



HAL
open science

Formation de micro-jets depuis des défauts de surface dans des échantillons métalliques soumis à des chocs laser

Caroline Roland

► **To cite this version:**

Caroline Roland. Formation de micro-jets depuis des défauts de surface dans des échantillons métalliques soumis à des chocs laser. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2017. Français. NNT : 2017ESMA0025 . tel-01696243

HAL Id: tel-01696243

<https://theses.hal.science/tel-01696243v1>

Submitted on 30 Jan 2018

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.

THESE

Pour l'obtention du Grade de
**DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET
D'AEROTECHNIQUE**

(Diplôme National – Arrêté du 25 mai 2016)

Ecole Doctorale :
Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique

Secteur de Recherche : Mécanique des Solides, des Matériaux, des Structures et des Surfaces

Présentée par :
Caroline ROLAND

Formation de micro-jets depuis des défauts de surface dans des échantillons métalliques
soumis à des chocs laser

Directeur de thèse : Thibaut de RESSEGUIER
Co-encadrant : Arnaud SOLLIER

Soutenue le 19 décembre 2017
devant la Commission d'Examen

JURY

Président :

Ashwin CHINNAYYA – PR, ISAE-ENSMA, Poitiers-Futuroscope

Rapporteurs :

Alessandra BENUZZI-MOUNAIX – DR CNRS, LULI, Ecole Polytechnique, Palaiseau

Laurent BERTHE – DR CNRS, PIMM, ENSAM-ParisTech, Paris

Membres du jury :

Marion HARMAND – CR CNRS, IMPMC, Paris

Arnaud SOLLIER – IR, CEA-DAM, Arpajon

Jean-Marc CHEVALIER – IR, CEA-CESTA, Le Barp

Thibaut de RESSEGUIER – DR CNRS, Institut Pprime, Poitiers-Futuroscope

Remerciements

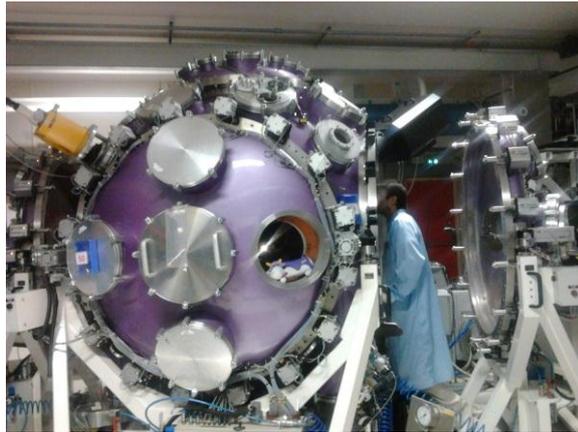
Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit est le fruit d'une collaboration entre l'Institut Pprime (CNRS, ISAE-ENSMA) à Poitiers-Futuroscope, le centre CEA DIF de Bruyères-le-Châtel et le LULI (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses) à l'Ecole Polytechnique à Palaiseau. De nombreuses personnes ont participé, de près ou de loin, à la réalisation de ce travail de longue haleine qu'est la thèse de doctorat, de par leur soutien et tout ce qu'elles ont pu m'apporter au cours de ces trois années (passées trop vite !).

Tout d'abord, je tiens à remercier vivement mon directeur de thèse **Thibaut de Rességuier** (Institut Pprime) et mon encadrant **Arnaud Sollier** (CEA DIF) pour m'avoir accompagnée avec dynamisme, disponibilité et pédagogie tout le long de cette (belle !) aventure, que ce soit pour l'apprentissage du travail de recherche (tant expérimental que théorique ou numérique) ou de publication : leurs enseignements me seront très utiles pour la suite de ma vie professionnelle. J'ai apprécié de travailler dans le domaine très intéressant des chocs dans les solides, et de m'initier à l'enseignement grâce aux Travaux Dirigés et Bureau d'Etudes de l'ENSMA auxquels j'ai participé à l'encadrement, qui m'ont permis de conforter mes acquis, d'améliorer ma communication et de participer à mon échelle à la belle et poétique mission qu'est la transmission de connaissances.

Je remercie aussi les membres de mon jury de thèse, pour avoir accepté de juger mon travail et pour tous les échanges fructueux que nous avons eu à ma soutenance : le président de séance **Ashwin Chinnayya** (Institut Pprime), les rapporteurs **Alessandra Benuzzi-Mounaix** (LULI) et **Laurent Berthe** (PIMM) ainsi que les examinateurs **Marion Harmand** (IMPMP) et **Jean-Marc Chevalier** (CEA CESTA). Ce dernier n'ayant pu assister qu'à une partie de la soutenance à cause d'un problème de train, nous avons tout de même pu avoir des échanges intéressants sur les perspectives possibles de l'utilisation de la formulation SPH pour des simulations futures.

Mes remerciements s'adressent également aux collègues avec qui j'ai travaillé tout le long de ma thèse, que ce soit pour les simulations numériques effectuées au CEA ou les campagnes expérimentales au LULI : **Emilien Lescoute**, **Gabriel Prudhomme**, **Laurent Soulard**, **Olivier Durand** (tous du CEA DIF) et **Didier Loison** (Université de Rennes 1). Merci aussi aux autres collègues et doctorants rencontrés en congrès et manips : **Pierre Pradel** (félicitations pour ta soutenance !), **Jean-Eloi Franzkowiak**, **Benjamin Jodar**, etc... J'en oublie certainement beaucoup !

En parlant des campagnes de tirs laser, un grand merci aux équipes de l'installation LULI2000 (mini *Etoile de la Mort* du LULI), et en particulier aux laséristes qui se sont bien occupés de nous et qui ont su avec efficacité et bonne humeur répondre à tous nos besoins pas toujours faciles (Malgré quelques tirs loupés, ça fait partie de la vie, surtout quand on fait des expériences !) : **Erik Brambrink**, **Emilie Loyez**, **Mathieu Chevrot**, **Fabien Serres**... Je me rappelle des dégustations de chocolats Milka (en honneur de l'enceinte à vide violette éponyme, voir photo ci-dessous), après lesquelles nous avons bien fait attention de ne pas laisser des échantillons fortuits dans la salle d'expérience (d'où l'intérêt des gants) !



LULI2000 : Enceinte MILKA (Multi Irradiated Laser Kilojoule Area) et dress-code de la salle d'expérience

Bien sûr, je n'oublie pas les collègues de l'Institut Pprime qui m'ont aidée à mener à bien cette thèse : **Anne-Laure Gorge** et **Florence Hamon** pour m'avoir formée sur les microscopes optique et électronique à balayage respectivement, **Diouwel Tandiang** pour m'avoir consacré du temps pour mon initiation au traitement d'images avec Avizo, ainsi que **Marc Toulminet** pour les (longues !) micro tomographies des débris collectés dans les gels. Mes pensées vont aussi vers les secrétaires de l'axe, qui m'ont bien aidée dans les procédures administratives, et notamment **Francine Bayle** avec qui j'ai pu avoir de longues conversations qui ne portaient pas que sur les ordres de mission ! Merci également aux membres de l'association des doctorants de l'axe (l'ATEM) pour la bonne ambiance instaurée dans le labo, même si je n'ai pas eu l'occasion de participer à d'autres événements que le traditionnel repas annuel de labo en juillet. J'associe à ces remerciements **Alain Claverie**, de l'axe Combustion, pour nos discussions de couloir qui m'ont permis de me sentir un peu intégrée à l'équipe locale, au vu de la localisation de mon bureau.

J'adresse également mes remerciements aux élèves de l'ENSMA, amis et maintenant collègues, qui ont suivi le Bureau d'Etudes sur les chocs et auquel j'ai participé à l'encadrement, **Aurélien Lambourg** et **Corentin Dereure**, qui ont bien dégrossi l'utilisation de la formulation SPH dans le logiciel Radioss et qui m'ont ainsi fait gagner beaucoup de temps sur le débogage de cette formulation appliquée au microjetting. Je leur souhaite une bonne continuation dans leurs thèses respectives.

Ma gratitude s'exprime aussi envers tous mes proches qui m'ont soutenue et supportée pendant ces trois années, et tout en particulier pendant les derniers mois de ma thèse, qui ont bien sûr été intenses avec la rédaction du manuscrit et la préparation de la soutenance.

En premier lieu, je remercie mes amis, issus de l'ENSMA ou non, qui m'ont épaulée, avec qui j'ai passé d'excellents moments et avec qui (pour ceux thésards) on se serrait les coudes pour s'encourager pendant les moments difficiles : **Anaïs Cardot**, **Camille Mercadé** (félicitations pour ta soutenance !), **Cédric Sanfourche**, **Anh Toan Bui Long** et bien sûr mon binôme de l'ENSMA **Bastien « Baba » Pinel**, devenu un précieux ami.

Je souhaite aussi remercier chaleureusement mon fiancé, âme sœur et partenaire de vie **Sylvain Hansmetzger**, pour m'avoir accompagnée, épaulée et encouragée au quotidien dans cette aventure. Son soutien a été précieux pour moi, il mérite largement tout le mien pour qu'il puisse vivre avec sérénité sa thèse encore en cours et sa soutenance imminente.

J'exprime également toute ma gratitude envers ma famille, qui connaît depuis toujours mon goût pour les sciences et qui m'a encouragée pour réaliser mes rêves : mes parents **Michel** et **Valérie**, qui m'ont toujours soutenue depuis l'enfance et encouragé mon épanouissement, et mon petit frère **Gary** (qui avec

notre regret n'a pas pu venir assister à ma soutenance), dont je suis fière de son parcours et qui est déjà un grand artiste à mes yeux : je suis sûre qu'il atteindra lui aussi ses rêves, dans sa passion qu'est le théâtre.

Pour finir, je ne regrette absolument pas d'avoir repris la pratique de la danse classique et contemporaine – passion depuis toute petite – avec la thèse, ce qui m'a permis d'évacuer le stress lié à la phase de rédaction et de soutenance, malgré les journées très chargées de cette période.

« La Nature est toujours plus riche qu'on ne l'imagine *a priori* ! Elle a, en tout cas, beaucoup plus d'imagination que le plus brillant des théoriciens ou des philosophes »

André Brahic, *Enfants du Soleil – Histoire de nos origines* (1999)
Un vulgarisateur scientifique (1942-2016),
passionné et passionnant, parti bien trop tôt...

Table des matières

Remerciements	3
Table des matières	7
Introduction	11
Chapitre I. Etat de l'art du microjetting.....	15
<i>I.1. Etudes expérimentales</i>	<i>16</i>
I.1.1. Générateurs de choc et fusion.....	16
I.1.2. Microjetting sous chargement par explosif ou par impact de projectile.....	18
I.1.3. Microjetting sous choc laser	21
I.1.4. Microjetting et charges creuses.....	23
<i>I.2. Analyses théoriques sur la formation et la croissance des jets</i>	<i>24</i>
I.2.1. Théorie bidimensionnelle des chocs dans les solides	24
I.2.1.1. Point sonique et cas régulier/irrégulier	26
I.2.1.2. Approximation des charges creuses.....	27
I.2.2. Instabilités de Richtmyer-Meshkov (RMI).....	28
I.2.2.1. Cas d'une interface fluide-fluide.....	30
I.2.2.2. Cas d'une interface solide-fluide.....	31
I.2.3. Modèles sur la masse éjectée et la distribution en taille des débris	34
<i>I.3. Simulations numériques</i>	<i>37</i>
I.3.1. Codes hydrodynamiques	37
I.3.2. Dynamique Moléculaire (MD).....	40
Chapitre II. Etude expérimentale du microjetting sous choc laser.....	45
<i>II.1. Préparation des cibles (rainures isolées ou périodiques).....</i>	<i>46</i>
<i>II.2. Observation des cibles et contrôle des rainures</i>	<i>49</i>
II.2.1. Observation au microscope optique	49
II.2.2. Observation au Microscope Electronique à Balayage (MEB)	54
<i>II.3. Campagnes expérimentales</i>	<i>57</i>
II.3.1. Présentation et caractéristiques de l'installation LULI2000 au LULI	57
II.3.2. Dispositif expérimental.....	59
II.3.3. Diagnostics utilisés	61
II.3.3.1. L'Ombroscopie Transverse.....	62
II.3.3.2. La Vélocimétrie Hétérodyne (VH)	64
II.3.3.3. La récupération des éjectas dans des cubes de gel.....	67
II.3.3.4. La radiographie par rayons X de la nappe d'éjectas.....	68
II.3.4. Observations post-mortem des cibles.....	71
<i>II.4. Exemples de résultats expérimentaux.....</i>	<i>73</i>
II.4.1. Mesure des vitesses caractéristiques : Ombroscopie Transverse et VH	73
II.4.1.1. Exemples d'Ombroscopies Transverses	73
II.4.1.2. Exemple de mesure VH	76

II.4.2.	Détermination de la distribution en taille des débris : Ombroscopie Transverse et gels	77
II.4.2.1.	Capture des éjectas par Ombroscopie Transverse.....	77
II.4.2.1.1.	Traitement d'image et énumération avec le logiciel Avizo.....	77
II.4.2.2.	Récupération des éjectas dans des cubes de gel	78
II.4.2.2.1.	Observation sous une loupe binoculaire	78
II.4.2.2.2.	Tomographie.....	80
II.4.2.2.3.	Traitement d'image et énumération avec le logiciel Avizo.....	81
II.4.3.	Gradients de densité : radiographie X.....	83
Chapitre III.	Modélisation et simulation numérique	85
III.1.	Calcul du chargement en pression avec le code ESTHER.....	87
III.2.	Lois de comportement et rupture en traction utilisées dans Radioss.....	89
III.2.1.	Introduction et présentation du code Radioss	89
III.2.2.	Equation d'état hydrodynamique polynomiale de Mie-Grüneisen.....	91
III.2.3.	Modélisation de l'élasto-plasticité parfaite.....	92
III.2.4.	Modélisation de la rupture en traction	93
III.3.	Simulations en Eléments Finis Lagrangiens 2D plans.....	95
III.3.1.	Propagation et amortissement hydrodynamique de l'onde de choc.....	95
III.3.2.	Formation du jet depuis la rainure	97
III.4.	Croissance et fragmentation du jet en formulation SPH (Smoothed Particles Hydrodynamics).....	102
III.4.1.	Modélisation de base	104
III.4.2.	Influence des paramètres de calcul (δ, h, r) sur le mécanisme d'éjection.....	109
III.4.3.	Effet d'échelle en espace et en temps sur le modèle numérique	112
III.4.4.	Cas des rainures sinusoïdales périodiques	114
Chapitre IV.	Confrontation des résultats : Les propriétés balistiques de la matière éjectée	117
IV.1.	Vitesses de surface libre et de jet	119
IV.1.1.	Cas des rainures triangulaires isolées.....	120
IV.1.1.1.	Influence des paramètres (pression, profondeur et demi-angle d'ouverture) : prédictions théoriques vs. mesures.....	120
IV.1.1.2.	Confrontation expériences/simulations sur la pression de débouché P_{SB}	126
IV.1.1.3.	Comparaison simulation/théorie sur les vitesses	128
IV.1.1.4.	Etude paramétrique (δ, h, r) et effet d'échelle avec la formulation SPH	131
IV.1.2.	Cas des rainures sinusoïdales périodiques	133
IV.2.	Distribution en taille des débris.....	135
IV.2.1.	Expériences, loi de probabilité cumulative et simulations SPH.....	135
IV.2.2.	Confrontation des résultats.....	139
IV.2.3.	Etude paramétrique (δ, h, r) et effet d'échelle avec la formulation SPH	144
IV.3.	Densité surfacique dans les jets.....	148
IV.3.1.	Cas des rainures triangulaires isolées.....	149
IV.3.2.	Cas des rainures sinusoïdales périodiques	151
IV.4.	Bilan des comparaisons et des limites de l'approche numérique.....	154
Conclusion	155	
Bibliographie	159	

Annexe A. Éléments de théorie des chocs dans les solides	169
A.1. <i>Les ondes de chocs dans la nature et en laboratoire.....</i>	169
A.2. <i>Formation et propagation d'une onde de choc</i>	170
A.2.1. <i>Amortissement hydrodynamique.....</i>	171
A.3. <i>Equations constitutives et courbes caractéristiques</i>	172
A.4. <i>Transmission/réflexion d'une onde à une interface</i>	174
A.4.1. <i>Application à une surface libre</i>	175
A.5. <i>Ondes élasto-plastiques</i>	175
A.5.1. <i>Instabilité d'un choc</i>	175
A.5.2. <i>Description élasto-plastique.....</i>	176
A.6. <i>L'écaillage, produit de la rupture dynamique.....</i>	178
Annexe B. Propriétés physiques et mécaniques des matériaux étudiés.....	181
B.1. <i>Paramètres hydrodynamiques</i>	181
B.2. <i>Paramètres élasto-plastiques.....</i>	183
B.3. <i>Paramètres des critères de rupture : « cut-off » et modèle de Tuler-Butcher</i>	183
B.4. <i>Conditions de fusion sous choc et en détente.....</i>	184
Annexe C. Simulations numériques Eulériennes avec le code Hésione	185

Introduction

Lorsqu'un matériau solide est soumis à une compression dynamique, due par exemple à un impact, une collision ou la détonation d'une charge explosive, il est parcouru par une onde de choc qui se propage depuis la surface chargée. Quand cette onde de choc atteint une surface libre (une interface avec de l'air ou du vide), elle se réfléchit en une onde de détente et cette surface libre est brutalement accélérée. Dans le cas idéal monodimensionnel de l'interaction d'une onde plane avec une surface plane et parallèle au front d'onde, la théorie des chocs permet de déduire la vitesse de surface libre, connaissant l'intensité du choc appliqué et quelques propriétés de matériau considéré (Annexe A).

Cependant, ce cas idéal n'est que théorique. En réalité, la surface libre présente toujours une rugosité, et peut comporter des défauts géométriques, des cavités, des rayures, des rainures, parfois issues du procédé de fabrication du matériau (usinage, laminage, polissage...). L'interaction de l'onde de choc incidente avec ces irrégularités produit alors l'effondrement de la matière au fond de ces défauts et la formation de jets de matière, qui se fragmentent en petits débris micrométriques (taille de l'ordre des rugosités) et rapides (deux à trois fois plus rapides que la surface libre et de l'ordre du km/s pour des chocs aux alentours du GPa) (Figure 1). Ce phénomène est appelé *micro-éjection*, ou *microjetting* en anglais.

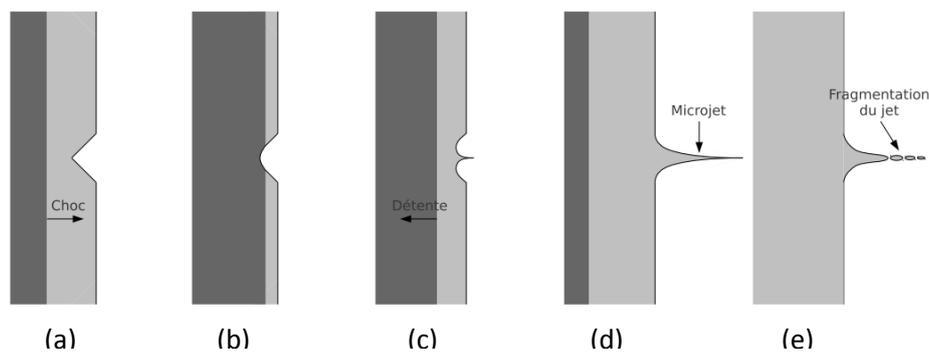


Figure 1 - Schéma de la formation et de la croissance d'un microjet à partir d'un défaut triangulaire (thèse d'Emilien Lescoute [1]).
 (a) Propagation de l'onde de choc. (b) Interaction du choc avec le fond du défaut. (c) Formation du microjet au fond du défaut et propagation de la détente réfléchiée par la surface libre. (d) Croissance et (e) fragmentation du micro-jet.

Malgré leur faible masse, l'impact de ces débris micrométriques sur leur environnement peut causer des dégâts importants, de sorte que la maîtrise de ce processus de microjetting est un enjeu de sécurité dans certains domaines industriels, comme la conception de blindage, la découpe pyrotechnique ou l'usinage à très grande vitesse.

Cet enjeu de sécurité est aussi crucial dans les expériences de Fusion par Confinement Inertiel (FCI) menées notamment sur les installations Laser Méga-Joule (LMJ) par le CEA-CESTA en France et National Ignition Facility (NIF) par le Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) aux Etats-Unis. Ces expériences qui visent à faire fusionner deux noyaux atomiques légers en un autre plus lourd s'inscrivent dans la problématique du fonctionnement d'une arme thermonucléaire, mais aussi dans la recherche d'une nouvelle source d'énergie pour les centrales nucléaires à fusion. Dans le schéma actuel, appelé « attaque indirecte », une bille de Deutérium-Tritium est placée au centre d'une cavité cylindrique en or percée de part et d'autre, laissant passer de multiples faisceaux laser ultra énergétiques qui impactent l'intérieur de la cavité. Les rayons X ainsi générés compriment la bille, entraînant l'implosion du mélange et la fusion thermonucléaire de celui-ci en Hélium. L'irradiation intense des parois métalliques de la cavité induit la création d'ondes de choc par l'expansion brutale du plasma d'or, et ainsi l'éjection de matière à l'extérieur de la cavité qui, en tant que *terme source*, peut altérer l'environnement proche (optiques, hublots...) ainsi que les mesures (diagnostics).

Dans ces contextes de protection des équipements, il est donc essentiel de connaître et de maîtriser le processus de microjetting, depuis sa formation au cœur de la matière jusqu'aux propriétés balistiques des débris éjectés.

Dans la thèse présentée dans ce manuscrit, on s'intéressera à l'étude détaillée du microjetting sous choc laser. Ce travail est le fruit d'une collaboration entre trois organismes de recherche :

- **L'Institut Pprime**, Unité Propre du CNRS à l'ISAE-ENSMA à Poitiers-Futuroscope (Vienne)
- **Le centre CEA DAM Ile-de-France** de Bruyères-le-Châtel (Essonne)
- **Le LULI** (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses) à l'Ecole Polytechnique à Palaiseau (Essonne)

L'investigation de la micro-éjection menée au cours de ce travail s'articule autour de trois approches complémentaires, expérimentale, analytique et numérique, et traite des aspects suivants :

- **Comprendre l'initiation du processus**, à partir de rainures triangulaires isolées ou sinusoïdales périodiques dans quatre métaux purs réagissant différemment aux chocs, et dont les propriétés mécaniques sont bien connues : l'Aluminium, l'Etain, le Cuivre et le Plomb
- **Déterminer l'influence des paramètres macroscopiques sur le mécanisme d'éjection** :
 - L'intensité du choc
 - L'état du matériau (solide ou fondu sous choc ou en détente)
 - Le comportement élasto-plastique dans le cas où le matériau reste solide
 - Le demi-angle d'ouverture des rainures triangulaires (20°, 30° ou 45° dans notre étude)
 - Le rapport de forme des rainures sinusoïdales, entre leur profondeur et leur longueur d'onde
- **Caractériser les propriétés balistiques des débris** en étudiant l'évolution de la vitesse de jet par rapport à celle de la surface libre, la fragmentation du jet, la distribution en taille des particules dans le nuage d'éjectas et la densité surfacique de matière dans la nappe éjectée

En tant que chapitre introductif, le **Chapitre I** dressera un état de l'art sur le phénomène de microjetting, pour les approches expérimentale, analytique et numérique. Nous verrons d'abord que le processus a suscité beaucoup d'études expérimentales avec divers générateurs de choc (explosifs, impacts de plaques, irradiation laser intense...) dans des matériaux différents. Ensuite, les principales descriptions analytiques utilisées seront décrites, comme la théorie des chocs obliques et l'approximation des charges creuses pour les rainures triangulaires uniques et les Instabilités de Richtmyer-Meshkov (RMI) pour les rainures sinusoïdales périodiques. Enfin, des simulations numériques typiques qui ont été menées par le passé, notamment avec des codes hydrodynamiques ou des formulations sans maillage (Dynamique Moléculaire, *Smoothed Particles Hydrodynamics*), seront présentées.

Le **Chapitre II** concernera la partie expérimentale de notre investigation et décrira la démarche utilisée : la préparation et l'observation des cibles afin d'en contrôler les rainures, les caractéristiques laser de l'installation LULI2000 au LULI, le dispositif expérimental et les diagnostics choisis (Ombroscopie Transverse, Vélométrie Hétérodyne, radiographie X rapide in situ, récupération de débris dans des cubes

de gel). Quelques résultats caractéristiques (vitesses mesurées et nuages d'éjectas capturés) et observations post-mortem seront illustrés.

La modélisation et la simulation numérique des essais seront abordées au **Chapitre III**, avec d'abord le calcul préalable du profil de pression de choc grâce au code ESTHER du CEA et le bilan des hypothèses de travail utilisées (élasto-plasticité parfaite et critère de rupture de Tuler-Butcher). Deux formulations Lagrangiennes différentes seront exploitées avec le code Radioss, les éléments finis en 2D plan et la SPH (*Smoothed Particles Hydrodynamics*), avec pour cette dernière une étude des influences des paramètres de simulation purement numériques (bruit numérique, distances inter-particulaire et d'interaction des particules) et de l'effet d'échelle du modèle (dimensions, temps de calcul) sur l'éjection.

Le **Chapitre IV** sera consacré à la confrontation des résultats obtenus, en incluant l'étude paramétrique et le modèle à plus grandes échelles traités au Chapitre III pour la formulation SPH. Ainsi, nous comparerons les propriétés balistiques de l'éjection obtenues avec les trois approches et pour les deux types de rainures : d'abord les vitesses de surface libre et de jet, puis les distributions en taille des débris (confrontées à une loi de probabilité cumulative) et les densités surfaciques. Finalement, nous ferons un bilan des comparaisons et des limites de l'approche numérique adoptée pour cette étude.

Enfin, après une **Conclusion** et quelques perspectives pour la suite de ce travail, des **Annexes** comporteront quelques éléments de la théorie monodimensionnelle des chocs dans les solides, quelques propriétés physiques et mécaniques des matériaux étudiés et des simulations complémentaires basées sur un couplage Lagrangien-Eulérien avec le code Hésione du CEA.

Chapitre I. Etat de l'art du microjetting

Sommaire

Chapitre I. Etat de l'art du microjetting.....	15
<i>I.1. Etudes expérimentales</i>	<i>16</i>
I.1.1. Générateurs de choc et fusion.....	16
I.1.2. Microjetting sous chargement par explosif ou par impact de projectile.....	18
I.1.3. Microjetting sous choc laser	21
I.1.4. Microjetting et charges creuses.....	23
<i>I.2. Analyses théoriques sur la formation et la croissance des jets</i>	<i>24</i>
I.2.1. Théorie bidimensionnelle des chocs dans les solides	24
I.2.1.1. Point sonique et cas régulier/irrégulier	26
I.2.1.2. Approximation des charges creuses.....	27
I.2.2. Instabilités de Richtmyer-Meshkov (RMI).....	28
I.2.2.1. Cas d'une interface fluide-fluide	30
I.2.2.2. Cas d'une interface solide-fluide.....	31
I.2.3. Modèles sur la masse éjectée et la distribution en taille des débris	34
<i>I.3. Simulations numériques</i>	<i>37</i>
I.3.1. Codes hydrodynamiques	37
I.3.2. Dynamique Moléculaire (MD).....	40

I.1. Etudes expérimentales

I.1.1. Générateurs de choc et fusion

Le microjetting, et plus généralement le comportement des matériaux sous choc, sont étudiés en laboratoire au moyen de trois techniques principales, qui diffèrent notamment en termes d'amplitude et de forme temporelle du chargement en pression (Figure 2) :

- La détonation d'une charge explosive** : Le profil de pression généré est non soutenu (Figure 2 a) et peut atteindre jusqu'à une centaine de GPa. Le taux de déformation induit dans la matière est de l'ordre de 10^4 s^{-1} . Bien que les explosifs soient utilisés depuis le début du XX^{ème} siècle, la détonation en tant que sollicitation dynamique n'a été exploitée que depuis la Seconde Guerre Mondiale. Un inconvénient de cette technique est qu'elle est destructive : il est difficile de récupérer les échantillons pour des études post-mortem.
- L'impact d'un projectile lancé** : Le profil de pression est cette fois-ci soutenu (Figure 2 b), permettant d'atteindre des chocs de quelques dizaines de GPa avec des taux de déformation plus importants (10^4 à 10^6 s^{-1}). Les principaux avantages de l'essai de choc par impact de projectile résident dans la planéité du choc et le profil de pression de choc soutenu modulable. En effet, le temps de maintien de la pression dans la cible dépend de l'épaisseur du projectile.
- L'absorption d'un tir impulsionnel laser intense** : La technologie laser ayant été inventée en 1960, le début d'utilisation de son potentiel énergétique pour générer des chocs a été plus tardif que pour les autres générateurs. Dans cette technique, un faisceau laser impulsionnel ($\approx \text{ns}$ ou fs) est focalisé sur une cible placée dans une enceinte à vide pour éviter le claquage du laser dans l'air (ionisation des molécules d'air entraînant une perte de l'énergie laser). L'énergie concentrée sur une petite surface (appelée tache focale) porte celle-ci à très haute température, entraînant l'ablation d'une couche de matière qui se transforme en plasma. L'expansion brutale de ce plasma au niveau de la surface irradiée génère une onde de choc dans la cible (Figure 3). Ce type de générateur de choc permet d'atteindre de très hautes pressions, par exemple avec les installations laser de puissance telles que le LULI en France (CNRS) ou Titan aux Etats-Unis (LLNL), et a l'avantage de permettre la mise en forme du profil de pression en modulant l'impulsion laser. De plus, elle permet l'accès à de très hautes pressions (de l'ordre de plusieurs TPa). C'est pourquoi les lasers sont utilisés dans les expériences reproduisant des conditions extrêmes pour des applications astrophysiques et qui nécessitent des pressions très élevées sur des temps très courts, pour des taux de déformations de l'ordre de 10^7 s^{-1} .

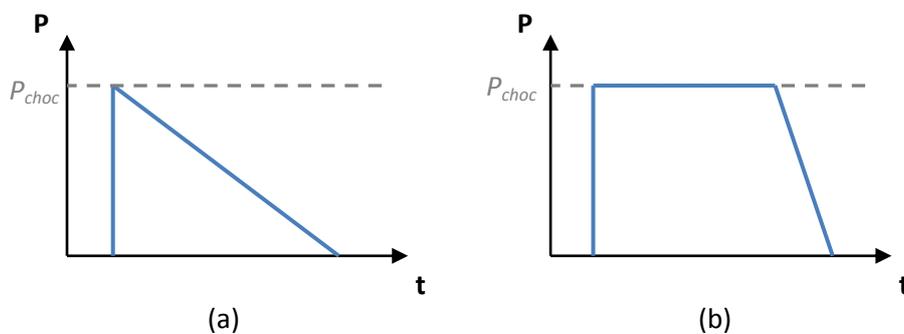
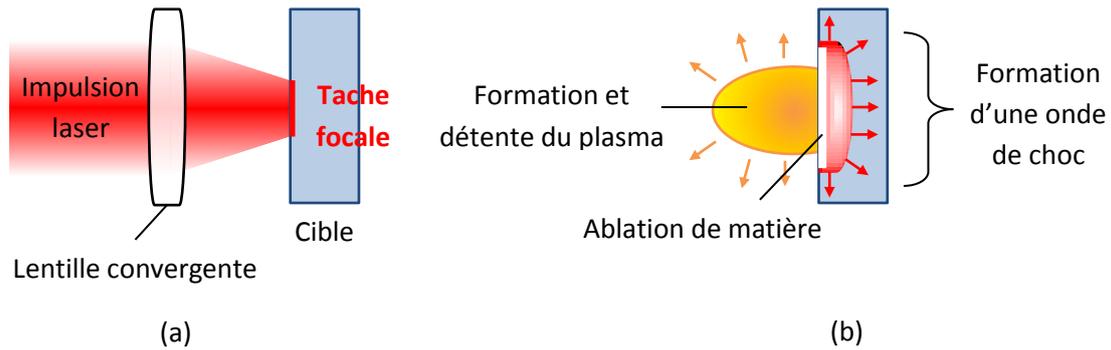


Figure 2 - Profils temporels de choc : (a) profil non soutenu ou onde triangulaire de Taylor (la détente suit immédiatement le choc), (b) profil soutenu (la détente survient après un plateau)



Selon l'intensité de choc, le matériau initialement solide est susceptible de fondre (il passe à l'état liquide). En effet, à cause de l'élévation de température qui accompagne un choc intense, un matériau solide peut fondre au passage de ce choc, ou lors de la détente qui le ramène à pression ambiante.

Si on trace la courbe d'Hugoniot (courbe des états accessibles par choc, voir Annexe A) dans le diagramme de phase du matériau (représentation des phases possibles selon les grandeurs thermodynamiques), on observe qu'à partir d'un couple de valeurs pression-température (P, T) le choc induit une fusion du matériau. De plus, en traçant la détente (isentropique) qui suit le choc, celle-ci décrit une courbe qui peut elle aussi couper la courbe de fusion. Ainsi, même si le choc n'est pas suffisant pour faire fondre le matériau, la détente qui le suit peut entraîner la fusion. Deux exemples de diagrammes de phase sont donnés dans la Figure 4 (extraite de la thèse de Didier Loison [2]), pour l'Aluminium (a) et l'Etain (b). Les valeurs numériques des pressions de transitions sont précisées en Annexe B, avec celles de l'Etain issues de la thèse de Catherine Mabire [3]. Les valeurs sur le Cuivre et le Plomb sont aussi données dans cette même annexe, avec un début de fusion en détente à 116 GPa pour le Cuivre [4] et sous choc à 27,5 GPa pour le Plomb [5].

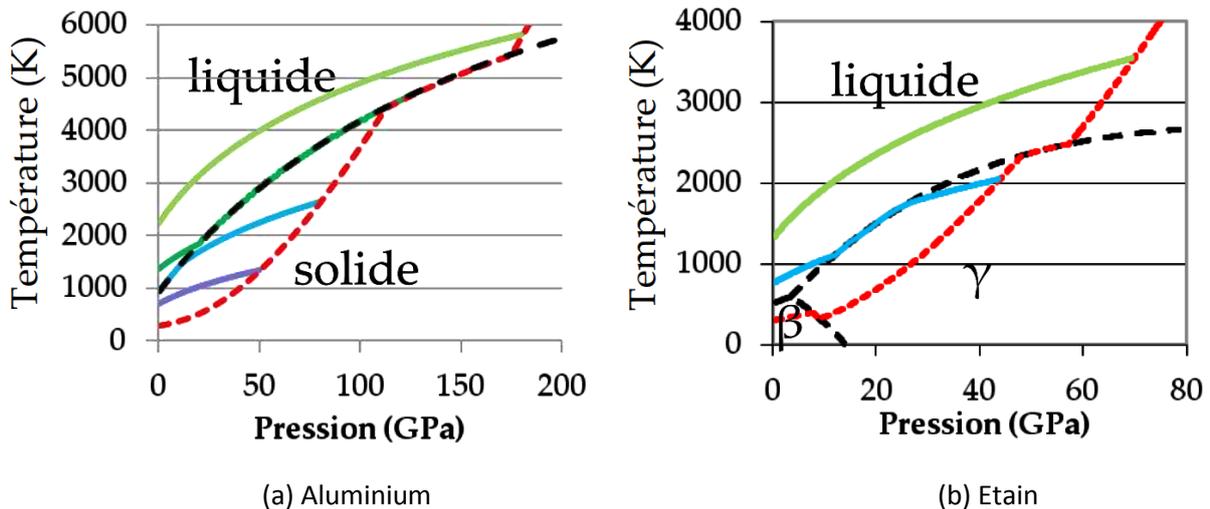


Figure 4 - Diagrammes de phase (P, T) (a) de l'Aluminium et (b) de l'Etain. Les courbes rouges sont les courbes d'Hugoniot (chocs) et celles en trait plein sont les détente (isentropiques) : en violet (solide après détente), en bleu (fondu en fin de détente), en vert foncé (phase mixte solide-liquide sous choc et en détente puis fondu en fin de détente) et en vert clair (fondu sous choc et en détente). Les images sont issues de la thèse de Didier Loison [2]

Cette fusion, partielle ou totale, sous choc ou en détente, est importante pour l'étude du microjetting, pour certaines applications et parce que la littérature montre qu'elle affecte beaucoup la quantité de matière éjectée depuis les défauts géométriques.

I.1.2. Microjetting sous chargement par explosif ou par impact de projectile

Les premières études expérimentales du microjetting ont été menées sous chargement par explosif ou par impact de plaque. Elles sont évoquées dans ce paragraphe par ordre à peu près chronologique.

Construit et mis en service en 1961, l'installation PHERMEX du LANL en Californie produit des flashes de rayons X intenses pour l'observation radiographique de métaux choqués par explosif. De nombreux essais sur le microjetting ont ainsi eu lieu dans les années 1960, notamment à partir de rainures triangulaires périodiques par Taylor [6] et illustrées Figure 5.

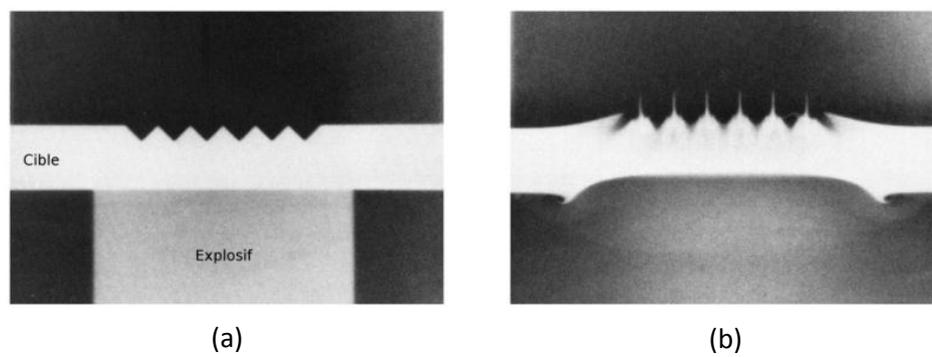


Figure 5 - Radiographies X d'une cible d'Aluminium de 25,4 mm comportant six rainures triangulaires périodiques de 90° et profondes de 6,35 mm, (a) à l'instant initial et (b) 32,25 µs après détonation de l'explosif (expérience de Taylor [6]).
L'effondrement de la matière au fond des six rainures mène à la formation de six jets.

Les premières publications sur l'éjection de matière produite par un choc avec un projectile portent sur les travaux d'Asay menés pendant les années 1970 dans les installations du SNL (Sandia National Laboratory) aux Etats-Unis.

En 1974, Asay et Barker [7] s'intéressent à la répartition spatiale gaussienne en vitesse des particules éjectées à l'arrière d'un échantillon d'Aluminium poreux impacté par un projectile, en les mesurant par la technique interférométrique du VISAR. En 1976, Asay [8] *et al.* [9] remplacent la fenêtre transparente de protection du VISAR par une feuille mince de Cuivre. La mesure de la mise en vitesse de cette feuille par les particules éjectées fournit également la répartition de masse éjectée : cette technique de « pesée cible mince » est depuis appelée « feuille d'Asay ». Cependant, une limitation importante de ce procédé est la possibilité de perforation de la feuille pour des chocs forts, le limitant à des chocs modérés. Une plaque plus épaisse peut être utilisée pour le cas des chocs forts [10].

Peu après, Asay et Bertholf développent en 1978 un modèle analytique sur l'influence des paramètres géométriques de la rugosité d'un matériau choqué sur la masse éjectée [11]. Pour cela, plusieurs défauts de formes et de tailles différentes créés sur divers métaux permettent d'établir que la vitesse de jet augmente avec la diminution de l'angle d'ouverture des défauts, et que la masse éjectée est proportionnelle à la masse correspondant aux défauts. Ce modèle dit d'Asay-Bertholf, introduisant le *jetting factor* R , sera présenté plus en détail dans le paragraphe I.2.3.

Le microjetting par explosif est aussi un centre d'intérêt pour le CEA. Dans ses travaux de thèse en 1988, Philippe Elias [12] étudie la structure spatio-temporelle du nuage d'éjectas à partir de rainures de formes différentes en utilisant des projectiles propulsés par un lanceur à poudre et un canon à gaz léger à

deux étages, afin de couvrir une large gamme de pression dans les matériaux étudiés tels que l'Étain, l'Aluminium ou le Tantale. En s'intéressant à l'influence de la fusion sur l'éjection, il observe que la masse éjectée est plus importante quand le matériau est fondu, et en particulier quand la fusion se passe en détente. Notons aussi que dans ses travaux il utilise une charge explosive couplée avec un Générateur d'Onde Plane (GOP) en complément des lanceurs, pour les pressions plus modérées et la répétitivité de leur chronométrie de fonctionnement. On peut aussi citer les essais effectués par Chapron *et al.* [13] en 2000 sur une cible d'Étain dont la face arrière est partitionnée en une moitié rainurée par usinage et l'autre avec une finition de poli miroir (Figure 6). En faisant varier l'angle des rainures, le rapport entre les vitesses de jet et de surface libre atteint 2,5 pour une ouverture faible de 10° .

