



HAL
open science

La fragmentation des métaux fondus sous choc. Eléments de modélisation appliqués à l'étain.

Loic Signor, André Dragon, Thibaut de Resseguier, Gilles Roy, Fabrice Llorca

► To cite this version:

Loic Signor, André Dragon, Thibaut de Resseguier, Gilles Roy, Fabrice Llorca. La fragmentation des métaux fondus sous choc. Eléments de modélisation appliqués à l'étain.. CFM 2007 - 18ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2007, Grenoble, France. hal-03362484

HAL Id: hal-03362484

<https://hal.science/hal-03362484v1>

Submitted on 1 Oct 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

La fragmentation des métaux fondus sous choc. Éléments de modélisation appliqués à l'étain.

Loïc Signor¹, André Dragon², Thibaut de Ressaiguiers³, Gilles Roy¹ & Fabrice Llorca¹

¹ CEA, Centre de Valduc, 21120 Is-sur-Tille, France

² LMPM (UMR 6617), ENSMA, 1 av. Clément Ader, 86961 Futuroscope Cedex, France

³ LCD (UPR 9028), ENSMA, 1 av. Clément Ader, 86961 Futuroscope Cedex, France

contact : loic.signor@cea.fr

Résumé :

Nous nous intéressons à un phénomène de fragmentation des métaux fondus sous choc appelé micro-écaillage. Les approches énergétiques globales fournissent un cadre général de modélisation et permettent de prédire la taille caractéristique des fragments générés. Cependant, elles n'apportent aucune information sur les mécanismes microstructuraux impliqués. Le problème micromécanique d'une sphère creuse liquide en expansion est alors présenté. Sa résolution apporte de nouveaux éléments de compréhension sur le rôle de la cavitation au cours du processus de fragmentation des liquides.

Abstract :

We are interested in the dynamic fragmentation event produced in shock-melted metals and called micro-spalling. Global energetic approaches are briefly reviewed. They provide a general framework that leads to realistic fragment-size predictions. But the actual physical mechanisms involved are still poorly understood. Then the problem of a liquid hollow sphere submitted to a prescribed expansion is discussed. It gives further insight about the role of cavitation, i.e. nucleation and growth of micro-voids, during the fragmentation process.

Mots-clefs :

fragmentation dynamique ; métaux fondus ; onde de choc

1 Introduction

Lors du fonctionnement d'un édifice pyrotechnique, plusieurs modes de ruine des matériaux peuvent survenir. L'un d'eux, le micro-écaillage, est initié par la propagation d'une onde de choc non-soutenue (profil de pression triangulaire) suffisamment intense pour induire la fusion du matériau considéré (figure 1, à gauche). La réflexion de l'onde de choc à une interface peut induire des contraintes de traction intenses au sein du milieu fondu. On assiste alors à un phénomène de fragmentation dynamique à l'état liquide. Le matériau fondu et pulvérisé évolue sous la forme d'un nuage de fines gouttelettes en expansion sous l'effet du gradient de vitesse global associé au profil triangulaire de l'onde de pression. A la rencontre d'un obstacle massif, les impacts successifs des particules fondues conduisent à la redensification du liquide dispersé (figure 1, à droite).

Les configurations expérimentales typiques qui rendent accessible ce domaine de chargement pour les métaux à bas point de fusion comme l'étain sont les chocs de fortes amplitudes générés par impact de plaques ou la détonation d'explosifs. Les diagnostics vélocimétriques associés à ce type d'essai nous informent sur la cinématique globale de l'expansion et de la recompaction du nuage. Plus récemment, Ressaiguiers *et al.* (2007) ont présenté une investigation expérimentale de ce phénomène induit par laser impulsional de puissance qui a permis d'obtenir des données sur la taille des particules (ou fragments) générées.

