

Apports et limites de la compression par laser pour l'étude des matériaux en conditions extrêmes

Thibaut de Rességuier

Institut Pprime, UPR CNRS 3346, ENSMA, Université de Poitiers
(resseguier@ensma.fr)

Par rapport aux chargements dynamiques produits par explosif ou par impact de projectile, les techniques de compression par laser permettent

- d'accéder à de **très hautes vitesses de déformation** (de l'ordre de 10^7 s⁻¹),
- de produire des **impulsions mécaniques très brèves** (typiquement 10^{-9} s, voire moins),
- de moduler la forme temporelle de ces impulsions (**chocs, rampes...**),
- d'atteindre des **pressions extrêmement élevées** (jusqu'à $\approx 10^{12}$ Pa),
- de récupérer, dans certains cas et au moins partiellement, la matière après retour aux conditions ambiantes, pour analyses et observations post-tir.

On illustre comment ces spécificités peuvent être mises à profit pour étudier

- la matière sous très haute pression, sur des domaines pertinents pour la planétologie,
- les **traitements de surface** par choc,
- les différents processus qui régissent le comportement dynamique des matériaux (**transitions de phase, endommagement, fragmentation...**) et la cinétique de ces processus.

Introduction

Les techniques de compression par choc permettent d'étudier le comportement thermomécanique des matériaux à très hautes vitesses de déformation, dans un régime fortement dynamique où les effets d'inertie jouent un rôle prépondérant [1, 2]. La connaissance de ce comportement est essentielle pour de multiples applications dans des domaines très variés, de l'ingénierie (résistance de structures à des sollicitations violentes, crash, collisions, impacts, explosions...) à la géophysique (impacts d'astéroïdes ou de météorites...). En outre, ces techniques permettent d'atteindre des pressions extrêmes, analogues à celles qui règnent dans les intérieurs planétaires, pressions encore inaccessibles par compression quasi-statique en laboratoire.

Les deux techniques les plus classiques consistent à (i) faire détonner une charge explosive au contact du matériau étudié, ou (ii) soumettre ce matériau à l'impact d'un projectile propulsé par un canon. Une troisième voie est l'absorption d'un rayonnement intense, comme une irradiation laser de forte puissance. Le but de ce texte est de fournir un aperçu global sur cette technique de "choc laser". Après un bref exposé du principe de ce chargement, on décrit sa mise en œuvre pratique, on passe rapidement en revue les principales techniques de mesure et diagnostics associés, puis on évoque quelques applications (non-exhaustives) des chocs laser pour l'étude de divers aspects du comportement des matériaux (équations d'état, traitements de surface, réponse élasto-plastique, transformations de phase, écaillage, fragmentation...), en insistant chaque fois sur les apports et les limites de cette technique par rapport aux approches plus conventionnelles évoquées plus haut. Une bibliographie (comportant quelques ouvrages de synthèse et des thèses en français) est fournie pour approfondir les différents points abordés et en savoir plus sur ces chocs laser.

1. Principe du choc laser

Lorsqu'une impulsion laser très intense est focalisée sur la surface d'un échantillon opaque, l'énergie est absorbée par une fine couche de matière, ablatée sous forme de plasma. L'expansion de ce plasma vers la source laser produit par réaction une impulsion mécanique qui se propage depuis la surface irradiée dans l'échantillon (Fig. 1). Le front de compression se raidit pendant sa propagation, pour former une onde de choc, suivie d'une onde de détente qui, elle, s'étale en une rampe et ramène le milieu à pression ambiante. L'amplitude du chargement, qui augmente avec l'intensité laser, peut varier sur une très large gamme de pressions, selon l'énergie de l'impulsion laser, sa durée, et le diamètre de la tache irradiée. Pour donner un ordre de grandeur, avec une impulsion de ~ 1000 J et ~ 5 ns, focalisée sur un disque de diamètre 3 mm, l'intensité laser est $2,8$ TW/cm² et la pression de choc est de l'ordre de ≈ 60 à 90 GPa selon le matériau irradié. Si 'tout se passe bien', la répartition spatiale de l'énergie dans le faisceau est homogène autour du centre de la tache irradiée. A cette condition, la pression appliquée sur cette partie centrale est elle aussi homogène, et le choc qui en résulte est plan. Comme avec les autres techniques (explosifs et impacts), cette zone centrale de l'échantillon est alors en conditions de déformation uniaxiale, tant qu'elle n'est pas affectée par les détentes latérales issues de la périphérie de la surface chargée.

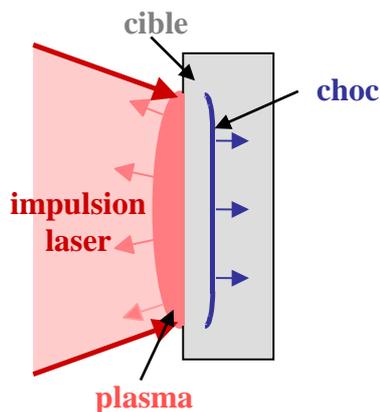


Fig. 1. Schéma de principe de la génération d'un choc par irradiation laser.

A cause des intensités très élevées, pour éviter l'ionisation de l'air qui absorberait l'énergie avant qu'elle ne soit déposée sur la cible, l'irradiation laser doit être effectuée sous vide, de préférence secondaire ($\sim 10^{-4}$ mbar).