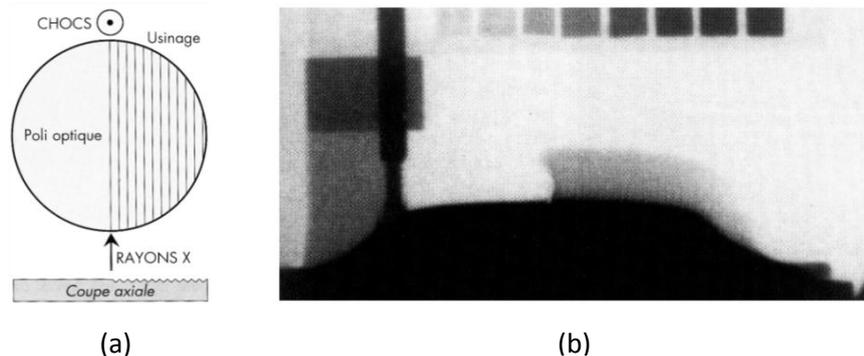


Figure 6 - Expérience de Chapron *et al.* [13] : (a) schéma de la cible d'Étain avec une moitié polie et une moitié usinée, avec des rainures triangulaires périodiques de 110° et profondes de $100\ \mu\text{m}$ et (b) radiographie X à $4\ \mu\text{s}$ après la détonation (choc de $40\ \text{GPa}$)

A la suite des études conduites sur PHERMEX, le LANL (Los Alamos National Laboratory) aux Etats-Unis a poursuivi diverses études sur l'éjection par impact ou par explosifs, notamment avec l'Étain qui est un matériau éjectant facilement et produisant beaucoup de matière.

Ainsi, dans leurs travaux de 2002 Sorenson *et al.* [14] [15] font effondrer un cylindre creux d'Aluminium sur un cylindre creux d'Aluminium ou d'Étain intérieur comportant des rainures triangulaires d'angles différents sur la face intérieure (Figure 7). Les distributions de taille des particules (fondues pour l'Étain) récoltées par le collimateur cylindrique interne à la cible ont été confrontées à la théorie de la percolation, une loi puissance qui sera présentée plus loin en I.2.3. Citons aussi les travaux avec explosifs de Vogan *et al.* [16] menés en 2005 sur l'éjection à partir de rainures triangulaires périodiques d'ouvertures et de profondeurs différentes, observée par Ombroscopie Transverse et radiographie X et dont les vitesses et masses ont été mesurées par capteurs piézoélectriques. Le fait que la masse totale éjectée atteigne un plateau à partir d'une rugosité critique suggère que le modèle de « masse manquante » proportionnelle d'Asay-Bertholf ne suffit pas à décrire correctement l'éjection.

Cette observation est également partagée par Zellner *et al.* dans les articles publiés entre 2007 et 2009 pour des études paramétriques sur la masse éjectée d'Étain fondu, en faisant varier séparément la pression de choc par explosif [17] [18] [19] ou l'état de surface de la face arrière de la cible [20]. Les auteurs rappellent que la fusion du matériau augmente considérablement la masse éjectée (d'environ dix fois celle d'un matériau resté solide), mais remarquent qu'elle n'affecte pas la vitesse d'éjection [17] [19]. En 2009 [21], ils s'intéressent à l'influence du profil de pression de choc en comparant le *jetting factor* R des particules d'Étain éjectées entre un profil soutenu créé par un impacteur en alliage de Titane propulsé par canon et un profil non soutenu créé par explosif. Dans cette même publication, la comparaison de la masse éjectée entre le profil de choc soutenu d'un projectile et celui non soutenu d'un explosif donne les conclusions suivantes : la masse éjectée est proportionnelle à la pression de choc mais est bien plus importante quand le profil est soutenu, ce qui suggère que le mécanisme d'éjection n'est pas instantané mais dépendant du temps. En effet, avec un profil triangulaire de Taylor un état de tension apparaît immédiatement après la réflexion du choc sur la surface libre, tandis qu'avec un profil soutenu la matière est d'abord ramenée à pression nulle.

Cette observation est confirmée par les travaux de Monfared *et al.* en 2014 [22] et en 2015 [23], toujours pour de l'Etain avec des rainures triangulaires périodiques choquées par explosif. Enfin, les travaux de Jensen *et al.* [24] en 2015 portent sur la détermination de la limite élastique du Cérium à partir de la croissance de jets de rainures hémisphériques périodiques. Le projectile à tête de Cuivre est lancé par le canon à gaz IMPULSE de l'ANL (Argonne National Laboratory) aux Etats-Unis.

Le cas des rainures sinusoïdales dans de l'Etain et du Cuivre choqués par explosif et Générateur d'Onde Plane est quant à lui traité par Buttler *et al.* en 2012 [25] [26], pour lequel les conditions de formation (ou non), de croissance et potentiellement d'arrêt des jets sont explorées, en fonction de l'état du matériau, solide ou liquide.

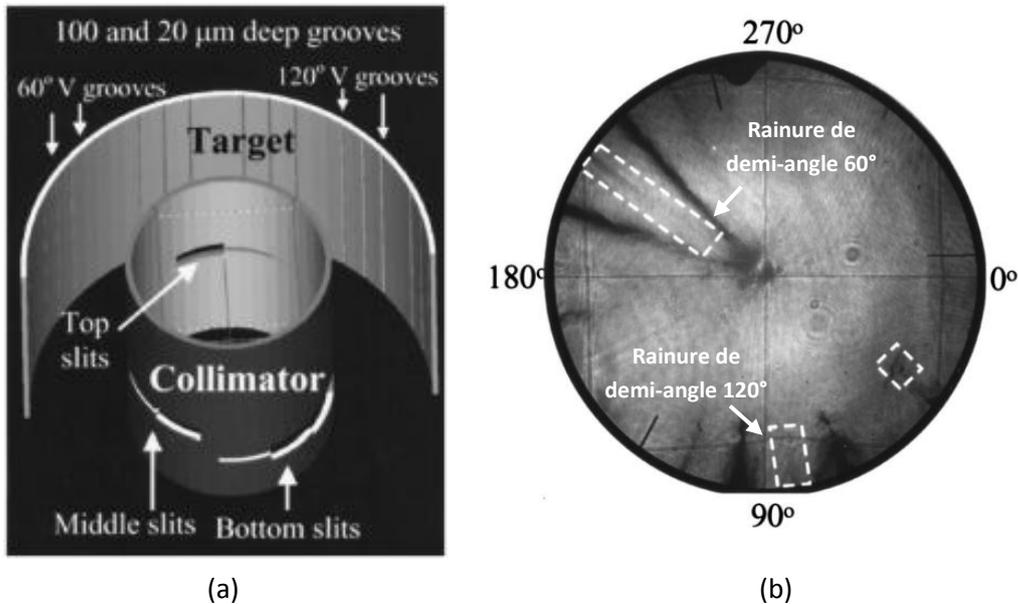


Figure 7 – (a) Schéma en coupe de l'assemblage relatif à la cible dans les expériences de Sorenson *et al.* [14] [15], montrant la cible cylindrique (de diamètre 3 cm et d'épaisseur 400 μm) et le collimateur (de diamètre 1,5 cm). Les rainures triangulaires usinées sont situées sur la paroi intérieure de la cible. Le collimateur en Tantale comporte trois fentes, coïncidant avec les rainures d'angle 60°, d'angle 120° et une zone polie de la paroi intérieure de la cible (le cylindre extérieur d'Aluminium de diamètre 5 cm et d'épaisseur 400 μm impactant la cible n'est pas montré). (b) Hologramme de l'ombroscopie des jets obtenus avec un cylindre interne d'Aluminium : les encadrés en tirets blancs représentent les zones où les distributions en taille des particules ont été mesurées

Le Plomb est également un métal qui produit facilement beaucoup d'éjection, mais plus dense que l'Etain (respectivement 11,3 et 7,3 g/cm³). C'est pourquoi il est aussi l'objet de nombreuses publications, notamment avec des ondes de choc créées par explosif. Prenons l'exemple de l'étude expérimentale de Chen *et al.* en 2012 [27] sur l'éjection de Plomb fondu à partir de rugosités. La distribution en masse des débris est mesurée par la technique de la feuille d'Asay, dont l'efficacité est moindre quand celle-ci est placée trop près de la cible. En 2014, Mikhailov *et al.* [28] vérifient avec leurs expériences sur le Plomb qu'un profil de choc soutenu produit plus de masse éjectée qu'un profil non soutenu, confirmant les conclusions de Zellner *et al.* [21] évoquées plus haut, mais observent que l'amplitude du choc n'a aucune influence sur la masse éjectée. Dans la discussion proposée à la fin de leur publication, les auteurs évoquent le fait que plus la résistance élastique d'un matériau resté solide est grande, plus la taille moyenne des particules est importante, au détriment d'une masse totale éjectée plus faible.

La micro éjection de matière à partir d'Etain choqué par explosif est aussi un centre d'intérêt dans la thèse de Gabriel Prudhomme soutenue en 2014 [29], qui explore les apports du diagnostic de Vélométrie Hétérodyne dans la mesure des vitesses des particules composant les nuages éjectés (les principes de ce

type de diagnostic, utilisé dans nos essais expérimentaux, seront présentés dans le Chapitre II). Les chocs forts de ses travaux (≈ 30 GPa) sont produits par un Générateur d'Onde Plane.

I.1.3. Microjetting sous choc laser

De même pour cette sous-section, les études expérimentales du microjetting menées sous choc laser, une technique plus récente que les autres générateurs de choc (voir sous-section précédente), sont présentées par ordre chronologique.

Le premier exemple est l'étude paramétrique de Werdiger *et al.* [4] en 1996 sur des cibles d'Aluminium, d'Etain et de Cuivre éclairées par un faisceau laser Nd:YAG infrarouge de 1064 nm d'impulsion 7 ns et déposant 70 J sur une surface de 200 μm de diamètre. L'intensité surfacique résultante de 40 TW/cm² induit une pression de choc de l'ordre du Mbar et des vitesses d'éjection autour du km/s. Cette étude constitue la première caractérisation expérimentale de nuages de débris générés par choc laser et issus du développement d'instabilités à partir de défauts micrométriques de la surface libre, avec notamment trois diagnostics différents comme la radiographie X des nuages d'éjectas pour les mesures de vitesses, la diffusion optique pour mesurer les tailles de particules et la mesure de la réflectivité de la face arrière pour déterminer la pression de choc.

Le microjetting sous choc laser a aussi été un centre d'intérêt de plusieurs thèses de doctorat conduites ces dernières années. La première est celle d'Emilien Lescoute [1] soutenue en 2010, dans laquelle il effectue une étude des différents processus de fragmentation dynamique à très hautes vitesses de déformation sur les installations lasers Alisé (CEA-CESTA) près de Bordeaux, LULI 100 TW et LULI2000 (LULI) à Palaiseau (deux cas de micro-éjection sont illustrés Figure 8). Ses travaux sur le microjetting ont aussi fait l'objet d'une publication datant de 2009 [30], présentant une comparaison entre des simulations numériques et les résultats expérimentaux issus de cibles d'Aluminium et d'Or avec des rainures triangulaires périodiques de 90° et de 5 μm de profondeur (cette comparaison sera discutée dans le paragraphe I.3.1). Soutenue aussi en 2010, la thèse de Jean-Paul Cuq-Lelandais [31] comporte aussi des cas de microjetting à partir de surfaces rugueuses, en explorant le régime subpicoseconde d'impulsion de choc avec le laser du LOA (Laboratoire d'Optique Appliquée) à Palaiseau. Lors de ses travaux de thèse en 2012 portant sur le micro-écaillage dans des métaux, Didier Loison [2] rencontre aussi le phénomène de micro-éjection via la présence de débris parasites lors de ses essais expérimentaux sur l'installation laser LULI2000 du LULI. Enfin, la thèse de Gabriel Prudhomme soutenue en 2014 [29] et évoquée en sous-section I.1.2 utilise les installations Continuum et Héphaïstos du laboratoire PIMM (Procédés en Ingénierie Mécanique-Matériaux) situé à Paris pour caractériser des nuages de particules par la Vélométrie Hétérodyne, pour des chocs faibles ($\approx 1\text{-}4$ GPa) générés par laser, avec pour objectif l'application de cette caractérisation au microjetting.

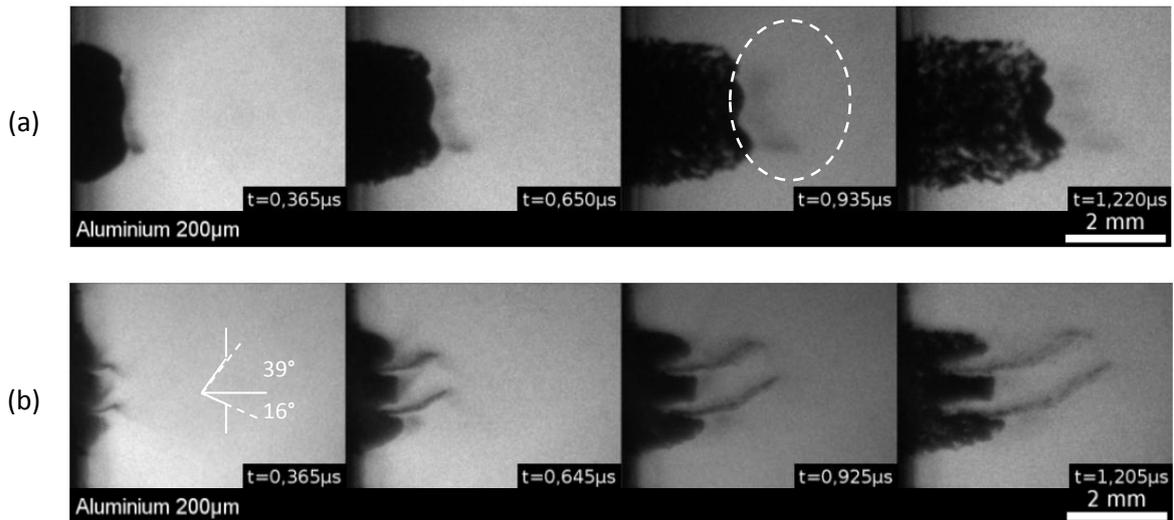


Figure 8 - Ombroscopies Transverses de nuages éjectés d'une cible d'Aluminium de 200 μm (a) à partir de rugosités aléatoires de l'ordre de la dizaine de μm , sous choc laser de 1,78 TW/cm^2 et (b) à partir de deux rainures triangulaires horizontales dissymétriques de demi-angles 39°/16° et de 78 μm de profondeur, et sous choc laser de 1,75 TW/cm^2 . L'asymétrie des deux défauts fait que les têtes de jet se développent non normalement à la cible mais avec un angle de 11,5° par rapport à la normale (soit dans le plan bissecteur des défauts) (images issues de la thèse d'Emilien Lescoute [1])

Les travaux menés dans la thèse d'Emilien Lescoute sont prolongés par de nouvelles expériences de Rességuier *et al.* [32] en 2014, avec une étude systématique sous chocs d'intensités différentes dans des cibles d'Aluminium, d'Etain, de Cuivre et d'Or comportant des rainures triangulaires uniques de demi-angles d'ouverture de 20°, 30° et 45°. La Figure 9 illustre un exemple de nappes de jets impactant une feuille de Cuivre de 20 μm , utilisée comme feuille d'Asay pour déterminer la vitesse des têtes de jet (la Vélocimétrie Hétérodyne utilisée dans ces tirs mesure la vitesse de cette feuille).

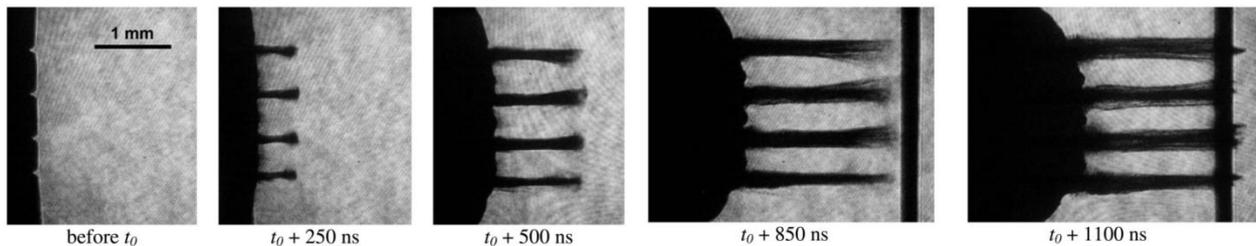


Figure 9 - Ombroscopie Transverse des jets issus de quatre rainures triangulaires de demi-angle 30° dans une cible d'Etain de 300 μm soumise à un choc de 73 GPa (temps t_0). Les deux dernières vues montrent l'impact des jets sur une feuille de Cuivre de 20 μm placée à 3 mm de la cible (image issue de la publication de Rességuier [32])

Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans la continuité de ces travaux, en étudiant le microjetting sous choc laser dans d'autres métaux (Aluminium, Etain, Cuivre et Plomb) à l'état solide ou fondu. En plus des vitesses caractéristiques (de tête de jet et de surface libre), les distributions de tailles seront explorées et comparées à des simulations numériques et des prédictions théoriques, à partir de rainures (soit triangulaires, soit sinusoïdales) d'ouvertures différentes.

I.1.4. Microjetting et charges creuses

De par la configuration géométrique du microjetting à partir de rainures, notamment triangulaires, celui-ci s'apparente au principe des charges creuses dans le domaine militaire, ou *shaped charges* en anglais. Ce type de munition contient une charge explosive cylindrique fermée par une feuille de Cuivre en forme de cône inversé, et recouverte d'une coiffe métallique pour l'aérodynamisme. Le principe de fonctionnement est le suivant : lors de l'impact de la coiffe, le capteur piézo-électrique au sommet de celle-ci déclenche une détonation dans la charge explosive, qui se propage vers le cône de Cuivre inversé. L'interaction de l'onde de choc avec la pointe du cône entraîne un effondrement de la matière sur l'axe de symétrie et l'inversion du cône par effet Munroe : un jet mince de matière à haute vitesse (jusqu'à 10 km/s), à haute énergie et à haut pouvoir de perforation se forme, capable de percer des blindages. Les taux de déformation rencontrés dans le revêtement de Cuivre atteignent 10^4 à 10^7 s⁻¹. Le terme de charge creuse provient de la grande portion de vide dans la coiffe (Figure 10).

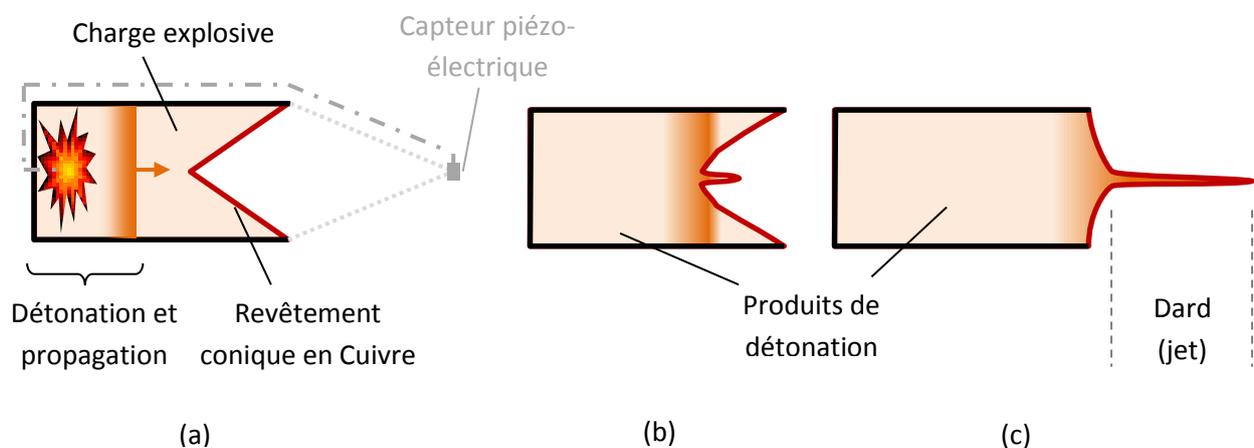


Figure 10 - Schéma simplifié d'une charge creuse : (a) à l'impact, le capteur piézo-électrique au sommet de la coiffe (non représentés ensuite) déclenche le détonateur dans la charge explosive, (b) la détonation provoque l'effondrement du cône de Cuivre à partir de sa pointe, puis (c) le jet (dard) de près de 500°C part à plusieurs km/s

La charge creuse est utilisée comme arme anti-char depuis son développement moderne pendant la Seconde Guerre Mondiale, mais aussi dans les domaines civils dans la démolition de bâtiments ou dans l'industrie pétrolière pour percer des trous dans des blindages de puits. Même si le phénomène est connu depuis la fin du XVIII^{ème} siècle chez les mineurs, le premier formalisme théorique sur la vitesse de jet est apporté par Birkhoff *et al.* [33] en 1948 pour le régime stationnaire hydrodynamique, puis enrichi par Pugh *et al.* [34] en 1952 pour le régime transitoire hydrodynamique. Peu après, Walsh *et al.* [35] présentent en 1953 une étude théorique et expérimentale pour déterminer les conditions limitantes de la formation du jet, en termes d'angle entre deux plaques pincées au bord commun à l'aide d'explosifs. Plus récemment, Jones [36], Walters [37] [38] et Shekhar [39] proposent une revue chronologique des théories et modèles associés à différents types de charges creuses. L'influence de la fusion et de l'élasto-viscoplasticité sur la fragmentation du jet de matière est étudiée par Petit *et al.* [40] en 2005 par une investigation couplée entre expériences, simulations numériques eulériennes et modélisation analytique.

Dans la configuration géométrique où la charge creuse n'est plus axisymétrique mais linéique, le revêtement en Cuivre adopte une géométrie en « V » et produit une nappe utilisée pour la découpe pyrotechnique. Cette géométrie correspond aux rainures triangulaires étudiées dans nos travaux présentés ici. Ainsi, le modèle analytique développé par Lim [41] en 2012 modifie celui de Birkhoff pour l'adapter à une telle géométrie.

I.2. Analyses théoriques sur la formation et la croissance des jets

Dans leurs expériences de 1987 portant sur l'éjection à partir de défauts calibrés de formes différentes dans de l'Étain, du Cuivre et du Tantale, Frachet *et al.* [42] du CEA observent que la vitesse maximale de jet suit une tendance affine de la vitesse de surface libre et de l'angle d'ouverture du jet. Ils en déduisent un premier modèle analytique empirique suivant :

$$\frac{V_{jet}}{V_{SL}} = 1 + a(90^\circ - \alpha) \quad \text{Eq. 1}$$

avec V_{jet} et V_{SL} les vitesses de jet et de surface libre respectivement et α le demi-angle d'ouverture du défaut (ici exprimé en degrés). Le paramètre empirique a (sans unité) dépend du matériau et du type de géométrie du défaut et les résultats obtenus sont résumés dans le tableau suivant :

a	Étain	Cuivre	Tantale
<i>Trou conique</i>	0,0273	0,0375	0,0251
<i>Rainure triangulaire</i>	0,0201	0,0241	0,0209

Tableau 1 - Tableau récapitulatif des valeurs de a pour le modèle de Frachet [42]

Cependant, ce modèle empirique reste limité à deux types de défauts et trois métaux supposés restés solides, et ne relie pas la vitesse d'éjection à la théorie des chocs dans les milieux denses. Les paragraphes suivants seront consacrés à deux descriptions théoriques qui prédisent la vitesse de jet V_{jet} pour les rainures triangulaires uniques (théorie bidimensionnelle des chocs) et les rainures sinusoïdales périodiques (instabilités de Richtmyer-Meshkov), à partir des équations de conservations. Nous verrons ensuite les différents modèles analytiques sur la masse totale éjectée et la distribution en taille des particules.

I.2.1. Théorie bidimensionnelle des chocs dans les solides

Les notions de base sur la théorie des chocs droits dans les solides sont rappelées en Annexe A. Ces outils permettent de déterminer les différents états successifs (pression P , masse volumique ρ , vitesse d'onde de choc D , vitesse particulaire u) des matériaux, en prenant en compte l'amortissement hydrodynamique, les transmissions/réflexions d'onde à des interfaces et le comportement élasto-plastique des matériaux. En particulier, cette théorie montre que la vitesse V_{SL} d'une surface libre (plane et sans défaut) est égale à $2u$ pour des pressions de choc modérées.

La présence d'une rainure impose le caractère bidimensionnel du microjetting en introduisant un angle d'incidence entre le choc et la surface libre. On utilise donc dans ce cas la théorie bidimensionnelle des chocs dans les solides, présentée dans les ouvrages *Détonique* de Jacques Thouvenin [43], *Shock Wave Reflection Phenomena* de Ben-Dor [44] et rappelée dans la publication de Rességuier *et al.* [32].

On se place dans le cas d'une rainure triangulaire symétrique, donc avec le même demi-angle d'ouverture α de part et d'autre de son plan bissecteur : ainsi, l'étude se limite à une moitié de rainure (Figure 11). Soit un chargement dynamique amenant le matériau d'un état au repos ($P_0 = 0$ et $u_0 = 0$) à un état choqué noté 1 ($P_1 \neq 0$ et $u_1 \neq 0$), dont les grandeurs thermomécaniques sont les suivantes (voir Annexe A) :

$$\begin{cases} D = c_0 + su_1 & \text{Eq. 2} \\ P_1 = \rho_0 Du_1 & \text{Eq. 3} \\ \rho_1 = \rho_0 \frac{D}{D - u_1} & \text{Eq. 4} \\ c_1 = \frac{\rho_0}{\rho_1} (c_0 + 2su_1) & \text{Eq. 5} \end{cases}$$

Après propagation, le choc de vitesse D débouche sur le fond de la rainure à une pression P_{fond} supposée égale à P_1 (pas d'amortissement hydrodynamique). Ce choc forme un angle $\sigma = 90^\circ - \alpha$ avec le bord de la rainure. On introduit les trois paramètres suivants :

- La vitesse apparente q du choc le long du bord de la rainure :

$$q = \frac{D}{\sin \sigma} \quad \text{Eq. 6}$$

- La vitesse particulière relative \vec{w}_1 :

$$\vec{w}_1 = \vec{u}_1 - \vec{q} \quad \text{Eq. 7}$$

- L'angle de déviation φ_1 du flux après le choc (avec $\vec{w}_0 = -\vec{q}$) :

$$\varphi_1 = (\vec{w}_0, \vec{w}_1) \quad \text{Eq. 8}$$

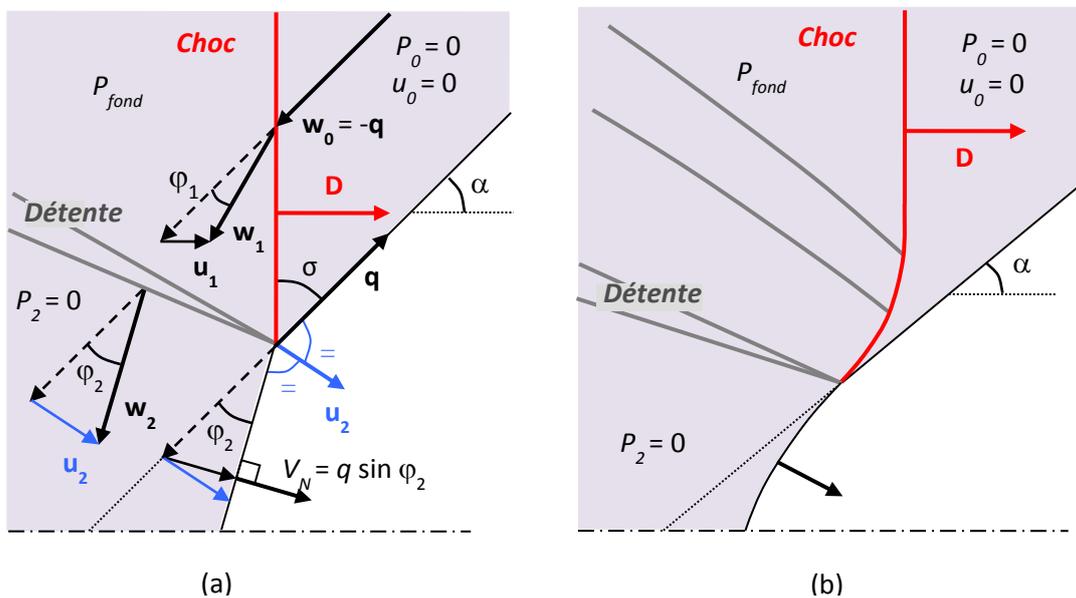


Figure 11 – Description bidimensionnelle d'un choc débouchant avec un angle σ sur une rainure de demi-angle $\alpha = 90^\circ - \sigma$. (a) Cas régulier et (b) cas irrégulier (image issue de la publication de Ressayguier [32])

La déviation φ_1 peut être extraite des diagrammes (P, φ) utilisés pour analyser les réfractions et réflexions d'ondes obliques, dans lesquelles les adiabatiques de choc et les isentropes de détente sont représentées pour q constant (Figure 12). Ce paramètre peut ainsi être calculé en combinant les cinq équations fondamentales de choc droit (voir Annexe A) :

$$\tan \varphi_1 = \frac{u_1 \cos \sigma}{q - u_1 \sin \sigma} \quad \text{Eq. 9}$$

De par sa définition donnée par l'Eq. 8, φ_1 peut également être déterminé par une simple considération trigonométrique :

$$\cos \varphi_1 = \frac{\vec{w}_0 \cdot \vec{w}_1}{\|\vec{w}_0\| \cdot \|\vec{w}_1\|} = \frac{\vec{w}_0 \cdot \vec{w}_1}{w_0 w_1} = \frac{q - u_1 \sin \sigma}{w_1} \quad \text{Eq. 10}$$

I.2.1.1. Point sonique et cas régulier/irrégulier

On appelle *point sonique* le point de la polaire (P, φ) où la vitesse particulaire relative w_1 atteint la vitesse du son c^* correspondant à la pression P_{fond} (un exemple est donné Figure 12 pour l'Etain). Pour cet état particulier les paramètres sont notés avec une étoile « * », et se calculent pour un q donné. En posant $x_1 = u_1/D$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \cot \sigma^* = s x_1 (1 - x_1)^2 \frac{2 - \Gamma_0 x_1}{1 - s x_1} = \frac{c_1^2 - (D - u_1)^2}{D^2} \end{array} \right. \quad \text{Eq. 11}$$

$$D^* = q \sin \sigma^* \quad \text{Eq. 12}$$

$$u_1^* = \frac{D^* - c_0}{s} \quad \text{Eq. 13}$$

$$c^* = \sqrt{(\cot \sigma^*)^2 D^{*2} + (D^* - u_1^*)^2} \quad \text{Eq. 14}$$

$$\cos \varphi_1^* = \frac{q - u_1^* \sin \sigma^*}{c^*} \quad \text{Eq. 15}$$

$$P^* = \rho_0 D^* u_1^* \quad \text{Eq. 16}$$

$$\rho_1^* = \rho_0 \frac{D^*}{D^* - u_1^*} \quad \text{Eq. 17}$$

$$c_1^* = \frac{\rho_0}{\rho_1^*} (c_0 + 2s u_1^*) \quad \text{Eq. 18}$$

On distingue alors deux cas, selon que le point sonique est atteint (voire dépassé) après le choc ou non, et déterminant la sonocité de l'écoulement après choc :

- **Cas régulier ($w_1 > c^*$, donc $\sigma < \sigma^*$ et $P_{fond} < P^*$)** : L'écoulement est supersonique derrière le choc, ce qui permet une propagation régulière (droite) du choc incident et des ondes de détente réfléchies. L'angle de rainure passe instantanément à une autre valeur constante pour l'état choqué, avec un écoulement stationnaire et des vitesses constantes (Figure 11 a).
- **Cas irrégulier ($w_1 < c^*$, donc $\sigma > \sigma^*$ et $P_{fond} > P^*$)** : L'écoulement est subsonique derrière le choc, donc les perturbations générées à la pointe de la rainure rattrapent l'onde de choc : cette dernière est affectée de manière continue par les ondes issues de la pointe de la rainure. La déformation du front induit une diminution progressive de la vitesse, l'angle d'incidence change : il n'y a pas de propagation droite et l'écoulement est instationnaire (Figure 11 b). Le traitement analytique de ce cas étant considérablement plus complexe, celui-ci ne sera pas développé dans notre étude.

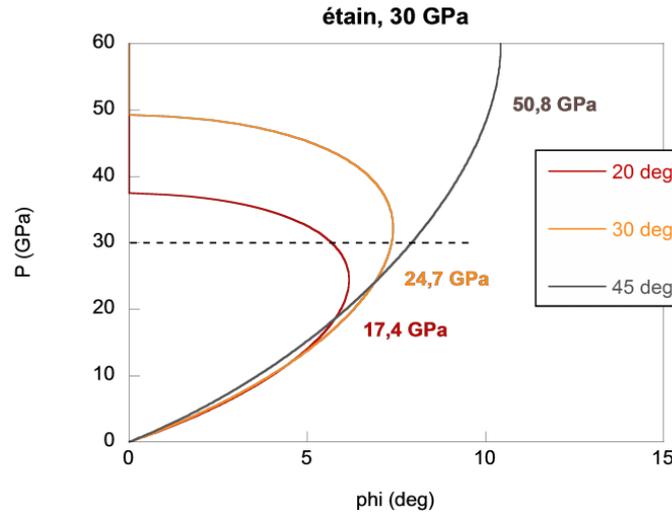


Figure 12 - Exemple de diagramme (P, φ) pour l'Etain et un q donné correspondant à un choc de débouché P_{fond} de 30 GPa, pour trois valeurs de α (20°, 30° et 45°). Les valeurs de pression indiquées sont celles calculées au point sonique pour les trois angles : ici, seul le cas $\alpha = 45^\circ$ est régulier ($P_{fond} < P^*$)

Pour le cas régulier, deux autres paramètres entrent en jeu pour caractériser l'état de la rainure après sollicitation :

- L'angle de déviation φ_2 du flux après la détente réfléchi (avec $\vec{w}_2 = \vec{u}_2 - \vec{q}$) :

$$\varphi_2 = (\vec{w}_0, \vec{w}_2) \quad \text{Eq. 19}$$

- La vitesse particulaire normale à la surface libre V_N :

$$V_N = q \sin \varphi_2 \quad \text{Eq. 20}$$

I.2.1.2. Approximation des charges creuses

Dans le cas régulier, la configuration géométrique de la rainure choquée est similaire à celle d'une charge creuse linéique, dont la description analytique de formation du jet est formulée par Walters [45] en 1990. En se plaçant dans l'hypothèse de régime stationnaire hydrodynamique incompressible [33] et en effectuant quelques considérations géométriques, on constate que la matière s'effondre en chaque point de la rainure choquée à une vitesse constante u_2 le long de la bissectrice entre les bords dévié et non dévié de la rainure (indiquée Figure 11 a). Cette vitesse d'effondrement (*collapse* en anglais) peut s'exprimer à partir de la vitesse V_N :

$$u_2 = \frac{V_N}{\cos\left(\frac{\varphi_2}{2}\right)} = \frac{q \sin \varphi_2}{\cos\left(\frac{\varphi_2}{2}\right)} \quad \text{Eq. 21}$$

Ainsi, une estimation de la vitesse de jet V_{jet} fournie par le modèle de Birkhoff [33] [45] est donnée par :

$$V_{jet} = \frac{u_2 \cos(\varphi_2/2)}{\sin(\alpha + \varphi_2)} + u_2 \left[\frac{\cos(\varphi_2/2)}{\tan(\alpha + \varphi_2)} + \sin(\varphi_2/2) \right] \quad \text{Eq. 22}$$

Cette estimation a été testée pour différentes pressions de choc et différents angles de rainures [32]. Elle sera confrontée à de nouvelles expériences au Chapitre IV.

I.2.2. Instabilités de Richtmyer-Meshkov (RMI)

Les Instabilités de Richtmyer-Meshkov, ou *Richtmyer-Meshkov Instabilities* (RMI) en anglais, sont une théorie développée initialement par Robert D. Richtmyer en 1960 [46] et vérifiée expérimentalement par la suite par Evgeny E. Meshkov en 1969 [47]. Elle correspond à un cas particulier de la théorie des instabilités de Rayleigh-Taylor, pour lequel la mise en vitesse du système est créée par une onde de choc au lieu d'une accélération gravitationnelle. Ces instabilités se produisent quand une onde de choc se propageant dans un fluide rencontre une interface irrégulière avec un fluide de densité différente. Dans le cas où le deuxième fluide est moins dense, quand l'onde de choc arrive au niveau de l'interface, elle se réfléchit d'abord en détente aux minima du défaut. Peu de temps après, l'onde de choc incidente fait de même aux maxima du défaut : le couplage de ces deux phénomènes décalés temporellement fait que les minima du défaut se compriment jusqu'à ce que leur amplitude s'inverse et augmente au cœur du fluide moins dense jusqu'à former des pics, pouvant développer des structures en champignon dues à la vorticité du phénomène (Figure 13).

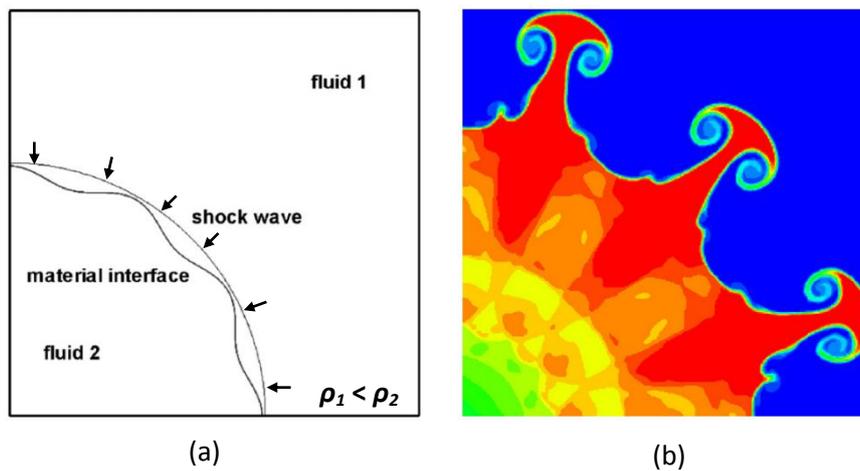


Figure 13 - Simulation PPM (*Piecewise Parabolic Method*) avec coordonnées Lagrangiennes d'instabilités de Richtmyer-Meshkov pour une géométrie cylindrique avec interface sinusoidale entre deux fluides de densités différentes (illustrations issues de l'article de Zheng *et al.* de 2008 [48]). En (a), schéma de l'état initial. En (b), gradient de densités à 1 ms pour un choc implosif de 80 kPa (les fluides 1 et 2 sont respectivement de l'air et de l'hexafluorure de soufre SF₆)

Cette croissance se décompose en deux phases, linéaire aux temps courts (inversion) et non-linéaire aux temps longs (croissance). De même, les maxima voient aussi leur amplitude s'inverser, formant des creux dans le fluide dense qu'on appelle bulles, et qui serviront à entretenir la croissance de pics comme il est observé dans les travaux de Buttler *et al.* menés en 2012 [25]. La même année, Buttler *et al.* [26] exploitent cette théorie dans le cas limite d'une interface métal-vide pour son application à l'éjection de matière à partir de rainures sinusoidales périodiques dans de l'Étain ou du Cuivre. Ils s'appuient sur plusieurs modèles (qui seront décrits dans toute cette sous-section) afin de déterminer les vitesses de pics et de bulles ainsi que les conditions de croissance et potentiellement d'arrêt des jets selon l'état (solide ou fondu) du matériau. La confrontation de leurs résultats théoriques avec ceux expérimentaux issus des cibles soumises à des chocs générés par explosifs (voir sous-section I.1.2) montrent une bonne corrélation sur les vitesses de pics, notamment pour l'Étain liquide.

Dans le cadre de notre étude, cette approche théorique peut donc s'appliquer pour le calcul des propriétés balistiques des éjectas : le milieu dans lequel débouche le choc (air ou vide) correspond à un fluide dont la densité est négligeable (nulle pour du vide) par rapport à celle du matériau choqué (métal). L'hypothèse hydrodynamique vérifiée par les matériaux fondus (donc fluides et sans résistance) et au

contraire la prise en compte du comportement élasto-plastique des matériaux solides seront abordées selon les modèles rapportés par Buttler *et al.* [26].

Les notations utilisées sont les suivantes : soient deux milieux, numérotés 1 pour le matériau dense soumis à un choc sur sa face avant et comportant des rainures sinusoïdales périodiques sur sa face arrière, et 2 pour le fluide moins dense dans lequel se développeront les pics. On note ainsi ρ_1 et ρ_2 leurs masses volumiques respectives, avec ρ_2 négligeable par rapport à ρ_1 voire nulle si l'échantillon est placé dans du vide. Ainsi, le nombre d'Atwood défini dans la théorie RMI [26] vaut :

$$A = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} = \frac{\rho_{\text{air ou vide}} - \rho_{\text{métal}}}{\rho_{\text{air ou vide}} + \rho_{\text{métal}}} \approx -\frac{\rho_{\text{métal}}}{\rho_{\text{métal}}} = -1 \quad \text{Eq. 23}$$

Le modèle étant initialement conçu pour le cas $A = 1$ (où le choc se propage d'abord dans le milieu moins dense, comme dans la Figure 13), celui-ci a été adapté pour une géométrie à $A = -1$, utilisée par Buttler *et al.* [26].