Bien que notre objectif à plus long terme concerne la prédiction de l'évolution de l'état thermodynamique du matériau au cours du processus complet, nous nous concentrons ici sur la phase de fragmentation. La taille caractéristique des fragments est une donnée importante que les approches énergétiques globales semblent prédire correctement (section 2). Cependant, la description thermodynamique du système à l'état fragmenté requiert une meilleure estimation de la quantité d'énergie dissipée pendant la création des fragments. Ce constat nous conduit à décrire les mécanismes physiques de fragmentation à plus petite échelle. En supposant que la cavitation, i.e. la nucléation et la croissance de vides, est responsable de la fragmentation du liquide, nous en proposons une modélisation à travers le problème de la sphère creuse en expansion (section 3).

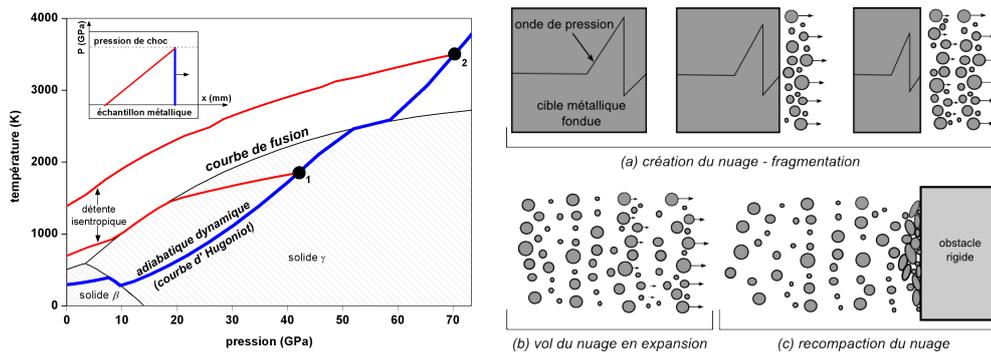


FIG. 1 – Trajets thermodynamiques suivis lors de la propagation d'une onde de choc non-soutenue. La modélisation polyphasée de l'étain [Mabire (1999)] est cruciale pour prédire les phases préalables de propagation d'onde et de fusion dans les codes de calcul hydrodynamique (à gauche). Représentation schématique de l'évolution de la cible métallique après l'initiation du micro-écaillage (à droite).

2 Modélisation de la fragmentation par approches énergétiques globales

Le phénomène de fragmentation peut être décrit de manière globale par des considérations purement énergétiques afin de prédire la taille caractéristique des fragments générés. On considère un domaine liquide soumis à une expansion homogène, définie par le taux de dilatation $\dot{\varepsilon} = -\dot{\rho}/\rho$, au cours de laquelle les effets thermiques sont négligés.

2.1 Énergie cinétique disponible pour la fragmentation

Les fragments générés lors d'un impact violent conservent une vitesse élevée : la fraction de l'énergie cinétique totale dissipée pour la création de nouvelles surfaces a été définie par Grady (1982). Cette fraction ne retient que le mouvement d'expansion par rapport au centre de gravité de la matière constitutive du futur fragment (sphérique et de diamètre s). La densité de cette énergie cinétique "locale" par unité de volume s'exprime par : $T'_v = \rho \dot{\varepsilon}^2 s^2/120$.

La densité d'énergie dissipée pour la création de nouvelles surfaces Γ est le produit de l'énergie de surface spécifique γ du liquide, couramment identifiée à sa tension superficielle, et de la quantité de surface des fragments par unité de volume : $\Gamma = \gamma(\pi s^2)/(\pi s^3/6) = 6\gamma/s$. La taille caractéristique s_{eq} est supposée minimiser l'énergie totale $E(s) = T'_v(s) + \Gamma(s)$ impliquée dans le processus de fragmentation (figure 2, courbe noire) :

$$\frac{dE}{ds}(s_{eq}) = 0 \implies s_{eq} = \left(\frac{360\gamma}{\rho\dot{\varepsilon}^2} \right)^{1/3} \quad (1)$$