Avec des impulsions laser de durée ~ 1 à 20 ns ("régime nanoseconde"), le temps d'application du chargement mécanique est de quelques ns, du même ordre que la durée laser. Avec des impulsions laser ultra-brèves ("régime sub-picoseconde"), l'interaction laser-matière plus complexe, mettant en jeu un transfert thermique des électrons vers les ions, conduit à un temps d'application de la pression beaucoup plus long que la durée d'éclairement (typiquement ~ 70 ps pour une impulsion laser de $0,3$ ps) [3, 4]. Dans tous les cas, le temps d'application de la pression est plus bref d'environ trois ordres de grandeur (voire davantage) que dans les chargements induits par explosif ou par impacts de plaques. Beaucoup de spécificités des chocs laser résultent de ce temps d'application très bref. En particulier, (i) on accède à des vitesses de déformation extrêmement élevées, typiquement 10^7 s⁻¹, et (ii) on parvient en général à limiter la destruction des cibles et de leur environnement proche. Une autre conséquence est l'amortissement très rapide de l'impulsion mécanique pendant sa propagation depuis la surface chargée. Cet amortissement peut être intéressant (puisque dans un même tir, on applique un chargement différent selon la profondeur considérée dans la cible), mais sa prise en compte est nécessaire pour l'interprétation des observations et des mesures.

Une variante, appelée "interaction confinée", consiste à éclairer la surface de la cible à travers une couche d'un matériau transparent (verre, eau...). Ce milieu confine le plasma produit par l'ablation de la cible et résiste à son expansion, de sorte que la pression appliquée sur l'échantillon est amplifiée et son temps d'application est allongé. Toutefois, cette technique n'est viable qu'en deçà du seuil de "claquage" correspondant à l'ionisation du confinement [5]. En pratique, ce claquage (aux alentours de $\approx 10 \text{ GW/cm}^2$) limite la pression de choc accessible en interaction confinée à $\approx 10 \text{ GPa}$.

Pour ces deux modes d'interaction, le chauffage de l'échantillon par le laser est une question récurrente. En général, pendant les temps très brefs caractéristiques de l'expansion du plasma, le chauffage par conduction est limité au voisinage immédiat (\sim quelques μm) de la surface irradiée. Pour le réduire encore, on peut déposer sur la cible un revêtement mince pour éviter le contact direct entre l'échantillon et le plasma d'ablation. A très haute intensité (supérieure à $\sim 10^{13} \text{ W/cm}^2$), l'interaction laser-matière produit des rayons X et des électrons rapides, qui peuvent traverser la cible avant le passage du choc [6, 7]. Pour s'affranchir de ce "préchauffage radiatif", on peut là encore utiliser un dépôt sur la surface de l'échantillon.

Une autre variante consiste à utiliser l'impulsion mécanique produite par l'ablation laser pour accélérer une feuille métallique mince, puis faire impacter cette feuille sur la cible étudiée [8]. On rejoint alors les techniques d'impacts de projectile, mais dans des conditions un peu spécifiques liées aux faibles épaisseurs des feuilles (typiquement ~ 50 à $200 \mu\text{m}$).

2. Mise en œuvre et diagnostics expérimentaux

Les expériences de choc laser nécessitent des installations relativement lourdes. Le circuit d'amplification de l'impulsion lumineuse est d'autant plus long et complexe que l'énergie finale est élevée (Fig. 2). L'alignement des multiples composants optiques et le contrôle de l'électronique doivent être optimisés avant chaque tir par des personnels techniques qualifiés. Les puissances en jeu impliquent des contraintes sévères de propreté et de sécurité. La chaîne laser doit refroidir après chaque tir pour éviter des dérives liées aux effets thermiques.



Fig. 2. Chaîne laser de LULI2000 ($\sim 2 \text{ kJ}$), à l'École Polytechnique. Après amplification dans ce hall, le faisceau est acheminé vers des salles d'expériences équipées de grosses enceintes à vide et de divers marbres sur lesquels les chercheurs installent leurs moyens de mesures.

En France, depuis la fermeture récente de deux équipements du CEA (le laser Alisé et la Ligne d'Intégration Laser, ou LIL), ces installations sont peu nombreuses. Dans le "régime ns" (§ 1), on peut accéder assez aisément à trois lasers d'énergie comprise entre 20 et 100 J, au PIMM de l'ENSAM (laser HEPHAISTOS), au Centre CEA de Bruyères-le-Châtel, et à l'Institut Pprime.

Pour les énergies supérieures, le Laser Méga-Joule du CEA étant encore très difficile d'accès, la seule installation "ouverte" (sur appel à projets et via l'arbitrage d'un comité de programme) est le laser LULI2000 du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI, UMR7605, Ecole Polytechnique), qui délivre des impulsions de durée 1 à 5 ns et d'énergie pouvant atteindre ~ 2 kJ (à raison d'un tir toutes les 1h30). Pour le "régime sub-ps", ce même laboratoire dispose d'un laser appelé ELFIE, avec une impulsion de ~ 30 J et 300 fs.

La métrologie associée aux chocs laser est proche de celle utilisée dans les autres expériences de dynamique, mais encore plus exigeante en termes de résolutions spatiale et temporelle compte tenu des petites dimensions des cibles et des durées très brèves des phénomènes.

- Classiquement, l'interférométrie VISAR [9, 10] permet la mesure résolue en temps (avec une résolution variant de $\sim 0,1$ ns pour un VISAR ligne couplé à une caméra à balayage de fente à ~ 1 ns pour un VISAR à photomultiplicateurs) de la vitesse d'une surface libre ou d'une interface entre une cible et une fenêtre transparente (voir Fig. 5 plus loin). Cette mesure, très riche d'informations, permet notamment de déterminer la pression de choc. Une technique alternative appelée Vélométrie Hétérodyne est de plus en plus employée sous chargement conventionnel, et depuis peu sous choc laser [11, 12], même si sa résolution temporelle est encore insuffisante pour beaucoup d'expériences.