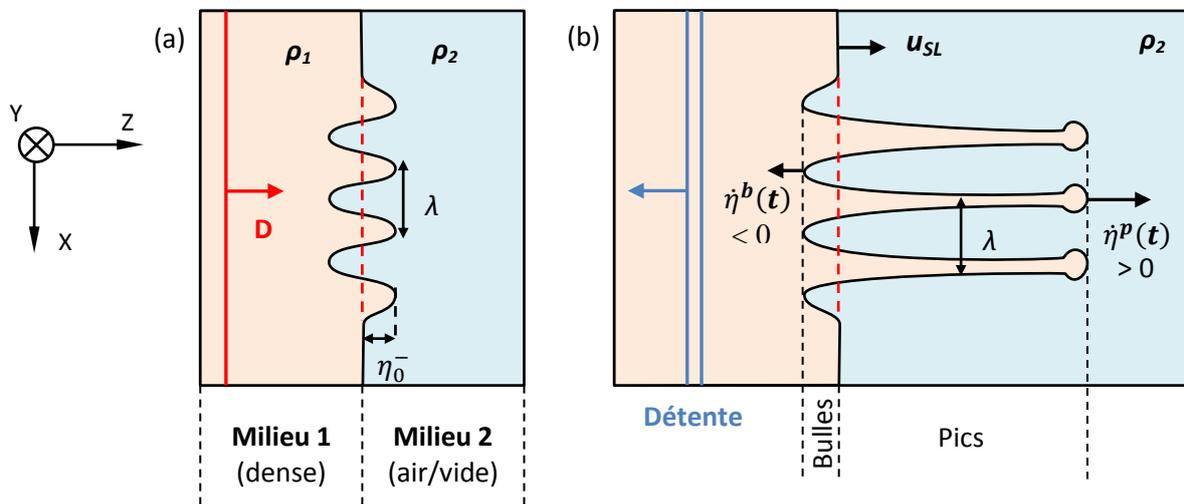


Figure 14 - Notations utilisées pour les Instabilités de Richtmyer-Meshkov (RMI). (a) L'interface entre les deux milieux présente une perturbation sinusoïdale de longueur d'onde λ et d'amplitude initiale η_0^- . (b) Après débouché du choc, la perturbation s'inverse : des pics se développent dans le milieu moins dense et des bulles se creusent dans le milieu plus dense ($\rho_1 > \rho_2$)

Le repère choisi correspond au repère direct indiqué dans la Figure 14 : l'axe Z est fixé parallèle et dans le même sens que la propagation du choc et la croissance des jets, donc le plan XY représente la surface libre à l'interface (pointillés rouges). L'amplitude de la perturbation varie selon l'axe X et est invariante selon l'axe Y. Les différentes grandeurs algébriques caractérisant les rainures et le phénomène étudié sont les suivantes :

- **La forme initiale des défauts avant choc** $\eta(x) = \eta_0^- \sin(kx)$, avec η_0^- l'amplitude maximale des rainures (profondeur), $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ le nombre d'onde, λ la longueur d'onde et $\eta_0^- k = 2\pi \frac{\eta_0^-}{\lambda}$ le paramètre adimensionné de forme des défauts et par rapport auquel se définissent les régimes *linéaire* ($\eta_0^- k \ll 1$) et *non linéaire* ($\eta_0^- k \geq 1$)
- **La vitesse de surface libre** u_{SL} par rapport au repère fixe du laboratoire
- **La vitesse de croissance de pic** $\dot{\eta}^p(t)$ par rapport à la surface libre ($u^p = u_{SL} + \dot{\eta}^p$ en absolue)
- **La vitesse de croissance de bulle** $\dot{\eta}^b(t)$ par rapport à la surface libre ($u^b = u_{SL} + \dot{\eta}^b$ en absolue)

I.2.2.1. Cas d'une interface fluide-fluide

La théorie initiale développée par Richtmyer [46] s'applique aux temps courts de l'évolution des défauts en compression à l'interface entre deux fluides parfaits et pendant le processus d'inversion de pression (phase linéaire). L'approche non linéaire de Mikaelian [49] permet de décrire l'évolution des pics et des creux pour les temps longs, correspondant aux très grandes déformations (phase non linéaire). On l'utilise donc pour calculer les vitesses asymptotiques de pic et de creux : en effet, il n'y a pas de résistance résiduelle interne plus grande que la surface de tension d'un fluide, ce qui permet aux pics d'atteindre rapidement une vitesse maximale asymptotique qu'ils maintiendront (idem pour la surface libre). Dans ces travaux, comme η_0^- est négligeable devant les grandes amplitudes finales de pic, on a pour la vitesse de croissance $\dot{\eta}$ dans le repère choisi :

$$\frac{\dot{\eta}}{\dot{\eta}_0} = \sqrt{\frac{3/2}{e^{-3\eta k} + 1/2}} \quad \text{Eq. 24}$$

Ici, $\dot{\eta}$, $\dot{\eta}_0$ et η s'appliquent aussi bien aux pics ou aux bulles (avec des signes différents : positif pour les pics et négatif pour les bulles), avec $\dot{\eta}_0$ l'impulsion initiale. La vitesse de croissance est donc déterminée par l'impulsion initiale et l'amplitude au cours du temps (positive pour les pics et négative pour les bulles), via une équation différentielle du premier ordre. On approxime la vitesse asymptotique de pic $\dot{\eta}_\infty^p$ en prenant η très grand :

$$\dot{\eta}_\infty^p \equiv \lim_{\eta^p \rightarrow +\infty} \dot{\eta}^p(\eta) = \sqrt{3}\dot{\eta}_0^p \quad \text{Eq. 25}$$

De même, la vitesse des bulles est approchée par l'Eq. 18 de la publication de Mikaelian [49] pour l'approximation de leur vitesse asymptotique, qui s'applique aussi pour les temps longs et est indépendante de l'amplitude initiale du défaut (à la différence des pics) :

$$-\dot{\eta}^b(t) = \frac{2(-\dot{\eta}_0^b)}{2 + 3(-\dot{\eta}_0^b)kt} \Rightarrow \dot{\eta}^b(t) = \frac{2\dot{\eta}_0^b}{2 - 3\dot{\eta}_0^b kt} \sim -\frac{2}{3kt} \Rightarrow \dot{\eta}_\infty^b \equiv \lim_{t \rightarrow \infty} \dot{\eta}^b(t) = 0 \quad \text{Eq. 26}$$

Ces équations font intervenir les taux de croissance $\dot{\eta}_0^p$ et $\dot{\eta}_0^b$. Avant de les déterminer, il faut distinguer deux effets influençant cette impulsion initiale : la compressibilité du matériau et le régime non linéaire de la croissance ($\eta_0^- k \geq 1$).

- **Pour un matériau incompressible et un régime linéaire ($\eta_0^- k \ll 1$)**, Richtmyer [46] montre que $\dot{\eta}_0^p = -\dot{\eta}_0^b = -A\eta_0^- k u_{SL}$
- **Si le matériau est considéré compressible** au vu de la sollicitation dynamique, il ne faut plus utiliser l'amplitude du défaut avant choc η_0^- mais l'amplitude après choc (amplitude « compressée ») $\eta_0^+ = \eta_0^- \left(1 - \frac{u_{SL}}{D}\right)$ [26] [50]. Le coefficient linéaire de compression utilisé, identique pour les creux et les pics, est donc :

$$F_l = F_l^p = F_l^b = 1 - \frac{u_{SL}}{D} \quad \text{Eq. 27}$$

Cependant, pour notre cas où $A = -1$, selon Meyer et Blewett [51] utiliser la moyenne entre η_0^- et η_0^+ donne de meilleurs résultats pour les simulations numériques. On désignera par $V_{MB}^p = k u_{SL} \frac{\eta_0^- + \eta_0^+}{2}$ cette vitesse, pour les pics.

- **En régime non linéaire ($\eta_0^- k \geq 1$)**, le coefficient non linéaire F_{nl} est différent pour les bulles et les pics. Ainsi, Dimonte et Ramaprabhu [52] utilisent les coefficients suivants, pour les pics et les bulles respectivement :

$$F_{nl}^p = \frac{1}{1 + \left(\frac{\eta_0^- k}{2}\right)^2}, \quad F_{nl}^b = \frac{1}{1 + \frac{\eta_0^- k}{6}} \quad \text{Eq. 28}$$

Si on suppose que les effets de compressibilité et de non linéarité sont indépendants, on obtient donc l'expression de l'impulsion initiale :

$$|\dot{\eta}_0^{p,b}| = F_l F_{nl}^{p,b} |\eta_0^- k u_{SL}| \quad \text{Eq. 29}$$

A la différence d'un fluide parfait, le solide fondu peut posséder une viscosité, ce qui entraîne par exemple une décélération de la vitesse asymptotique de pic par dissipation aux grands taux de déformation de l'ordre de $k|V_{MB}^p| \approx 10^{10} s^{-1}$, observée entre autres par Dimonte *et al.* dans leurs simulations [50]. Cette diminution du taux de croissance a été notamment prédite par Mikaelian dans ses travaux sur les effets de la viscosité sur les RMI [53], et se manifeste par une décroissance en $\exp\left(-\frac{2k^2\mu t}{\rho_2}\right)$, avec μ la viscosité dynamique du solide fondu à la température de choc. Cependant, il n'est pas possible de comparer avec les résultats des simulations avec viscosité de Dimonte *et al.* [50], car la décroissance prédite par Mikaelian [53] ne reflète que la diminution régulière du taux de croissance initial linéaire RMI dans le temps.

L'étude des Instabilités de Richtmyer-Meshkov peut se généraliser à d'autres formes de perturbations périodiques. En effet, toute forme périodique peut se décomposer en série de Fourier, soit une somme non nécessairement finie de sinusoïdales d'amplitudes et de phases différentes. C'est sur cette généralisation que s'appuient les travaux de Mikaelian [54] menés en 2005 et de Cherne *et al.* [55] dix ans plus tard, à partir de formes de défauts variées (parabole, triangulaire, triangulaire à fond plat, créneau, hémisphérique...). L'évolution de la forme de ces défauts est donnée pour la phase linéaire en début de croissance et est dépendante de la mise en vitesse initiale par choc Δu .

I.2.2.2. Cas d'une interface solide-fluide

On sait que dans le cas où le milieu 1 est un fluide, par exemple un matériau initialement dense passé à l'état fondu sous l'effet d'un choc incident intense ou de la détente associée, les pics instables qui grandissent se rompent à pression nulle : des gouttelettes apparaîtront en tête de pics. On rappelle que pour un matériau resté solide, si le choc est encore suffisamment fort pour qu'on considère être en hypothèse hydrodynamique (voir l'introduction de l'Annexe A), le milieu se comporte comme un fluide. En revanche, si on diminue assez l'intensité de choc pour ne plus pouvoir négliger l'élasticité du solide, le taux de croissance des pics est limité par la résistance intrinsèque du matériau et par les contraintes internes, et la fragmentation des pics en éjectas est contrôlée par les mécanismes de rupture par tension à l'échelle microscopique entre les différents grains de matière. Ainsi, intégrer des propriétés rhéologiques et mécaniques du matériau dans le modèle hydrodynamique de la théorie RMI, tels que son comportement élastique et/ou plastique et/ou visqueux et sa résistance à la rupture, permet de prévoir l'évolution de la vitesse de croissance des jets et donc la hauteur maximale de pic s'il y en a une.

Dans leurs travaux de 2008 et 2009 rapportés par Buttler *et al.* [26] en 2012, Piriz *et al.* [56] ont construit un modèle analytique de la croissance instable limitée en contrainte d'un défaut périodique sinusoïdal à la surface libre d'un solide, soumis à un échelon de pression et ayant un comportement

élastique-plastique parfait (limite élastique Y , prise pour une sollicitation dynamique). Ce modèle inclut un paramètre ω déterminé empiriquement par des simulations numériques, et se présente sous la forme d'une expression analytique simple, donnée par :

$$\eta_{\infty}^p - \xi_0 = \omega \eta_0^2 k \frac{\rho_1^+ u_p^2}{Y} \quad \text{Eq. 30}$$

Dans ce modèle, ω est une constante égale à 0,29 d'après les simulations, ρ_1^+ est la masse volumique du matériau après le passage du choc, u_p est la vitesse particulaire au sein du matériau après choc et $\xi_0 > \eta_0$ est l'amplitude de pic à la fin d'une phase transitoire initiale de durée t_0 , durant laquelle la croissance est insensible aux propriétés élastiques du matériau (la croissance est identique à celle dans un fluide idéal).

En 2008, Piriz *et al.* [57] aboutissent aussi à plusieurs approximations, en montrant que $\xi_0 - \eta_0 \leq \frac{Y}{kG}$ (avec G le module de cisaillement du matériau) et qu'on peut considérer que $\xi_0 \approx \eta_0$ dans la majorité des cas. Ainsi, on peut remplacer ξ_0 par η_0 dans l'Eq. 30, donnant :

$$\frac{\eta_{\infty}^p - \eta_0}{\eta_0} = \omega \eta_0 k \frac{\rho_1^+ u_p^2}{Y} \quad \text{Eq. 31}$$

Cependant, les hypothèses utilisées par Piriz *et al.* [56] [57] sont que $A = 1$ et que $\dot{\eta}^p \equiv \dot{\eta}^b$. Dans notre modèle à $A = -1$, les vitesses et hauteurs des pics et des creux sont très différents, mais on peut supposer que la hauteur maximale de pic est de la même forme que celle proposée par Piriz :

$$\frac{\eta_{\infty}^p - \eta_0}{\eta_0} = \omega' \eta_0 k \frac{\rho_1^- u_{SL}^2}{Y} \quad \text{Eq. 32}$$

Ainsi, la masse volumique ρ_1^+ du matériau après choc est remplacée par celle initiale avant choc ρ_1^- , la vitesse particulaire u_p par celle de surface libre u_{SL} , et le coefficient ω par un autre noté ω' pouvant être différent de 0,29 (une analyse précise similaire à celle de ω est nécessaire pour déterminer sa valeur). Aussi, le rajout d'un coefficient de compression s'appliquant à η_0 pour se situer dans l'hypothèse $A = -1$ peut s'avérer nécessaire, correspondant au ratio des amplitudes sous compression [26] :

$$\frac{\eta_0^-}{\eta_0^+} F_l = \frac{1 - \frac{u_{SL}}{2D}}{1 - \frac{u_{SL}}{D}} \quad \text{Eq. 33}$$

L'Eq. 32 corrigée s'écrit donc :

$$\frac{\eta_{\infty}^p - \eta_0}{\eta_0} = \omega' \left(\frac{1 - \frac{u_{SL}}{2D}}{1 - \frac{u_{SL}}{D}} \right)^2 \eta_0 k \frac{\rho_1^- u_{SL}^2}{Y} \quad \text{Eq. 34}$$

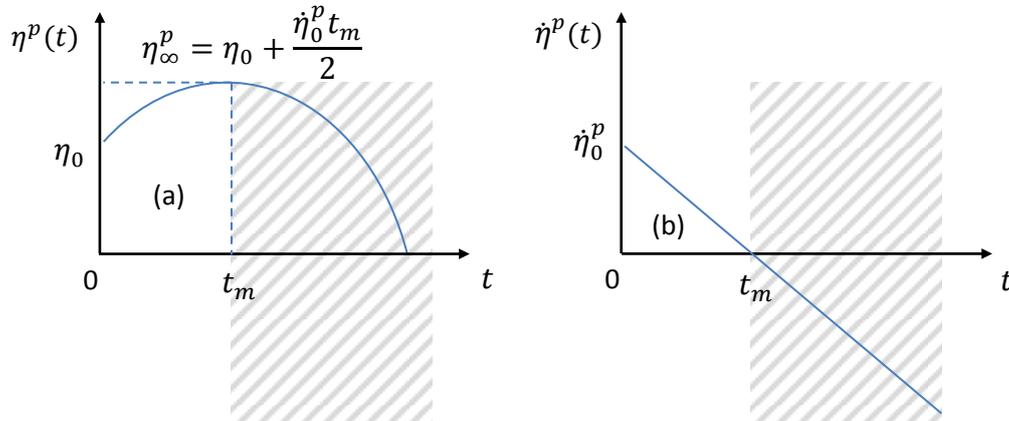
De même, on peut aboutir à une expression de l'évolution de la hauteur de pic, sous forme d'une fonction quadratique du temps [56] (illustrée Figure 15 a) :

$$\eta^p(t) = \eta_0 + \dot{\eta}_0^p t \left(1 - \frac{t}{2t_m} \right) \quad \text{Eq. 35}$$

Ici, $t_m = \frac{2(\eta_{\infty}^p - \eta_0)}{\dot{\eta}_0^p}$ est le temps au bout duquel les pics atteignent leur hauteur maximale η_{∞}^p . En intégrant l'Eq. 35 ci-dessus par rapport au temps, on obtient la vitesse de tête de pic (illustrée Figure 15 b) :

$$\dot{\eta}^p(t) = \dot{\eta}_0^p \left(1 - \frac{t}{t_m}\right)$$

Eq. 36


 Figure 15 - Evolution temporelle de la hauteur de pic η^p (a) et de sa vitesse de croissance (b)

Dans la pratique [26], selon les matériaux et le paramètre $\eta_0^- k$, on peut observer une régression de la croissance après t_m (zone hachurée en gris dans la Figure 15), s'ils restent solides après le passage de l'onde de choc et de la détente :

- **Pour $\eta_0^- k$ grand ($\geq 1,5$)** (ce qui revient à un angle d'ouverture plus fermé de la rainure), les pics se comportent comme dans le cas fluide : ils atteignent rapidement une vitesse maximale asymptotique $u_\infty^p \neq 0$ qui reste maintenue dans le temps.
- **Pour $\eta_0^- k$ moyen ($\approx 0,75$)**, les pics accélèrent jusqu'à une vitesse maximale u_{max}^p et décélèrent rapidement pour atteindre une vitesse asymptotique maintenue $u_\infty^p \neq 0$: $u_{max}^p > u_\infty^p > u_{SL}^{max} > u_{SL}^\infty$.
- **Pour $\eta_0^- k$ plus petit ($\leq 0,35$)**, la croissance des pics est très vite arrêtée, leur vitesse chute à une valeur asymptotique maintenue non distinguable de celle de la surface libre : $u_{SL}^{max} > u_\infty^p = u_{SL}^\infty$.
- Dans tous les cas, la surface libre passe d'une vitesse maximale après la réflexion du choc u_{SL}^{max} à une vitesse asymptotique inférieure u_{SL}^∞ après l'arrivée de la détente.

I.2.3. Modèles sur la masse éjectée et la distribution en taille des débris

Le premier modèle analytique connu sur la quantité de masse éjectée revient à Asay et Bertholf [11], dans leur publication de 1978, dans laquelle ils présentent une estimation de la masse totale d'éjectas m_{ej} à partir d'une rainure unique de forme quelconque. Ils montrent qu'elle est proportionnelle à la « masse manquante » correspondant à la masse $m_{def} = \rho_0 Vol_{def}$ enlevée par le défaut de volume Vol_{def} . Le coefficient de proportionnalité est le *jetting factor* R :

$$m_{ej} = R \cdot m_{def} = R \cdot \rho_0 \cdot Vol_{def} \tag{Eq. 37}$$

Le paramètre empirique R , proche de 1, dépend de la forme du défaut, de son ouverture (ou angle) et du matériau dans lequel il est réalisé. Les auteurs supposent aussi le principe de sommation, c'est-à-dire que la masse totale éjectée d'une série de défauts multiples est la somme des masses individuelles. Ce modèle appelé DMA (*Defect Mass per Unit Area* en anglais) est utilisé dans la thèse de Philippe Elias [12], dans laquelle il soulève des limitations telles que la dépendance à la pression de choc, la nécessité d'un point de fusion bas et d'un matériau incompressible. Dimonte *et al.* [50] considèrent d'ailleurs que la masse éjectée dépend plutôt de la masse volumique post-choc ρ_1^+ . Dans le cas où la surface libre présente plutôt une rugosité aléatoire, Mikhailov *et al.* [28] précisent que cette masse exprimée par unité de surface s'écrit sous la forme $m_{surf} = bR_z\rho_0$, avec R_z la profondeur moyenne des micro aspérités et $0,1 \leq b \leq 0,5$ un paramètre sans unité dépendant du matériau.

La densité surfacique σ_{ej} de matière dans la nappe d'éjectas est aussi recherchée. Cette dernière, équivalente à ce que peuvent mesurer une feuille d'Asay ou une sonde piézoélectrique placées derrière la cible, est obtenue en intégrant longitudinalement (axe Z) la moyenne de la masse volumique $\rho_{ej}(z,t)$ sur l'épaisseur de la nappe (direction transversale X), entre la hauteur de nappe η^p à l'instant t et une hauteur z :

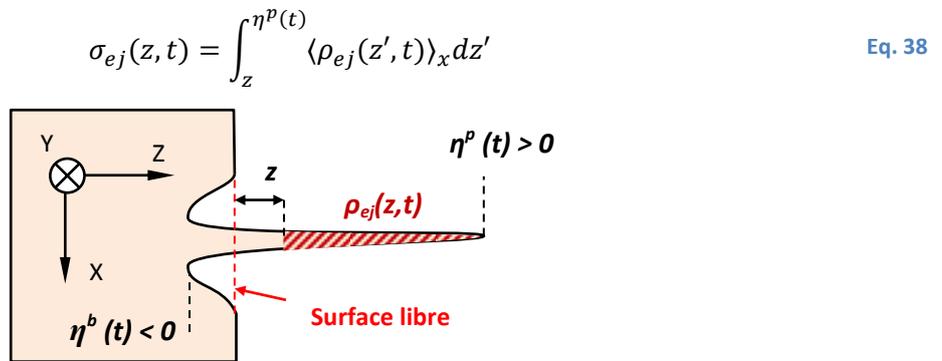


Figure 16 - Schéma de l'intégration spatiale de la masse volumique du jet $\rho_{ej}(z,t)$ pour obtenir la densité surfacique de matière dans la nappe d'éjectas σ_{ej}

Ainsi, pour obtenir σ_{ej}^{max} soit σ_{ej} sur toute la nappe à un instant t , il suffit de fixer $z = \eta^b(t)$ pour prendre en compte l'amplitude des bulles dans le cas des RMI.

Dans l'optique de rechercher une expression de cette masse surfacique éjectée en fonction du temps, Georgievskaya et Raevsky [58] en proposent une estimation (rapportée par Mikhailov *et al.* [28]) en appliquant la loi de conservation de la masse à la solution de Richtmyer-Meshkov pour la croissance des jets. Ils ont obtenu une expression dans le cas où l'onde de choc incidente est soutenue :

$$\sigma_{G-R}(t) \approx \frac{\rho_0}{2k} \times \frac{\tau \ln(1 + \tau)}{\tau + \ln(1 + \tau)} \tag{Eq. 39}$$

Dans cette équation, $\tau = k(u_\infty^p - u_{SL})t$ est un temps adimensionné (t est le temps classique). Cependant, pour le cas d'une onde de choc non stationnaire (par exemple générée par des explosifs, ou après amortissement hydrodynamique), l'interaction de celle-ci avec la surface libre conduit à la formation d'une instabilité de l'interface et une fragmentation du matériau, qui est liée à l'apparition de contraintes de tension [58]. La dynamique de croissance des jets est ainsi modifiée, et peut être complètement décrite pour n'importe quel profil d'onde de choc par un ensemble d'équations détaillées en [58]. En combinant ces équations, on aboutit à une expression unique, pour un profil temporel quelconque de pression :

$$\sigma_{G-R}(\tau) = \int_0^\tau \frac{\rho_0}{k + \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\eta}_\infty^p} \tau'} \left(e^{k\eta_0} + \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\eta}_\infty^p} \eta_0 \right) \frac{\tau'^2 + (\tau' + 1)[\ln(1 + \tau')]^2}{2[\tau' + \ln(1 + \tau')]^2} d\tau' \quad \text{Eq. 40}$$

Ici, $\dot{\varepsilon} = 2 \frac{\partial u}{\partial z}$ est le taux de déformation après choc (avec u la vitesse matérielle du matériau après choc).

Plus récemment en 2015, Cherne *et al.* [55] utilisent l'hypothèse que les bulles fournissent la matière à la croissance des pics pour calculer la densité surfacique de matière éjectée totale, en intégrant temporellement le taux de croissance des bulles (Eq. 26) multiplié par un facteur de forme S_f . L'expression finale obtenue est donc de la forme d'un logarithme népérien, dont la démonstration est donnée en [55] :

$$\sigma_{Cherne}(t) = \rho \int_0^t \dot{\eta}^b(t') S_f(t') dt' = m_0 \ln \left(1 + \frac{t}{T} \right) \quad \text{Eq. 41}$$

Les paramètres introduits ici sont $m_0 = \rho\lambda/3\pi$ et $T = \lambda/3\pi |\dot{\eta}_0^b|$ un temps adimensionné, avec S_f égal à 1 pour les rainures sinusoïdales. Si on fait l'hypothèse que les bulles ont une forme parabolique (car donnant de meilleurs résultats dans les simulations du même article et dans plusieurs expériences [16] [17] [19] [20] [26]), des paramètres correspondant au facteur de forme parabolique apparaissent : $\sigma_{Cherne}(t) = \frac{2}{3} m_0 \ln \left(1 + \frac{t}{\beta T} \right)$. Dans cette expression, la densité surfacique est réduite de 2/3 et l'échelle de temps allongée de $\beta = 1 + F_{nl}^b / \sqrt{3} F_{nl}^p$.

Complémentaires aux estimations de masse éjectée, les distributions de masse ou de taille des particules composant les nappes permettent de caractériser celles-ci après fragmentation. En effet, selon le matériau, son point de fusion et le profil de choc, la fragmentation des nappes est contrôlée par les mécanismes de rupture par tension à l'échelle mésoscopique. Les débris de tailles variées se répartissent autour d'une valeur moyenne, sur laquelle s'appuient généralement les lois de distributions. Un premier modèle de distribution de taille est donné par la théorie de la percolation, présentée dans l'article de Sorenson *et al.* [14] de 2002, et qui prédit que le nombre d'agrégats N de volume Vol correspond à une loi puissance de Vol adimensionné par sa valeur moyenne $\langle Vol \rangle$:

$$N(Vol) = N_0 Vol^{-k_1} F \left[\left(\frac{Vol}{\langle Vol \rangle} \right)^{k_2} \right] \quad \text{Eq. 42}$$

Dans cette expression, k_1 et k_2 sont des exposants d'échelle et N_0 un facteur d'échelle. La fonction d'échelle F est proche de l'unité quand $\langle Vol \rangle$ tend vers l'infini et exponentielle quand Vol est comparable à $\langle Vol \rangle$. L'exposant k_1 dépend de la dimensionnalité du système, et se situe dans la plage $2 < k_1 < 3$. La relation entre le volume des agrégats Vol et leur taille d est donnée par $Vol \propto d^{d_f}$ avec d_f la dimension fractale (non nécessairement entière). La distribution en termes de taille s'écrit donc :

$$N(d) = N_0 d^{-k_1 d_f} = N_0 d^{-\kappa} \quad \text{Eq. 43}$$

Dans leurs travaux de 2014, Mikhailov *et al.* [28] proposent un autre modèle reposant sur une loi de probabilité de répartition à partir des RMI, et initialement formulé par Georgievskaya et Raevsky [58]. En amont de cette loi, un critère énergétique est utilisé pour estimer la taille moyenne \bar{d}_m des éjectas pendant la fragmentation, qui correspond à l'égalité entre l'énergie cinétique d'un fragment et l'énergie de sa déformation, par conservation d'énergie :

$$\rho_0 \frac{\dot{\epsilon}_f^2 \bar{d}_m^2}{8} = \alpha_1 (\dot{\epsilon}_f \mu + Y) \epsilon_c + \alpha_2 \frac{4\gamma}{\bar{d}_m} \quad \text{Eq. 44}$$

Ici, $\dot{\epsilon}_f$ est le taux de déformation dans le fragment pendant le processus de rupture, μ la viscosité dynamique, Y la limite élastique du matériau déchargé, ϵ_c la déformation critique à partir de laquelle le matériau commence à rompre, γ l'énergie de formation d'une nouvelle unité de surface (analogue à la tension de surface d'un liquide) et α_1 et α_2 des paramètres sans dimension. On peut notamment remarquer que pour $Y = 0$ et ϵ_c , on se place dans le cas d'un liquide avec une tension de surface :

$$\rho_0 \frac{\dot{\epsilon}_f^2 \bar{d}_m^2}{8} = \alpha_2 \frac{4\gamma}{\bar{d}_m} \Rightarrow \bar{d}_m = \sqrt[3]{\alpha_2 \frac{32\gamma}{\rho_0 \dot{\epsilon}_f^2}} \quad \text{Eq. 45}$$

Cependant, l'Eq. 44 et l'Eq. 45 ne s'appliquent que si le taux de déformation $\dot{\epsilon}_f$ est constant. Lorsqu'une instabilité se développe le long des jets, celui-ci n'est pas constant sur la longueur des pics. En utilisant la solution de Richtmyer pour les petites perturbations sinusoïdales périodiques [46] et pour une onde de choc soutenue, Georgievskaya et Raevsky [58] ont obtenu une distribution de taux de déformation (de maximum $\dot{\epsilon}_{fmax} = \frac{2}{\sqrt{3}} k \eta_\infty^p$ en tête de jet) et donc une distribution de taille des particules dans le nuage, qui montre une bonne corrélation avec les résultats obtenus par expérience. Ils supposent que la rupture se passe instantanément après le passage du choc (avec $W(D > d)$ la probabilité de trouver une particule de taille D plus grande que d donnée) :

$$W(D > d) = \frac{1 - e^{-\left(\frac{d}{\bar{d}_m}\right)^3}}{\left(\frac{d}{\bar{d}_m}\right)^3} \quad \text{Eq. 46}$$

Lors de la croissance et du développement de la nappe d'éjectas, le gradient de taux de déformation entre la tête et la base du jet est directement lié à la différence de vitesse au sein du nuage. Les débris créés par fragmentation de la nappe ont donc des vitesses différentes, décroissantes à partir de la tête de jet voyageant à $\dot{\eta}^p(t) + u_{SL}(t)$ dans le repère du laboratoire. Ainsi, il peut être intéressant de déterminer la distribution de vitesse au sein de la nappe. C'est dans cette optique que Monfared *et al.* [22] proposent en 2014 une formulation empirique exponentielle de la distribution masse-vitesse d'un jet issue d'une instabilité RMI, sous forme d'une densité surfacique :

$$\sigma_{Monf}(z, t) = \sigma_0 e^{-\zeta \left(\frac{u_{ej}(z, t)}{u_{SL}} - 1 \right)} \quad \text{Eq. 47}$$

La grandeur σ_0 est une densité surfacique empirique, ζ un paramètre empirique sans dimension ($\zeta \approx 15$ pour l'Étain) et $u_{ej}(z, t)$ la vitesse de la matière éjectée située à une hauteur z dans le jet (avec $u_{SL}(t) \leq u_{ej}(z, t) \leq \dot{\eta}^p(t) + u_{SL}(t)$ et $u_{ej}(\eta^p, t) = \dot{\eta}^p(t) + u_{SL}(t) = u^p(t)$). Ce modèle présente une bonne corrélation avec les simulations numériques de Durand et Soulard [59] menées en 2015, pour le régime linéaire.

I.3. Simulations numériques

Complémentaires aux investigations expérimentales et analytiques, les simulations numériques offrent plusieurs avantages :

- Selon le type de phénomène à étudier, la simulation est **moins coûteuse** qu'un essai expérimental, en particulier lorsque le nombre d'essais est élevé.
- De plus, la simulation n'est pas soumise aux fluctuations et erreurs expérimentales, et permet de contrôler parfaitement et individuellement chaque paramètre d'entrée caractérisant le phénomène : la **reproductibilité** induite autorise donc les **études paramétriques** (sauf pour les phénomènes simples, l'expérimentation ne permet pas toujours d'isoler le système étudié). Ainsi, la simulation numérique est utilisée pour investiguer des aspects du phénomène difficilement atteignables par l'expérience et des variables difficilement mesurables.
- L'augmentation croissante de la puissance des ordinateurs et machines de calculs et la réduction du coût du temps de calcul permettent de construire des modèles de comportement de plus en plus complets et complexes, et de les mettre en œuvre avec un grand nombre d'éléments et sur des durées physiques longues.

En revanche, la simulation numérique présente des limites : elle est fondée sur une connaissance préalable des phénomènes qui ne peut être obtenue que par une étude expérimentale. Quelle que soit la qualité de la simulation, en implémentation des lois physiques ou en modélisation, elle ne remplace pas l'expérience.

Dans le cas de la micro éjection, un grand nombre d'études par simulation ont été menées, avec deux types différents de codes numériques : les codes hydrodynamiques, avec des formulations de type Éléments Finis ou SPH (*Smoothed Particles Hydrodynamics*), et les codes de Dynamique Moléculaire (*Molecular Dynamics* ou MD en anglais).

I.3.1. Codes hydrodynamiques

Dans les travaux de thèse d'Emilien Lescoute menés en 2010 [1], le microjetting à partir de rainures triangulaires soumises à des chocs laser (voir sous-section I.1.3) est simulé dans le code hydrodynamique bidimensionnel CHIC (Code Hydrodynamique et d'Implosion du CELIA [60] [61]) développé par le CELIA (Centre Lasers Intenses et Applications) situé à Bordeaux. Ce code est fondé sur un formalisme Lagrangien centré du second ordre et est capable de traiter l'hydrodynamique, la conduction ionique et électronique, le couplage thermique et le transport radiatif : il peut donc traiter l'interaction laser-matière et la réponse thermomécanique du matériau. Les équations d'état implémentées sont de type SESAME [62] ou BLF (Bushman-Lomonosov-Fortov [63] [64]) tabulées. La publication de Lescoute *et al.* de 2009 [30] présente des simulations utilisant ce code pour des rainures périodiques à angle droit réalisées dans de l'Aluminium et de l'Or et soumises à un chargement bidimensionnel entre 10 et 20 GPa. La bonne corrélation avec les essais expérimentaux correspondants suggère que les modèles simples utilisés pour décrire le comportement des métaux sont pertinents pour une première description macroscopique du phénomène. Le cas d'une rainure unique est illustré ci-dessous (Figure 17). Ces simulations montrent la capacité du code CHIC à reproduire le microjetting en formalisme lagrangien malgré les très grandes déformations, mais seulement pour les premiers instants de la formation du jet de matière, avant fragmentation.

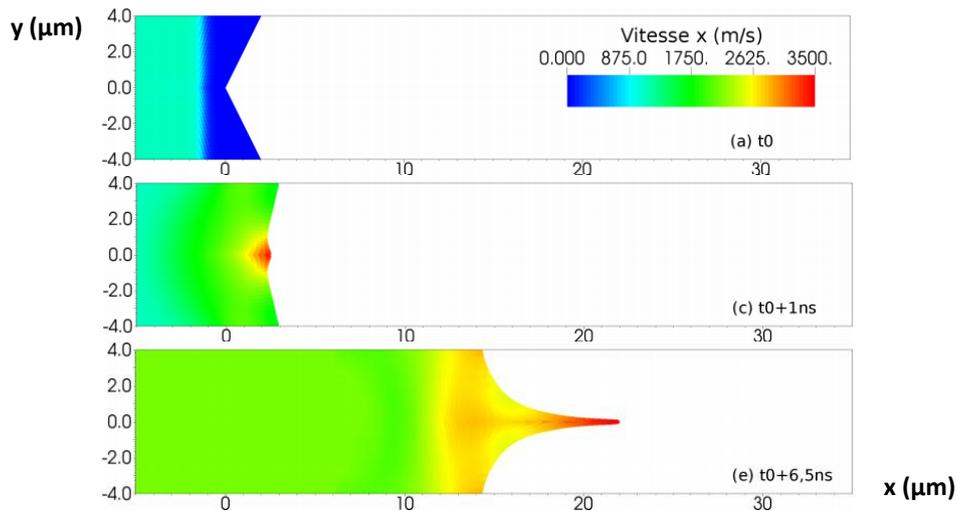


Figure 17 - Simulation numérique (code hydrodynamique CHIC) du microjetting à partir d'une rainure unique de profondeur 2 µm et de demi-angle 63,4° dans une cible d'Aluminium (axes en µm). Le chargement appliqué en face avant (non visible) est un créneau de 20 GPa pendant 3 ns (image issue de la thèse d'Emilien Lescoute [1])

Les instabilités de Richtmyer-Meshkov à partir de rainures sinusoïdales périodiques sont aussi modélisées par ce type de code. Prenons pour exemple les simulations de Mikaelian [54] réalisées en 2005 pour confrontation avec les prédictions analytiques de croissance linéaire par décomposition de Fourier, à partir de rainures de formes non nécessairement sinusoïdales (voir sous-section I.2.2). Le code utilisé est l'hydrocode arbitrairement Lagrangien-Eulérien CALE (*C-language based Arbitrary Lagrangian-Eulerian* en anglais) développé par le LLNL [65] [66], afin de pouvoir vérifier les prédictions théoriques sur n'importe quelle forme de perturbation et explorer la phase non linéaire de la croissance, difficilement formulable analytiquement.

Dans leur démarche de 2009 de proposer un modèle analytique de la croissance d'instabilités à partir d'un matériau solide avec un comportement élasto-plastique parfait (voir sous-section I.2.2.2), Piriz *et al.* [56] déterminent la valeur du paramètre d'ajustement ω de l'Eq. 30 et de l'Eq. 31 par des simulations numériques bidimensionnelles réalisées sur de l'Aluminium avec le code industriel d'éléments finis Abaqus [67], une équation d'état de type Mie-Grüneisen [68] [69], et une loi de comportement élastique-parfaitement plastique. Ainsi, le modèle analytique développé remplit son but initial de déterminer la limite élastique Y d'un matériau à partir des instabilités de Richtmyer-Meshkov sur sa surface libre.

L'étude de l'influence du comportement du matériau sur la croissance de ces instabilités est aussi un centre d'intérêt pour Dimonte *et al.* [50], traité dans leur publication de 2013. Cet article présente plusieurs simulations de Cuivre éjecté par RMI à l'état fondu, avec des codes hydrodynamiques bidimensionnels adaptés aux différentes hypothèses de comportement fluide du matériau : FLASH (développé par l'Université de Chicago, Etats-Unis [70]) pour le fluide supposé idéal et PAGOSA (développé par le LANL [71]) pour le comportement plus réaliste du fluide métallique gouverné par les équations d'état de Mie-Grüneisen [68] [69]. Ces simulations, évoquées en I.2.2.1 et illustrées Figure 18, montrent des vitesses et des formes de perturbations très proches entre les deux codes pour l'hypothèse du fluide parfait, validant ainsi la reproductibilité numérique de l'éjection. Pour le comportement associé aux équations d'état de Mie-Grüneisen, la comparaison entre les simulations de PAGOSA et un code utilisant la formulation de la Dynamique Moléculaire sera exposée en I.3.2, où celle-ci sera présentée.

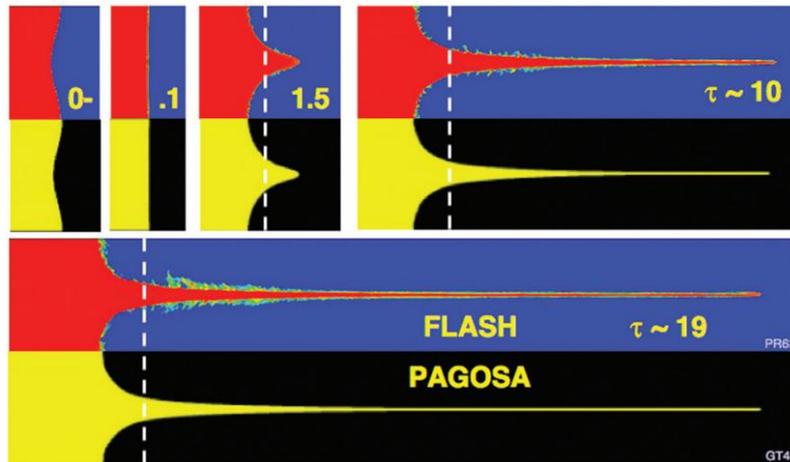


Figure 18 - Comparaison de la croissance de deux instabilités RMI entre les codes hydrodynamiques FLASH et PAGOSA, pour un fluide idéal de Cuivre, avec $k\eta_0^- = 0,25$ et un choc de vitesse 2,5 Mach. τ est un temps adimensionné et la ligne pointillée blanche correspond à la position de la surface libre sans perturbations (image issue de la publication de Dimonte *et al.* de 2013 [50])

Enfin, citons les travaux de Jensen *et al.* [24] menés récemment en 2015 sur la détermination de la limite élastique du Cérium à partir de la croissance de jets de rainures hémisphériques périodiques. Les essais expérimentaux correspondants, évoqués dans le paragraphe I.1.2, sont complétés par des simulations numériques hydrodynamiques lagrangiennes bidimensionnelles sur le code FLAG, développé grâce à une collaboration entre le LLNL et le LANL [72]. En effet, comme la gamme de pressions de choc choisie implique une transition de phase γ - α dans le matériau étudié, la relation entre la vitesse du choc et la vitesse matérielle n'est pas linéaire sur le diagramme de phase : l'Eq. 1 de cet article, similaire à l'Eq. 31 de ce manuscrit et également construite sur le caractère linéaire de cette relation, ne peut donc pas s'appliquer sur les résultats expérimentaux. Ainsi, les auteurs utilisent la simulation de manière itérative, en ajustant la limite élastique Y jusqu'à ce que la hauteur de jet simulée atteigne celle mesurée en expérience.