2.2 Bilan énergétique global et condition d'horizon

En établissant un bilan d'énergie global avant et après la fragmentation, Glenn *et al.* (1986) introduisent l'énergie potentielle de déformation élastique U et parviennent au résultat $s_{bilan} = 2^{1/3} s_{eq}$ (figure 2, courbe rouge). Cette écriture est reprise sous une forme plus générale par Grady (1988) qui définit le critère énergétique de fragmentation suivant :

$$U \left(= \frac{1}{2} K \dot{\epsilon}^2 t^2 \right) + T'_v \geq \Gamma + W \quad (2)$$

complété par la condition d'horizon $s \leq 2 c_0 t$. Cette dernière établit à chaque instant une borne supérieure sur la taille des fragments en fonction de la vitesse du son c_0 . W traduit les éventuels mécanismes dissipatifs supplémentaires à Γ , dus par exemple à la viscosité. Sa prise en compte avec, en première approximation, $W = \eta \dot{\epsilon}$, ne joue aucun rôle significatif dans le bilan énergétique (figure 2, la courbe bleue pointillée correspond à une viscosité $\eta = 1 Pa.s$ alors que celle des métaux liquides est de l'ordre de $10^{-3} Pa.s$). Cependant une estimation plus physique de W est indispensable pour conforter cette conclusion. Le critère (2) aboutit finalement à $s_{horizon} = s_{eq}/2$ (figure 2, courbe bleue). La condition d'horizon permet d'introduire explicitement la notion de temps dans le critère énergétique. On peut donc définir l'instant de la fragmentation $t_s = s_{horizon}/2c_0$ et la valeur de la pression à cette instant $P_s = K \dot{\epsilon} t_s$, représentant la pression (négative en tension) critique de fragmentation (figure 4).

2.3 Résultats et discussion

Les approches énergétiques globales convergent vers un même ordre de grandeur en terme de taille de fragments (figure 2, à gauche). Ces prédictions semblent réalistes au regard des observations par microscopie électronique à balayage des ejecta récupérés après une expérience de choc laser (figure 2, image de droite). Le taux de dilatation $\dot{\epsilon}$ au cours de l'essai est estimé numériquement dans une plage comprise entre 10^7 et $10^8 s^{-1}$, pour laquelle les modèles prédisent les tailles de fragments de 1 à $10 \mu m$ observées expérimentalement. Cette tendance reste à confirmer sur une base de données quantitatives plus vaste, faisant l'objet de développements actuels.

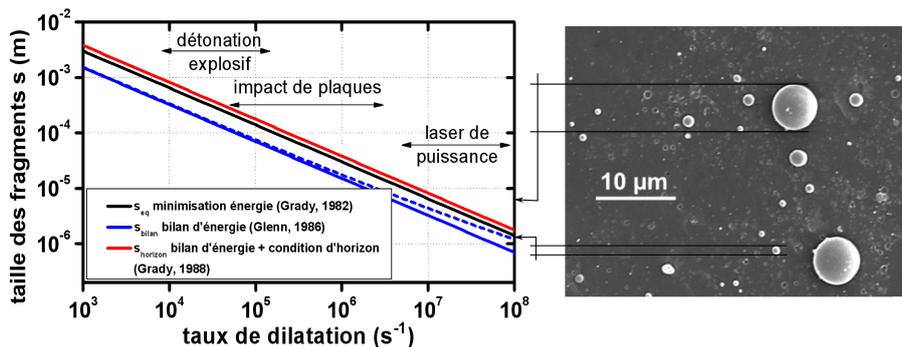


FIG. 2 – Synthèse des résultats des modèles de fragmentation énergétique pour l'étain liquide ($\rho = 6500 kg.m^{-3}$, $\gamma = 0.5 J.m^{-2}$) et domaines accessibles par les différents générateurs de chocs (à gauche). Particules d'étain fondu sous choc laser puis collectées et resolidifiées sur une fenêtre en polycarbonate, la configuration expérimentale est détaillée par Ressayguier *et al.* (2007) (à droite).