- Des capteurs piézoélectriques peuvent permettre de mesurer des fronts d'ondes [13, 14], mais leur caractère intrusif, leur coût, leur plage de fonctionnement limitée et les difficultés de dépouillement des signaux font qu'on leur préfère en général les mesures de vitesse mentionnées plus haut.

- La visualisation transverse par caméra est elle aussi très instructive, notamment pour les problèmes de fragmentation et d'éjection de débris (voir Fig. 8 plus loin). Elle requiert des temps de pose ultra-courts, de l'ordre de quelques ns (pour éviter le flou de bougé), un champ suffisant (en nombre de pixels), et une cadence ultra-rapide. Si cette dernière est insuffisante, on peut utiliser plusieurs caméras, qui ne feront qu'une acquisition chacune, en les déclenchant successivement avec des retards parfaitement contrôlés [15-17].

- Les mesures de température sur des temps aussi brefs restent très difficiles : les techniques de pyrométrie sont encore trop lentes [18], et les mesures d'émissivité sont encore limitées aux très hautes températures [10].

- Enfin, il est possible d'effectuer des mesures de diffraction X *in situ* sous choc. Pour cela, les lasers permettent tout à la fois d'appliquer le choc sur l'échantillon ("drive", ou "pump") et de produire la source de rayons X ("probe") utilisée pour sonder la matière au passage du choc (Fig. 3). Les équipes du Lawrence Livermore National Laboratory (USA) ont ainsi réussi (sur le laser Janus) à observer directement, pour la première fois à l'échelle du cristal, la transformation du fer de sa structure cubique (α) en sa phase hexagonale (ϵ) au passage d'un choc supérieur à 13 GPa [19, 20]. Depuis peu, ces recherches connaissent des avancées spectaculaires grâce aux nouveaux lasers à électrons libres (Free Electron Laser, ou FEL) qui fournissent des sources X dont les performances rivalisent avec celles des synchrotrons.

Le caractère globalement peu destructif des chocs laser (cf. § 1) permet d'une part de placer des équipements plus ou moins coûteux autour de la cible (four, cryostat, lentilles, sondes diverses...), d'autre part de récupérer dans la plupart des cas, au moins partiellement, les cibles choquées et/ou les fragments qui en ont été éjectés. On peut ensuite analyser cette matière au moyen des multiples techniques utilisées en science des matériaux (microscopie, diffraction, micro-tomographie, spectroscopie Raman, etc.). Ces analyses "post-choc", même si leur interprétation passe par la reconstitution d'une histoire qui peut être plus ou moins bien connue, complètent bien les résultats obtenus sous chargements conventionnels.

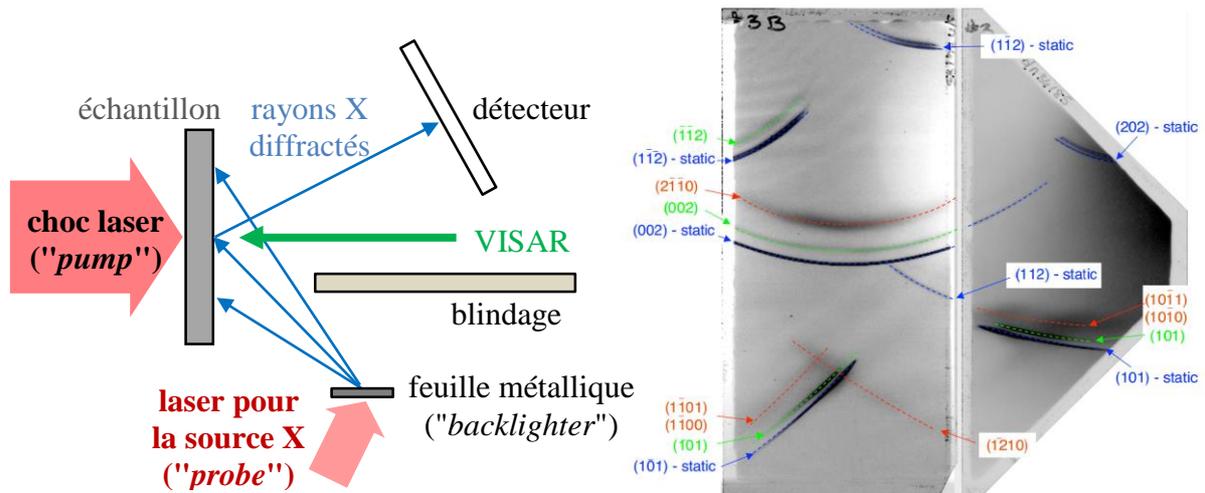


Fig. 3. Schéma de principe du dispositif "pump-probe" pour la diffraction X sous choc laser, et exemple d'enregistrement des rayons X montrant l'apparition de la phase hexagonale ϵ (traces repérées en rouge) dans un échantillon de fer au passage d'un choc de 26 GPa [19].