A la différence des travaux précédents qui s'appuient sur les Eléments Finis, la formulation SPH (*Smoothed Particles Hydrodynamics*) est une méthode de simulation sans maillage représentant la matière par des particules liées par des forces d'interaction. Ces amas de matière interagissent entre eux via un volume d'influence dépendant directement de la distance interparticulaire initiale. Cette méthode, utilisable à n'importe quelle échelle spatiale, sera détaillée au Chapitre III et largement utilisée dans cette thèse. A notre connaissance, seule une équipe russe a publié des travaux fondés sur l'application de cette formulation au microjetting [73] [74]. Leurs résultats seront évoqués dans le paragraphe suivant.

I.3.2. Dynamique Moléculaire (MD)

Comme la formulation SPH, la formulation de la Dynamique Moléculaire (*Molecular Dynamics* en anglais) est une méthode de simulation sans maillage représentant la matière par des éléments discrets interagissant entre eux, mais directement par les atomes qui la constituent. Les trajectoires de ces atomes sont déterminées par les lois du mouvement de Newton pour un système de particules interagissant entre elles, dont les forces d'interaction (où les potentiels interatomiques dont elles dérivent) sont calculées de deux manières différentes selon le type de simulation :

- **La Dynamique Moléculaire Quantique (DMQ), ou *ab initio*** : Le potentiel est fondé sur une description quantique du nuage électronique entre les atomes, en s'appuyant sur les *premiers principes* (d'où la locution latine) de la mécanique quantique. Cette méthode étant très gourmande en ressources et très coûteuse en temps de calcul, seulement quelques centaines d'atomes sont généralement simulés pendant des temps très courts (de l'ordre de la picoseconde).
- **La Dynamique Moléculaire Classique (DMC)** : Le potentiel d'interaction atomique est ici continu semi-empirique, c'est-à-dire qu'il s'appuie sur la description quantique de la matière mais qu'il est aussi ajusté empiriquement. Comme le coût de calcul est considérablement inférieur et le nombre d'entités pouvant être simulées atteint l'ordre du milliard, cette formulation permet d'étudier des phénomènes plus macroscopiques à l'échelle du micron et jusqu'à la nanoseconde.

Ainsi, ce type de simulation développé initialement dans les années 1950 pour le domaine de la physique théorique et atomique [75], est très utilisé dans des domaines scientifiques variés et d'échelles différentes tels que la chimie, la nanotechnologie, la mécanique ou la science des matériaux. Le microjetting est parfaitement simulable en Dynamique Moléculaire Classique, même si les dimensions spatiales et les durées réelles des expériences et des applications pratiques ne sont pas encore accessibles par cette approche.

Prenons pour exemple les simulations numériques menées par Dimonte *et al.* en 2013 [50] et évoquées en I.3.1. Pour rappel, ces travaux portent sur l'étude de l'influence du comportement du matériau sur la croissance des instabilités RMI, notamment à partir de Cuivre fondu, et la comparaison des jets entre les deux codes hydrodynamiques FLASH et PAGOSA pour l'hypothèse d'un fluide parfait montre la reproductibilité de l'éjection. L'autre hypothèse de comportement utilisée, plus réaliste, s'appuie sur les équations d'état de Mie-Grüneisen et fait l'objet d'une confrontation entre le code PAGOSA et le code de Dynamique Moléculaire Classique SPaSM (*Scalable Parallel Short-range Molecular dynamics* en anglais), développé par le LANL [76] [77]. A la suite de cette comparaison, les auteurs remarquent d'abord que le processus d'endommagement et donc de la fragmentation est traité différemment entre les deux codes : avec SPaSM, on observe l'apparition et la coalescence de trous au cœur du matériau et au niveau de l'interface, alors qu'avec PAGOSA il n'y a pas de vide mais en revanche une fragmentation des pics de longueurs équivalentes à quelques longueurs d'onde des défauts (le processus ne peut pas être complètement simulé), fragmentation absente en hypothèse de fluide parfait. Selon les auteurs, cette absence de fragmentation dans la simulation en Dynamique Moléculaire s'explique par la prise en compte de la tension de surface, et la décélération de la vitesse asymptotique de jet par la prise en compte de la viscosité physique du matériau. De plus, quand $k\eta_0^-$ augmente, le taux de matière au niveau la tête de jet est plus important : il se forme une structure en forme de « raquette », à la place d'un « champignon » pour PAGOSA.

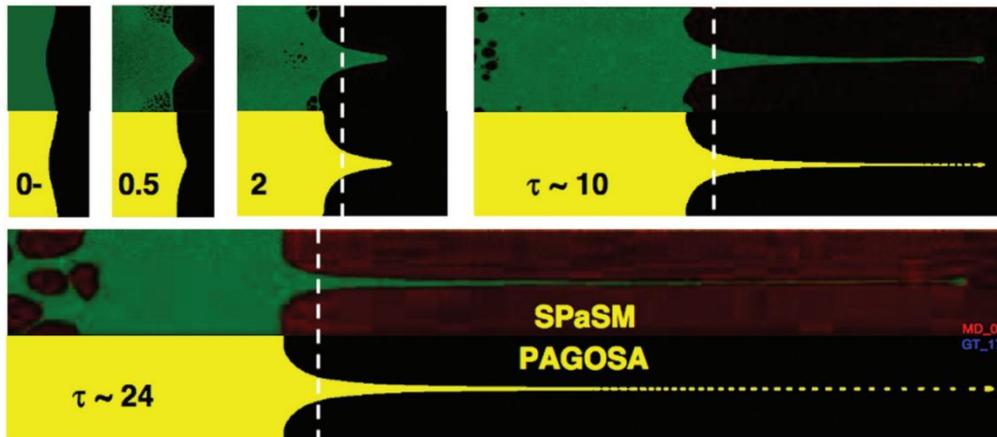


Figure 19 – Comparaison de la croissance de deux instabilités RMI entre les codes hydrodynamiques SPaSM et PAGOSA, pour un fluide de Cuivre fondu régi par les équations d'état de Mie-Grüneisen, avec $k\eta_0^- = 0,25$ et un choc de vitesse Mach 2,5. τ est un temps adimensionné et la ligne pointillée blanche correspond à la position de la surface libre sans perturbations (image issue de la publication de Dimonte *et al.* de 2013 [50])

En I.2.2.1, il est évoqué l'adaptation de Cherne *et al.* [55] de la théorie RMI à l'éjection à partir de rainures périodiques non sinusoïdales (parabole, triangulaire, triangulaire à fond plat, créneau, hémisphérique...) dans du Cuivre. Pour valider leur modèle théorique fondé sur la décomposition en série de Fourier, les auteurs ont confronté les masses éjectées et vitesses de pic et de bulle théoriques avec les grandeurs obtenues par simulation en Dynamique Moléculaire, avec le code SPaSM et un potentiel EAM de Voter [78]. Les comparaisons montrent une bonne corrélation entre ce qui est prédit analytiquement et ce qui est simulé.

La Dynamique Moléculaire est aussi un outil de travail puissant pour l'étude des propriétés dynamiques d'un jet. C'est pourquoi cette formulation est exploitée dans les travaux numériques de Shao *et al.* de 2013 [79], portant sur le microjetting à partir d'une rainure triangulaire unique de demi-angle d'ouverture 60° dans de l'Aluminium. Les auteurs ne précisent pas le code utilisé mais le type de potentiel interatomique « Embedded-Atom-Method » (EAM, ou Méthode de l'Atome Immérgé) de Mei et Davenport [80] pour l'Aluminium. Ce modèle de potentiel, développé initialement par Daw et Baskes en 1983 [81] et basé sur la description de l'énergie d'un atome baignant dans un nuage électronique, est appliqué sur un système d'environ 10^6 entités. Pour validation de leur modèle, les auteurs constatent d'abord que les courbes d'Hugoniot (D,u) et $(\sigma,V/V_0)$ (voir définition en Annexe) suivent des données expérimentales sur une gamme de pression de 30 à 160 GPa. Plusieurs observations sont ensuite faites : la propagation de la région plastique puis de l'état amorphe voire fondu autour de la rainure quand la pression de choc augmente, l'évolution linéaire de la masse éjectée et de la vitesse de jet par rapport à la vitesse particulière post-choc indépendamment de la fusion, et enfin le fait que la matière composant le jet provient du fond de la rainure pour les chocs faibles et puise ensuite sur les bords à mesure que le choc croît.

Pour le cas périodique de ces mêmes rainures dans du Plomb, cette investigation est l'objet d'une publication des mêmes auteurs de 2016 [82], avec le potentiel EAM de Zhou *et al.* [83] pour le Plomb. Une première observation est que plus on se rapproche de la tête de jet, plus la température est élevée. Deux types de profils de choc, soutenu et non soutenu avec différents taux de diminution de pression, sont aussi comparés : la vitesse de pic ne semble pas dépendre de la détente incidente, alors que les bulles se creusent d'autant plus que le taux de détente est important. Ce creusement des bulles fournit plus de matière aux jets, ce qui est incompatible avec l'observation de Zellner *et al.* dans leurs travaux expérimentaux de 2009 [21] selon laquelle un choc soutenu éjecte plus de masse qu'un choc non soutenu (voir paragraphe I.1.2).

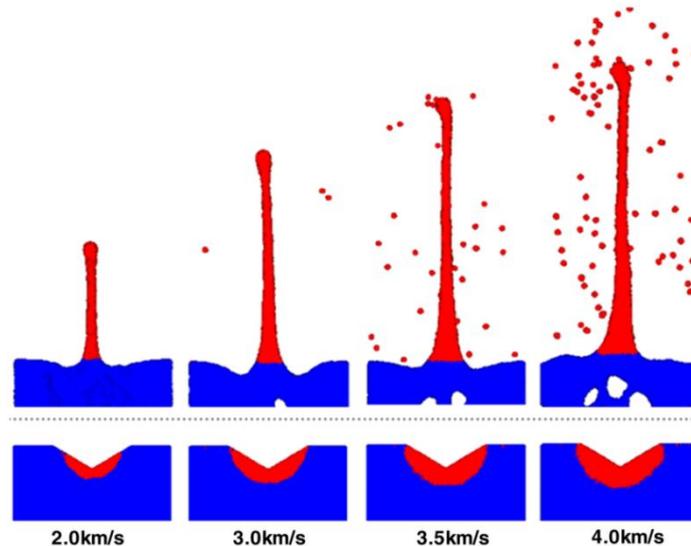


Figure 20 – Simulation en Dynamique Moléculaire de l'origine de la matière éjectée (en rouge) à partir d'une rainure de demi-angle 60° et de profondeur 10 nm dans de l'Aluminium, pour différentes vitesses de piston (vitesses particulières) imposées. En bas, l'état initial ; en haut, 40 ps après application du choc (image extraite de la publication de Shao *et al.* [79] de 2013)

Plusieurs articles de Durand et Soulard présentent aussi des investigations sur l'éjection de matière et s'appuyant sur ce type de simulation, en s'intéressant à la fragmentation de la nappe et les distributions de taille, masse et vitesse. Le code utilisé est STAMP (Simulation Temporelle Atomique-Moléculaire Massivement Parallélisé) développé par le CEA.

Leur publication de 2012 [84] traite le cas de rainures sinusoïdales périodiques dans du Cuivre représenté par un modèle de 10^8 atomes, avec le potentiel EAM de Sutton et Chen [85] modifié avec les paramètres de Belonoshko *et al.* [86]. Une méthode hybride est utilisée afin de gagner du temps de calcul : les grandeurs prises au cœur de la matière sont calculées avec les équations d'Hugoniot pour la phase de propagation de choc, puis avec l'ensemble NVE (ensemble micro-canonique dans lequel le nombre total de particules N , le volume total V et l'énergie totale E sont constants en moyenne) au voisinage des perturbations pour prendre en compte le caractère de non équilibre de l'éjection. Les principales observations tirées de cette étude sont que la distribution de taille des débris suit une loi puissance semblable à l'Eq. 43 de la sous-section I.2.3, que les agrégats de Cuivre liquide deviennent sphériques aux temps longs (à cause de la tension de surface) et que la tête de la nappe garde une forme de cylindre non fragmenté.

Ensuite, leurs travaux de 2015 sont étendus à l'Étain, avec encore un modèle hybride, un volume de 10^7 atomes et un potentiel EAM de Sapozhnikov *et al.* [87]. Différentes profondeurs initiales pour une même longueur d'onde sont modélisées afin de comparer les vitesses de pic avant fragmentation avec des prédictions théoriques RMI : en effet, le profil de choc souhaité (65 GPa soutenus) n'est pas reproductible en expérience. A cette intensité de choc, les auteurs estiment que la théorie RMI surestime la vitesse de pic de 40 à 60 %, dû au fait que cette théorie ne prend pas en compte la tension de surface et la viscosité. Pour ce qui concerne la fragmentation, les auteurs observent que la nappe se fragmente quand une épaisseur critique de l'ordre de 4 nm est atteinte, et proposent un modèle de propagation de zone de fragmentation (*Fragmentation Zone Propagation* en anglais, ou FZP) s'appuyant sur l'apparition et la propagation de cette épaisseur critique de la tête de jet jusqu'à sa base.

Enfin, cette étude de la fragmentation est approfondie en 2016 [88], toujours sur l'Étain. Cette fois-ci, seulement une nappe de matière d'épaisseur non homogène et aléatoire entre 4,5 et 13 Å est modélisée, afin d'initier la nucléation des pores comme ce que les auteurs ont observé dans leurs simulations précédentes. Cette nappe, constituée d'un ensemble NVE de 10^6 atomes avec un potentiel modifié MEAM (*Modified EAM*) de Ravelo et Baskes [89], est soumise à un taux de déformation constant dans la direction d'étirement : en effet, les auteurs ont constaté précédemment [59] que le taux de déformation est constant

dans la direction longitudinale pour un temps donné, ce qui est contradictoire avec les résultats de Mikhailov *et al.* [28] et Georgievskaya et Raevsky [58]. Avec ces simulations, il est observé que le temps avant fragmentation augmente exponentiellement avec l'épaisseur de la nappe, que plus la nappe est fine plus la probabilité qu'un pore apparaisse est importante et que la formation des pores passe par quatre étapes successives (nucléation, croissance, coalescence et percolation).

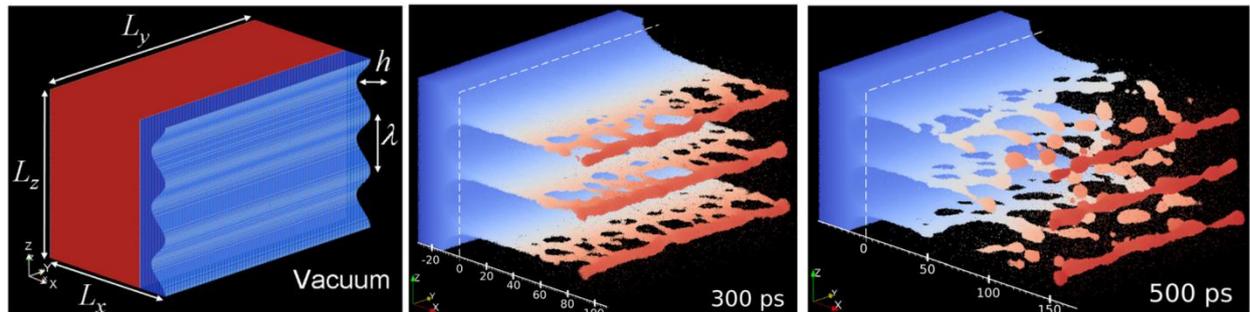


Figure 21 - Simulation en Dynamique Moléculaire d'instabilités RMI à partir de rainures périodiques sinusoïdales de longueur d'onde $\lambda = 30,8$ nm et d'amplitude $\eta = 2$ nm ($k\eta = 0,42$) dans de l'Étain d'épaisseur 111 nm, pour une pression de choc de 65 GPa (image extraite de l'article de Durand et Soulard [59] de 2015)

Enfin, Dyachkov *et al.* comparent en 2015 [73] et 2017 [74] la distribution de taille des débris et les vitesses de pic et de bulle de leurs simulations en Dynamique Moléculaire avec des simulations SPH, pour des rainures périodiques sinusoïdales dans de l'Étain et du Cuivre fondus. Les codes utilisés sont MD-MPD³ [90] pour la Dynamique Moléculaire, avec un modèle de 10^6 atomes réduit à l'échelle nanométrique, et SPHERA-2D [91] [92] pour le SPH, avec un modèle de 10^5 éléments à sa vraie échelle micrométrique. Les vitesses de pics sont proches de celles mesurées en expérience [26] malgré une plus grande sous-estimation de la part de la Dynamique Moléculaire, due d'après les auteurs à la tension de surface plus grande à l'échelle nanométrique qu'à l'échelle réelle micrométrique. Cette différence s'estompe pour les chocs plus forts. Au niveau des distributions de masse, une bonne corrélation entre les deux formulations est observée, en particulier pour les chocs forts. Ainsi, les auteurs en concluent qu'il y a peu d'effet d'échelle en Dynamique Moléculaire, tant que le nombre d'atomes est suffisant grand.

Chapitre II. Etude expérimentale du microjetting sous choc laser

Sommaire

Chapitre II.	Etude expérimentale du microjetting sous choc laser	45
II.1.	Préparation des cibles (rainures isolées ou périodiques)	46
II.2.	Observation des cibles et contrôle des rainures	49
II.2.1.	Observation au microscope optique	49
II.2.2.	Observation au Microscope Electronique à Balayage (MEB)	54
II.3.	Campagnes expérimentales	57
II.3.1.	Présentation et caractéristiques de l'installation LULI2000 au LULI	57
II.3.2.	Dispositif expérimental	59
II.3.3.	Diagnostics utilisés	61
II.3.3.1.	L'Ombroscopie Transverse	62
II.3.3.2.	La Vélocimétrie Hétérodyne (VH)	64
II.3.3.3.	La récupération des éjectas dans des cubes de gel	67
II.3.3.4.	La radiographie par rayons X de la nappe d'éjectas	68
II.3.4.	Observations post-mortem des cibles	71
II.4.	Exemples de résultats expérimentaux	73
II.4.1.	Mesure des vitesses caractéristiques : Ombroscopie Transverse et VH	73
II.4.1.1.	Exemples d'Ombroscopies Transverses	73
II.4.1.2.	Exemple de mesure VH	76
II.4.2.	Détermination de la distribution en taille des débris : Ombroscopie Transverse et gels	77
II.4.2.1.	Capture des éjectas par Ombroscopie Transverse	77
II.4.2.1.1.	Traitement d'image et énumération avec le logiciel Avizo	77
II.4.2.2.	Récupération des éjectas dans des cubes de gel	78
II.4.2.2.1.	Observation sous une loupe binoculaire	78
II.4.2.2.2.	Tomographie	80
II.4.2.2.3.	Traitement d'image et énumération avec le logiciel Avizo	81
II.4.3.	Gradients de densité : radiographie X	83

Ce chapitre porte sur la partie expérimentale des travaux de thèse présentés dans ce manuscrit, et décrit la démarche complète adoptée pour étudier le phénomène de la micro-éjection :

- **La préparation des échantillons métalliques rainurés** : polissage de la surface libre, création des rainures (triangulaires isolées ou sinusoïdales périodiques)
- **L'observation de ces cibles par microscopie** optique ou électronique à balayage (MEB) pour le contrôle de forme et de profondeur des rainures
- **Les caractéristiques techniques de l'installation laser** utilisée pour générer les chocs (LULI2000)
- **Le dispositif expérimental**, avec les diagnostics utilisés pour observer et mesurer les propriétés balistiques de l'éjection (vitesses de jet et de surface libre, fragmentation, distribution en taille des débris, densité surfacique de matière dans les nappes)

Des exemples caractéristiques de données obtenues par ces diagnostics et observations post-mortem des cibles sont présentés. Les résultats complets seront exposés et commentés dans le Chapitre IV consacré à la comparaison de ceux-ci avec les calculs analytiques et numériques.

II.1. Préparation des cibles (rainures isolées ou périodiques)

Dans le cadre de cette thèse, le microjetting est étudié dans quatre matériaux différents réagissant différemment aux chocs, afin de comprendre le mécanisme d'éjection dans sa globalité. Quatre métaux classiques sont donc utilisés : Aluminium, Etain, Cuivre et Plomb. Le choix de ceux-ci repose sur le fait que leurs propriétés mécaniques et dynamiques sont globalement connues (voir en Annexe B). Ainsi, nous avons vu dans le Chapitre I que l'Etain et le Cuivre sont l'objet d'une grande partie des publications consacrées à la micro éjection. L'Aluminium et le Cuivre sont des métaux standards très largement étudiés sous choc. L'Etain et le Plomb sont des matériaux « modèles » pour le CEA, dont on peut atteindre relativement facilement les conditions de fusion sous choc laser, donc étudier la micro éjection à l'état liquide.

Nous étudions le microjetting depuis des défauts géométriques calibrés, qui sont des rainures rectilignes de deux types (Figure 22).

Pour les rainures triangulaires isolées (Figure 22 a), les échantillons sont découpés par carrés de dimensions 10 mm x 10mm dans des feuilles métalliques laminées de pureté entre 99 et 99,9 % fournies par l'entreprise Goodfellow, spécialisée dans la production de matériaux pour la recherche et l'industrie [93]. Selon le matériau, l'épaisseur des feuilles est comprise entre environ 250 et 300 μm . Chaque échantillon est ensuite poli sur une face qui correspondra à la surface libre, afin d'éliminer au maximum les irrégularités de surface autres que les rainures contrôlées et donc l'éjection de matière parasite. La finition miroir est obtenue avec du papier de polissage FEPA P4000 (soit 4000 grains par cm^2).

La réalisation des rainures est effectuée grâce à l'utilisation d'une machine-outil : une lame de cutter polie de manière à avoir l'angle d'ouverture souhaité (Figure 23 a) est installée dans un porte-lame (Figure 23 b) monté dans les mors d'une fraiseuse verticale dont la rotation n'est pas activée. La tête est descendue manuellement jusqu'à ce que la lame s'enfonce dans l'échantillon à une profondeur souhaitée. Sur un même échantillon, on a soit une rainure unique, soit trois rainures parallèles espacées de 600 μm et de profondeurs différentes (Figure 22 a). En tout, cela représente une centaine de cibles fabriquées sur les trois années de la thèse, pour les quatre matériaux et les trois angles d'ouverture choisis.

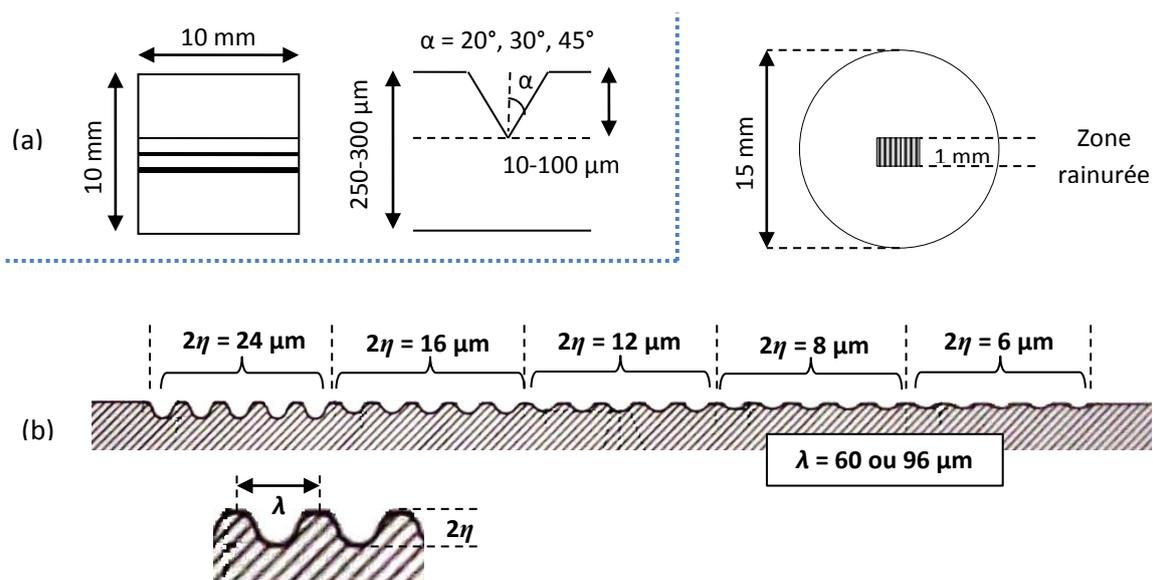


Figure 22 - Schémas des échantillons rainurés. (a) Cas des rainures triangulaires isolées : vue de dessus avec trois rainures parallèles de profondeurs différentes et vue en coupe pour une rainure. (b) Cas des rainures sinusoïdales périodiques série 2016 : vue de dessus et extrait du procès-verbal d'ALPhANOV pour le CEA, représentant une vue en coupe d'une cible avec cinq groupes successifs de cinq rainures, de profondeurs différentes mais de même longueur d'onde

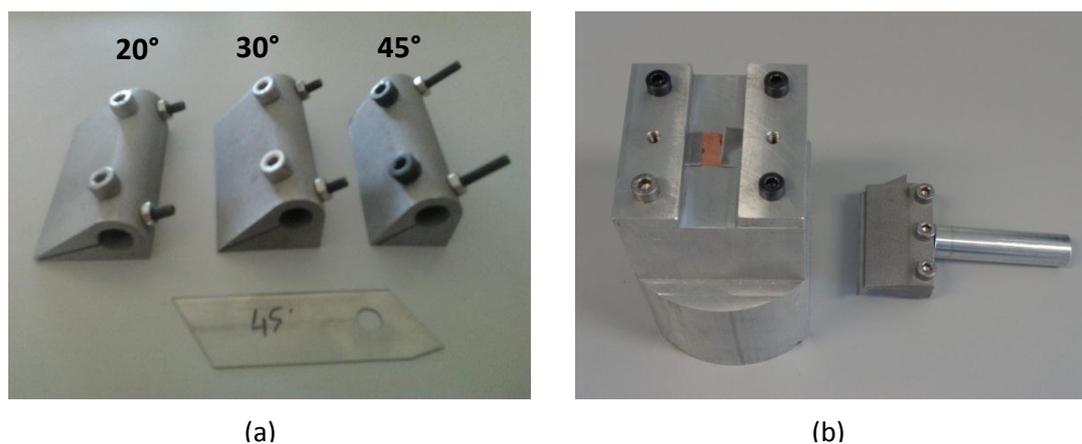


Figure 23 - (a) Photographie des trois porte-lames pour polir les lames à des demi-angles de 20°, 30° et 45°, avec une lame polie à 45°. (b) Photographie du porte-échantillon avec une cible de cuivre déjà rainurée et le porte-lame avec une lame 30°

Les rainures sinusoïdales périodiques sont réalisées dans des disques d'Étain polis miroir de diamètre 15 mm et d'épaisseur 230 μm , par la technique de l'ablation laser femtoseconde réalisée par le centre technologique optique et lasers ALPhANOV [94].

- **Une première série de 5 cibles** a été réalisée en 2015, avec une zone rectangulaire de la surface libre rainurée : soit d'un ensemble de 17 rainures de 3 mm de long, soit trois groupes de chacun 20, 1 et 3 rainures de 1 mm de long et espacés de 300 μm . Deux profondeurs différentes 2η sont exploitées (9 et 18 μm), pour une même longueur d'onde λ de 60 μm .
- **Les cibles de la série 2016** ont un ensemble de 7, 9, 11 ou 17 rainures de longueur 1 mm sur une zone rectangulaire de la surface libre, de longueur d'onde λ de 60, 96, 120 ou 180 μm et de profondeur 2η entre 6 et 32 μm , soit un rapport de forme initial $k\eta_0$ (voir sous-section I.2.2 du Chapitre I) compris selon les cas entre 0,279 et 1,676. Quelques échantillons sont aussi créés

avec soit une seule rainure ($\lambda = 60 \mu\text{m}$, $2\eta = 8$ ou $16 \mu\text{m}$), soit un ensemble de cinq groupes de profondeurs différentes échelonnées (6 à $24 \mu\text{m}$) mais de même longueur d'onde 60 ou $96 \mu\text{m}$ et composé chacun de cinq rainures (Figure 22b).

Tous les paramètres géométriques des deux séries sont résumés dans le Tableau 2, rassemblant en tout 43 cibles.

Référence cible	Nombre de cibles	Nombre de rainures	Longueur d'onde λ (μm)	Profondeur 2η (μm)	Paramètre de forme RMI (SU)
2015					
A	1	17	60	9	0,471
B	1	20 + 1 + 3	60	9	0,471
C	1	17	60	18	0,942
D	2	20 + 1 + 3	60	18	0,942
2016					
Série A					
A0	6	17	60	8	0,419
A1	3	17	60	6	0,314
A2	3	17	60	10	0,524
A3	3	17	60	12	0,628
A4	3	17	60	16	0,838
A5	2	17	60	24	1,257
A6	2	17	60	32	1,676
Série B					
B1	2	11	96	16	0,524
B2	2	9	120	16	0,419
B3	2	7	180	16	0,279
B4P	2	7	180	24	0,419
Série C					
C1	2	1	60	8	0,419
C2	2	1	60	16	0,838
Série D					
D1	2	5x5	60	6/8/12/16/24	Voir correspondances ci-dessus
D2	2	5x5	96	6/8/12/16/24	

Tableau 2 - Résumé des paramètres géométriques des rainures sinusoïdales périodiques dans les cibles d'Etain

II.2. Observation des cibles et contrôle des rainures

Une fois les rainures réalisées, il est nécessaire de contrôler les caractéristiques géométriques des cibles : leur épaisseur, la forme et la profondeur des défauts. En effet, pour les cibles avec les rainures triangulaires isolées :

- **Le polissage enlève une couche de matière** qui peut ne pas être négligeable à l'échelle micrométrique par rapport à l'épaisseur mentionnée par le fabricant (de plus, celui-ci indique une tolérance de 10 % sur cette valeur). L'épaisseur de chaque cible est donc contrôlée avec un micromètre (ou « Palmer ») avant chaque tir.
- **Les rainures étant réalisées sur la fraiseuse**, la profondeur d'enfoncement de la lame n'est contrôlée qu'avec les coordonnées données par l'affichage numérique de la machine-outil, précis à environ 10 μm . Au vu des profondeurs souhaitées (entre 10 et 100 μm), cette précision n'est pas suffisante. De plus, comme une même lame sert à plusieurs cibles, elle s'é mouse au fur et à mesure : le fond de la rainure est susceptible d'être arrondi. Au retrait de la lame, le retour élastique du métal est susceptible de modifier la forme du fond de la rainure et sa profondeur, et par conséquent de modifier le mécanisme d'éjection. C'est pourquoi les rainures sont observées au microscope, afin de vérifier leur angle et leur forme et mesurer leur profondeur réelle.

Les cibles d'Etain avec les rainures sinusoïdales périodiques, manufacturées par le fabricant, sont inspectées de la même manière pour contrôler les caractéristiques géométriques et examiner l'état de surface résultant de l'ablation laser.

II.2.1. Observation au microscope optique

Dans un premier temps, les rainures sont observées au Microscope Optique Motorisé en Z de l'Institut Pprime, ou MOZ, avec Z l'axe de hauteur du système optique. Ce type de microscope (ici de type Zeiss Axio Imager Vario Z2 [95]) permet d'acquérir une série de micrographies (appelée « pile ») de l'échantillon observé à différentes hauteurs variant d'un incrément dZ calculé par le logiciel, afin de pouvoir construire une image nette partout à fort grossissement (en effet, les forts grossissements réduisent la profondeur de champ) grâce à un algorithme. Un avantage de cette technique est que le microscope peut sortir une image 3D de la zone observée, et extraire un profil de hauteur sur une coupe choisie par l'utilisateur. Quelques exemples de visualisations obtenues en niveaux de gris pour chaque configuration de cible sont rassemblés dans le Tableau 3 pour les rainures triangulaires isolées et dans le Tableau 4 pour les rainures sinusoïdales périodiques. Trois types de vues sont utilisés pour caractériser les échantillons :

- **Une vue globale de la surface libre**, dans le but de vérifier sa planéité et son absence de défauts parasites et donc la qualité du polissage. Le grossissement optique est selon le type de cibles de 25 pour celles avec les rainures triangulaires isolées (Tableau 3) et de 50 pour celles avec les rainures sinusoïdales périodiques (Tableau 4).
- **Une vue zoomée de la rainure sur toute sa largeur**, pour contrôler la propreté de ses bords et du fond, c'est-à-dire le bon polissage de la lame ayant été enfoncée. La netteté de l'image est assurée par la compilation des images de la « pile » prise sur toute la profondeur de la rainure. Selon la taille du défaut, le grossissement optique est de 500 ou 1000.
- **Une vue 3D reconstituée partir de la même « pile »**, dont la topologie est lissée par un filtre gaussien passe-bas (longueur d'onde de coupure 3,105 μm) pour réduire les fluctuations de mesure : seule la composante *ondulation* (ou *ligne moyenne du profil*) de longueur d'onde

supérieure à celle de coupure est gardée pour la mesure. La ligne rouge représente le profil qui a été choisi pour la mesure de la rainure (un exemple montrant les effets du lissage est donné Figure 24).

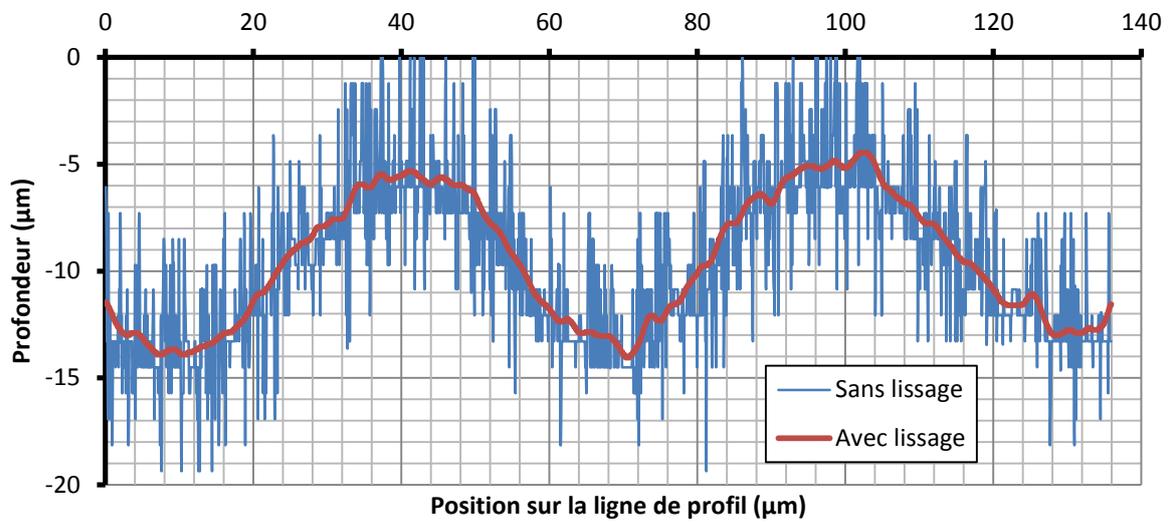


Figure 24 - Exemple de mesure de profil de rainures pour une cible de type A (série 2015), avant lissage (bleu) et après lissage (rouge) avec un filtre passe-bas gaussien de longueur d'onde de coupure 3,105 μm

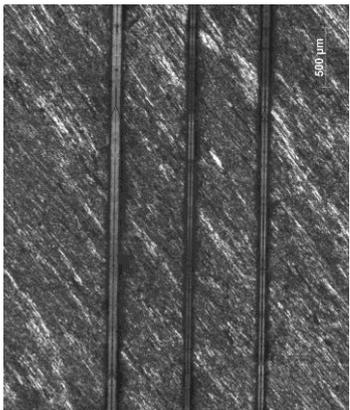
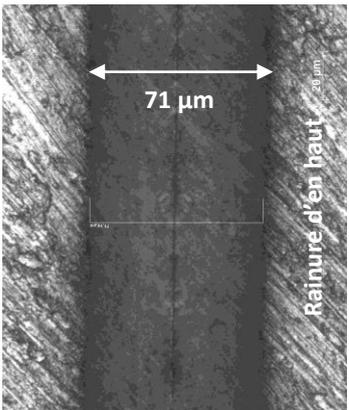
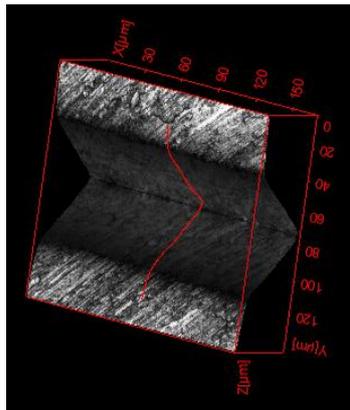
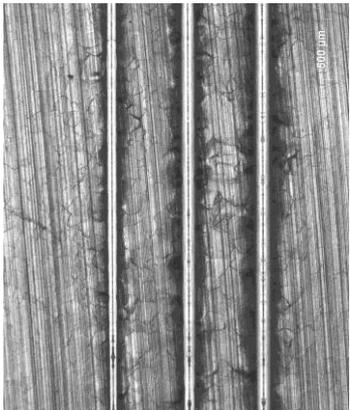
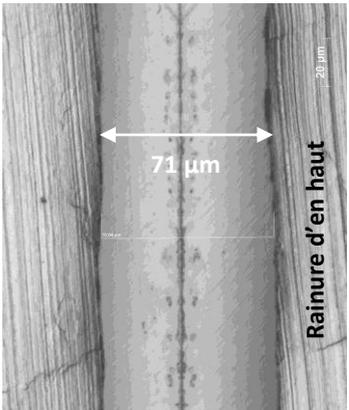
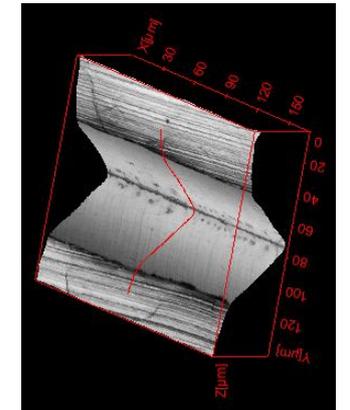
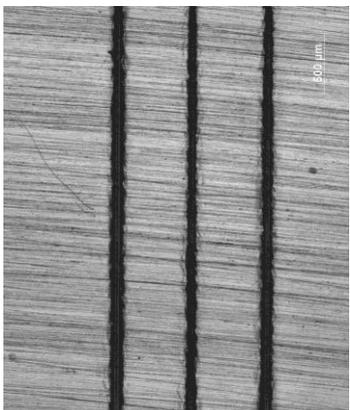
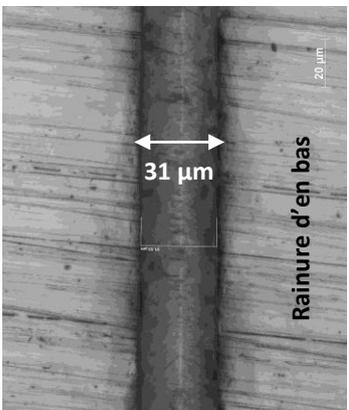
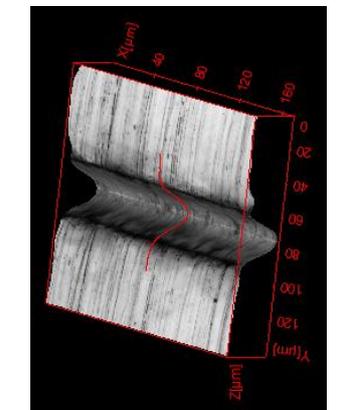
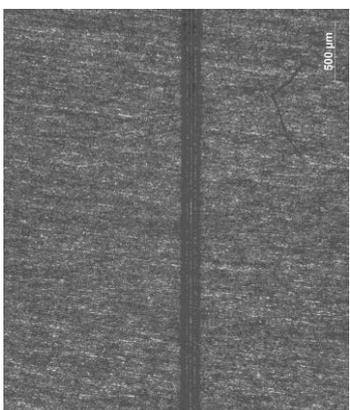
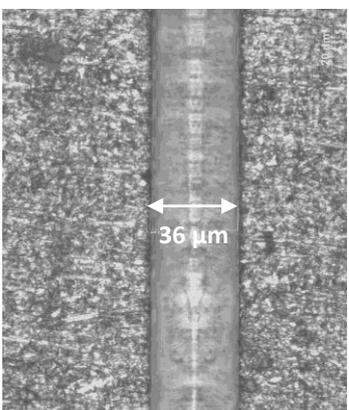
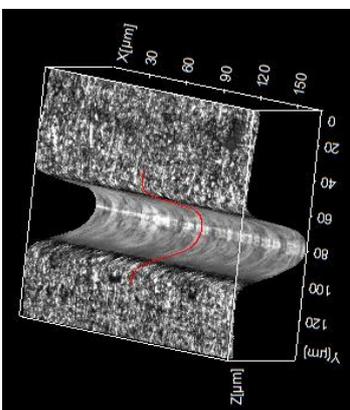
	<i>Vue globale de la cible</i>	<i>Vue zoomée de la rainure</i>	<i>Vue 3D reconstituée</i>
Plomb (3x45°)			
Etain (3x45°)			
Cuivre (3x30°)			
Aluminium (1x20°)			

Tableau 3 - Exemples de prises de vue au Microscope Optique Motorisé en Z (MOZ), pour les rainures triangulaires isolées