L'estimation des quantités d'énergies disponibles et dissipées pendant la fragmentation souffre d'un manque de consistance physique. Notamment, la dissipation visqueuse semble sous-estimée.

De plus, l'énergie cinétique "locale" définie par Grady (1982) ne constitue qu'une approximation de la fraction d'énergie cinétique réellement dépensée pendant la fragmentation et dont la validité reste à confirmer. Enfin, le rôle effectif de l'énergie de déformation élastique stockée reste mal compris car, bien que les prédictions des critères convergent en terme de taille des fragments, cette dernière est tantôt négligée (éq. 1), tantôt prépondérante (éq. 2). L'étude des mécanismes de fragmentation à plus petite échelle apparaît comme une étape nécessaire pour répondre à ces questions.

3 Etude de l'initiation de la cavitation des liquides en régime dynamique

A la lumière des observations expérimentales de Zhiembetov *et al.* (2001), nous supposons que la fragmentation dynamique des liquides s'opère au terme d'une phase de cavitation, i.e. la nucléation puis la croissance incontrôlée d'une population de bulles atteignant une porosité, ou fraction volumique de vides, suffisamment importante pour conduire à la pulvérisation complète du métal fondu. A l'instar des travaux de Roy (2003) concernant l'endommagement dynamique des métaux ductiles, nous proposons l'étude de l'expansion d'une sphère creuse constituée ici d'un liquide compressible et visqueux. L'objectif visé est de proposer un outil de modélisation capable de prédire si la cavitation peut s'initier et se développer en atteignant des porosités élevées ($f \sim 0.6 - 0.8$) dans les conditions de chargement qui nous intéressent. Nous nous concentrons ici sur l'influence de la compressibilité, de la viscosité et de l'inertie sur l'initiation de ce mécanisme par instabilité.

3.1 Etude de la sphère creuse en expansion

Soit une sphère creuse de diamètres intérieur $a(t)$ et extérieur $b(t)$, de valeurs initiales respectives a_0 et b_0 . La porosité est définie par $f = a^3/b^3$. La forme du champ de déplacement proposé par Denoual *et al.* (2001) permet de prendre en compte la compressibilité de la matrice et d'exprimer les grandeurs cinématiques utiles (tenseur des taux de déformations d_{ij} et des déformations ε_{ij}) :

$$r(r_0, t)^3 = \varphi(t)[r_0^3 + \omega(t)] \quad (3)$$

où $\varphi = \rho_0/\rho$ est un facteur de dilatation et ω traduit l'augmentation du volume de la cavité.

La sphère creuse est constituée d'un liquide compressible et visqueux dont la loi de comportement résulte de la partition du tenseur des contraintes en une partie réversible sphérique (pression) et une partie irréversible déviatorique (contraintes visqueuses newtoniennes) :

$$\sigma_{ij} = K\varepsilon_{kk}\delta_{ij} + 2\eta(d_{ij} - \frac{1}{3}d_{kk}\delta_{ij}) = K \ln \varphi \delta_{ij} + \frac{4}{3}\eta \frac{\varphi \dot{\omega}}{r^3} \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/2 \end{pmatrix} \quad (4)$$

Les conditions aux limites du problème sont une contrainte radiale nulle imposée en $a(t)$ ($\sigma_{rr}(r = a, t) = 0$) et une vitesse imposée en $b(t)$ correspondant à un taux de dilatation macroscopique D :

$$D = 3 \frac{\dot{b}(t)}{b(t)} = \frac{\dot{\omega}(t)}{b_0^3 + \omega(t)} + \frac{\dot{\varphi}(t)}{\varphi(t)} \quad (5)$$