3. Choc laser et équations d'état

Les états d'équilibre possibles pour un matériau donné sont situés sur une surface particulière dans l'espace des variables d'état (par exemple P - V - T ou P - ρ - E), dite "surface d'état", constituée de nappes associées aux différentes phases du matériau, les intersections entre les nappes étant les courbes de coexistence des phases (Fig. 4). En d'autres termes, il existe pour chaque matériau une "équation d'état" $E = E(V, S)$, dont on peut déduire P et T .¹ Même si une compression par onde de choc passe par des états hors-équilibre, on considère que l'état "final" comprimé est un état d'équilibre, situé sur une courbe appelée "courbe d'Hugoniot" [1, 2], qui s'appuie donc sur la surface d'état.

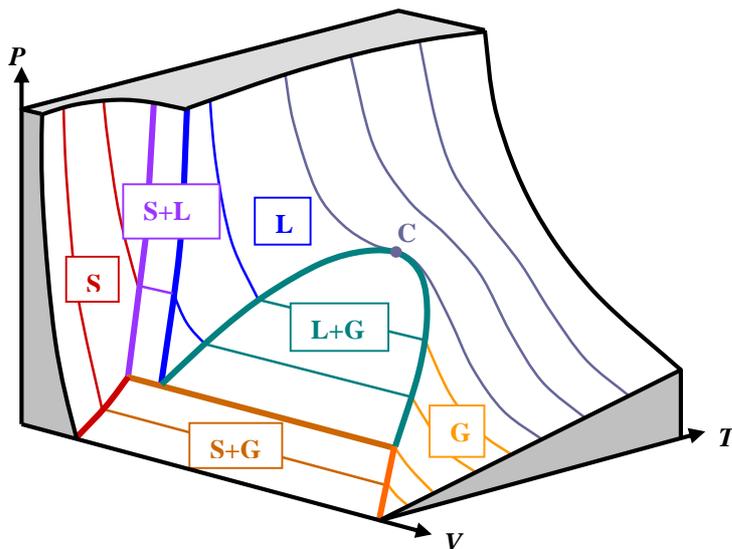


Fig. 4. Allure schématique de la surface d'état d'un matériau, constituée de la juxtaposition de nappes associées aux domaines de stabilité des différentes phases, solide (S), liquide (L) et vapeur (G), avec des zones de mélanges et le point critique C.

¹ En mécanique des chocs, on utilise en général une forme incomplète de cette équation d'état exprimée sous la forme $E = E(P, V)$.

Parce qu'ils permettent l'accès à des pressions extrêmes (*a priori* seulement limitées par la quantité d'énergie laser disponible), les chocs laser sont apparus très tôt comme un moyen unique ¹ d'explorer des régions inconnues des surfaces d'état.

En pratique, dans le cadre d'une description hydrodynamique de la réponse du matériau (approximation justifiée ici au vu des niveaux de pressions considérés), cette exploration fait intervenir 5 variables, dont 3 variables d'état (par exemple P , V , T) et 2 variables cinétiques, la vitesse D de l'onde de choc et la vitesse u de la matière derrière le choc. Dans les premières expériences, on ne savait mesurer précisément que l'instant de débouché du choc à la surface libre de l'échantillon. En utilisant des cibles à "marches" (Fig. 5), on déterminait ainsi la vitesse D , et en utilisant une marche d'un matériau connu, on en déduisait également P [2, 21, 22]. Connaissant ces deux variables, les lois de conservation classiques, qui deviennent à travers un front de choc les trois équations de Rankine-Hugoniot [1, 2], fournissent les trois autres, donc un point de la surface d'état. Avec l'arrivée du VISAR (cf. § 2), on a pu mesurer simultanément D et u , et ainsi déterminer à chaque tir un point de la surface d'état sans comparaison à un matériau connu, par une mesure dite "absolue" [23].

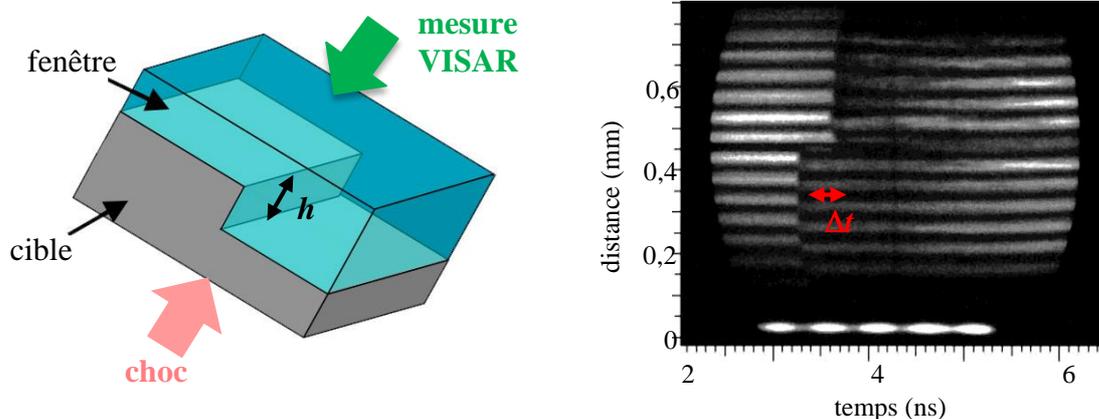


Fig. 5 (source Lawrence Livermore National Laboratory). Mesure par VISAR (couplé à une caméra à balayage de fente) de la vitesse D du choc (rapport $h/\Delta t$) et de la vitesse u de l'interface cible-fenêtre (donnée par le décalage des franges d'interférence au moment du passage du choc). Une expérience similaire sans fenêtre permet une mesure "absolue" d'un point de la surface d'état du matériau cible.