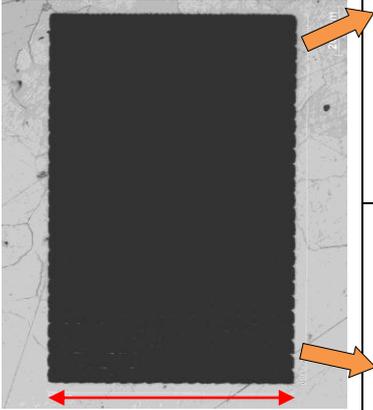
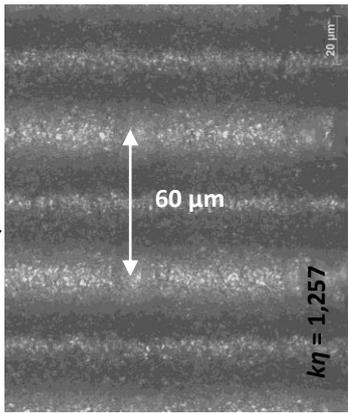
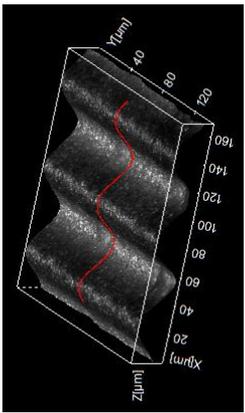
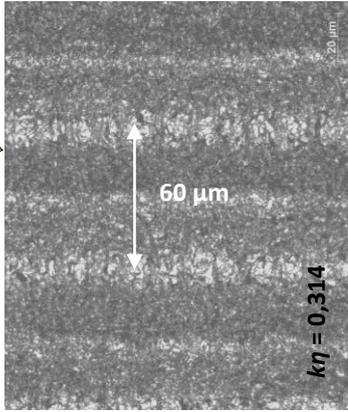
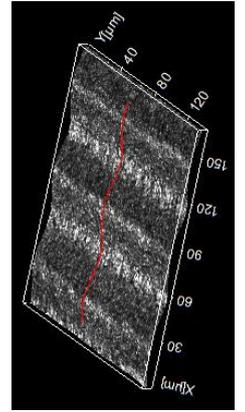
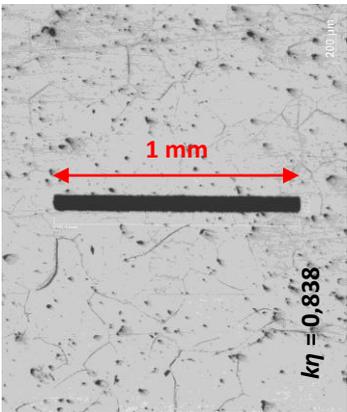
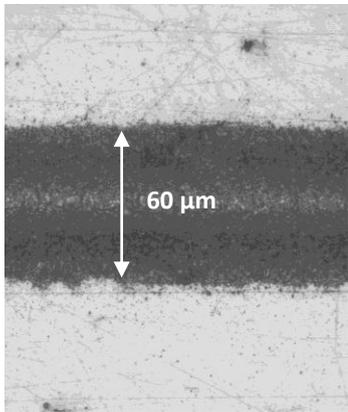
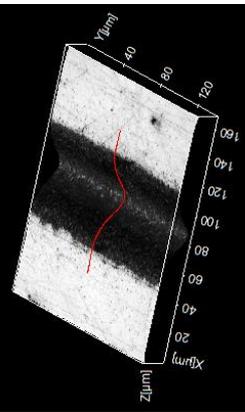
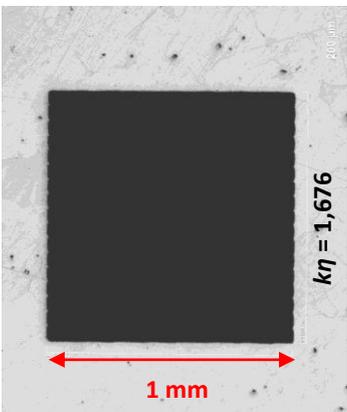
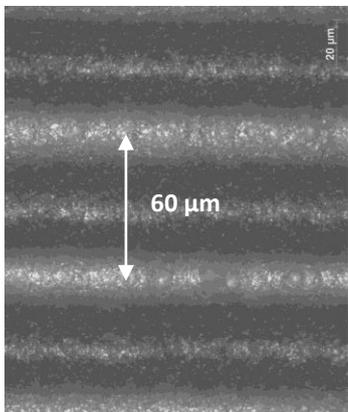
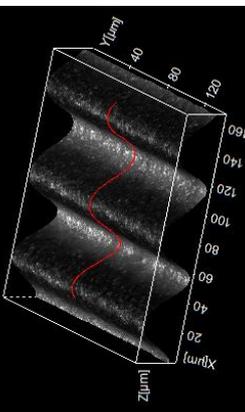
	Vue globale de la cible	Vue zoomée des rainures	Vue 3D reconstituée
Cible à 5x5 rainures de profondeur échelonnée (type D1)			
			
Cible à 1 rainure (type C2)			
Cible à 17 rainures (type A6)			

Tableau 4 - Exemples de prises de vue au Microscope Optique Motorisé en Z (MOZ), pour les rainures sinusoïdales périodiques (Etain)

Quelques remarques peuvent être faites sur cette observation optique des échantillons et de leurs rainures. Pour les rainures triangulaires isolées (Tableau 3) :

- Tout d'abord, **la vue globale montre que l'état de surface est différent selon le matériau** : l'oxydation de celui-ci laisse des traces sombres micrométriques plus ou moins nettes. Ainsi, l'Aluminium et le Plomb, qui s'oxydent rapidement à l'air, présentent des surfaces plus mouchetées que le Cuivre et l'Étain.
- Ensuite, la vue zoomée permet de constater que **les bords de la rainure sont propres**, à part quelques aspérités au fond. On peut remarquer la ligne du milieu correspondant à la pointe de la rainure et donc de la lame, et en particulier pour l'Étain les fines rayures de polissage de la lame.
- Enfin, grâce à la vue 3D reconstituée après lissage, on remarque que **les rainures à grande ouverture (demi-angle 45°) sont bien reconstruites**, alors que celles d'ouverture étroite (surtout de demi-angle 20°) paraissent arrondies. Cependant, le fait que la profondeur mesurée est cohérente avec la largeur mesurée de la rainure et l'angle théorique de la lame suggère que le microscope a du mal à mesurer correctement les défauts étroits (peut-être par manque de lumière) plutôt qu'un émoussement de la lame. Un autre type d'observation par microscope est donc utilisé pour éclaircir ce point (voir sous-section suivante).

Pour les rainures sinusoïdales périodiques dans des cibles d'Étain (Tableau 4) :

- Sur la vue globale, **l'état de surface est meilleur que celui observé pour les cibles d'Étain à rainures triangulaires isolées** et polies au sein de l'Institut Pprime : on retrouve les craquelures sur la surface libre de ce matériau, mais très peu de stries dues au polissage, donc un poli miroir de meilleure qualité.
- Le grand contraste entre la surface libre claire et les rainures très sombres oblige d'utiliser un fort grossissement pour pouvoir observer correctement les défauts. On remarque que ceux-ci ont **une texture plus granuleuse et effectivement plus sombre**, qui sera mieux caractérisée par la suite (voir sous-section suivante).
- La vue 3D reconstituée après lissage montre des profils correctement sinusoïdaux et de bonnes dimensions.

II.2.2. Observation au Microscope Electronique à Balayage (MEB)

Dans un second temps, une observation complémentaire des cibles et de leurs rainures est effectuée au Microscope Electronique à Balayage de l'Institut Pprime, ou MEB, de type JEOL JSM-6400 [96]. A la différence des microscopes optiques classiques qui utilisent la lumière visible (lumière ambiante ou produite par une lampe), ce type de microscope reconstruit des images à partir des particules et rayonnements émis par la surface de l'échantillon observé après interaction avec un faisceau d'électrons.

Un canon à électrons composé d'un filament de Tungstène chauffé à haute tension dirige et accélère le faisceau d'électrons produits dans la colonne électronique. Ce faisceau passe ensuite par une série de lentilles électromagnétiques pour le focaliser, de diaphragmes pour limiter les aberrations des lentilles et de bobines de déflexion pour générer le balayage. Après absorption et émission, le détecteur d'électrons secondaires et l'amplificateur de signal permettent alors d'obtenir une prise de vue avec de meilleurs grossissements et de plus grandes profondeurs de champs que les microscopes optiques : en effet, ces derniers exploitent des photons, dont la longueur d'onde est plus grande que celle d'un électron. Cependant, l'observation au MEB impose quelques limitations, non restrictives pour nos cibles : les échantillons doivent être petits (quelques cm^3), conducteurs (ou revêtus d'un dépôt mince conducteur) et placés sous vide secondaire (entre 1,5 et 2×10^{-5} mbar).

Pour nos observations, une tension d'accélération de 25 kV pour le filament et une distance de travail (distance entre l'échantillon et la lentille objectif) entre 17 et 28 mm ont été choisies. En effet, une tension d'accélération importante, plus adaptée aux matériaux conducteurs comme les métaux, et une petite distance de travail augmentent la résolution. Les grossissements sont de 50 pour les vues globales et entre 500 et 700 pour les rainures zoomées. Les exemples de visualisations rassemblés dans le Tableau 5 pour les rainures triangulaires isolées et le Tableau 6 pour les rainures sinusoïdales périodiques correspondent à celles observées au MOZ en II.2.1 (Tableau 3 et Tableau 4).

Cet examen complémentaire permet de répondre aux interrogations soulevées durant l'observation au MOZ (sous-section II.2.1) :

- Les rainures triangulaires à faible ouverture sont aussi propres et pointues que celles à 45° : **l'émoussement observé au MOZ est donc bien un artefact dû au microscope et non un arrondi au fond de la rainure.**
- Pour les défauts sinusoïdaux périodiques, le fort grossissement permet d'examiner la granulosité due à l'ablation laser. L'aspect rond et lisse de ces perturbations micrométriques laisse à penser que l'énergie de l'ablation a liquéfié la couche de matière environnante et que le refroidissement rapide de celle-ci a figé des microgouttes. De plus, pour les profondeurs importantes telles que pour le groupe à $24 \mu\text{m}$ des cibles de type D1 (le cas $k\eta = 1,257$ dans le Tableau 6), on observe des trous dans certaines zones, probablement dus à la vaporisation ou la sublimation de la matière sous la forte intensité laser. **Les rainures sinusoïdales périodiques sont donc a posteriori moins « propres » que les rainures triangulaires isolées** et ainsi plus susceptibles de produire des débris parasites lors de l'éjection.
- Comme avec l'analyse au microscope optique, la rugosité observée sur les surfaces libres, ainsi que sur les bords des rainures triangulaires, est évaluée à quelques microns.

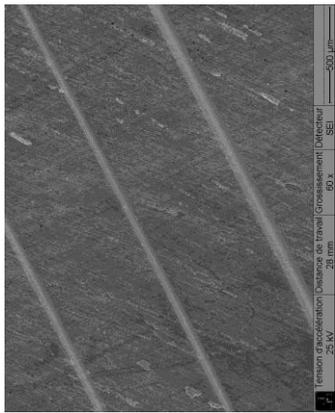
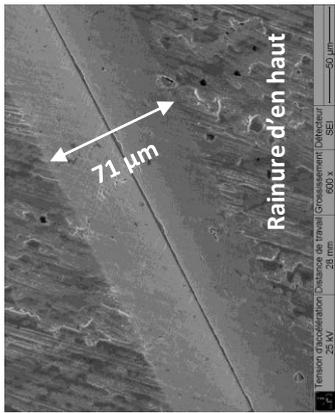
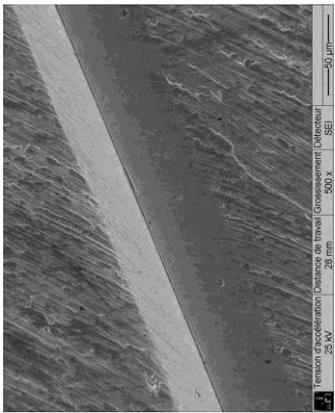
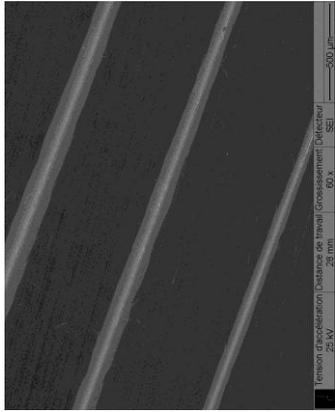
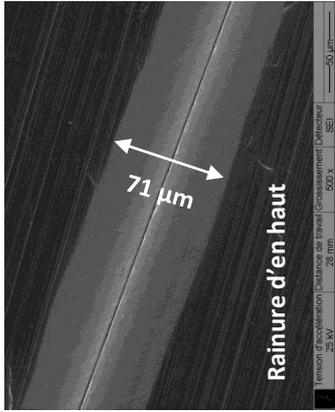
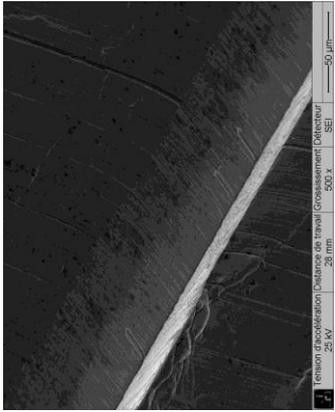
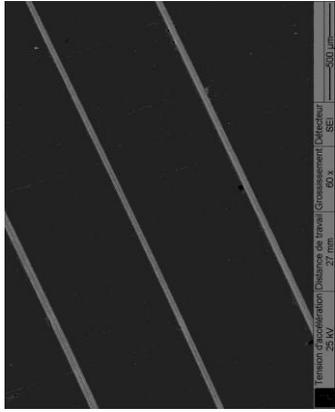
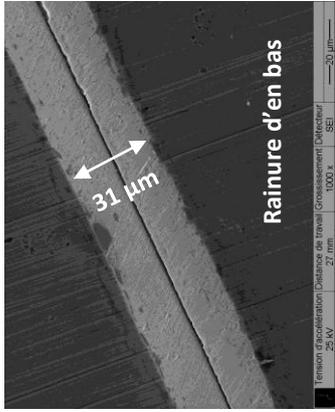
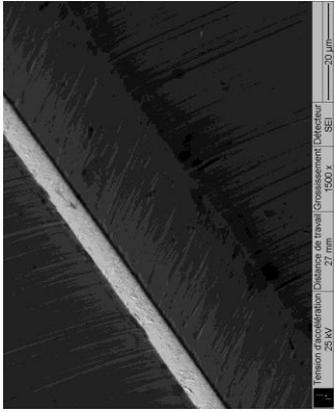
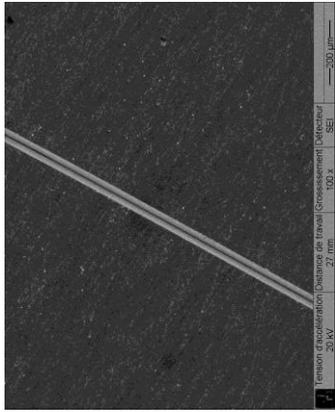
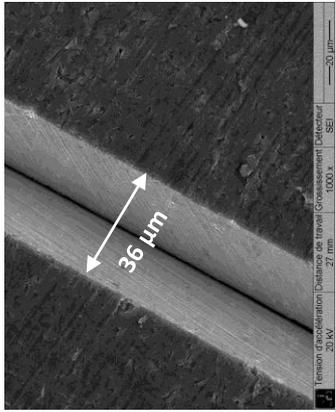
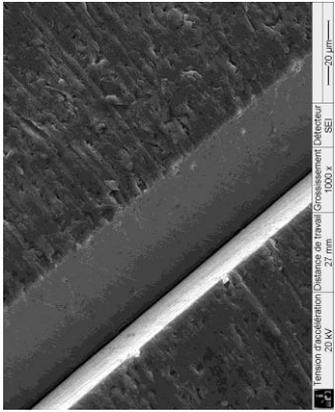
	<i>Vue globale de la cible</i> →	<i>Vue zoomée de la rainure</i> →	<i>Vue sous un angle de 30°</i>
Plomb (3x45°)			
Etain (3x45°)			
Cuivre (3x30°)			
Aluminium (1x20°)			

Tableau 5 - Exemples de prises de vue au Microscope Electronique à Balayage (MEB), pour les rainures triangulaires isolées

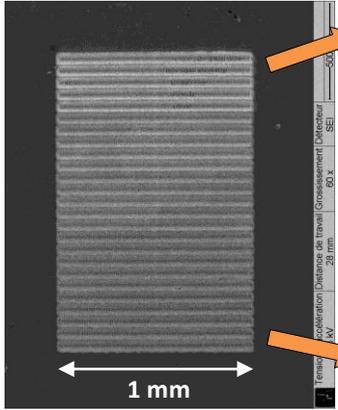
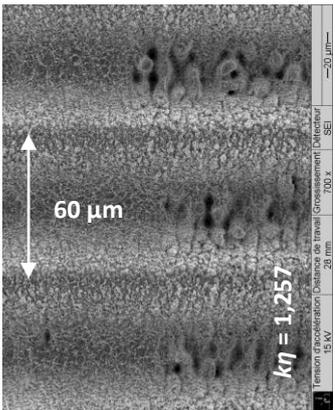
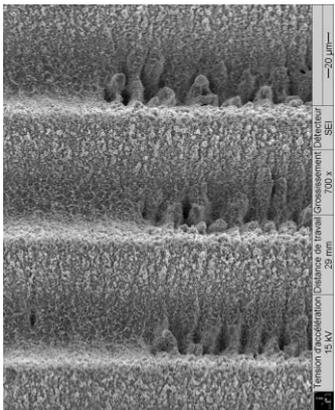
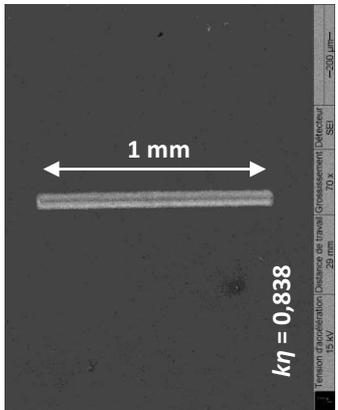
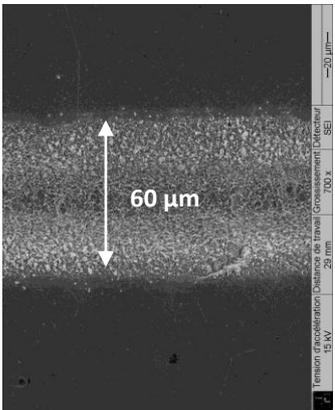
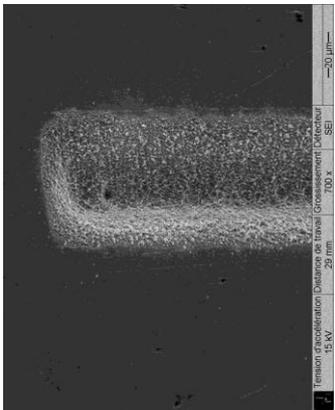
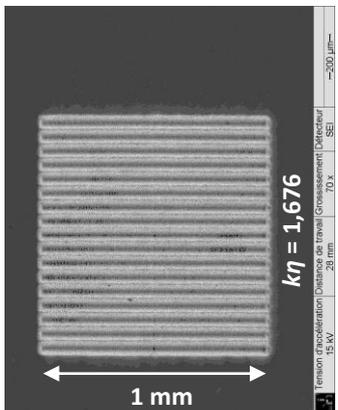
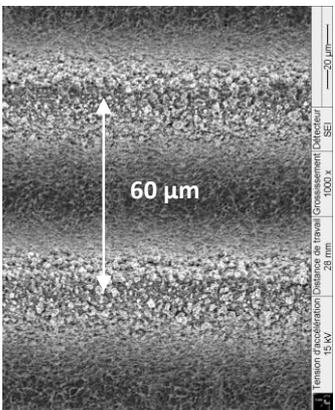
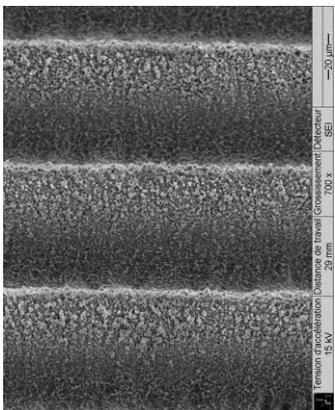
	<i>Vue globale de la cible</i> →	<i>Vue zoomée des rainures</i> →	<i>Vue sous un angle de 30°</i>
Cible à 5x5 rainures de profondeur échelonnée (type D1)	 <p>1 mm</p>	 <p>60 µm</p> <p>$k\eta = 1,257$</p>	
Cible à 1 rainure (type C2)	 <p>1 mm</p> <p>$k\eta = 0,838$</p>	 <p>60 µm</p>	
Cible à 17 rainures (type A6)	 <p>1 mm</p> <p>$k\eta = 1,676$</p>	 <p>60 µm</p>	

Tableau 6 - Exemples de prises de vue au Microscope Electronique à Balayage (MEB), pour les rainures sinusoïdales périodiques (Etain)

II.3. Campagnes expérimentales

Comme introduit dans le Chapitre I, nous avons choisi d'étudier le microjetting sous choc produit par impact laser. En effet, les pressions accessibles peuvent atteindre de grandes valeurs, de l'ordre de 10^2 GPa (soit 10^{11} Pa), suffisantes pour pouvoir étudier l'éjection de métaux à l'état fondu (l'Étain et le Plomb), et les temps de chargement sont très courts (ns) : les taux de déformation sont donc importants, de l'ordre de 10^7 s⁻¹. De plus, à la différence du chargement par explosif, cette technique permet la récupération partielle des échantillons et des éjectas, et offre donc la possibilité d'effectuer des observations post-mortem sur ceux-ci.

II.3.1. Présentation et caractéristiques de l'installation LULI2000 au LULI

Situé sur le site de l'École Polytechnique à Palaiseau, le LULI (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses) est une unité mixte de recherche du CNRS, de l'École Polytechnique, du CEA et de l'Université Pierre et Marie Curie [97]. Ce laboratoire est spécialisé dans l'étude des plasmas générés par lasers de puissance et de leurs applications (fusion inertielle laser, astrophysique, planétologie...), et met à disposition de la communauté scientifique nationale et européenne des lasers de puissance impulsions de forte énergie, dont l'accès est alloué par un comité de programme suite à un appel à projets annuel.

Très Grand Equipement National et International, les chaînes laser du LULI sont capables de délivrer des impulsions entre la femtoseconde (fs) et la nanoseconde (ns), focalisées sur de petites dimensions (du μm au mm) avec des énergies allant jusqu'au kilojoule (kJ), soit des puissances surfaciques allant jusqu'au PW/cm^2 (soit 10^{15} W/cm^2). La longueur d'onde maximale produite par les faisceaux est de 1053 nm (infrarouge proche), dite « fondamentale » (1ω), mais peut être divisée par 2 (vert à 2ω) voire par 3 (ultraviolet proche à 3ω) grâce à un passage par des cristaux KDP (matériau biréfringent en phosphate de potassium dihydrogéné).

Nos expériences ont été menées sur l'installation LULI2000, qui est pourvue de deux chaînes laser (Nord et Sud) mono-impulsionnelles reposant sur la technologie Néodyme/Verre. Un schéma simplifié de l'amplification d'une chaîne est donné Figure 25, pour un régime nanoseconde (configuration *nano2000*). Un pilote génère une impulsion de 4 mJ, de longueur d'onde fondamentale 1053 nm, envoyée dans une chaîne d'amplification (Figure 26 a). Le faisceau généré est amplifié successivement par trois amplificateurs à barreau (diamètre 50 mm) et une série d'amplificateurs à disques (deux de diamètre 94 mm, un de diamètre 150 mm et trois de diamètre 208 mm). Cinq filtres spatiaux permettent d'obtenir (idéalement) une répartition spatiale carrée de type « top-hat » du faisceau en ne laissant passer que les rayons près de l'axe de celui-ci. Plusieurs mesures du faisceau sont effectuées le long du trajet optique pour vérifier l'homogénéité du laser pendant son amplification. A la sortie de la chaîne, on obtient une impulsion de près de 1200 J et de diamètre 208 mm envoyée dans une des deux salles d'expérience. La conversion de fréquence à 2ω ou 3ω améliorant le rendement de l'interaction laser-matière mais entraînant une perte d'énergie dans les cristaux, la pulsation ω (à 1053 nm) a été gardée pour disposer de l'énergie maximale.

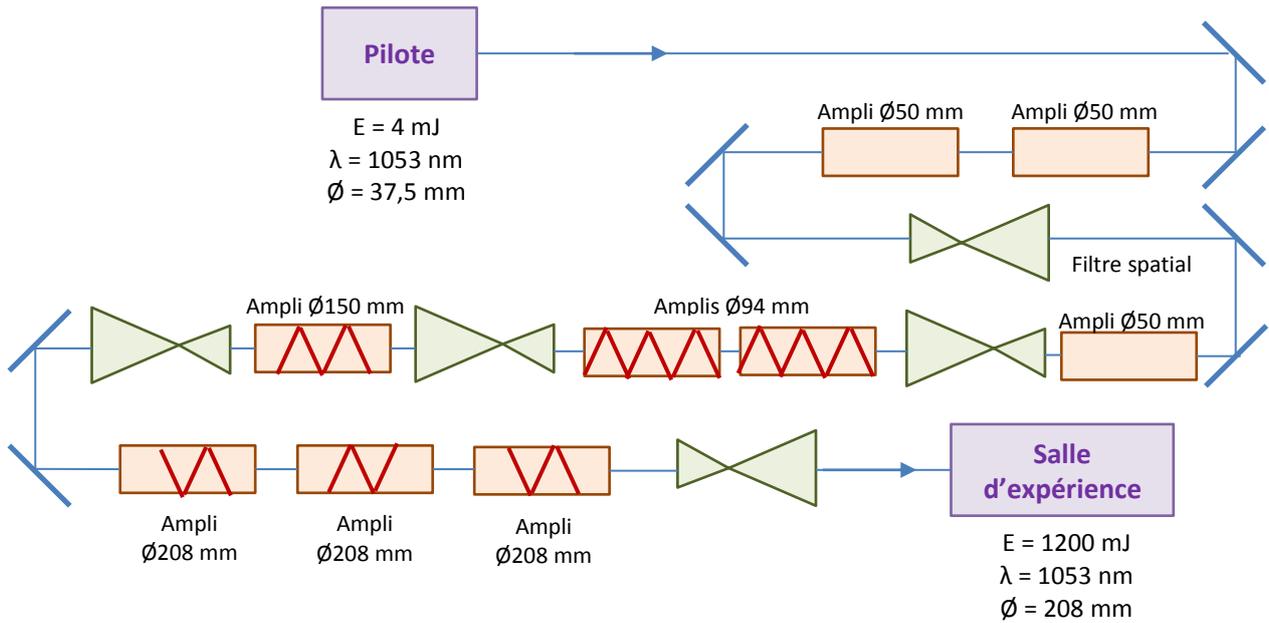


Figure 25 - Schéma optique simplifié d'une chaîne d'amplification de l'installation LULI2000, en configuration *nano2000*

Chaque chaîne ayant un temps de refroidissement de 90 minutes, les deux peuvent tirer soit simultanément et ainsi délivrer 2400 J toutes les 90 minutes, soit en alternance et délivrer 1200 J toutes les 45 minutes. La deuxième possibilité est celle qui a été choisie, car d'énergie suffisante pour notre étude et de cadence de tir plus intéressante. En effet, l'étude paramétrique du microjetting sur le matériau, l'angle (ou rapport de forme) des rainures et la pression de choc nécessite un nombre suffisant de tirs, qui ont été répartis sur trois campagnes d'une semaine chacune, à raison de dix tirs par jours dans le meilleur des cas (soit 150 tirs potentiels). En configuration *nano2000*, la durée de l'impulsion laser (profilée à la demande) est ajustable entre 1 et 15 ns.



Figure 26 - Installation LULI2000 : (a) hall d'amplification d'une chaîne et (b) salle d'expérience avec la chambre à vide CASIMIR

Enfin, l'installation est équipée de deux chaînes annexes d'énergies plus modeste, disponibles pour des expériences pompe-sonde : la chaîne bleue délivre des impulsions de l'ordre de 50 J en régime nanoseconde, et la chaîne noire délivre environ 10 J en 1 picoseconde. L'ensemble des chaînes est synchronisable à la picoseconde près.

II.3.2. Dispositif expérimental

Réparties sur trois campagnes de tirs d'une semaine chacune et à raison d'une campagne par an (septembre-octobre 2015, octobre 2016 et avril 2017), les expériences se sont déroulées dans la deuxième salle d'expérience, équipée de la chambre à vide CASIMIR (Figure 26 b). Cette enceinte octogonale de 1,5 m de diamètre (distance entre deux côtés en vis-à-vis) peut accueillir les faisceaux des quatre chaînes via des hublots. A l'extérieur de l'enceinte à vide, les faisceaux des chaînes Nord et Sud sont focalisés au centre chambre avec un angle relatif de 10° entre les deux. Pour éviter le claquage du laser focalisé avant d'atteindre la cible (ionisation des molécules entraînant une perte de l'énergie laser), un vide secondaire (de l'ordre de 10^{-4} mbar) doit être réalisé au sein de l'enceinte, dont le temps de pompage est de 20 minutes.

Dans le cadre de notre investigation, l'impulsion laser demandée est de forme temporelle à peu près carrée, de durée à mi-hauteur entre 4 et 5 ns, dans une gamme d'énergie de 500 à 1000 J selon les campagnes. La tache focale sur la cible est entre 2 et 5 mm selon l'intensité surfacique souhaitée, diamètre contrôlé par la position de la lentille de focalisation. L'intensité surfacique I_L déposée par le laser peut être estimée par la relation suivante :

$$I_L = \frac{E_L}{\tau S_L} \quad \text{Eq. 48}$$

Dans cette expression, E_L est l'énergie déposée par l'impulsion de durée à mi-hauteur τ sur la surface irradiée $S_L = \frac{\pi d^2}{4}$ supposée ronde de la tache focale, de diamètre d . Selon le matériau et son absorption du rayonnement laser (voir Chapitre III), la pression de choc, directement liée à I_L (entre 0,8 et 6 TW/cm² dans nos essais) varie entre 10 et 100 GPa : l'éjection à l'état fondu de l'étain et du plomb est ainsi accessible, malgré l'amortissement hydrodynamique pendant la propagation du choc entre la face irradiée et la surface libre.

L'échantillon est placé sur un porte-cible (Figure 27), qui se compose de platines de translation et de rotation micrométriques pour tous les axes, ainsi que de supports aimantés pour la cible et les diagnostics nécessitant d'être au plus près de la surface libre. Afin de s'assurer que la surface libre de l'échantillon est bien en centre chambre, avec la ou les rainures bien positionnées et bien orientées, le porte-cible est réglé avant chaque tir, sur un banc d'alignement extérieur à la salle d'expérience reproduisant exactement le centre chambre (Figure 28). Ainsi, le réglage de ces platines micrométriques permet le positionnement correct de la cible suivante pendant un pompage ou une séquence de tir, afin de respecter la cadence de tir optimale.

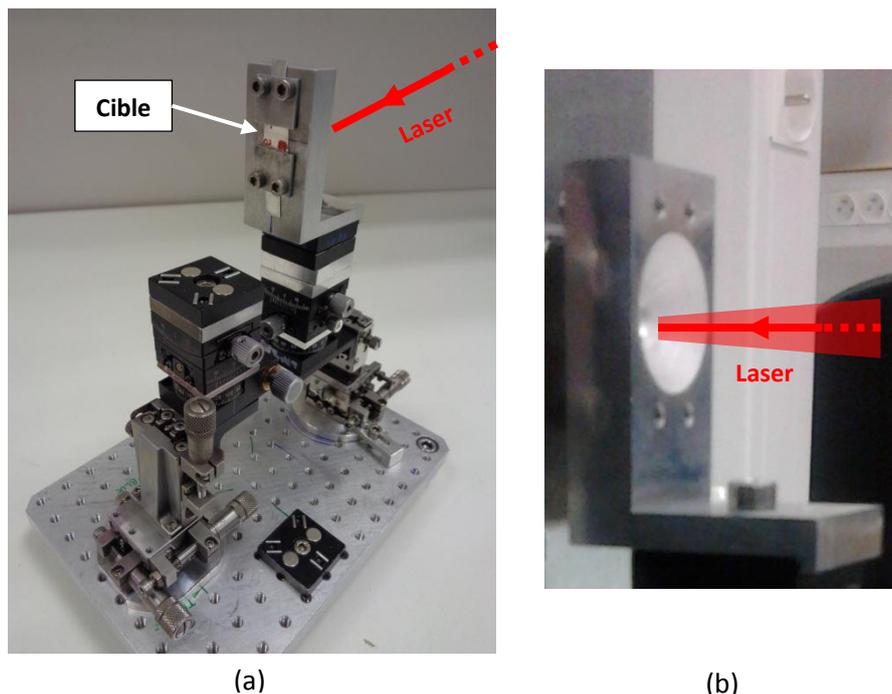


Figure 27 - (a) Porte-cible avec une cible (rainure isolée horizontale) sur un support vertical troué au niveau de la face avant de l'échantillon (le faisceau laser incident est symbolisé par le trait rouge). (b) Vue côté laser du support de cible (design 2015) : la forme conique du trou permet l'expansion du plasma créé par le rayonnement intense (voir schéma de la Figure 6, Chapitre I)

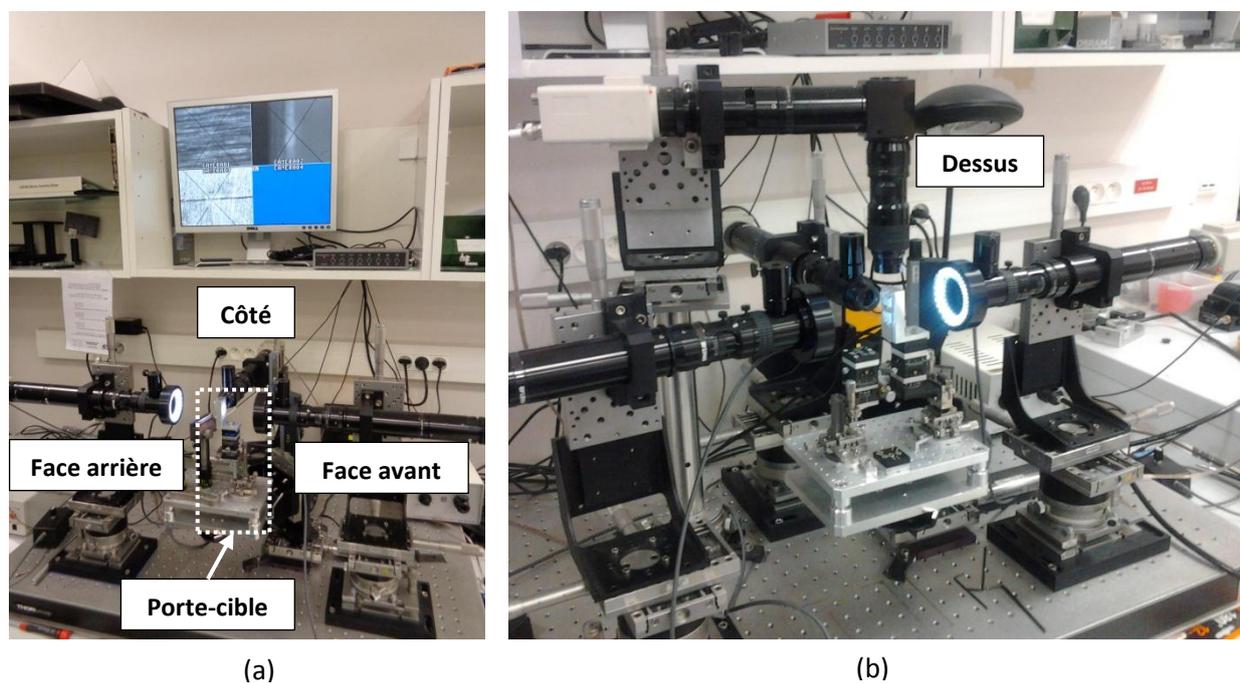


Figure 28 – (a) Porte-cible sur le banc d'alignement : l'écran montre les visualisations avec réticules des trois caméras horizontales, pour le positionnement de la rainure. (b) La caméra verticale (pour la vue du dessus) permet d'orienter la cible autour de l'axe vertical

II.3.3. Diagnostics utilisés

Différents diagnostics sont exploités au cours des trois campagnes expérimentales pour observer et mesurer les propriétés balistiques de l'éjection, ainsi que la vitesse de surface libre :

- **L'imagerie en lumière visible par Ombroscopie Transverse**, pour les vitesses de jet et de surface libre et les distributions de tailles à différents instants.
- **La mesure par la Vélocimétrie Hétérodyne (VH)** des vitesses de jet et de surface libre en fonction du temps.
- **La récupération des débris dans des cubes de gel transparent**, pour évaluer les distributions de tailles finales.
- **L'imagerie par radiographie aux rayons X**, pour explorer in situ la structure de l'éjection au niveau de la rainure et les gradients de densité de matière à un temps donné.

Ces diagnostics, détaillés dans les sous-sections suivantes II.3.3.1 à II.3.3.4, sont représentés dans le schéma d'organisation du dispositif expérimental en Figure 29 et en Figure 30. Leurs déclenchements et leurs synchronisations par rapport au faisceau laser incident et entre eux sont assurés par des générateurs d'impulsions/retards numériques.

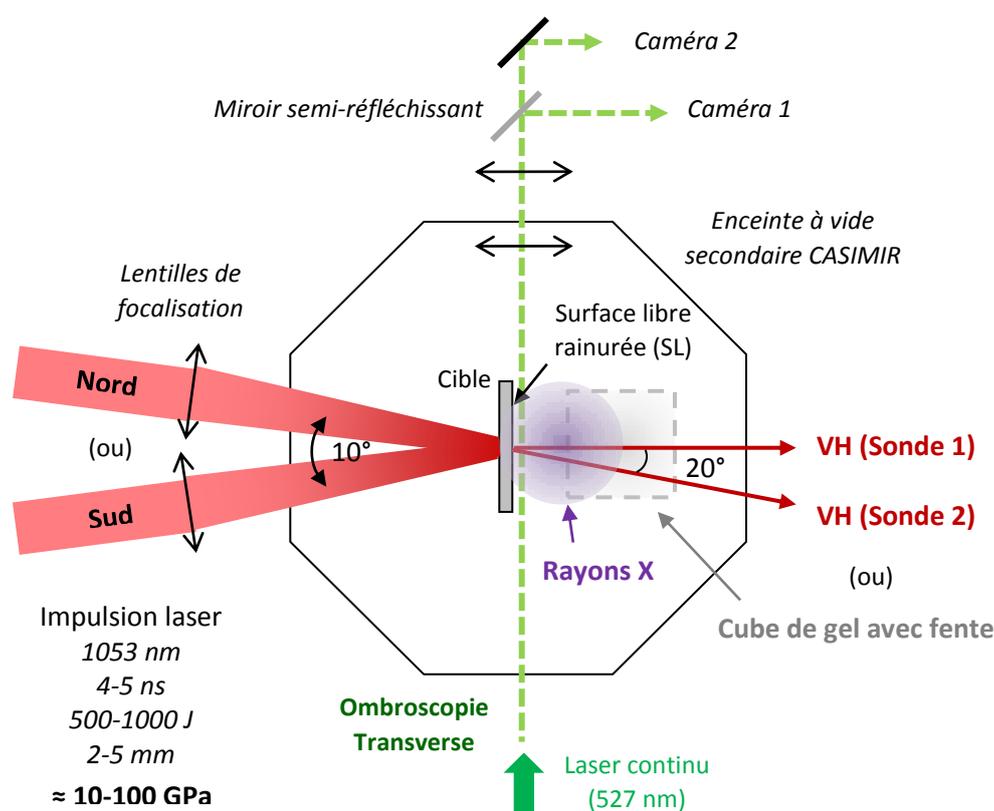


Figure 29 - Schéma du dispositif expérimental vu de dessus avec les diagnostics utilisés pendant un tir laser (les échelles ne sont pas respectées)

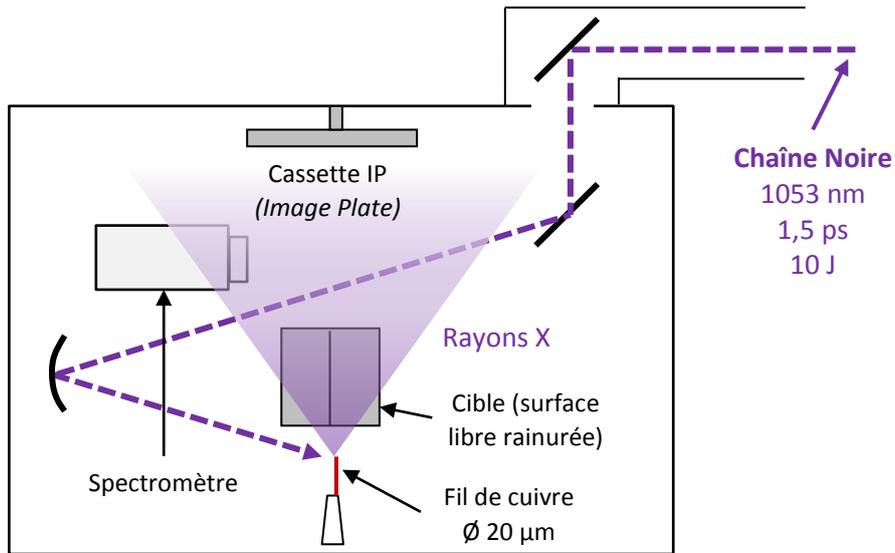


Figure 30 – Schéma du principe de la génération de rayons X par la chaîne Noire pour les campagnes de 2016 et 2017 (enceinte vue du côté de la face arrière de la cible et échelles non respectées)

II.3.3.1. L’Ombroscopie Transverse

L’Ombroscopie (ou visualisation) Transverse consiste à éclairer transversalement la surface libre et à l’imager sur une ou plusieurs caméras. Les caractéristiques temporelles et spatiales de l’éjection de matière imposent des contraintes :

- **L’extrême rapidité du phénomène** (quelques km/s, pendant quelques μs) nécessite l’utilisation de **caméras ultra rapides** à haute fréquence d’acquisition et très faible temps de pose (de quelques nanosecondes) pour minimiser le flou de bougé (à quelques μm) des débris les plus rapides. Par conséquent, ce temps d’acquisition très faible implique l’utilisation d’une source lumineuse très intense pour avoir une luminosité suffisante sur l’image.
- **La petite taille** de la zone observée (quelques mm) et des fragments éjectés (de quelques μm à quelques dizaines de μm), rend nécessaire d’agrandir l’image : **un système afocal de deux lentilles optiques convergentes** (semblable au système optique d’une lunette astronomique) est utilisé. Le grandissement est donné par le rapport des deux distances focales. Dans ce type de système optique, les rayons lumineux entrent et sortent parallèles.