L'intégration de l'équation de mouvement inclut la quantité d'accélération $\rho \ddot{r}$ et permet de définir la pression macroscopique $P_{macro} = -\sigma_{rr}(r = b, t)$:

$$\sigma_{rr}(r = b, t) + \int_a^b \frac{2}{r} (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}) dr = \int_a^b \rho \ddot{r} dr \Rightarrow K \ln \varphi(t) = \frac{4}{3}\eta \frac{\dot{\omega}(t)}{a_0^3 + \omega(t)} + \int_a^b \rho \ddot{r} dr \quad (6)$$

3.2 Résultats

Le problème de la sphère creuse, soumise à un chargement en vitesse imposée sur sa frontière extérieure, est traité pour les liquides compressibles et visqueux, en présence d'effets inertiels, avec comme conditions initiales $\varphi(0) = 1$, $\omega(0) = 0$, $\dot{\varphi}(0) = D$ et $\dot{\omega}(0) = 0$.

Les solutions (figure 3) mettent en évidence le phénomène d'explosion de cavité qui correspond à l'initiation du mécanisme de cavitation par instabilité. A l'issue d'une phase d'incubation, au cours de laquelle le liquide accumule l'énergie élastique sans augmentation de porosité, la taille de la cavité augmente brutalement en relaxant les contraintes de tension dans le liquide. L'expansion de la sphère creuse se poursuit ensuite en tendant vers la solution incompressible (figure 3, courbes en pointillés correspondant à $\varphi = 1$). En régime quasi-statique (inertie négligée), cette instabilité de cavitation peut être associée à une pression (négative) critique définie par $P_c = -\sigma_{rr}(b, t_c) = P_{macro}(t_c)$ telle que $\dot{P}_{macro}(t_c) = 0$. *La viscosité retarde l'apparition de l'instabilité, tandis que l'inertie ralentit sa croissance.* Dans ce dernier cas, la pression macroscopique peut croître au-delà de P_c .

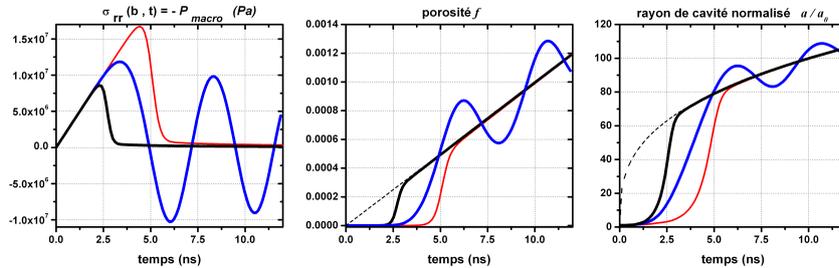


FIG. 3 – Solutions pour $D = 10^5 s^{-1}$, $K = 40$ GPa, $\rho_0 = 6500 kg.m^{-3}$, $f_0 = 10^{-9}$, $b_0 = 10^{-6}$ m, $\eta = 10^{-3}$ Pa.s (bleu) ou sans (noir) prise en compte de l'inertie. Les courbes rouges illustrent l'influence de la viscosité avec $\eta = 2 \cdot 10^{-3}$ Pa.s.

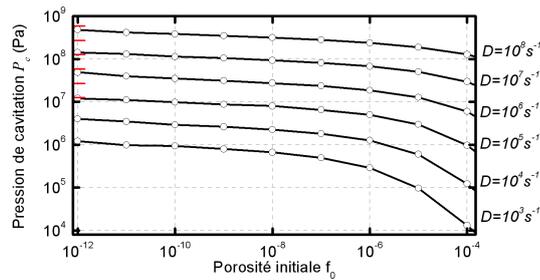


FIG. 4 – Evolution de la pression de cavitation P_c en fonction f_0 et D pour l'étain liquide ($K = 40$ GPa, $\eta = 10^{-3}$ Pa.s). Les pressions critiques de fragmentation P_s issues du critère énergétique de Grady (1988) ne dépendent pas de f_0 . Elles sont représentées par les traits rouges et croissent avec D .