Par définition, ces points atteints par choc sont situés sur la courbe d'Hugoniot, c'est-à-dire un lieu particulier de la surface d'état. En effet, la conservation de l'énergie à travers la discontinuité que constitue l'onde de choc impose un lien entre les sauts de pression et de température. Pour s'écarter de cette courbe de référence, on peut effectuer un choc à partir d'un état initial (un "pôle") différent des conditions ambiantes : cible pré-comprimée en statique ($P_0 > P_{amb}$), cible pré-chauffée ou cryogénisée ($T_0 \neq T_{amb}$), cible poreuse ($\rho_0 < \rho_{amb}$). On peut également, toujours au moyen d'une impulsion laser, comprimer la matière autrement que par choc, et atteindre ainsi des états "hors-Hugoniot" [24, 25]. En particulier, dans les états de très hautes pressions atteints par choc, les températures sont beaucoup trop élevées par rapport à celles qui règnent dans les intérieurs planétaires, à cause de la dissipation dans le front de choc. Dès lors, une voie expérimentale vers les conditions d'intérêt géophysique (très hautes

¹ Du moins depuis la fin des expérimentations nucléaires, qui permettaient elles aussi d'atteindre des pressions supérieures au TPa.

pressions mais températures "modérées") consiste donc à produire une compression dynamique par laser comportant une rampe de pression (suivant une adiabatique réversible, donc isentropique) précédée ou suivie d'un choc (Fig. 6). C'est ce à quoi travaillent (parmi d'autres) des équipes françaises, notamment au LULI ou sur la LIL [26-28].

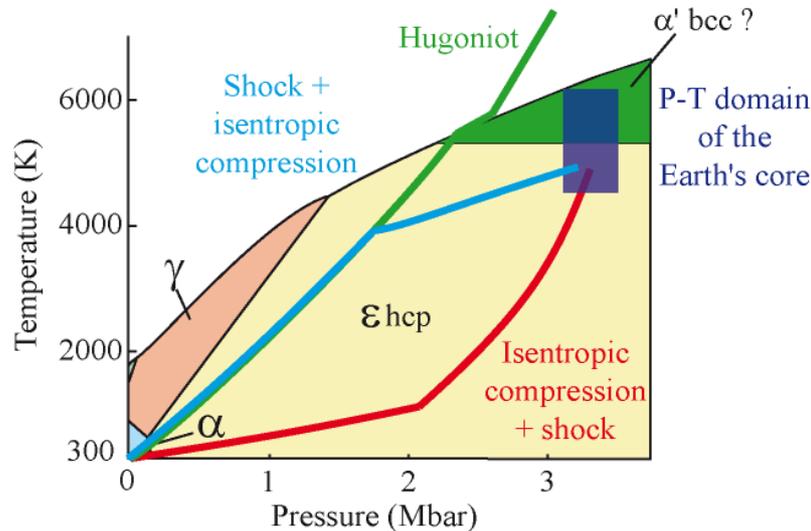


Fig. 6 : Diagramme de phase du fer (1 Mbar = 100 GPa). La courbe d'Hugoniot (verte) représente le lieu des états accessibles par choc. Les conditions de pression et température pertinentes pour le noyau terrestre (rectangle bleu) peuvent être atteintes en profilant une impulsion laser pour produire une rampe de compression isentropique précédée (trajet bleu) ou suivie (trajet rouge) d'un choc.

4. Traitement de surface par choc laser

Une autre utilisation "historique" des chocs laser, relevant cette fois du génie des procédés, est le traitement de surface par choc ("laser shock peening"). En effet, dès les années 1980, les chocs laser sont apparus comme une méthode alternative au grenailage (traitement par impacts multiples de petites billes métalliques) pour introduire dans des pièces industrielles des contraintes résiduelles de compression bénéfiques à la tenue en fatigue (parce qu'elles retardent l'apparition de fissures et freinent leur propagation) [29]. Les traitements de surface par choc laser ont également permis la compaction superficielle de matériaux frittés [30, 31], le durcissement par écrouissage, ou l'amélioration de la tenue à la corrosion. Ces effets ont d'abord intéressé l'industrie automobile, puis l'aéronautique et maintenant le nucléaire [32]. Tous ces procédés utilisent l'interaction confinée (voir § 1), donc des pressions "modérées" (inférieures à 10 GPa). En France, les principaux travaux sur ces applications sont menés dans le groupe 'Procédés Laser' du laboratoire PIMM (Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux) de l'ENSAM Paris-Tech, anciennement Laboratoire d'Applications des Lasers de Puissance, à Arcueil.

5. Compression : réponse élasto-plastique, transformations de phase

S'il est comprimé au-delà de sa limite élastique, le matériau subit des déformations plastiques, qui s'accompagnent d'un changement de compressibilité. Sur certaines gammes de contraintes, le front de choc se scinde alors en un "précurseur élastique", qui se propage à la célérité C_L des ondes sonores longitudinales, suivi d'une "onde plastique" plus lente. L'analyse de l'évolution de ce précurseur peut apporter des informations sur les mécanismes de déformation et sur leur

sensibilité à la vitesse. A pressions plus élevées, certains matériaux peuvent subir des changements de structure cristalline (transformations solide-solide, dites polymorphiques ou allotropiques), qui peuvent eux aussi se traduire par des dédoublements de fronts d'onde (c'est le cas de la transition α - ε du fer évoquée au § 2). Enfin, les chocs très intenses entraînent des changements d'état, comme la fusion, sous choc ou en détente [33, 34].