Les caméras numériques CCD ultra rapides mises à disposition par le CEA ont une fréquence d’acquisition de 2 millions d’images par seconde, soit une image toutes les 500 ns, ce qui reste insuffisant pour observer l’éjection. Il a donc été choisi d’utiliser plusieurs de ces caméras en alternance synchronisée de manière à augmenter artificiellement la fréquence d’acquisition. Pour la première campagne de tirs en 2015 (Figure 31 a), un miroir semi-réfléchissant en fin de trajet optique répartit la lumière entre deux caméras 4 Picos-DIG de la société Stanford Computer Optics [98] positionnées de manière à ce que le chemin optique soit équivalent (Figure 29). Pour les campagnes de 2016 et 2017 (Figure 31 b), cette configuration a été remplacée par une caméra multiple SIMD de la société Specialised Imaging [99], composée de huit caméras internes. Pour toutes ces caméras, le temps de pose est de 5 ns, soit un flou de bougé (*blur motion* en anglais) de 5 à 25 μm pour des particules de vitesses entre 1 et 5 km/s, et les images sont codées en 16 bit noir et blanc pour un champ de 1360x1024 pixels.

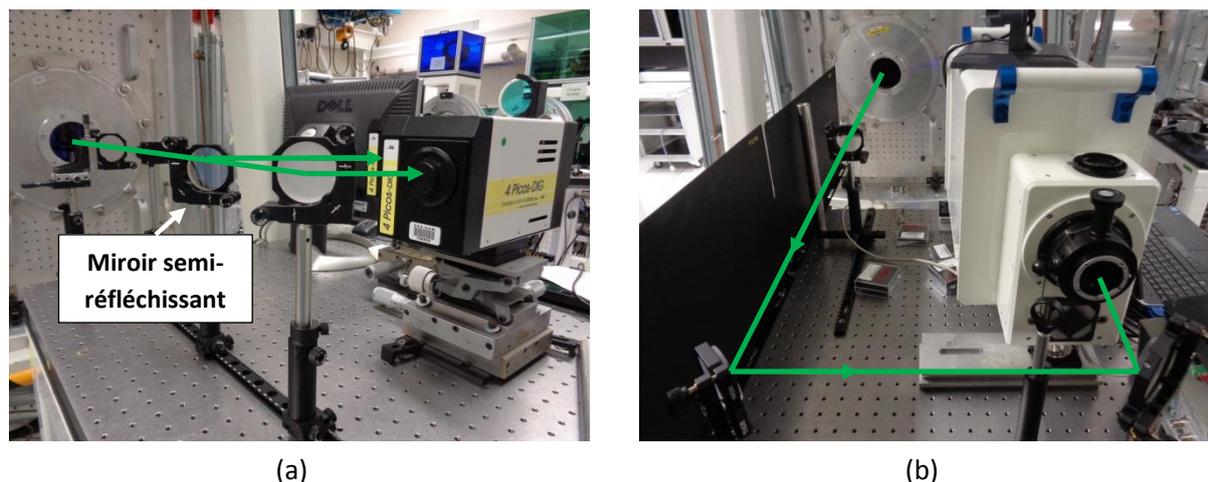


Figure 31 - Sortie de l'Ombroscopie Transverse : (a) configuration 2015 avec les deux caméras Stanford Computer Optics et (b) configuration 2016-2017 avec la caméra SIMD. Les miroirs sont traités pour ne réfléchir que la longueur d'onde du laser (le faisceau est représenté par les traits verts)

Plusieurs types de sources lumineuses sont possibles pour l'éclairage [1] : un laser impulsionnel nanoseconde, un laser continu ou une lampe flash. Le laser continu a été choisi pour ses nombreux avantages par rapport aux autres sources (intensité lumineuse, homogénéité spatiale et temporelle, facilité d'alignement et de synchronisation). Toutefois, il produit un *speckle* (terme anglais désignant une figure d'interférence aléatoire issue d'une source cohérente comme le laser), que ne produit pas la lampe flash (source blanche incohérente). Ce *speckle* entraîne un aspect tacheté semblable à un bruit de fond aléatoire en plus des ombres des éjectas. Un laser vert continu peu cohérent de longueur d'onde 527 nm, de diamètre 1 mm et de puissance 1 Watt est utilisé (Figure 32 a), avec un obturateur rapide, un obturateur de sécurité et un collimateur (pour agrandir le faisceau) couplé à un diaphragme (pour éviter les réflexions).

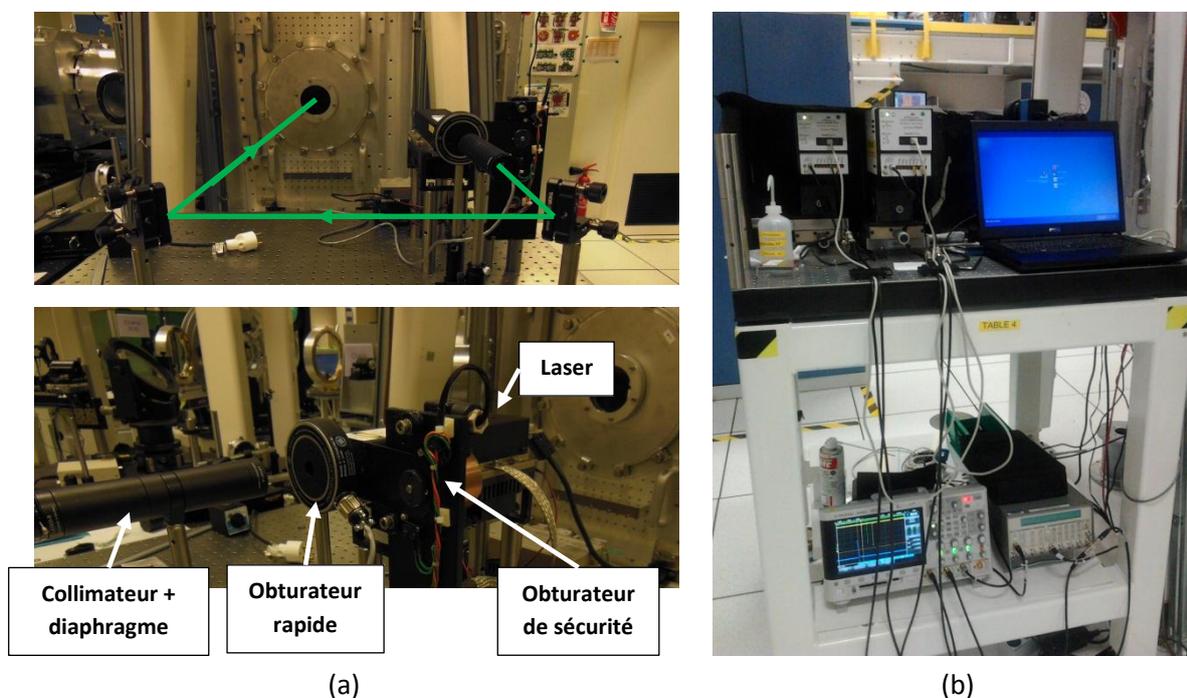


Figure 32 – (a) Entrée de l'Ombroscopie Transverse, avec le chemin optique représenté par les traits verts. (b) Contrôle de la visualisation, avec l'oscilloscope (en bas à gauche) et le générateur de retards pour la déclenche et la synchronisation (en bas à droite) (configuration 2015)

Enfin, le grandissement caméra obtenu par le système afocal est de $3,47 \mu\text{m}/\text{pixel}$ pour la campagne de 2015. Pour les campagnes de 2016 et 2017, le couplage de lentilles de distances focales $200 \text{ mm} + 400 \text{ mm}$ et $300 \text{ mm} + 1000 \text{ mm}$ permet des résolutions caméra de $2,99$ et $1,93 \mu\text{m}/\text{pixel}$ respectivement.

La disposition verticale d'une rainure isolée permet l'observation de la nappe éjectée sur tout son développement et sa fragmentation, et donc l'étude de sa structure et des débris. La disposition horizontale, quant à elle, est utilisée pour les cibles avec plusieurs rainures (triangulaires isolées ou sinusoïdales périodiques), qui peuvent être comparées côte à côte.

II.3.3.2. La Vélométrie Hétérodyne (VH)

Aussi appelée PDV (*Photonic Doppler Velocimetry*) ou PDI (*Photonic Displacement Interferometry*), la Vélométrie Hétérodyne (ou VH) est une technique récente de mesure résolue en temps de déplacement par effet Doppler, développée par le LLNL [100] et très utilisée dans la physique des chocs [101] [102]. Les avantages de ce type d'interféromètre par laser sont le large éventail de vitesses mesurables et la facilité d'installation et d'utilisation par rapport à d'autres types d'interféromètres classiques comme le VISAR (*Velocity Interferometer System for Any Reflector*). Surtout, deux avantages majeurs de la VH particulièrement importants pour notre étude du microjetting sont :

- **Une grande sensibilité**, de sorte que les vitesses des particules dans les jets peuvent être détectées malgré leur réflectivité globalement très faible.
- **La possibilité d'extraire d'un même signal plusieurs vitesses différentes** (voir plus loin) correspondant à plusieurs objets en mouvement dans le champ de mesure.

La VH mise à disposition par le CEA et utilisée pour nos trois campagnes se présente sous la forme d'une baie mobile facilement transportable, composée de lasers de référence et de mesure, de détecteurs reliés à un oscilloscope, le tout connecté par des fibres optiques et géré par un circulateur (Figure 33 a). Le principe de fonctionnement, montré schématiquement en Figure 33 b, est le suivant :

- **Un premier laser produit un rayonnement de fréquence F_0** , c'est-à-dire de longueur d'onde λ_0 , qui est divisé en deux : une première partie sert de référence, et une deuxième partie est focalisée sur la cible via une fibre optique. Le déplacement de la cible en mouvement réfléchit une lumière de fréquence modifiée $F_D(t)$ par effet Doppler qui retourne dans la fibre d'injection.
- **Le circulateur renvoie ce faisceau vers le détecteur**, qui combine les deux fréquences F_0 et $F_D(t)$ et les renvoie vers l'oscilloscope. Si on considère l'approximation d'une vitesse uniforme dans l'intervalle de temps entre 0 et t , la vitesse $v(t)$ de la surface en mouvement est donnée par (la démonstration complète est donnée dans la thèse d'Emilien Lescoute [1]) :

$$v(t) = \frac{\lambda_0}{2} F_D(t) \quad \text{Eq. 49}$$

Dans la pratique, l'oscilloscope est limité par sa bande passante, bornée par la fréquence maximale F_{max} qu'il peut traiter (F_0 est donc choisie telle que $0 < F_0 < F_{max}$). Ainsi, la vitesse maximale mesurable $v_{max}(t)$ est donnée par $v_{max}(t) = \frac{\lambda_0}{2} F_{max}(t)$, dans le cas où la fréquence modifiée $F_D(t)$ atteint F_{max} . Afin d'être moins limité et de pouvoir mesurer des vitesses plus grandes, on utilise un laser supplémentaire de fréquence F_1 (donc de longueur d'onde λ_1) qui sert uniquement de référence. Celui de fréquence F_0 n'est plus divisé et est donc restreint à la mesure de la surface en mouvement. Ces deux longueurs d'onde sont

choisies de manière à ce que $|F_1 - F_0|$ soit inférieur à la bande passante de l'oscilloscope (soit $|F_1 - F_0| < F_{max}$).

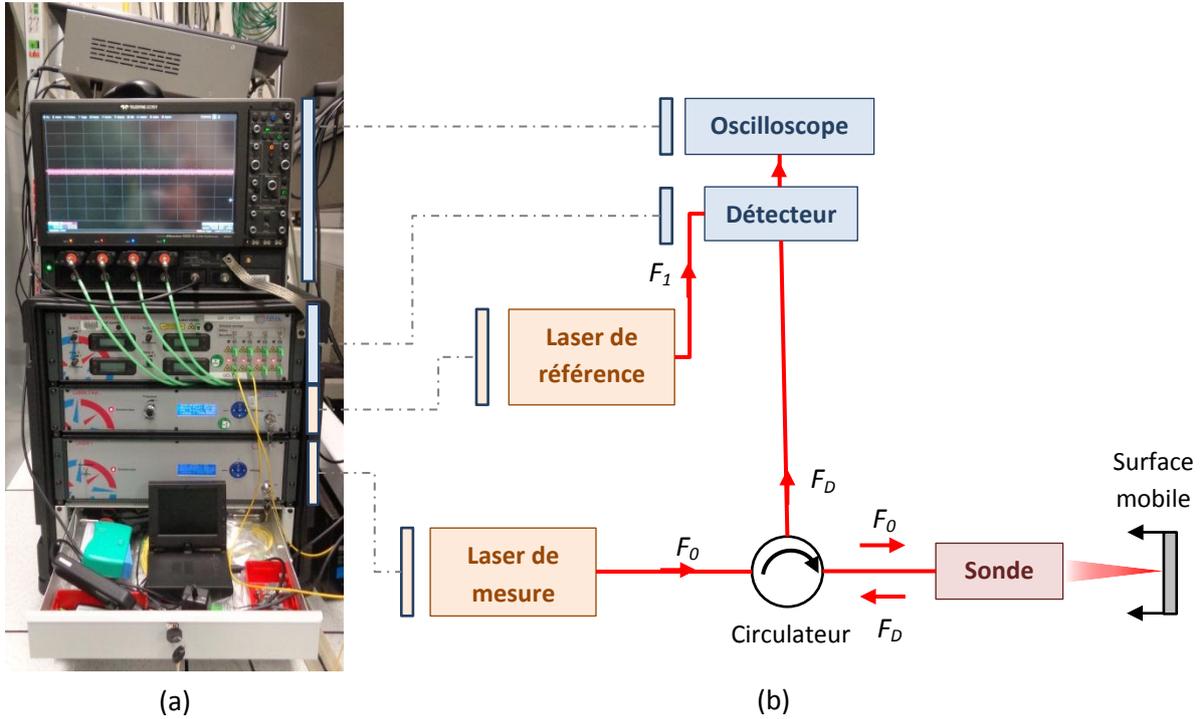


Figure 33 – (a) Baie VH utilisée pour les expériences (les câbles jaunes sont les fibres optiques) et (b) principe de fonctionnement de la Vélocimétrie Hétérodyne avec deux générateurs laser (fibres optiques représentées par les traits rouges)

Cette différence de fréquence $|F_1 - F_0|$ fait apparaître une vitesse dite pivot V_{pivot} même si la cible est immobile (Figure 34 b et c), et donc une translation de la vitesse mesurée $V_{mesurée}$ (correspondant à la différence $|F_D - F_1|$) par rapport à la vitesse réelle $V_{réelle}$ (correspondant à la différence $|F_D - F_0|$) : dans le cas (b) où $F_D < F_1$, $V_{réelle} = V_{pivot} - V_{mesurée}$ et dans le cas (c) où $F_D > F_1$, $V_{réelle} = V_{pivot} + V_{mesurée}$. Comme la vitesse mesurée est toujours positive, on ne peut pas déterminer si $V_{réelle}$ est supérieure ou inférieure à V_{pivot} . Il existe donc deux solutions possibles à la relation $V_{réelle} = V_{pivot} \pm V_{mesurée}$, dont seulement une physique. Il est en conséquence nécessaire de connaître a priori l'ordre de grandeur des vitesses attendues.

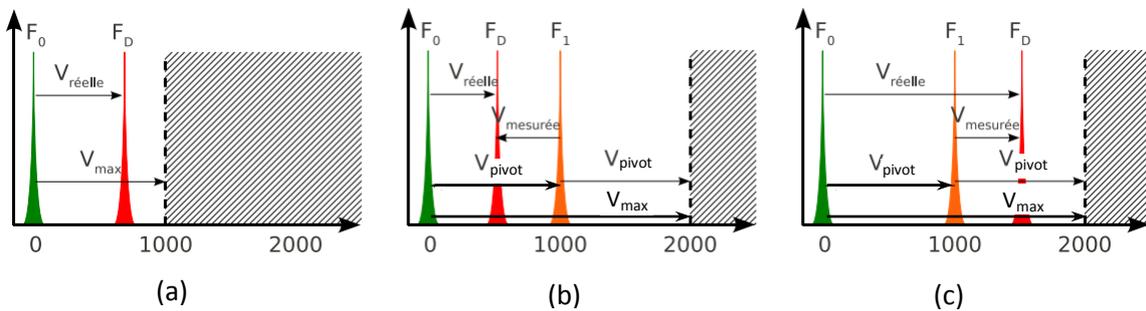


Figure 34 - Spectre de fréquences pour la VH, avec en abscisse les fréquences relatives par rapport à F_0 . En (a), mesure d'une fréquence modifiée F_D avec un seul laser de fréquence F_0 . En (b) et (c), même mesure avec un laser de mesure de fréquence F_0 et un laser de référence de fréquence F_1 . Les zones hachurées correspondent aux vitesses non mesurables (image issue de la thèse d'Emilien Lescoute [1])

Dans la pratique, on peut avoir plusieurs objets se déplaçant à des vitesses différentes dans le champ de mesure de la sonde, comme ici dans le cas de l'éjection de matière : le signal réfléchi et mesuré par la sonde contient autant de fréquences modifiées. Pour le dépouillement de ce signal, un logiciel spécifique le traite en effectuant une analyse par transformée de Fourier avec une fenêtre temporelle glissante qui balaie le signal (Figure 35). Chaque fréquence extraite dans la fenêtre correspond à une vitesse mesurée (Eq. 49) au temps t de la fenêtre. Le choix des paramètres de la fenêtre a une influence sur la précision du dépouillement : le pas de glissement définit sa résolution temporelle, tandis qu'une fenêtre large réduit l'incertitude sur la vitesse (une fenêtre étroite réduit quant à elle l'incertitude sur le temps).

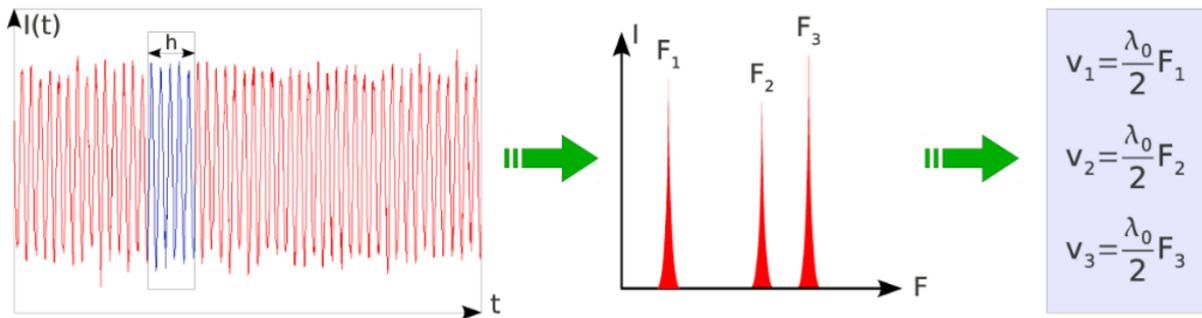


Figure 35 - Principe du dépouillement (par fenêtrage) d'un signal VH modifié. Une analyse par transformée de Fourier est réalisée dans une fenêtre temporelle glissante de largeur h , afin d'en extraire les fréquences modifiées (correspondant chacune à une vitesse mesurée) à l'instant considéré (image issue de la thèse d'Emilien Lescoute [1])

Dans le cadre de nos expériences, deux sondes sont pointées sur le centre de l'arrière de la cible, au niveau de la ou des rainure(s) : la sonde 1, normale à la cible, et la sonde 2, oblique d'angle 20° avec la sonde 1 (voir Figure 29 et Figure 36). L'intérêt d'avoir une sonde oblique est de pouvoir mesurer les débris situés derrière un gros fragment plus rapide, qui ne peuvent ainsi pas être vus par la sonde normale. Les sondes sont protégées par des panneaux de polycarbonate, qui peuvent être changés entre chaque tir s'ils sont pollués par des débris. Les paramètres laser choisis (répartis dans les deux sondes) pour les trois campagnes sont les suivants :

- **2015** : laser de mesure à $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ (puissance de 200 mW), laser de référence avec -1,4 GHz de décalage soit $\lambda_1 = 1550,006 \text{ nm}$ (puissance de 70 mW).
- **2016** : laser de mesure à $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ (puissance de 495 mW), laser de référence avec -2,1 ou -3,36 GHz de décalage soit $\lambda_1 = 1550,011 \text{ nm}$ ou $\lambda_1 = 1550,021 \text{ nm}$ (puissance de 70 mW).
- **2017** : laser de mesure à $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ (puissance de 400 mW), laser de référence avec -1,8 GHz de décalage soit $\lambda_1 = 1550,009 \text{ nm}$ (puissance de 70 mW).

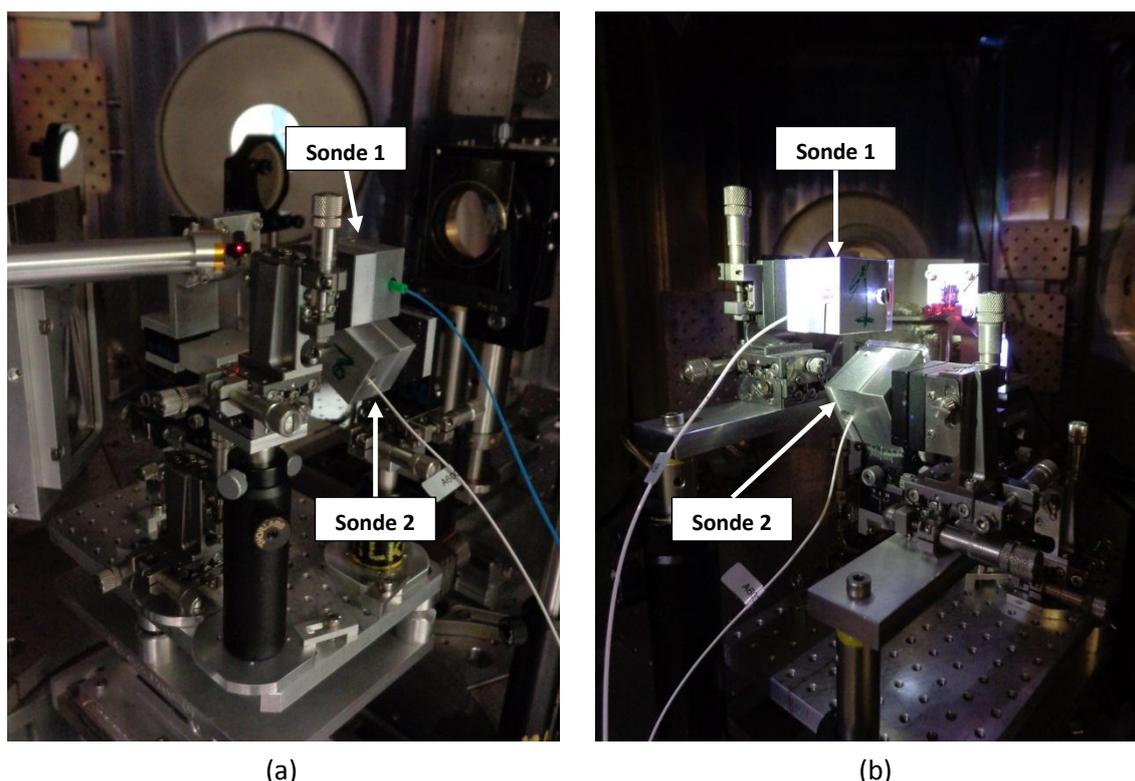


Figure 36 - Alignement dans l'enceinte des deux sondes VH (cubes notés 1 et 2, à base magnétique) sur la face arrière de la cible : (a) configuration 2016 avec les supports des sondes fixés sur la platine multi trous du porte-cible et (b) configuration 2017 avec les supports des sondes fixés dans l'enceinte. La lumière collimatée venant des sondes est pointée sur la (ou les) rainure(s), avec un diamètre de 1 mm environ

II.3.3.3. La récupération des éjectas dans des cubes de gel

Afin de pouvoir observer et énumérer les fragments éjectés, nous avons essayé de les récupérer dans un collecteur de gel transparent peu dense capable de les freiner sur une distance minimale tout en les altérant le moins possible. Cependant, l'incompatibilité entre la présence d'un cube de 2,5 cm de côté placé juste derrière la cible et des sondes VH impose de choisir entre les deux diagnostics. Ainsi, quelques tirs de la campagne 2015 sont consacrés à la collecte à partir de rainures triangulaires isolées, sans VH, les mesures de vitesses de jet et de surface libre étant fournies par l'Ombroscopie Transverse.

Le gel utilisé est le VaraGel 6527 de la société Sasol Wax GmbH [103], un gel transparent de paraffine de type à bougie. Cette substance de masse volumique $0,9 \text{ g/cm}^3$ est composée d'hydrocarbures pour la phase liquide et de polymère pour la phase solide, et est suffisamment solide et élastique pour résister aux hautes sollicitations dynamiques sans trop affecter les débris. De plus, comme les tirs sont effectués sous vide (ce gel ne se sublime/vaporise pas dans le vide), il n'y a pas de bulles d'air internes créées par l'enfoncement d'un débris. De température de fusion entre 64 et 86°C, le gel chauffé dans une étuve à 90°C est versé dans des collecteurs cubiques en plastique transparent dans lesquels il se solidifie en refroidissant. Afin d'éliminer les bulles d'air qui peuvent se créer au moment du coulage ou de la solidification, le collecteur est ensuite placé sous vide primaire dans une cloche à vide.

Pour les tirs de la campagne 2015 où il a été choisi de récupérer les débris, le porte-cible a été adapté pour permettre l'installation d'un support sur base magnétique permettant de maintenir le cube ouvert face à la surface libre de la cible. Une plaque protectrice percée d'une fente est insérée entre la cible et le gel. Cette fente, alignée sur la rainure dont on souhaite isoler le jet par rapport aux autres fragments

issus des autres rainures et de la cible, a pour but le filtrage des seuls éjectas produits par le microjetting. Selon le sens de disposition de la rainure, différents supports avec des fentes verticales ou horizontales sont utilisés, avec des ouvertures variées (0,1 mm, 0,2 mm, 0,3 mm ou 0,4 mm).

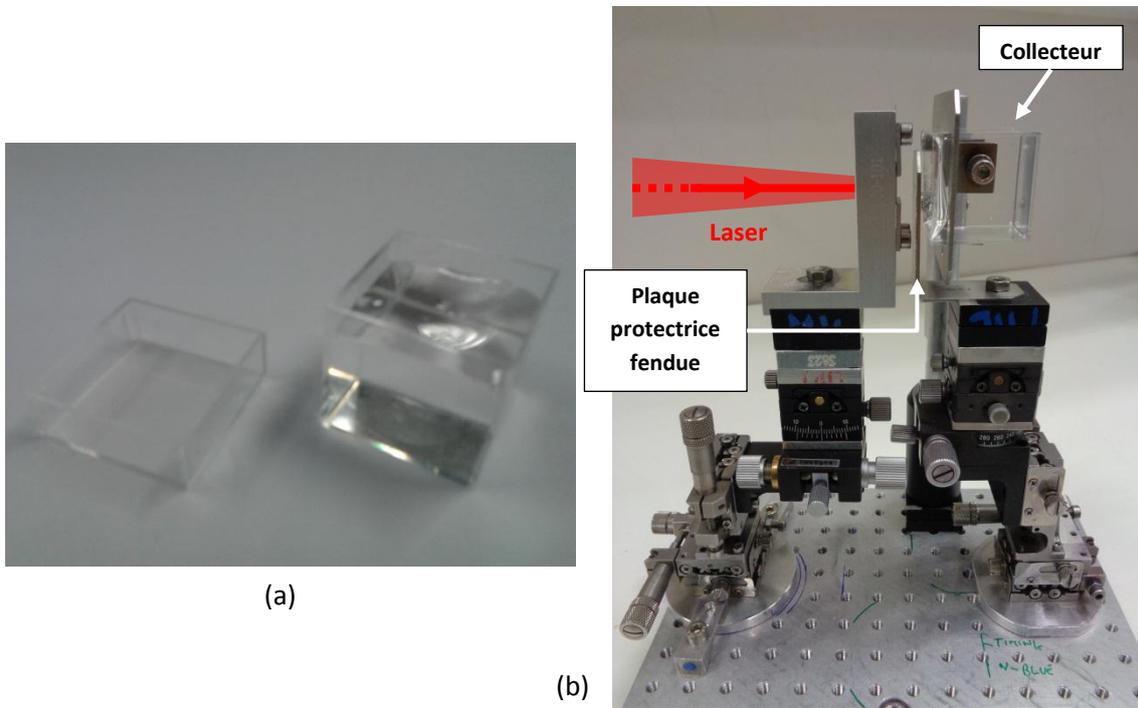


Figure 37 - (a) Collecteur rempli de gel et son couvercle. (b) Porte-cible (campagne 2015), en configuration récupération d'éjectas

II.3.3.4. La radiographie par rayons X de la nappe d'éjectas

Au cours des dernières campagnes expérimentales, un nouveau type de diagnostic a été développé et utilisé : la radiographie instantanée par rayons X. Cette technique, testée sur nos expériences pendant la campagne 2016 et continuée en 2017, consiste à exploiter l'énergie de la chaîne Noire pour générer des rayons X et radiographier les jets [104] [105]. Le principe de fonctionnement et le montage sont illustrés Figure 30 et Figure 38 :

- **Retardé de plusieurs centaines de nanosecondes** (200, 400, 600 ou 800 ns selon la vitesse d'éjection attendue), le faisceau de la **chaîne Noire** délivrant une impulsion à 1ω (1053 nm) de 10 J et de durée 1,5 picosecondes est focalisé dans l'enceinte par le haut (on peut voir le conduit en haut à droite de la Figure 30), au moyen d'un miroir parabolique, qui le renvoie sur une tache de diamètre 10 μm au sommet d'un fil de Cuivre de diamètre 20 μm placé à 1 centimètre sous la cible.
- **Le rayonnement intense ($\approx 10^{18} \text{ W/cm}^2$) provoque l'arrachement d'électrons proches des noyaux de Cuivre (couche K).** La réorganisation des électrons dans ces ions pour rétablir l'équilibre produit l'émission d'un rayonnement X d'énergie 8 keV (rayonnement K_{α} du Cuivre) depuis le sommet du fil. Le spectre est mesuré par un spectromètre (schématisé en Figure 30 et visible sur la Figure 39 a).
- **Une cassette IP (Image Plate) contenant une plaque image ERLM (Ecran Radio Luminescent à Mémoire) de 9 cm de côté** semblable à ce qu'on utilise en radiologie médicale et fixée en haut de l'enceinte à 20 cm à la verticale de la cible. Elle est irradiée par le cône de rayons X ayant traversé la matière à l'arrière de la cible. Entre chaque tir, la plaque image est retirée de la cassette et numérisée grâce à un scanner.

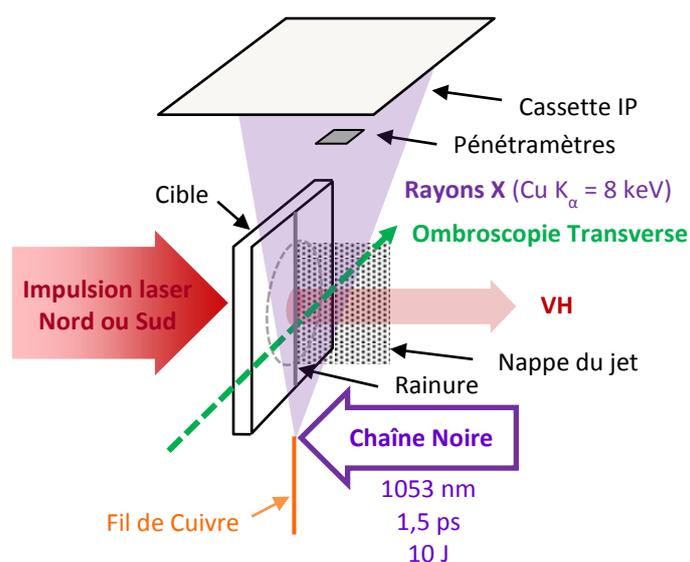
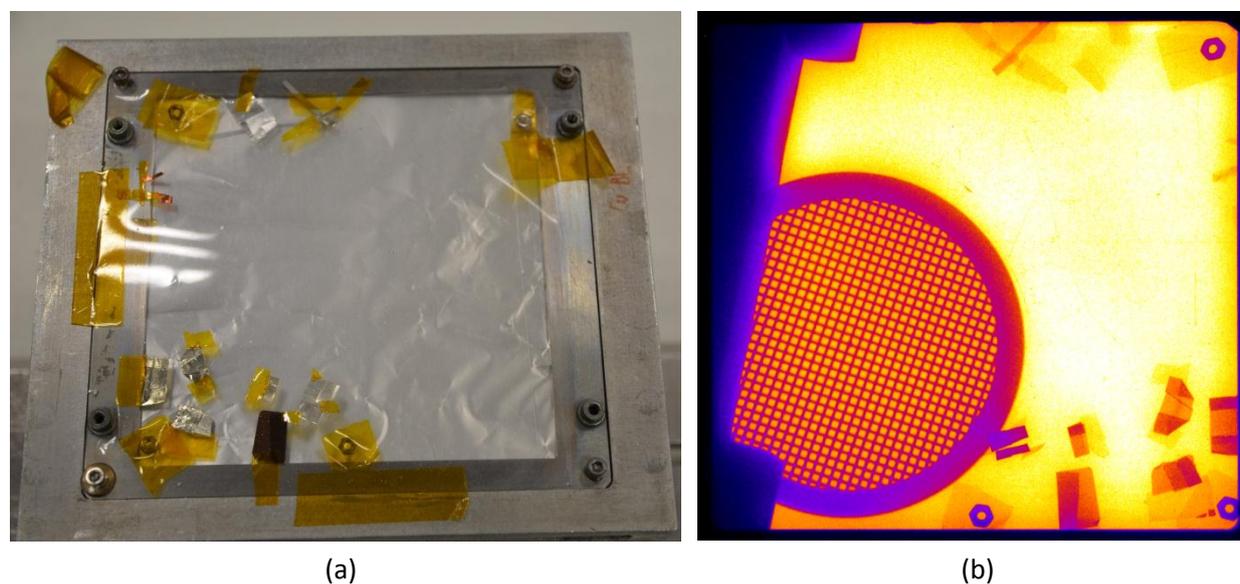
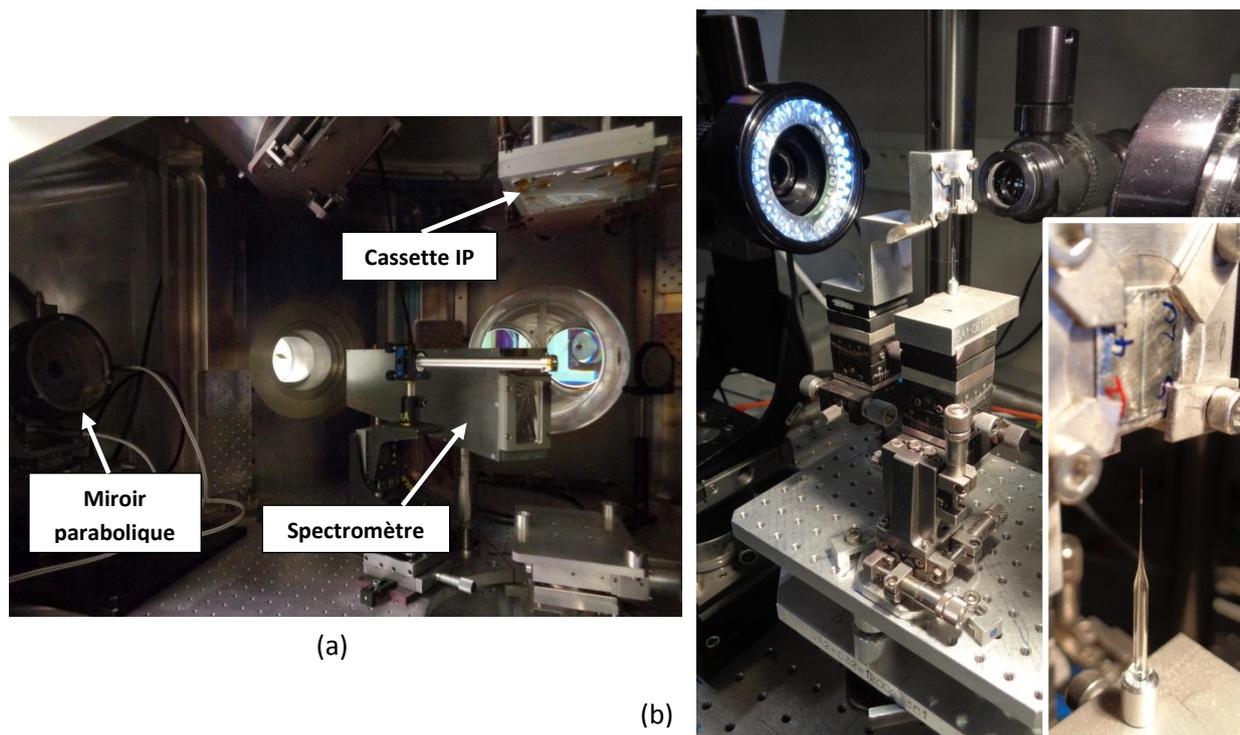


Figure 38 - Schéma de la génération de rayons X par la chaîne Noire pour les campagnes 2016 et 2017, avec les autres diagnostics (image issue de la publication de De Rességuier [32])

Le grandissement obtenu sur la plaque image est donné par une simple application du théorème de Thalès. En connaissant la distance entre le fil et la cible (1 cm) et entre la cible et la plaque image (20 cm), celui-ci est donc de 21. La résolution spatiale de cette imagerie est déterminée en remplaçant pour un tir la cible par une plaque tenant une grille horizontale de 300 lpi (*lines per inch*, ou lignes par pouce), c'est-à-dire avec des carreaux de $85\ \mu\text{m}$ de côté (Figure 40 b). Un post-traitement de l'image numérisée montre que la résolution est de $20\ \mu\text{m}$, suffisante pour pouvoir distinguer des débris de cette taille. Enfin, les images radiographiques peuvent être converties en gradients de densité : en effet, la densité de matière traversée est directement liée à l'absorption des rayons X. Pour cela, des petites feuilles des matériaux étudiés d'épaisseur connue (quelques μm) et pliées en plusieurs fois sont fixées sur les côtés de la plaque image (Figure 40 a). Les différentes épaisseurs de ces « pénétramètres » sont nécessaires pour convertir l'opacité en densité par la loi exponentielle de Beer-Lambert, relative à l'atténuation de la lumière selon le coefficient d'absorption du matériau traversé et son épaisseur.



Pour quelques tirs, un fil de Titane de diamètre $25\ \mu\text{m}$ est utilisé au lieu du Cuivre, pour faire varier l'intensité des rayons X.

II.3.4. Observations post-mortem des cibles

Comme mentionné précédemment, un avantage de la génération de choc par laser est la possibilité de récupérer les cibles. Dans la pratique, l'intensité des chocs détruit les cibles d'Etain ou de Plomb, mais les cibles assez rigides comme celles d'Aluminium et de Cuivre peuvent rester accrochées aux mors du support de cible (dans le pire des cas, elles se retrouvent ailleurs dans l'enceinte).

Les cibles ainsi récupérées sont observées à la loupe binoculaire. On considère que, au vu du rapport (de l'ordre de 10) entre le diamètre de la tache focale et l'épaisseur de la cible, la surface écaillée en face arrière est la même que la tache focale en face avant (le choc n'a pas le temps de s'expandre ou de s'amortir radialement). Les mesures de ces surface écaillées montrent ainsi une bonne corrélation entre les diamètres annoncés et ceux mesurés, à quelques pourcents près (Figure 41).