Bien que P_c (figure 4) ne tende pas vers une limite finie pour le matériau sain, i.e. $f_0 \rightarrow 0$, il est raisonnable de l'estimer, à D fixé, par sa valeur moyenne dans une plage de porosité initiale donnée (par exemple $10^{-12} \leq f_0 \leq 10^{-10}$). P_c évolue ainsi de 1 MPa à 1 GPa, en restant inférieure à la pression critique de fragmentation P_s obtenue avec le critère énergétique de Grady (1988). Cela semble logique car la première représente l'initiation des mécanismes de fragmentation et la seconde leur développement complet. Cette comparaison n'est pas totalement légitime : la tension de surface γ , qui freine la croissance de la cavité, n'est pas prise en compte

à l'initiation de l'expansion de la sphère creuse car elle conduit, sous sa forme classique, à des singularités non-physiques pour les tailles de cavités très faibles.

Enfin, au terme du chargement imposé, les niveaux de porosité atteints restent faibles. Cependant, même privée d'énergie motrice, la cavité va continuer à croître en expansion inertielle en consommant l'énergie cinétique acquise. La principale perspective à cette étude concerne donc la prédiction de la porosité maximale atteinte au cours de cette expansion libre. Seule cette donnée permettra d'affirmer ou d'infirmer que la fragmentation des liquides peut être attribuée à l'instabilité de cavitation. La prise en compte de l'inertie joue un rôle essentiel dans cette phase. L'action de la tension superficielle, s'opposant à la croissance de la cavité, y sera alors considérée et traitée de manière réaliste.

4 Conclusion

Le micro-écaillage est un phénomène de fragmentation des métaux consécutif à leur fusion sous choc intense. Les approches énergétiques globales fournissent un ordre de grandeur réaliste sur la taille des fragments générés.

La description plus fine des mécanismes physiques, ignorés par les critères énergétiques, nous conduit au problème de la sphère creuse liquide en expansion. Le phénomène d'explosion de cavité est identifié. En régime quasi-statique, l'instant d'apparition de cette instabilité peut être associé à la valeur maximale P_c de pression atteinte. La viscosité retarde l'apparition de l'instabilité et l'inertie ralentit sa croissance.

Les porosités atteintes au cours de cette phase d'initiation restent négligeables. Pour affirmer que l'instabilité de cavitation est responsable de la fragmentation complète du liquide, il apparaît nécessaire d'évaluer la porosité maximale que le système, privé d'énergie motrice, peut atteindre en consommant l'énergie cinétique acquise pendant la phase d'expansion imposée.

Références

- Denoual, C., Diani, J.-M. 2001 Cavitation in compressible visco-plastic materials. *Shock Compression of Condensed Matter* pp. 495-498.
- Glenn, L.A., Chudnovsky, A. 1986 Strain-energy effects on dynamic fragmentation. *Journal of Applied Physics* **59** pp. 1379-1380.
- Grady, D.E. 1982 Local inertial effects in dynamic fragmentation. *Journal of Applied Physics* **53** pp. 477-481.
- Grady, D.E. 1988 The spall strength of condensed matter. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **36** pp. 353-384.
- Mabire, C. 1999 Transformation polymorphique et fusion de l'étain dans la gamme 0 - 100 GPa - Etude expérimentale et modélisation. *Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers*.
- de Resseguier, T., Signor, L., Dragon, A., Boustie, M., Roy, G., Llorca, F. 2007 Experimental investigation of liquid spall in laser shock-loaded tin. *Journal of Applied Physics* **101**.
- Roy, G. 2003 Vers une modélisation approfondie de l'endommagement ductile dynamique. Investigation expérimentale d'une nuance de tantale et développements théoriques. *Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers*.
- Zhiembetov, A.K., Mikhaylov, A.L., Smirnov, G.S. 2001 Experimental study of explosive fragmentation of metal melts. *Shock Compression of Condensed Matter* pp. 547-550.