Tous ces effets ont été, et sont encore largement étudiés sous choc conventionnel. Les chocs laser permettent d'étendre ces études aux très grandes vitesses de déformation, de suivre l'évolution des profils d'ondes sur de très courtes distances de propagation (associées aux petites épaisseurs des échantillons), de corrélérer ces profils d'ondes à des observations métallurgiques dans les cibles récupérées (densités de dislocations ou de macles [35], micro-macles [36]...), ou d'effectuer des analyses post-choc par spectroscopie Raman [37-39] et/ou diffraction X [40, 41] pour caractériser la structure résiduelle de la matière et ses éventuelles transformations irréversibles [42]. Comme ils conduisent à des durées de chargement du même ordre que les temps caractéristiques des réarrangements atomiques (temps d'incubation, temps de complétion...), ils peuvent permettre d'étudier les cinétiques de ces transformations, notamment par comparaison à des simulations numériques (Fig. 7) [36, 43].

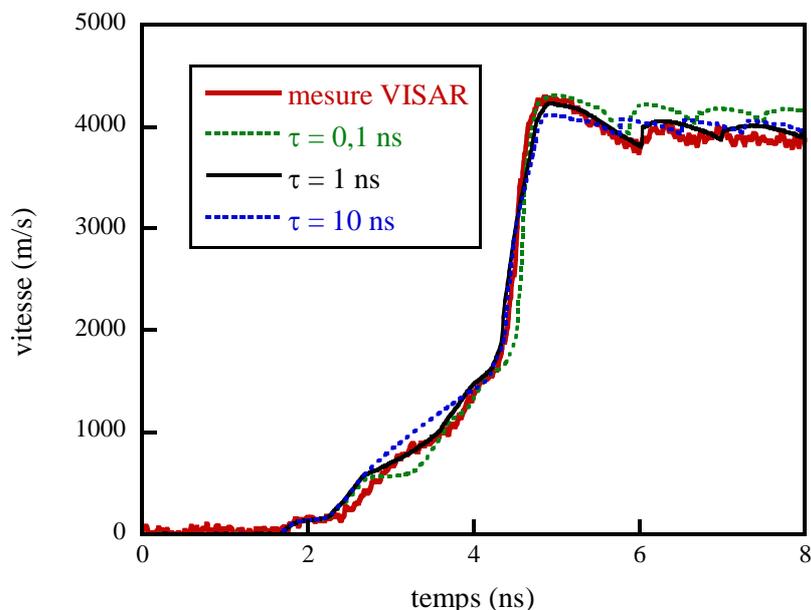


Fig. 7. Vitesse de la surface libre d'une cible de fer de 10 μm d'épaisseur soumise à une compression par laser jusqu'à environ 130 GPa. La courbe rouge est le profil mesuré par VISAR, avec un précurseur élastique (~ 100 m/s), puis un dédoublement du front (~ 700 m/s) dû à la transformation α - ε (cf. § 2). Les autres courbes sont des profils simulés avec un modèle de changement de phase fondé sur une loi cinétique empirique [36] faisant intervenir un temps caractéristique τ . Le bon accord entre la courbe noire et la mesure permet d'estimer ce temps à environ 1 ns.

6. Traction : écaillage et fragmentation dynamique

La réflexion d'une impulsion de pression sur une surface libre induit localement des contraintes de traction, dues à l'interaction entre des ondes de détente qui se croisent à l'intérieur de la cible. La "résistance à la rupture" en traction dynamique (même si ces termes trop simples traduisent mal une réalité plus complexe) augmente classiquement avec la vitesse de déformation. Les chocs laser permettent d'étudier ces variations sur des domaines de vitesses

très élevées, où cette résistance peut parfois approcher les valeurs théoriques basées sur les forces de cohésion interatomiques [3]. En pratique, cette résistance conditionne le processus bien connu d'écaillage (Fig. 8) [1-4, 8, 14-17, 44-49], et elle peut être déduite de mesures de vitesses (par exemple, la ré-accélération mesurée vers 6 ns à la fin du profil de la Fig. 7 et les oscillations qui s'ensuivent sont caractéristiques d'une rupture par écaillage). Les chocs laser permettent de compléter ce type de mesures par des observations post-choc (Fig. 9), ce qui a été appliqué par exemple à l'étude des effets de la température initiale, chaude [50] ou cryogénique [51] sur l'écaillage, ainsi que ceux de l'anisotropie de monocristaux [52, 53], des transitions allotropiques [54, 55], ou de la fusion partielle [56].

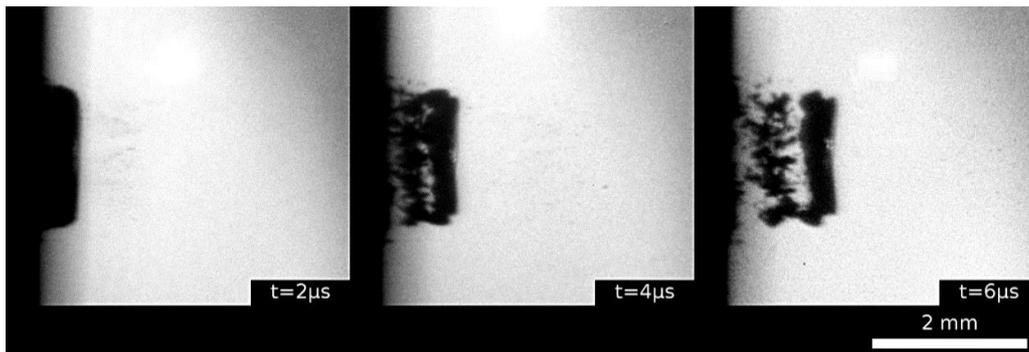


Fig. 8. Visualisation transverse de l'arrachement et de l'éjection d'une écaille, suivie de fragments secondaires, depuis la surface libre d'une cible d'or d'épaisseur 300 μm sous l'effet d'un choc laser de 34 GPa appliqué sur la surface gauche (masquée par le porte-cible).