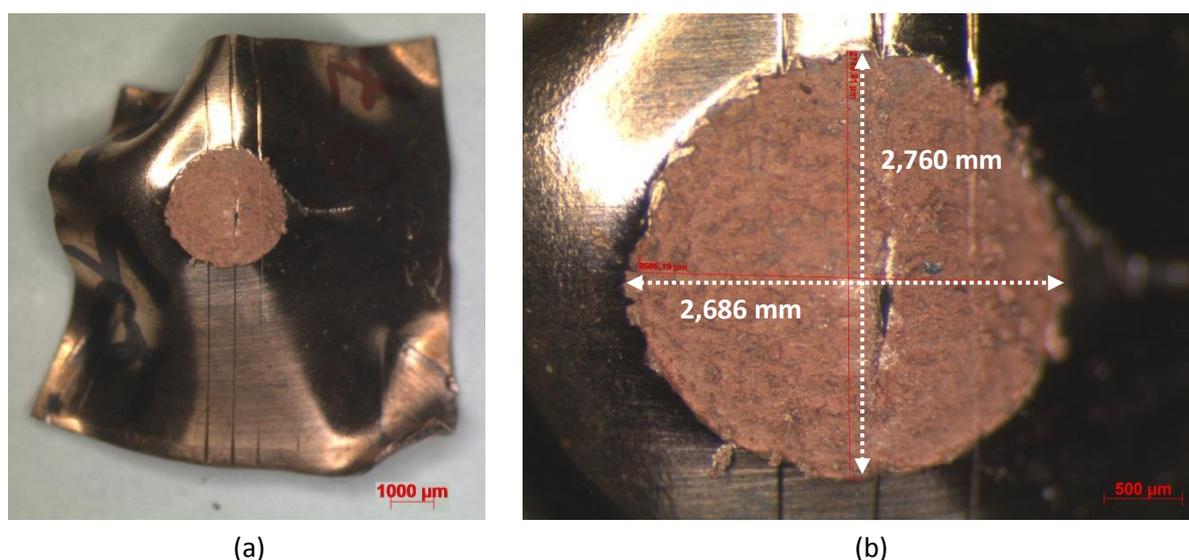


Figure 41 - Observation à la loupe binoculaire d'une cible de Cuivre à trois rainures triangulaires isolées (demi-angle 45°) après tir (campagne 2017). (a) Vue globale de la cible déformée (les quatre coins ont été tenus par les mors visibles dans la Figure 39 b). (b) Mesure de deux diamètres de la surface éjectée (pour ce tir, la tache focale demandée et théorique est de 2,6 mm). On observe un début d'ouverture au milieu de la surface éjectée, au niveau de la rainure du milieu

Le phénomène mis en évidence ici est appelé *l'écaillage* : le choc incident est réfléchi en détente par la surface libre, et rencontre la détente incidente de fin de chargement. Le croisement de ces deux détentes créé un état de traction. Si la contrainte atteint la limite à la rupture du matériau, celui-ci rompt : il se forme alors une écaille, détachée du reste du matériau. La vitesse de surface libre est donc celle de vol de l'écaille. Une description plus complète du processus est donnée en Annexe A, et un schéma des cratères est fourni en Figure 42 a. Dans le cas où la fusion est atteinte dans le matériau (sous choc ou en détente), la résistance à la traction chute drastiquement : il en résulte la production d'un nuage de fines gouttelettes de matériau liquide. Ce phénomène, le *micro-écaillage*, est schématisé en Figure 42 b.

Ces deux processus sont observés dans beaucoup d'expériences portant sur l'étude du comportement dynamique des matériaux sous choc. Citons les publications de Moshe *et al.* de 1998 [106] et de Razorenov *et al.* de 2002 [107], dans les lesquelles les auteurs respectifs exploitent l'épaisseur de l'écaille pour déterminer les limites à la rupture de différents matériaux et à différents taux de déformation. L'écaillage solide est aussi le cœur des travaux de Kanel [108] et Lescoute *et al.* [1] [30] [109]. Le micro-écaillage a lui aussi été étudié, notamment sous choc laser [2] [110] [111].

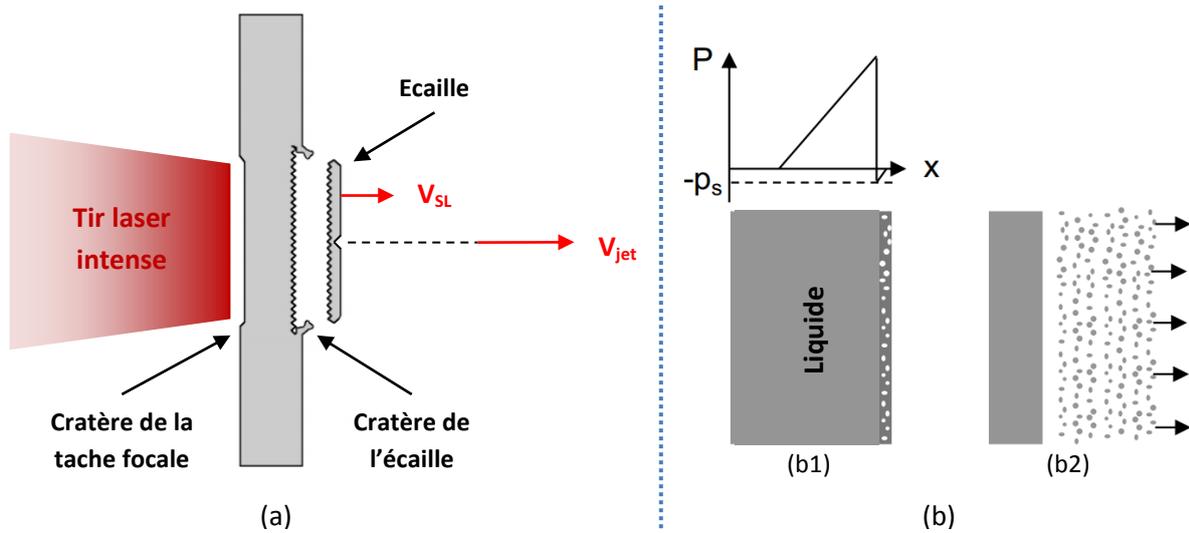


Figure 42 – Schémas (a) de l'écaillage sous choc laser (avec le microjetting) et (b) du micro-écaillage après la fusion. p_s est la pression -négative- correspondant à la tension limite à la rupture, extrêmement faible dans le métal fondu. La fragmentation commence alors par la cavitation au voisinage immédiat de la surface libre (b1), puis conduit à l'expansion d'un nuage de gouttelettes (b2). Les images (a) et (b) sont issues des thèses d'Emilien Lescoute [1] et Didier Loison [2] respectivement

Outre ce contrôle de diamètre des taches, ces observations post-mortem ont également permis de mettre en évidence les « restes » du processus de microjetting sur les bords de la zone écaillée, sous la forme de fines « crêtes » de métal s'élevant depuis le fond des rainures (Figure 43).

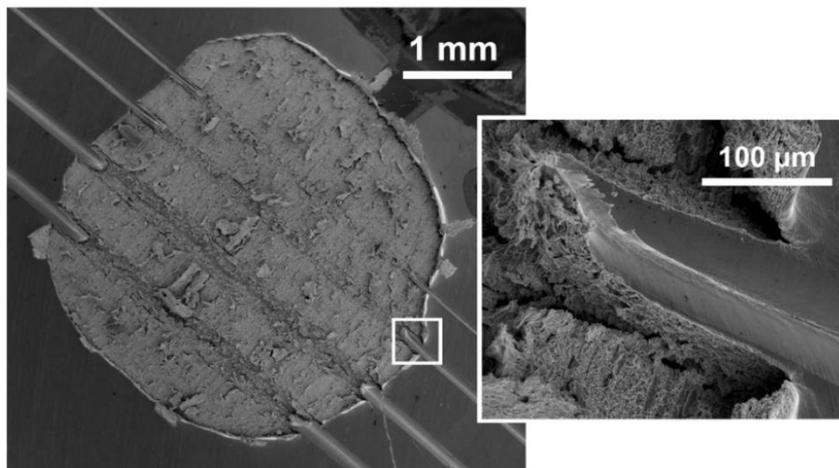


Figure 43 – Observation post-mortem au MEB de la surface libre d'une cible d'Or d'épaisseur 300 µm avec quatre rainures triangulaires isolées parallèles de demi-angle 45°. Le choc de 76 GPa était focalisé sur une tache focale de 3,6 mm de diamètre sur la face opposée. En médaillon, une vue zoomée du bord du cratère de l'écaille (carré blanc) montrant une rainure résiduelle avec de la matière éjectée du fond, mettant en évidence les premiers stades du microjetting [32]

II.4. Exemples de résultats expérimentaux

Dans cette section, quelques exemples de résultats expérimentaux sont illustrés, fournissant les propriétés balistiques des éjectas issus du microjetting : vitesses de jet et de surface libre, distribution en taille des débris. Ainsi, nous verrons que chacune de ces deux propriétés peut être déterminée par deux diagnostics différents et complémentaires, ce qui donne la possibilité de comparer les techniques. Enfin, comme il reste en général difficile de distinguer les débris, la radiographie in-situ permettra d'accéder à des densités moyennes dans les jets. Cette section est centrée sur la description qualitative des méthodes de post-traitement utilisées pour l'obtention des données : la confrontation des résultats quantitatifs avec ceux obtenus analytiquement et numériquement sera l'objet du Chapitre IV.

II.4.1. Mesure des vitesses caractéristiques : Ombroscopie Transverse et VH

II.4.1.1. Exemples d'Ombroscopies Transverses

La première grandeur caractérisant le microjetting est la vitesse de la tête du jet par rapport à celle de la surface libre. Ces deux vitesses sont accessibles à la fois par l'Ombroscopie Transverse et par la Vélocimétrie Hétérodyne. En effet, les jets se fragmentent très rapidement en particules éjectées depuis les rainures et la surface libre est en pratique la surface extérieure d'une écaille arrachée à la cible (voir Figure 41 et Figure 42 a). Tous ces fragments sont ensuite en mouvement dans le vide, de sorte que leur vitesse atteint rapidement une valeur constante qui peut être déterminée simplement en mesurant leurs positions aux différents instants des prises de vue.

La Figure 44 montre un exemple d'Ombroscopie Transverse prise avec les deux caméras Stanford de la campagne 2015, pour une cible avec trois rainures horizontales. Chaque caméra fait deux acquisitions après le débouché du choc, en plus de celle statique avant tir (on peut voir la face arrière de la cible à gauche de l'image). Comme les caméras peuvent ne pas avoir exactement le même alignement de la face arrière de la cible, il est plus pertinent de calculer les vitesses par caméra plutôt que sur la séquence complète. Les vitesses sont donc calculées de la manière suivante : une première valeur est déterminée avec la Caméra 1 entre l'Image 1 et l'Image 3, et une deuxième avec la Caméra 2 entre l'Image 2 et l'Image 4. Ces deux vitesses étant a posteriori quasiment les mêmes, une moyenne peut être faite entre les deux. Pour l'exemple donné en Figure 44, on a une vitesse de surface libre de 1,278 km/s et des vitesses de jets de 4,257, 4,349 et 4,529 km/s pour les rainures du haut, du milieu et d'en bas respectivement.

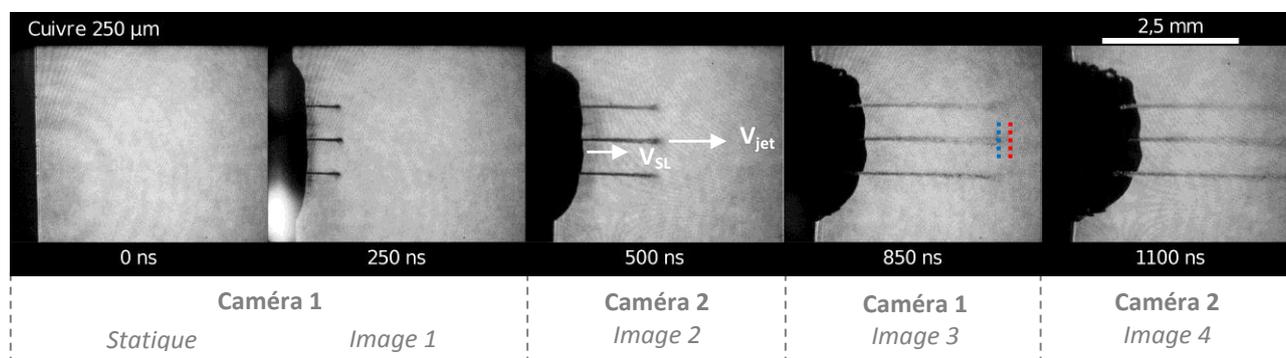


Figure 44 - Ombroscopie Transverse d'une cible de Cuivre de 250 μm d'épaisseur (campagne 2015) avec trois rainures triangulaires isolées horizontales de demi-angle 20°, irradiée à 2,920 TW/cm². La résolution est de 3,47 μm /pixel. Les lignes pointillées représentent les positions maximale (rouge) ou minimale (bleu) du front de tête de jet (rainure du milieu), pour exemple à 850 ns

Les vitesses issues de la Figure 45, pour des rainures sinusoïdales périodiques, sont déterminées de la même manière : dans l'exemple (a) d'une cible avec un seul groupe de 17 défauts, les vitesses de surface libre et de jet obtenues sont de 1,975 et 3,940 km/s respectivement et dans l'exemple (b) d'une cible avec trois groupes de 20, 1 et 3 défauts, la vitesse de surface libre est de 1,961 km/s et celles de jets de 3,06, 2,487 et 3,08 km/s respectivement.

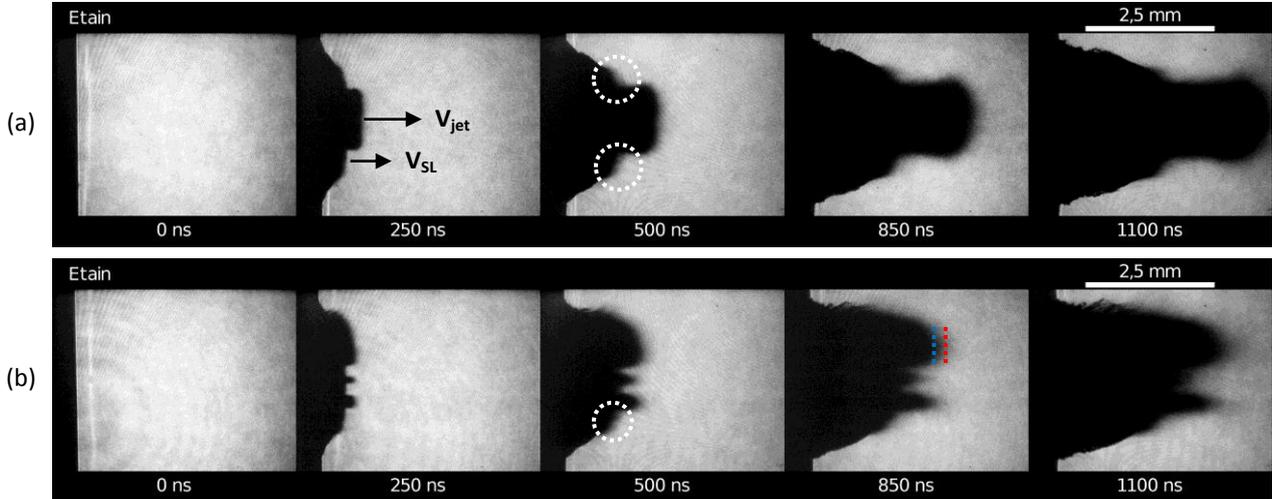


Figure 45 - Ombroscopie Transverse de deux cibles d'Etain avec des rainures sinusoïdales périodiques horizontales (série et campagne 2015) : (a) cible de type C avec un groupe de 17 rainures ($k\eta = 0,942$) irradiée à $2,927 \text{ TW/cm}^2$ et (b) cible de type B avec de haut en bas trois groupes de 20, 1 et 3 rainures ($k\eta = 0,471$) irradiée à $2,714 \text{ TW/cm}^2$. Les deux pressions de choc étant aux environ de 30 GPa, il y a fusion partielle en détente : le micro-écaillage est montré par les cercles en pointillés blancs. Les lignes pointillées représentent les positions maximale (rouge) ou minimale (bleu) du front de tête de jet (groupe du haut), pour exemple à 850 ns

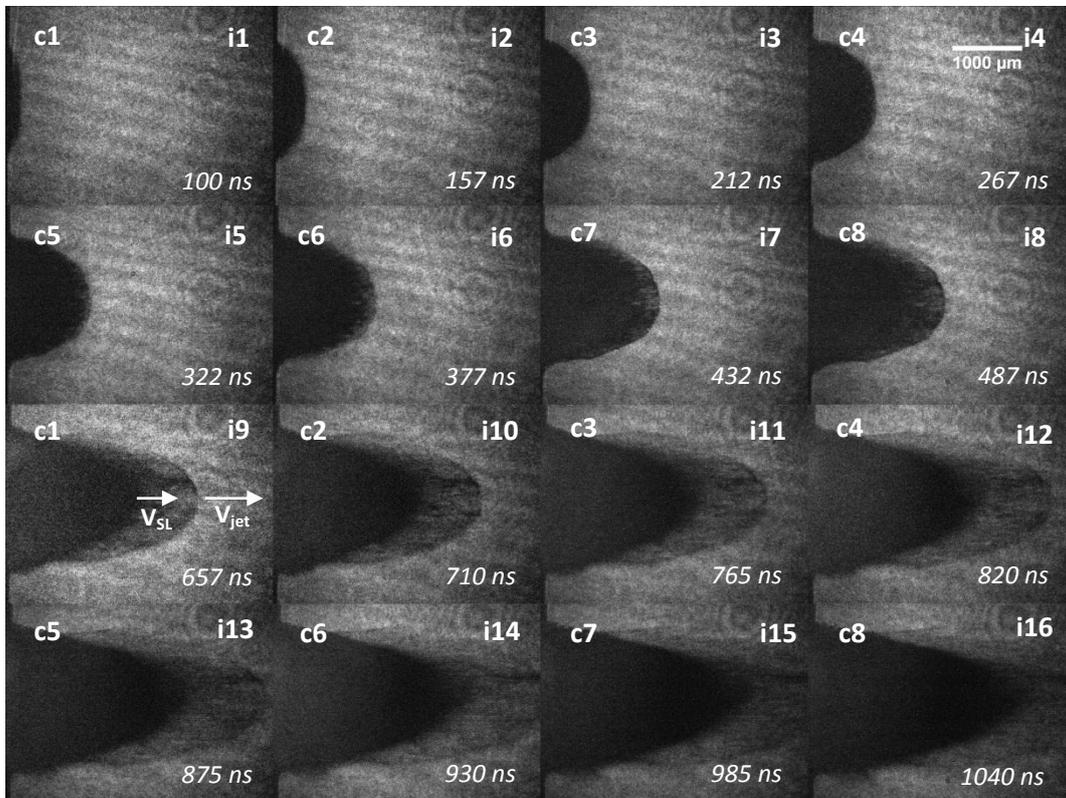


Figure 46 - Ombroscopie Transverse d'une cible d'Etain avec une rainure triangulaire isolée verticale de demi-angle 45° , irradiée à $8,783 \text{ TW/cm}^2$ (campagne 2016). La résolution est de $2,99 \mu\text{m/pixel}$

La Figure 46 montre un autre exemple de visualisation transverse prise cette fois-ci avec la caméra SIMD pendant les campagnes 2016 et 2017, dont les huit sous caméras prennent deux images chacune et à partir desquelles les vitesses sont calculées avec la même méthode : ici est montré le cas d'une cible d'Etain avec une rainure triangulaire isolée verticale. Comme les caméras Stanford de la campagne 2015, cette ombroscopie met en évidence l'affinement de la nappe de matière éjectée et sa fragmentation, qu'on distingue de la surface libre plus sombre (bien que cette distinction est difficile sur les premiers instants). La vitesse moyenne de cette surface libre est de 2,958 km/s et celle de la tête de jet de 4,545 km/s, ce qui est conforme aux valeurs de VH correspondantes (2,4 et 4,7 km/s respectivement).

Cependant, même si l'Ombroscopie Transverse est un bon diagnostic pour déterminer les vitesses caractéristiques du microjetting, moyennées sur les temps longs de l'éjection, il reste une incertitude liée à la détermination des positions des fronts. Celle-ci est effectuée par l'opérateur, ce qui introduit une partie de subjectivité pour les fronts dont la frontière est peu nette, en particulier dans les cas de fusion (par exemple Figure 45).

La Figure 47 montre un exemple de quantification de cette incertitude mesurée sur l'ombroscopie de la Figure 44 : pour cela, les positions maximale (+) et minimale (-) où on peut situer la tête du jet sont tracées en fonction du temps pour en déduire les vitesses extrêmes correspondantes (V^+ et V^- respectivement). Dans notre exemple, on constate ainsi que pour la vitesse de tête de jet l'écart entre la moyenne et chacune des deux valeurs extrêmes est de 2 %. En revanche, pour la vitesse de surface libre l'incertitude liée à la position du front de celle-ci est négligeable, car le Cuivre n'est pas sujet au micro-écaillage au vu des pressions induites dans nos expériences (d'où une meilleure netteté de la surface libre).

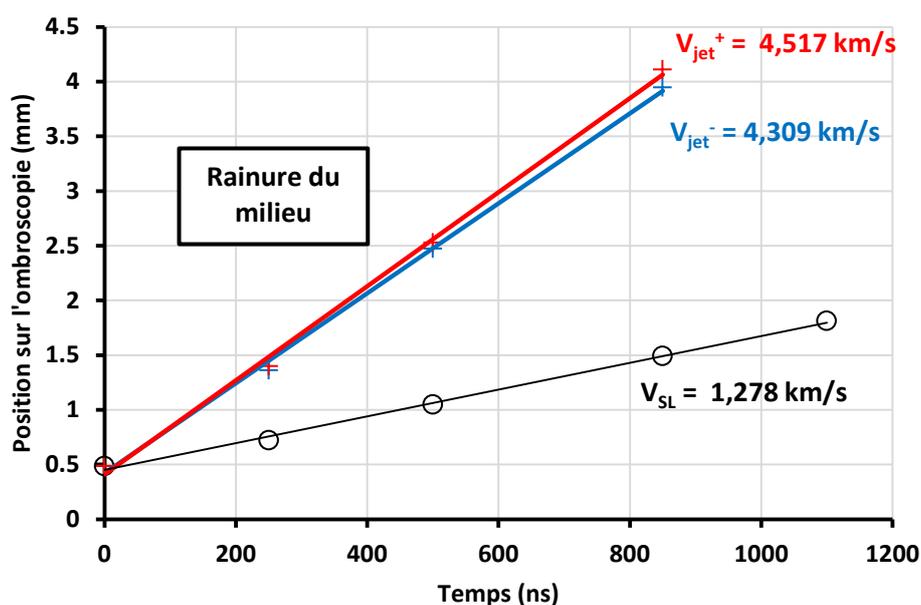


Figure 47 - Quantification de l'incertitude de mesure de vitesses liée à la position des fronts, pour l'Ombroscopie Transverse de la Figure 44 (Cuivre), selon leur netteté (vitesse variant entre V^- , en bleu, et V^+ , en rouge). Ici, pour la vitesse de jet, l'écart est de 2 % entre la moyenne et chaque valeur extrême (la surface libre est suffisamment nette pour distinguer la position du front)

II.4.1.2. Exemple de mesure VH

La Figure 48 a correspond à un exemple de mesure VH pour une cible de Cuivre, avec en rouge les vitesses déterminées par la sonde normale et en vert celles déterminées par la sonde oblique. Les deux sondes voient d’abord un premier groupe de débris plus rapides que les autres, correspondant au jet, dont la tête a ici une vitesse de 2,4 km/s. Vient ensuite pour les deux sondes un nuage de point beaucoup plus dense et moins véloce, qui représente la surface libre (l’écaille) mise en mouvement ici à 1 km/s, suivie de fragments secondaires plus lents. Ces valeurs sont cohérentes avec celles obtenues avec l’Ombroscopie Transverse sur ce tir, qui sont de 2,134 et 0,93 km/s respectivement. On peut remarquer la forme hyperbolique de l’enveloppe de vitesse mesurée par la sonde normale, due à l’impact et donc l’arrêt des débris sur le bouclier de protection en polycarbonate dans l’axe d’éjection : plus l’éjecta est rapide, plus tôt est son impact sur la protection. En revanche, l’enveloppe de la sonde oblique plus « serrée » que celle de la sonde normale s’explique par le fait que les objets en mouvement (débris de jet et surface libre) sortent plus vite du champ de mesure, cette sonde n’étant pas dans l’axe d’éjection (Figure 48 b).

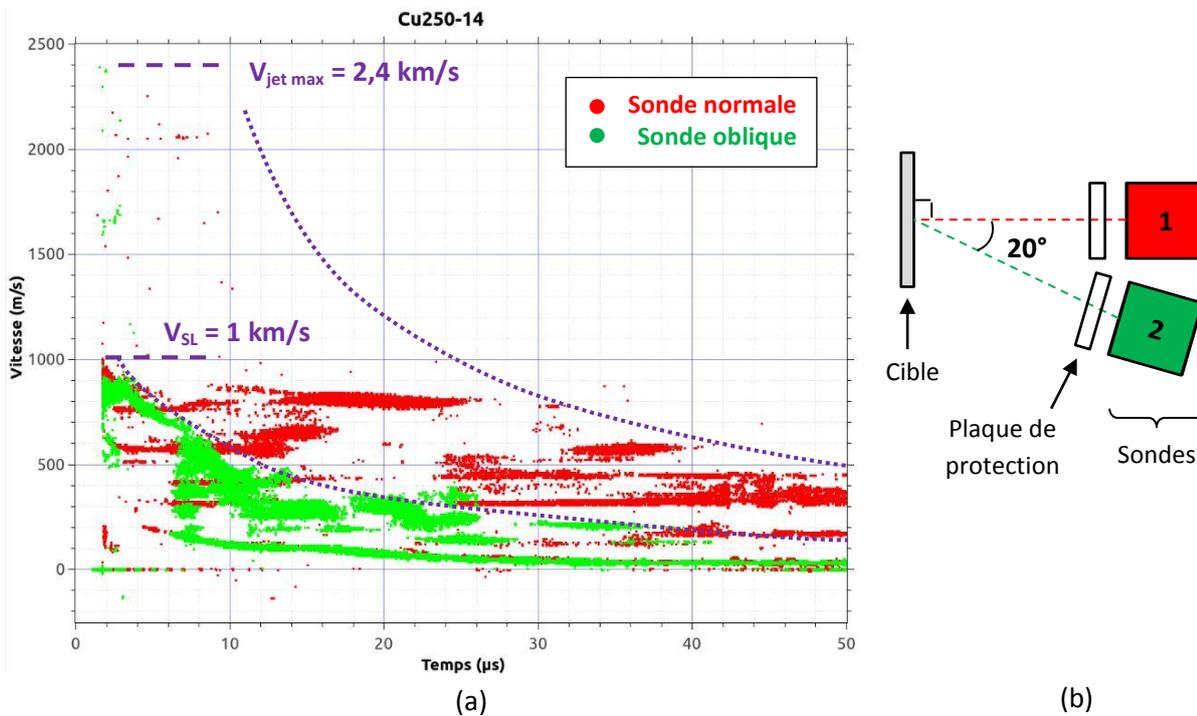


Figure 48 – (a) Evolution temporelle des vitesses mesurées par Vélocimétrie Hétérodyne d’une cible de Cuivre avec une rainure de demi-angle 45° et irradiée à 1,706 TW/cm². Les enveloppes hyperboliques (pointillés) correspondent aux enveloppes de mesure des sondes. (b) Schéma de disposition des sondes 1 (normale) et 2 (oblique), avec le même code couleur que dans (a)

II.4.2. Détermination de la distribution en taille des débris : Ombroscopie Transverse et gels

L'étude balistique du microjetting passe aussi par l'analyse des tailles de fragments éjectés, d'où la nécessité de déterminer la distribution de ces tailles. Cette grandeur est accessible via l'Ombroscopie Transverse d'une rainure isolée disposée verticalement de manière à observer la croissance et la fragmentation de la nappe de jet, ainsi que grâce à l'observation au tomographe des débris collectés dans des gels. Les images obtenues sont ensuite traitées par un logiciel spécifique pour l'identification et l'énumération des éjectas.

II.4.2.1. Capture des éjectas par Ombroscopie Transverse

II.4.2.1.1. Traitement d'image et énumération avec le logiciel Avizo

Les images obtenues par Ombroscopie Transverse peuvent directement être traitées par un logiciel de traitement d'image, Avizo, développé par FEI Visualization Sciences Group [112]. La Figure 49 montre un exemple typique de traitement d'Ombroscopie Transverse pour l'obtention des tailles de débris à un temps donné : l'image est d'abord ajustée en contraste et en luminosité afin de distinguer la surface libre et la nappe d'éjectas, puis on lui soustrait l'image statique d'avant choc de manière à éliminer le plus possible le *speckle* (bruit de fond optique) du laser d'éclairage. Ensuite, un filtre gaussien est appliqué pour réduire encore le bruit résiduel. Ces traitements peuvent être différents selon la qualité des ombroscopies, et s'ajustent au cas par cas. Finalement, quand l'image est suffisamment « propre » pour l'identification des débris, un seuillage du niveau de gris est effectué via un outil automatique du logiciel permettant d'identifier les formes non reliées entre elles et d'en sortir les tailles caractéristiques (diamètre d'un disque de même surface que le fragment). Il est possible d'appliquer de fausses couleurs aléatoires pour la visualisation de ces formes, qui sont ici des débris (Figure 49 b).

Toutefois, quelques sources d'erreurs peuvent émerger de ce type d'analyse. Tout d'abord, on ne détecte pas les fragments plus petits que la résolution, ce qui exclut les fines particules du décompte. Ensuite, on évalue une taille moyenne (diamètre équivalent) sans tenir compte de la forme des fragments oblongs. Enfin, le seuillage ne fait pas la distinction entre deux débris distincts, qui seraient soit côte-à-côte avec les bords qui se touchent soit l'un derrière l'autre.

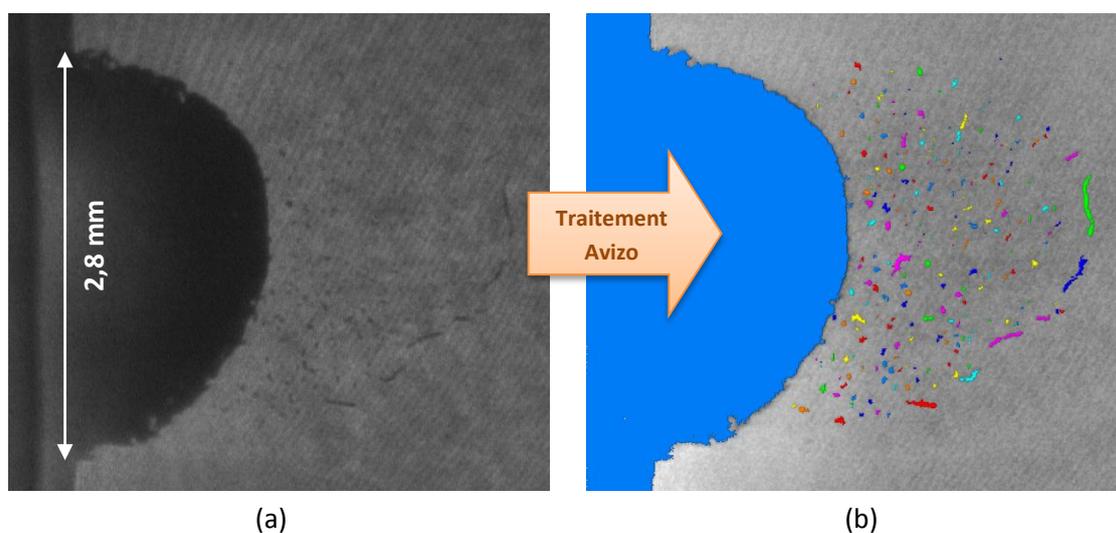


Figure 49 – (a) Ombroscopie Transverse à 900 ns d'une cible de Cuivre avec une rainure verticale de demi-angle 45° et irradiée à 3,54 TW/cm². (b) Image traitée avec le logiciel Avizo (ajustement contraste/luminosité, soustraction de l'image statique, filtre gaussien) puis seuillée pour l'identification des débris (fausses couleurs aléatoires)

II.4.2.2. Récupération des éjectas dans des cubes de gel

La Figure 50 montre deux exemples d’Ombroscopie Transverse mettant en évidence le passage du jet étudié par la fente, pour deux matériaux différents. Les ombroscopies semblent indiquer que la sélection des fragments provenant du jet central au moyen du filtrage par la fente est correcte. Toutefois, l’examen des gels révélera la présence de quelques gros fragments (plusieurs centaines de μm) très probablement issus de l’écaïlle ou de la perforation de la cible (dans le cas de l’Etain), donc sans rapport avec le microjetting. Ainsi, la grande ouverture des fentes utilisées (entre 0,1 et 0,4 mm) par rapport à l’épaisseur micrométrique attendue des nappes d’éjectas ne permet pas un filtrage satisfaisant du jet. Malgré tout, l’observation des débris récupérés dans les gels est instructive.

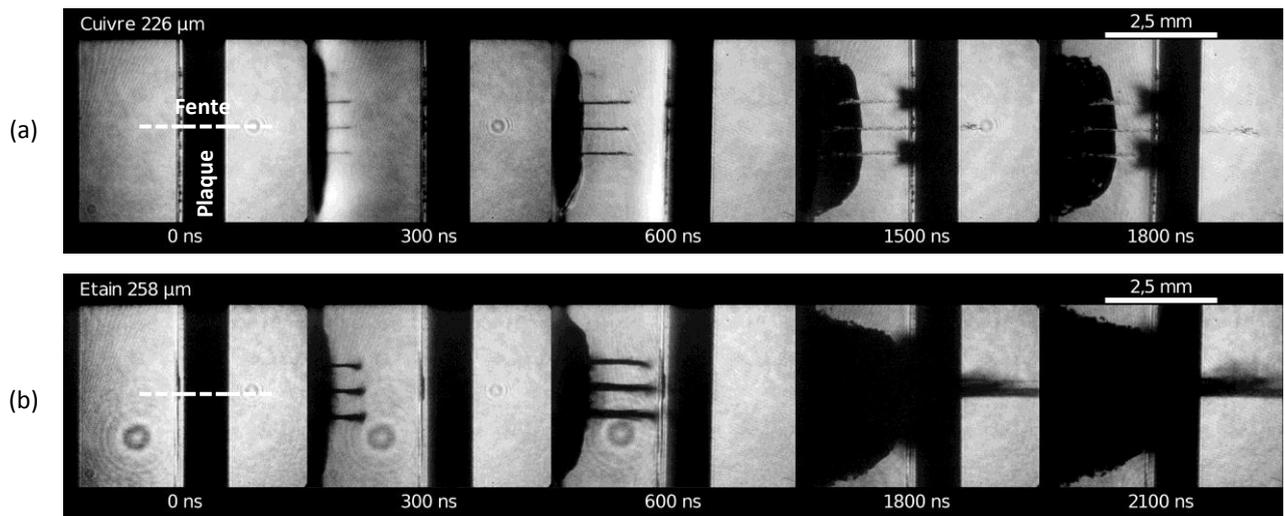


Figure 50 - Vue sur Ombroscopie Transverse du filtrage par fente de la rainure centrale (défauts triangulaires isolés) : (a) cible de Cuivre avec trois rainures de demi-angle 30° et irradiée à 2,25 TW/cm² et (b) cible d’Etain avec trois rainures de demi-angle 30° et irradiée à 2,38 TW/cm²

II.4.2.2.1. Observation sous une loupe binoculaire

Dans un premier temps, les gels sont observés sous une loupe binoculaire, afin d’examiner l’aspect global du nuage de débris après filtrage par fente. La Figure 51 en montre deux exemples, correspondant aux deux tirs de la Figure 50. Comme mentionné plus haut, on constate la présence de quelques fragments de grande taille (plusieurs centaines de μm) qui ne proviennent vraisemblablement pas du microjetting.

Par ailleurs, on s’attend à collecter un nuage sous forme de nappe à peu près plane, le long de la fente. On observe au contraire une pénétration très inhomogène dans le gel, avec le développement de « bras » plus ou moins longs et une distribution aléatoire de gros fragments. Cette pénétration non-uniforme a déjà été observée [1] [2] [109]. Elle est probablement due à des déviations de trajectoire par le gel et à des effets de sillage. Enfin, on constate une différence majeure entre les débris de Cuivre, de formes et de tailles variées, et les particules d’Etain, très denses, très petites et de formes sphériques. Cette différence s’explique par la fusion en détente de l’Etain dans le tir correspondant. On peut ainsi constater qualitativement que la distribution de taille du Cuivre sera orientée vers relativement peu de fragments, très gros, et pour l’Etain beaucoup de très fines particules.

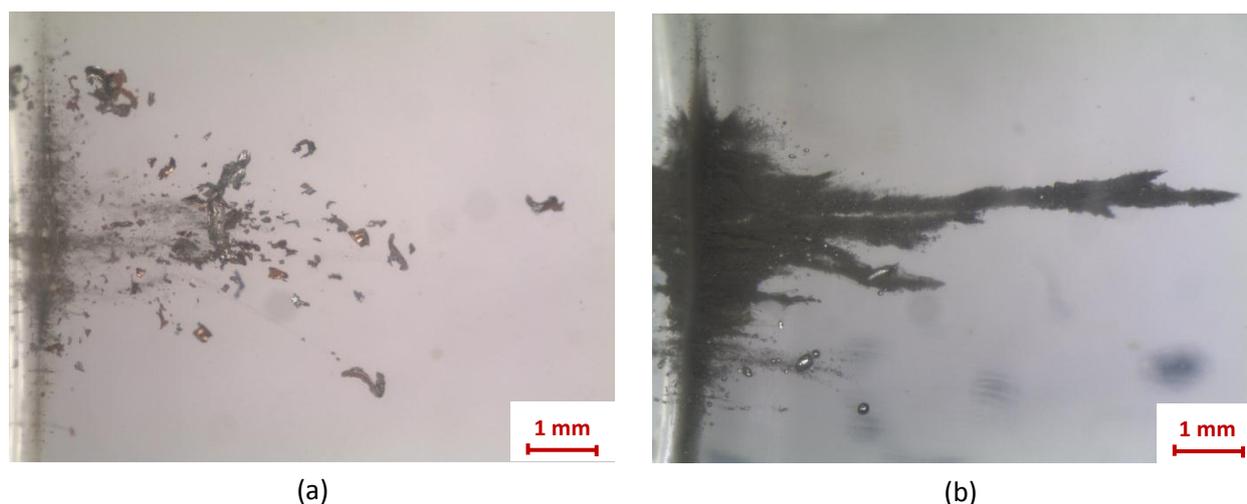


Figure 51 – Observation à la loupe binoculaire des débris filtrés et collectés par le varagel : fragments issus (a) de la cible de Cuivre de la Figure 50 a et (b) de la cible d’Etain de la Figure 50 b. Le plan des figures est parallèle à la fente destinée à filtrer les fragments (elle-même parallèle à la rainure)

Deux autres exemples d’observations sont illustrés sur la Figure 52, correspondant aux deux autres matériaux étudiés dans cette thèse : l’Aluminium (a) et le Plomb (b), avec des rainures de 30° et de 20° , respectivement. Dans les deux cas, on peut noter la ressemblance de la nappe collectée avec le nuage de particules d’Etain de la Figure 51 b, avec cependant la présence de débris un peu plus gros et de quelques gouttelettes pour le Plomb (Figure 52 b). La similitude du Plomb avec l’Etain est cohérente avec le fait que ces deux matériaux ont des propriétés dynamiques assez proches (voir Annexe B) et un point de fusion bas. On retrouve aussi l’inhomogénéité de pénétration de la nappe dans le gel.

