rev.* 159, 98 (1967).
- [32] Frenkel D. and Smit B., *Understanding molecular simulation: From algorithms to Applications*, Academic Press, Oxford (2001).
- [33] Clauset A., Shalizi C.R. and Newman M.E.J., Power-law distributions in empirical data, *SIAM Rev.* 51, 661 (2009).