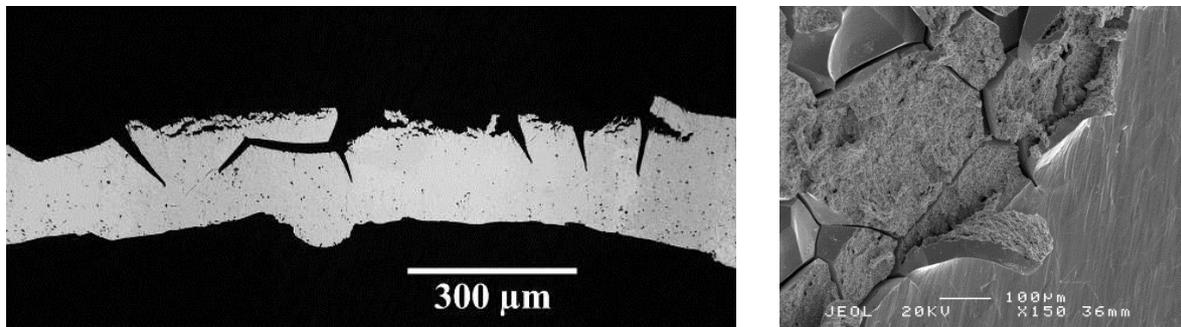


Fig. 9. Faciès de rupture dans le cratère produit par l'arrachement d'une écaille d'épaisseur ~ 40 μm depuis la surface libre (supérieure) d'une cible d'étain d'épaisseur 260 μm sous l'effet d'un choc laser de 29 GPa (appliqué sur la surface inférieure). La rupture résulte d'une combinaison de fractures intra- et intergranulaires.

Si l'on applique un choc laser sur une cible bi-couche, constituée par exemple d'un revêtement déposé ou collé sur un substrat, on peut dimensionner les paramètres (épaisseurs des couches, durée de l'impulsion) pour que les contraintes locales de traction soient induites à proximité de l'interface entre les deux couches. L'expérience peut alors permettre d'évaluer un seuil de décohésion à cette interface. C'est le principe du "test d'adhérence par choc laser" (ou LASAT pour Laser Shock Adhesion Test), qui comporte de multiples applications potentielles, et sur lequel de très nombreux travaux ont été menés à l'Institut Pprime et au PIMM [57, 58].

Enfin, les chocs laser permettent d'étudier d'autres processus de fragmentation dynamique, comme la perforation [15-17, 59], l'éjection de matière depuis des défauts de surface [60], ou la fragmentation en phase liquide après fusion sous choc ou en détente [61-64].

7. Conclusion

Les chocs laser offrent une alternative aux techniques de chargement par explosif ou par impact de plaque. Les spécificités de cette approche, liées principalement à la brièveté de l'impulsion mécanique, la rendent complémentaire des expériences plus classiques. La (petite) communauté française qui met en œuvre cette technique pour étudier le comportement dynamique des matériaux est ouverte à toute nouvelle collaboration, sur des questions fondamentales ou appliquées... notamment avec les mécaniciens chevronnés du groupe Méca(dy)mat !

Références

- [1] J. Thouvenin, *Détonique*, éd. Eyrolles 1997
- [2] P. Bauer, A. Chinnayya, T. de Rességuier, *Ondes de choc et détonations*, éd. Ellipses, à paraître
- [3] J.P. Cuq-Lelandais et al., *J. of Physics D: Applied Physics* **42**, 065402, 2009
- [4] J.P. Cuq-Lelandais, Thèse de l'ENSMA, 2010
- [5] D. Devaux (1993), puis L. Berthe (1998), Thèses de l'Université Paris XI
- [6] E.A. McLean et al., *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1246, 1980
- [7] A. Benuzzi et al., *Phys. Rev. E* **54**, 2162, 1996
- [8] T. de Rességuier, H. He, P. Berterretche, *Int. J. of Impact Engineering* **31** (8), p. 945, 2005
- [9] L. M. Barker and R. E. Hollenbach, *J. Appl. Phys.* **41**, 4208, 1970
- [10] G. Huser, Thèse de l'Ecole Polytechnique, 2004
- [11] P. Mercier et al., *Shock Compression in Condensed Matter* **1195**, p. 581, 2009
- [12] D. Loison, T. de Rességuier, A. Dragon, P. Mercier et al., *J. Appl. Phys.* **112** (11), 113520, 2012
- [13] S. Couturier, T. de Rességuier, M. Hallouin et al., *J. Appl. Phys.* **79** (12), p. 9338, 1996
- [14] T. de Rességuier, S. Couturier, M. Boustie et al., *J. Appl. Phys.* **80** (7), p. 3656, 1997
- [15] E. Lescoute, T. de Rességuier et al., *Appl. Phys. Lett.* **95**, 211905, 2009
- [16] E. Lescoute, T. de Rességuier, J.M. Chevalier, D. Loison et al., *J. Appl. Phys.* **108**, 093510, 2010
- [17] E. Lescoute, Thèse de l'ENSMA, 2010
- [18] C. Chauvin, Thèse de l'ENSMA, 2010
- [19] D.H. Kalantar et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 075502, 2005
- [20] J. Hawreliak et al., *Phys. Rev. B* **74**, 184107, 2006
- [21] F. Cottet, J.P. Romain, R. Fabbro, B. Faral, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1884, 1984
- [22] M. Koenig et al. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2260, 1995
- [23] A. Benuzzi-Mounaix et al., *Phys. Plasmas* **9**, 2466, 2002 (and references therein)
- [24] P. Loubeyre et al., *High Pressure Res.* **24**, p. 25, 2004
- [25] A. Benuzzi-Mounaix et al., *Phys. Rev. E* **70**, 45401, 2004
- [26] M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix et al., *High Energy Density Physics* **6** (2), p. 210, 2010
- [27] N. Amadou, E. Brambrink et al., *High Energy Density Physics* **9** (2), p. 243, 2013
- [28] A. Benuzzi-Mounaix et al., *Physica Scripta*, **T161**, 014060, 2014
- [29] J. Fournier (1989), puis P. Ballard (1991), Thèses de l'Ecole Polytechnique ; P. Peyre, Thèse de l'Université de Technologie de Compiègne (1993) ; A. Sollier, Thèse de l'Université de Versailles St-Quentin (2002)
- [30] D. Zagouri, Thèse de l'Université de Poitiers, 1992
- [31] T. de Rességuier and J.P. Romain, *Shock Waves*, **11** (2), p. 125, 2001
- [32] E. Julan, Thèse de l'Ecole Polytechnique, 2014
- [33] G. Huser et al., *Phys. Plasmas* **12**, 060701, 2005
- [34] T. de Rességuier, D. Loison, A. Dragon, E. Lescoute, *Metals* **4** (4), 490-502, 2014
- [35] T. de Rességuier and M. Hallouin, *J. Appl. Phys.* **84** (4), p. 1932, 1998

- [36] T. de Ressaiguier and M. Hallouin, J. Appl. Phys. **90** (9), p. 4377, 2001
- [37] T. de Ressaiguier, P. Berterretche, M. Hallouin, J.P. Petitet, J. Appl. Phys. **94** (3), p. 2123, 2003
- [38] P. Berterretche, Thèse de l'Université de Poitiers, 2003
- [39] P. Berterretche, T. de Ressaiguier, M. Hallouin, J.P. Petitet, J. Appl. Phys. **96** (8), p. 4233, 2004
- [40] A. Isambert, T. de Ressaiguier et al., Earth and Planetary Science Letters **243** (3-4), p. 820, 2006
- [41] T. de Ressaiguier, V. Solozhenko, J.P. Petitet et al., Phys. Rev. B **79** (14), 144105, 2009
- [42] T. Sano et al., Appl. Phys. Lett. **83**, 6498, 2003
- [43] R.F. Smith et al., J. Appl. Phys. **114**, 223507, 2013
- [44] T. Antoun, L. Seaman et al., *Spall Fracture*, Springer, New York, 2003
- [45] F. Cottet, M. Boustie, J. Appl. Phys. **66** (9), 4067, 1989
- [46] M. Boustie, F. Cottet, J. Appl. Phys. **69** (11), 7533, 1991
- [47] T. de Ressaiguier, F. Cottet, J. Appl. Phys. **77** (8), p. 3756, 1995
- [48] T. de Ressaiguier, S. Couturier, J. David, G. Niérat, J. Appl. Phys. **82** (5), p. 2617, 1997
- [49] L. Tollier and R. Fabbro, J. Appl. Phys. **83** (3), p. 1231, 1998
- [50] T. de Ressaiguier, E. Lescoute, D. Loison, Phys. Rev. B **86** (21), 214102, 2012
- [51] T. de Ressaiguier, E. Lescoute, D. Loison et al., J. Appl. Phys. **110** (12), 123504, 2011
- [52] T. de Ressaiguier, P. Berterretche, M. Hallouin, Int. J. of Impact Engineering **31** (5), p. 545, 2005
- [53] G.I. Kanel, G.V. Garkushin, A.S. Savinykh, S.V. Razorenov, T. de Ressaiguier et al., J. Appl. Phys. **116** (14), 143504, 2014
- [54] T. de Ressaiguier and M. Hallouin, Phys. Rev. B **77** (17), 174107, 2008
- [55] G. Morard, T. de Ressaiguier et al., Phys. Rev. B **82** (17), 174102, 2010
- [56] T. de Ressaiguier, L. Signor, A. Dragon et al., J. Appl. Phys. **102** (7), 073535, 2007
- [57] E. Auroux (1999), M. Arrigoni (2004), C. Bolis (2004), R. Ecault (2013), Thèses de l'Université de Poitiers ou de l'ENSMA
- [58] E. Gay (2011), D. Courapied, (2013), Thèses de l'ENSAM
- [59] E. Lescoute, T. de Ressaiguier et al., Computers, Materials and Continua **22** (3), p. 219, 2011
- [60] T. de Ressaiguier, E. Lescoute, A. Sollier et al., J. Appl. Phys. **115** (4), 043525, 2014
- [61] T. de Ressaiguier, L. Signor, A. Dragon, M. Boustie et al., J. Appl. Phys. **101** (1), 013506, 2007
- [62] T. de Ressaiguier, L. Signor, A. Dragon et al., Appl. Phys. Lett. **92** (13), 131910, 2008
- [63] T. de Ressaiguier, L. Signor, A. Dragon, G. Roy, Int. Journal of Fracture **163**, p. 109, 2010
- [64] L. Signor, T. de Ressaiguier, A. Dragon et al., Int. J. of Impact Engineering **37** (8), p. 887, 2010