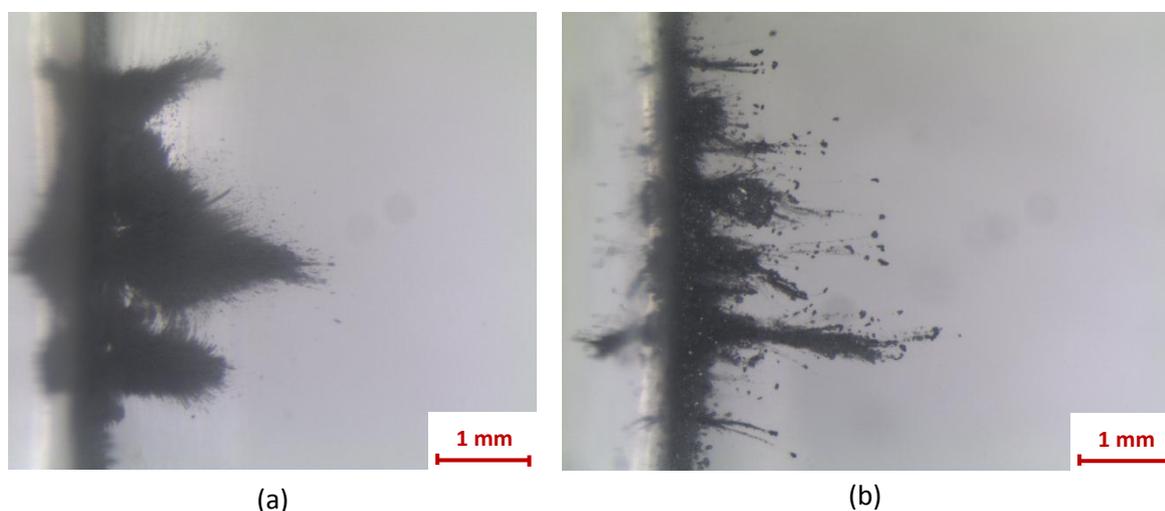


Figure 52 - Observation à la loupe binoculaire (a) des débris d’Aluminium issus d’une rainure de demi-angle 30° (tir à $2,909 \text{ TW/cm}^2$) et (b) de Plomb issus d’une rainure de demi-angle 20° (tir à $1,165 \text{ TW/cm}^2$)

II.4.2.2.2. Tomographie

Afin d'obtenir une reconstruction 3D de la population complète des débris capturés dans les gels, quelques collecteurs ont été observés avec le microtomographe UltraTom conçu par la société RX Solutions [113]. Cette technique d'imagerie par rayons X permet de reconstruire le volume d'un objet à partir d'une série de radios effectuées depuis l'extérieur de l'échantillon et par rotations successives de celui-ci. Le principe de fonctionnement du tube générateur de rayons X est le suivant : une haute tension électrique (de l'ordre de 20 à 400 kV) est établie entre deux électrodes, produisant un courant d'électrons de la cathode (filament) vers l'anode (cible rayons X). L'impact de ces électrons ultra énergétiques avec la cible rayons X génère un cône de rayons X qui irradie l'échantillon à étudier. A chaque pas de rotation de l'échantillon (1degré par minute), l'image projetée de celui-ci est captée par un imageur CCD.

Le tomographe utilisé donne le choix entre trois sources de rayons X possibles, c'est-à-dire de filaments et de cibles rayons X de matériaux différents. Ces sources produisant des cônes de rayons X variés en intensité et angle d'ouverture, ce choix se fait selon le type d'observation souhaité (taille et matériau de l'échantillon, résolution...). Pour les deux exemples de gels de la Figure 51 (Cuivre et Etain), les sources et paramètres choisis sont les suivants :

- **Pour les débris de Cuivre**, la source avec un filament et une cible en Tungstène est utilisée, avec une tension d'accélération de 65 kV (intensité de filament 100 μ A). Cette source produit un cône de rayons X de 30°. Les images, au nombre de 1440 sur 4h30 d'acquisition, sont prises au fur et à mesure de la rotation et ont une résolution de 5,6 μ m/pixel (Figure 53).
- **Pour les débris d'Etain**, la source avec un filament en LaB6 et une cible « diamant » est plutôt choisie, avec une tension d'accélération de 70 kV (intensité de filament 120 μ A). Comme cette source produit un cône de rayons X d'angle d'ouverture plus grand (140°), l'échantillon peut être placé plus proche de la source et donner des images avec un grandissement plus important pour les vues zoomées, l'Etain produisant beaucoup de fines particules. Les images sont au nombre de 1184 sur 3h50 d'acquisition, et de résolution 7,29 μ m/pixel (Figure 53 a). Une autre acquisition avec l'échantillon rapproché de la source est aussi effectuée pour observer le milieu de la nappe, avec 1157 images sur 4h10 de pose et de résolution 2,26 μ m/pixel (Figure 53 b).

Dans les deux cas, le récipient en plastique (Figure 37 a) a été enlevé avant la tomographie et le volume de gel a été réduit à sa partie utile. Pour illustration, la Figure 53 présente deux vues radiographiques de ces deux gels, prises dans le même sens que l'observation sous loupe binoculaire (Figure 51). Plusieurs observations peuvent être faites : tout d'abord, on remarque que le gel n'est pas parfaitement transparent aux rayons X et les absorbe en partie (zone grise), par rapport à l'air (zone blanche à gauche), mais cette absorption ne gêne pas l'observation des débris métalliques beaucoup plus absorbants. Ensuite, les fragments les plus petits semblent ne pas avoir été détectés, à cause de la résolution de la radiographie qui ne permet pas de discriminer des objets de moins de quelques micromètres. Enfin, on peut noter des petites différences d'absorption au niveau des fragments de Cuivre (a), ce qui suggère des variations d'épaisseur.

Après acquisition de toutes ces images radiographiques par projection prises pendant la rotation des échantillons, un logiciel spécifique au tomographe (X-Act) [113] est exploité pour corriger les éventuelles erreurs d'alignement entre les images, reconstruire une image 3D et ensuite exporter une pile d'images obtenues par coupes successives. La distance entre chaque image de « tranche » est la résolution des images par projection de départ, soit 5,6 et 7,29 μ m pour les nappes de Cuivre et d'Etain données en exemple respectivement (2,26 μ m pour l'acquisition zoomée de l'Etain). Les images 3D reconstituées ont donc des voxels avec ces mêmes tailles, soit des résolutions de 5,6 μ m/voxel, 7,29 μ m/voxel et 2,26 μ m/voxel.

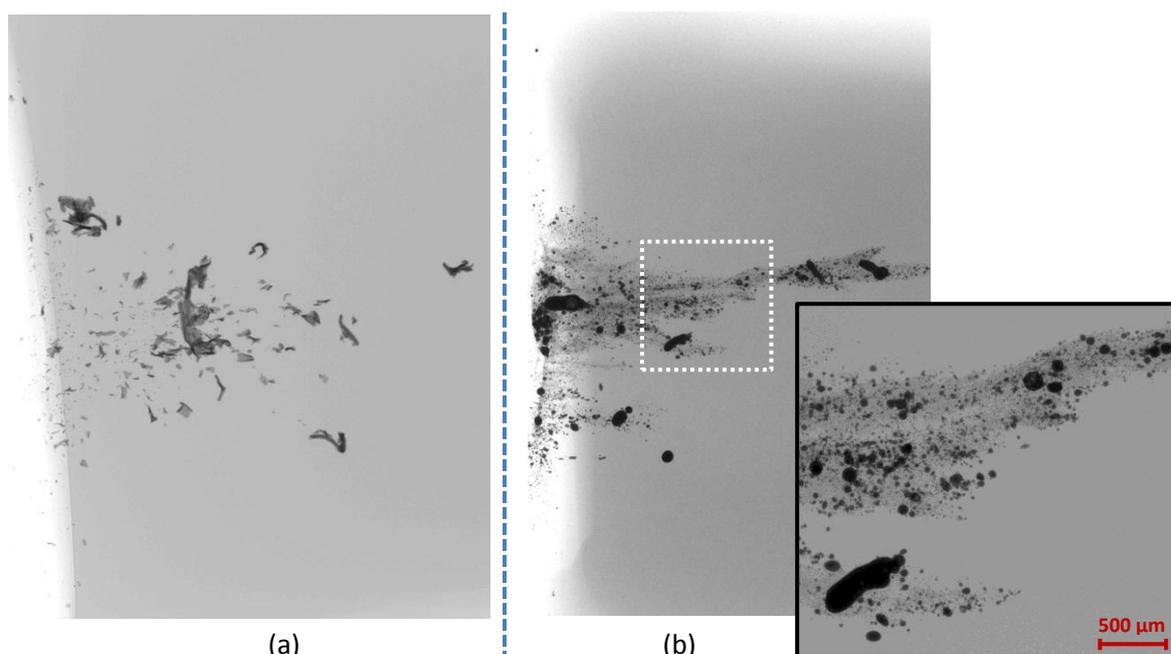


Figure 53 - Observation au tomographe (vues radiographiques en niveaux de gris) des gels correspondants aux tirs (a) du Cuivre et (b) de l'Etain de la Figure 50 et de la Figure 51 (en médaillon, la vue zoomée au centre de la nappe d'Etain avec l'échantillon rapproché de la source). Le changement de teinte à gauche correspond à l'entrée du collecteur, avec le gel (gris) et l'air (blanc)

II.4.2.2.3. Traitement d'image et énumération avec le logiciel Avizo

Pour le traitement des débris collectés dans des gels, la méthode est similaire à celle présentée en II.4.2.1.1 mais sur l'image 3D reconstituée par le logiciel à partir des coupes qui ont été obtenues avec X-Act (Figure 54).

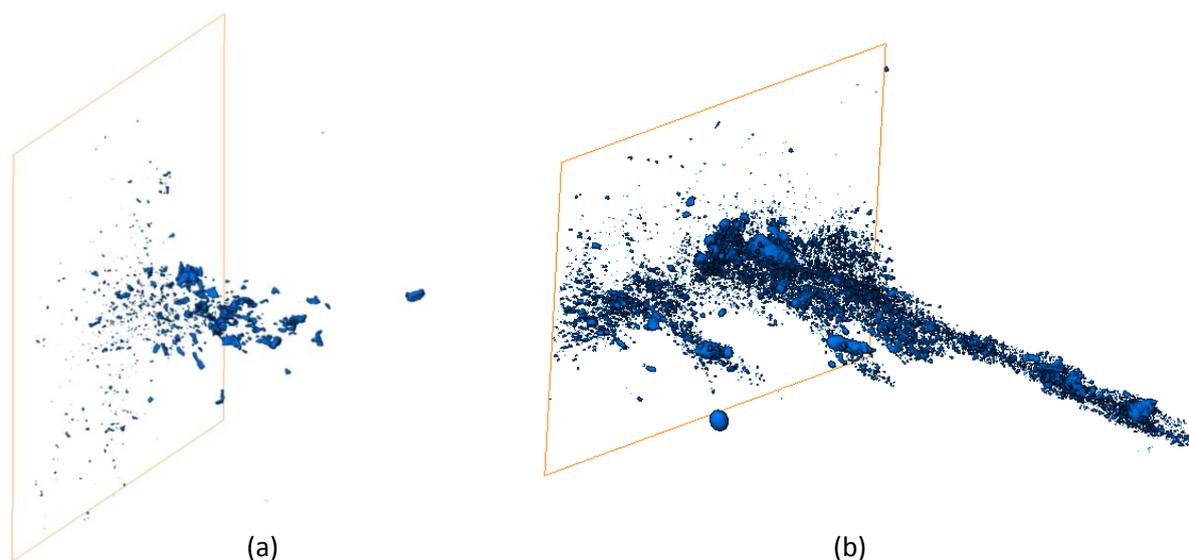


Figure 54 - Images 3D reconstituées avec le logiciel de traitement d'images Avizo des débris collectés dans le varigel, correspondants aux tirs (a) de Cuivre et (b) d'Etain de la Figure 51 et de la Figure 53 (vue en perspective)

Le bruit étant inexistant pour ces images de contraste et luminosité déjà optimisées par X-Act, seul un filtre gaussien 3D est appliqué pour réduire les diffractions près des bords des fragments. L'outil de

seuillage, identification et énumération est le même. La Figure 55 montre les débris ainsi numérisés pour les deux gels de la Figure 51 et de la Figure 53, de Cuivre (a) et d'Etain (b), dans une seule couleur pour une meilleure visualisation.

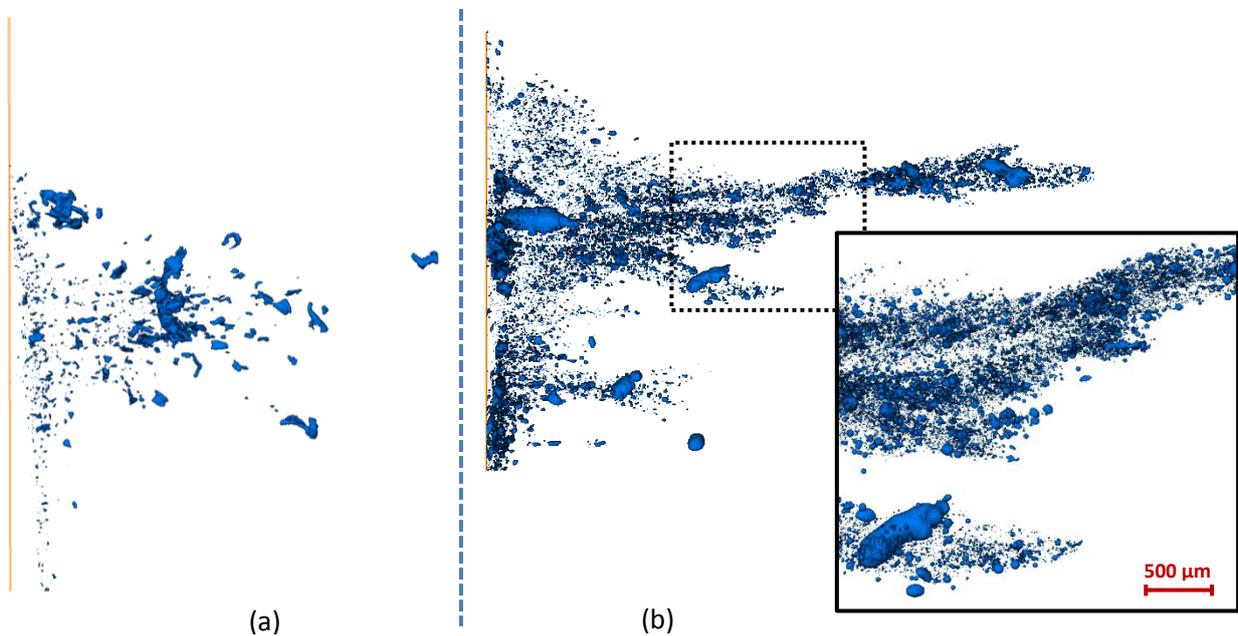


Figure 55 - Images 3D reconstituées avec le logiciel de traitement d'images Avizo des débris collectés dans le varigel, correspondants aux tirs (a) de Cuivre et (b) d'Etain de la Figure 51 et de la Figure 53 (vue dans le plan d'éjection). En médaillon, on voit la vue zoomée au centre de la nappe d'Etain avec l'échantillon rapproché de la source

Dans ce cas, comme on accède à une distribution 3D, on s'affranchit des problèmes de jonction artificielle entre des objets situés dans des plans différents, qui se posaient avec les ombroscopies 2D. De plus, la pénétration des rayons X permet de comptabiliser des fragments situés au centre d'un nuage, même dense, alors qu'ils seraient écartés avec une observation optique.

Pour tous ces traitements par Avizo (ombroscopies et gels), les tailles de fragments identifiés sont exportables sous forme de tableurs qui peuvent être traités par la suite pour en obtenir des distributions (voir Chapitre IV). On retient cependant que le flou de bougé (sur les ombroscopies, et de 5 µm pour une particule à 1 km/s), la résolution et le bruit résiduel des images limitent la mesure des débris de taille micrométrique.

II.4.3. Gradients de densité : radiographie X

Les limites des approches présentées dans la sous-section précédente (II.4.2) nous ont conduit à rechercher la densité globale de matière dans la nappe de débris, sans nécessairement distinguer les débris les uns des autres. C'est le but de la radiographie X in-situ.

Une fois la plaque radio sortie de la cassette IP et numérisée, la luminescence photo-stimulée (proportionnelle au champ de rayons X ayant traversé la matière) est mesurée. Cette grandeur correspond à un taux d'éclairement (sans unité) compris entre 0 et 1, noté PSL (*Photo-Stimulated Luminescence* en anglais). La présence de pénétromètres (de même matériau que la cible et d'épaisseurs connues), positionnés sur la plaque, permet de relier la valeur PSL d'un pixel à une densité. La Figure 56 montre un exemple de radiographie effectuée à l'arrière d'une cible d'Etain de la campagne de 2017, avec en haut à droite une partie des pénétromètres.

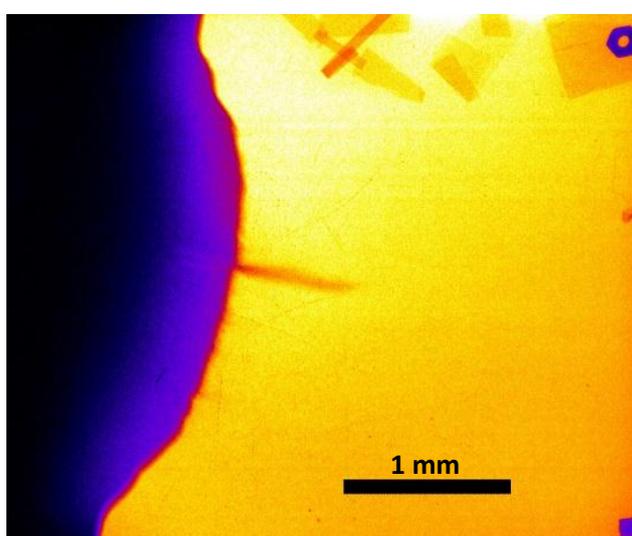


Figure 56 - Radiographie (fausses couleurs) à 400 ns de la surface libre et du micro-jet d'une cible d'Etain avec une rainure de demi-angle 30° et avec une pression de débouché de choc à la surface libre de 20 GPa (tache focale de diamètre 3 mm) [114]

La Figure 57 illustre la méthode d'analyse pour déterminer les densités surfaciques, en s'appuyant sur l'exemple de radiographie donné par la Figure 56. En (a), la radiographie brute (sans fausses couleurs) en niveaux de PSL est montrée, où les niveaux de PSL sont mesurés dans les zones d'intérêt (rectangles bleus autour du jet et des pénétromètres) et divisés par le niveau PSL moyen mesuré dans leur proche voisinage respectif (rectangles verts), le fond n'étant pas homogène selon l'endroit où il est mesuré (hétérogénéité visible dans la Figure 56). En (b), une loi de Beer-Lambert donnant le taux de PSL en fonction de l'épaisseur de matière (ici pour l'Etain) est déterminée à partir des deux taux de PSL adimensionnés mesurés aux deux marches d'un pénétromètre d'épaisseur 37 μm (rectangle bleu en bas de (a)) : non plié (une marche, à 37 μm) et plié une fois (deux marches, en tout à 74 μm). Enfin, en (c), cette loi de Beer-Lambert est utilisée pour convertir le taux de PSL en densité surfacique dans le jet (rectangle bleu en haut de (a)).

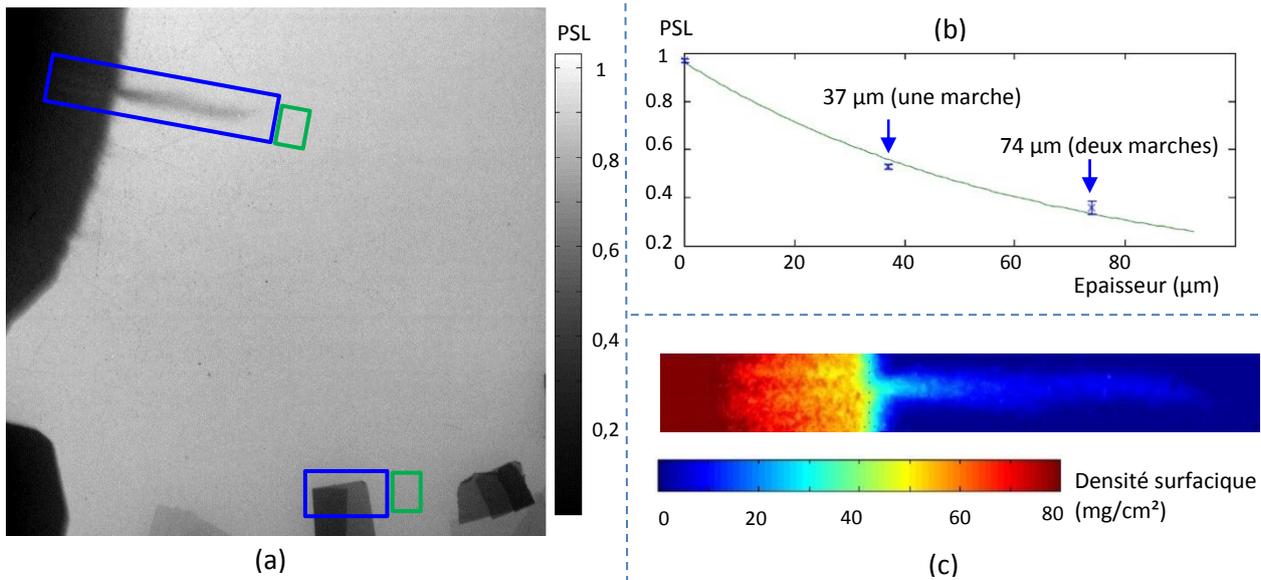


Figure 57 - Analyse de la radiographie correspondant à la Figure 56 : (a) radiographie brute avec les zones d'intérêt (rectangles bleus et verts), (b) détermination d'une loi de Beer-Lambert entre le taux de PSL et l'épaisseur d'un pénétromètre (rectangle bleu en bas de (a)) et (c) densité surfacique dans le jet et son voisinage immédiat (rectangle bleu en haut de (a)) [114]

Dans le Chapitre IV, nous confronterons les densités surfaciques de jet obtenues sur plusieurs radiographies avec celles fournies par les prédictions théoriques et les simulations SPH. Ainsi, cette grandeur complétera les données balistiques sur la micro-éjection, en particulier quand la distribution de taille est difficilement accessible, comme par exemple dans l'Étain fondu.

Chapitre III. Modélisation et simulation numérique

Sommaire

Chapitre III. Modélisation et simulation numérique	85
<i>III.1. Calcul du chargement en pression avec le code ESTHER.....</i>	<i>87</i>
<i>III.2. Lois de comportement et rupture en traction utilisées dans Radioss.....</i>	<i>89</i>
III.2.1. Introduction et présentation du code Radioss	89
III.2.2. Equation d'état hydrodynamique polynomiale de Mie-Grüneisen	91
III.2.3. Modélisation de l'élasto-plasticité parfaite.....	92
III.2.4. Modélisation de la rupture en traction	93
<i>III.3. Simulations en Eléments Finis Lagrangiens 2D plans</i>	<i>95</i>
III.3.1. Propagation et amortissement hydrodynamique de l'onde de choc	95
III.3.2. Formation du jet depuis la rainure	97
<i>III.4. Croissance et fragmentation du jet en formulation SPH (Smoothed Particles Hydrodynamics)</i>	<i>102</i>
III.4.1. Modélisation de base	104
III.4.2. Influence des paramètres de calcul (δ, h, r) sur le mécanisme d'éjection	109
III.4.3. Effet d'échelle en espace et en temps sur le modèle numérique	112
III.4.4. Cas des rainures sinusoïdales périodiques	114

Nous avons vu dans le Chapitre I l'intérêt et les avantages d'une étude numérique par simulations, complémentaire à une investigation expérimentale : la puissance actuelle des ordinateurs et machines de calcul permet la simulation fine de phénomènes complexes sur des temps longs et d'en contrôler tous les paramètres d'entrée afin de mieux les comprendre.

Le microjetting étudié dans le cadre de cette thèse est un phénomène très rapide (vitesses de quelques km/s pendant quelques centaines de ns), à partir d'échantillons de petite taille (1 cm de côté) et fins (230 à 300 μm) dans lesquels il est très difficile pendant les expériences de mesurer des grandeurs thermodynamiques (pression, température...) et d'observer les premiers stades de l'éjection. La simulation de ces tirs vise à compléter ces lacunes. L'étude numérique présentée dans ce manuscrit s'inscrit dans cette démarche. Elle vise à appréhender les propriétés balistiques de la micro éjection (vitesses de surface libre et de jet, croissance et fragmentation de la nappe éjectée, distribution en taille des débris, densité surfacique de matière éjectée). Les données d'entrées issues des campagnes expérimentales (Chapitre 2) sont les suivantes :

- **Les caractéristiques des cibles :**
 - Matériau,
 - Epaisseur,
 - Profondeur des rainures,
 - Angle d'ouverture ou rapport de forme $k\eta$ des défauts (triangulaires isolés ou sinusoïdaux périodiques respectivement).
- **Les paramètres de tir :**
 - Profil temporel d'intensité du laser en unité arbitraire (mesuré par une photodiode),
 - Energie déposée totale (en Joules),
 - Diamètre de la tache focale effective (mesuré à la loupe binoculaire).

Ce chapitre présente la méthodologie adoptée pour la simulation numérique des tirs, d'abord par l'utilisation d'un code monodimensionnel Lagrangien par Eléments Finis traitant l'interaction laser-matière, pour déterminer le profil temporel de pression à partir de celui d'intensité, puis par l'emploi d'un code de dynamique rapide, pour simuler la réponse de la cible à ce chargement en pression. La capacité à décrire la micro éjection est éprouvée pour deux formulations Lagrangiennes :

- **Les Eléments Finis 2D plans**, simples à mettre en œuvre et peu gourmands en temps de calcul mais peu adaptés aux grandes déformations
- **La méthode sans maillage SPH (*Smoothed Particles Hydrodynamics*)** fondée sur une discrétisation de la matière en particules, robuste et adaptée aux très grandes déformations mais gourmande en ressources et en temps de calcul, et tributaire de quelques paramètres purement numériques

III.1. Calcul du chargement en pression avec le code ESTHER

Comme dans toutes les expériences de chargement par choc laser, le profil de pression appliqué sur la cible doit être déterminé : celui-ci dépend du matériau, de l'intensité laser et du diamètre de la surface sur laquelle cette puissance est déposée. On utilise un code monodimensionnel Lagrangien par Eléments Finis développé par le CEA-DIF, dans lequel sont implémentées les lois d'interaction entre un rayonnement et la matière : ESTHER (Effets Thermomécaniques et Hydrodynamiques Engendrés par un Rayonnement) [115] [116].

Ce code permet d'étudier l'évolution d'un empilement de milieux variés (principalement métalliques) passant de l'état solide à l'état plasma sous l'effet d'une impulsion de rayonnement intense (laser, rayons X, faisceaux d'électrons, d'ions ou de neutrons). Il prend en compte l'évolution hydrodynamique des matériaux fluides ou solides, sous l'effet du dépôt d'énergie laser par la résolution de l'équation électromagnétique de Helmholtz, avec la prise en compte de la conduction thermique et du transfert radiatif. Cette résolution nécessite d'importantes bases de données telles que des équations d'état multi phasiques tabulées, les indices optiques, les conductivités thermiques, les coefficients de transport en plasma dense, les opacités et les émissivités. Le calcul est découpé en plusieurs modules distincts à chaque pas de temps grâce au découplage des différents processus intervenant dans l'interaction : tout d'abord, la réponse hydrodynamique est déterminée dans chaque maille en résolvant les équations de conservation (masse, quantité de mouvement et énergie), puis les transferts radiatifs régissant les échanges de chaleur sont pris en compte. Ensuite, le calcul du dépôt d'énergie laser est réalisé ainsi que celui de conduction thermique, et enfin la relaxation de l'énergie des électrons vers les ions est calculée.

Dans le cadre des travaux présentés ici, le fichier d'entrée rassemblant les données initiales et traité par le code se présente sous la forme d'un fichier texte qui comporte les valeurs nécessaires et leur mot-clé associé : matériau (suivant une équation d'état multi phasique tabulée de Bushman-Lomonosov-Fortov [63] [64]), épaisseur du milieu (égale à celle de la cible), nombre de mailles sur l'épaisseur (ici 600 ou 700), longueur d'onde du laser et intensité surfacique du dépôt. Un autre fichier texte contient le profil temporel d'intensité du laser en unité arbitraire. Cependant, l'instrumentation de l'installation laser LULI2000 ne fournissant qu'un profil temporel d'intensité lumineuse sans unité et une énergie déposée totale, l'intensité surfacique à renseigner doit être calculée, avec la méthodologie suivante et l'aide d'un tableur :

- L'énergie totale est l'aire sous la courbe temporelle d'intensité (de pas de temps 0,1 ns). Cette valeur E_{courbe} est déterminée par la méthode des trapèzes. Comme l'unité des ordonnées est arbitraire, cette valeur est différente de l'énergie déposée réelle E_L .
- L'intensité maximale réelle $I_{réelle}$ est ainsi donnée par une simple règle de trois entre l'intensité maximale du profil $I_{max\ courbe}$, l'énergie déposée totale E_L (fournie par la mesure) et l'énergie sous le profil E_{courbe} . L'intensité surfacique réelle $I_{surf\ réelle}$ peut donc être calculée en divisant $I_{réelle}$ par la surface irradiée $S_L = \frac{\pi d^2}{4}$, avec d le diamètre effectif de la tache focale mesuré après tir :

$$I_{surf\ réelle} = \frac{I_{réelle}}{S_L} = \frac{1}{S_L} \left(\frac{E_L}{E_{courbe}} I_{max\ courbe} \right) = \frac{E_L I_{max\ courbe}}{S_L E_{courbe}} \quad \text{Eq. 50}$$

Les deux fichiers d'entrées exploités et la simulation effectuée, ESTHER fournit à chaque maille et à chaque pas de temps la pression, la température, l'état de la matière (solide, liquide, gazeux ou mixte), la densité massique, la vitesse du son locale et la vitesse particulière. Les toutes premières mailles étant transformées en plasma (sur environ 10 μm), on extrait le profil temporel de pression à la première maille ne présentant pas d'état gazeux (même mixte). Ce profil (appelé P_{load}) sera appliqué comme condition aux

limites dans la simulation bidimensionnelle (Eléments Finis 2D plans) ou tridimensionnelle (SPH) de la cible avec rainure(s). Un schéma récapitulatif du processus de simulation est présenté en Figure 58.

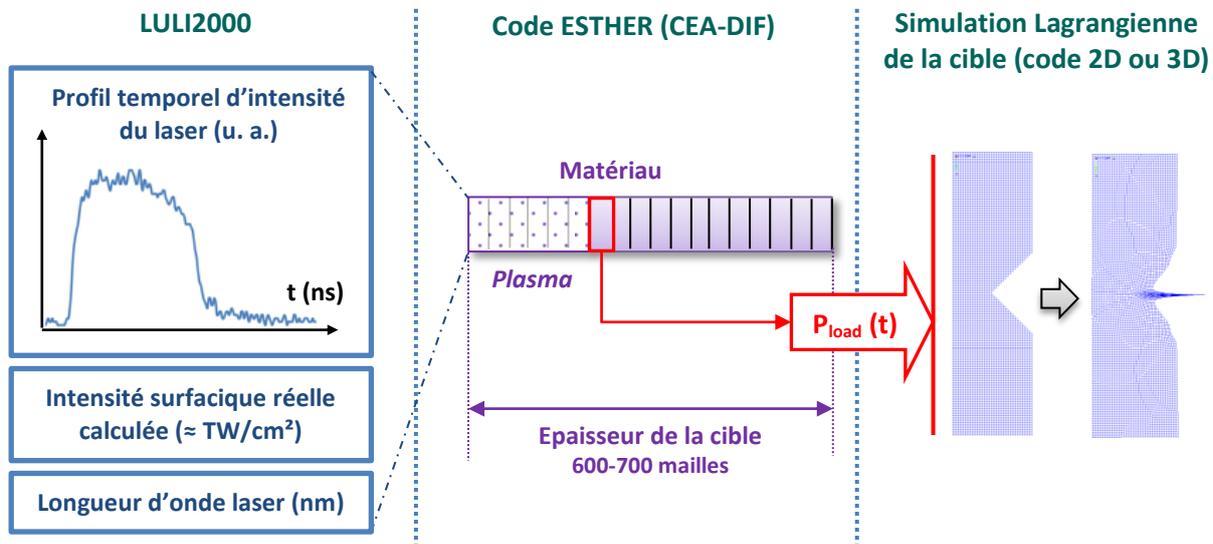


Figure 58 - Processus en deux étapes d'une simulation d'un tir : implémentation des données d'entrée (LULI2000) dans le code ESTHER et extraction du profil de pression dans la première maille non gazeuse, en vue d'une simulation 2D ou 3D de la réponse mécanique de la cible

III.2. Lois de comportement et rupture en traction utilisées dans Radioss

III.2.1. Introduction et présentation du code Radioss

La simulation d'une cible rainurée nécessite de prendre en compte les aspects bidimensionnels de l'éjection dus à l'interaction oblique de l'onde de choc avec les bords du défaut. Pour cela, le code commercial Radioss développé initialement par l'entreprise Mecalog Group et racheté par Altair Engineering a été choisi [117]. Créé à l'origine pour traiter des crash-tests automobiles, Radioss a été élargi pour des applications multi-physiques ou multi-corps telles que des problèmes de structure, de fluides ou d'interaction fluide-structure. Les problèmes linéaires (analyse statique, analyse modale, flambage, réponse en fréquence directe ou modale, réponse transitoire directe ou modale, réponse aléatoire...) peuvent être étudiés, aussi bien que ceux non linéaires (crash, sécurité des transports, procédés de mise en forme, drop tests, impacts moyennes et hautes vitesses, explosions...). Ainsi, ce code est largement utilisé dans de nombreux domaines tels que l'automobile, l'aéronautique, la défense et même le domaine biomédical [118].

De par la grande diversité de ces domaines, Radioss possède une grande bibliothèque de lois de comportement de fluide et de solide couvrant notamment l'élasto-plasticité, la viscoélasticité, la viscoplasticité, les fluides visqueux, les composites, le béton, l'endommagement, la rupture... Plusieurs types de modélisation de la matière sont proposés, selon le type de simulation et le problème étudié :

- **La méthode des Éléments Finis (MEF)**, qui discrétise la matière en petits éléments (mailles) sur lesquels on recherche une formulation simplifiée du problème (c'est-à-dire transformer le système d'équations de conservation en un système d'équations linéaires). Trois formulations cinématiques sont possibles :
 - **Lagrangienne** : Le maillage est solidaire du milieu matériel donc se déforme avec la matière. Ainsi, les frontières sont clairement discernables et les interfaces entre différents milieux bien traitées. Elle est adaptée à la modélisation de milieux solides subissant des déformations modérées, car une trop grande déformation du maillage dégrade la précision et la robustesse du calcul.
 - **Eulérienne** : Le maillage est fixe dans l'espace, donc la matière se déforme et se déplace au travers de celui-ci. Le traitement des frontières et des interfaces est donc beaucoup plus complexe et les équations doivent prendre en compte les termes convectifs. Cette formulation plus gourmande en temps de calcul est employée en mécanique des fluides, mais est aussi adaptée aux solides très déformés.
 - **Arbitrairement Lagrangienne ou Eulérienne** (*Arbitrary Lagrangian or Eulerian* en anglais, ou ALE) : Cette formulation hybride des deux précédentes a été développée dans le but de combiner leurs avantages tout en minimisant leurs inconvénients. Le milieu se déforme au travers d'un maillage arbitrairement mouvant, excepté ses frontières qui suivent le matériau. Les mouvements de la grille de calcul sont optimisés de façon à minimiser la déformation des éléments au cours d'un calcul. Cette méthode d'analyse est bien adaptée aux problèmes d'interaction fluide-structure, les approches Lagrangienne et Eulérienne étant des formes particulières d'ALE.
- **L'approche dite *Smoothed Particles Hydrodynamics* (SPH)**, une méthode Lagrangienne sans maillage modélisant la matière en un ensemble de particules reliées par des forces d'interaction au sein d'un volume d'influence de chaque particule. C'est une formulation plus robuste que la

MEF Lagrangienne et adaptée aux grandes déformations, mais aussi plus gourmande en temps de calcul.

- **La *Computational Fluid Dynamics (CFD)***, ou Mécanique des Fluides Numérique (MFN), utilisant les équations régissant le fluide
- **La Méthode des Volumes Finis (MVF)**, ou Finite Volume Method (FVM), pour les simulations de déploiement d'airbag
- **La Méthode des Éléments Finis Etendus**, ou Extended Finite Element Method (X-FEM), pour traiter la fissuration des Éléments Finis, notamment la propagation de fissure de coques multicouches (par exemple la prédiction de rupture de pare-brises après impact)

En dynamique rapide, on utilise un schéma temporel d'intégration dit explicite pour le calcul des grandeurs physiques à un instant donné en fonction de l'état à l'instant précédent. La grandeur physique est directement exprimée en fonction de l'état précédent. Ce schéma est stable si le pas de temps est suffisamment petit, précis s'il est stable, de coût de calcul modéré et adapté aux phénomènes non linéaires et dynamiques. Ce schéma s'oppose à celui dit implicite, plus adapté à l'étude des phénomènes linéaires et statiques : pour une grandeur, il utilise la résolution à solution nulle d'un système matriciel composé de sa valeur à l'instant donné et sa valeur à l'instant précédent. Ce schéma est toujours stable, mais le pas de temps influe sur la qualité du calcul (il est diffusif pour de grands pas de temps) et l'inversion de matrice induit des temps de calculs lourds.

Pour notre étude de la micro-éjection, le choix du schéma d'intégration se porte naturellement sur la résolution explicite. Pour que la condition de stabilité et de convergence soit respectée, Radioss ajuste automatiquement le pas de temps Δt au fur et à mesure du calcul de manière à ce qu'il soit suffisamment petit. Sa valeur est déterminée par la condition de Courant, ou CFL (Courant-Friedrichs-Levy [119]), qui stipule que toute perturbation ne doit pas traverser plus d'une maille entre deux instants consécutifs (donc pendant un pas de temps). En considérant que cette perturbation se propage à la vitesse du son du milieu c :

$$\Delta t \leq \frac{\Delta l_{min}}{c} \quad \text{Eq. 51}$$

Dans cette expression, Δl_{min} est la plus petite taille de maille déformée. Ainsi, le pas de temps évolue pendant la simulation, car dépendant de la taille des mailles initiales et des mailles déformées, allongeant ou écourtant le temps de calcul selon le type de sollicitation. Ce critère est donc déterminant dans le dimensionnement du maillage : un maillage trop fin fera chuter le pas de temps Δt et augmentera drastiquement le temps de calcul. Toutefois, il convient de choisir des mailles suffisamment petites pour bien discrétiser le chargement en pression sur toute sa longueur (distance entre le début et la fin de chargement dans la cible, soit l'épaisseur de la perturbation) : un équilibre entre une bonne discrétisation de la matière et du phénomène et un temps de calcul raisonnable doit donc être trouvé.

A propos de l'interface utilisateur, le code Radioss est maintenant intégré à la suite Hyperworks [120] développée par Altair Engineering. Dans cette suite de logiciels, le pré-traitement (création du modèle, géométrie, maillage, propriétés, conditions initiales et aux limites) s'effectue avec le mailleur Hypermesh et le post-traitement avec la suite modulaire Hyperview (visualisation des résultats) et Hypergraph (traçage des graphiques). Notons que pour les simulations de crash, le logiciel tout-en-un Hypercrash d'interface modulaire est plutôt utilisé.

Comme Radioss n'impose pas de système d'unités, l'utilisateur doit fixer lui-même un système d'unité cohérent avec les équations de la mécanique. Le tableau ci-dessous rassemble les systèmes les plus courants :

Unités de base			Unités dérivées				
Longueur [L]	Temps [T]	Masse [M]	Force [M] [L] [T] ⁻²	Pression [M] [L] ⁻¹ [T] ⁻²	Energie [M] [L] ² [T] ⁻²	Vitesse [L] [T] ⁻¹	Masse volumique [M] [L] ⁻³
m (SI)	s (SI)	kg (SI)	N	Pa	J	m/s	kg/m ³
mm	ms	g	N	MPa	mJ	m/s	kg/cm ³
cm	μs	g	MdaN	Mbar	10 ⁵ J	cm/μs	g/cm ³
μm	ns	pg	mN	GPa	nJ	km/s	g/cm ³

Tableau 7 - Exemples de systèmes d'unités cohérentes. Le premier système correspond au Système International (SI). Le dernier est celui utilisé dans cette thèse

Au vu des échelles caractéristiques du microjetting étudié dans le cadre de cette thèse, le système μm-ns-pg est choisi (quatrième ligne du Tableau 7).

III.2.2. Equation d'état hydrodynamique polynomiale de Mie-Grüneisen

Dans l'Annexe A de ce manuscrit rappelant la théorie monodimensionnelle des chocs plans dans des solides, il est montré que les équations de conservation, implémentées dans les codes de simulations, ne suffisent pas pour résoudre un problème de propagation de choc. Une équation d'état reliant les grandeurs thermodynamiques de pression P , volume V et énergie interne E est nécessaire. Pour des solides soumis à des chocs jusqu'à quelques Mbar (soit quelques centaines de GPa) comme c'est le cas dans nos travaux, on peut utiliser la relation d'état $E(P, V)$ de Mie-Grüneisen [68] [69] donnée par l'Eq. 85 de l'Annexe A et appelée ici :

$$P(V) - P_{ref}(V) = \frac{\Gamma}{V} (E - E_{ref}) \quad \text{Eq. 52}$$

Dans cette expression, P_{ref} et E_{ref} sont respectivement la pression et l'énergie interne prises au volume V sur une courbe de référence (par exemple l'isotherme à 0K ou la courbe d'Hugoniot) et Γ le coefficient de Grüneisen du matériau (sans unité).

Dans le code Radioss, cette relation d'état peut être renseignée sous forme d'une interpolation polynomiale :

$$P = C_0 + C_1\mu + C_2\mu^2 + C_3\mu^3 + (C_4 + C_5\mu)E_{v0} \quad \text{Eq. 53}$$

Ici, $\mu = \frac{\rho}{\rho_0} - 1$ (avec ρ_0 la masse volumique initiale du matériau avant choc) et $E_{v0} = \frac{E}{V_0}$ l'énergie interne par unité de volume. Les coefficients C_i se déterminent en combinant l'équation de conservation de l'énergie, la forme cubique de l'Hugoniot et l'équation d'état de Mie-Grüneisen donnée par l'Eq. 52 (la démonstration est donnée en page 108 de la référence [118]) :

$$\begin{cases} C_0 = P_0 & (GPa) & \text{Eq. 54} \\ C_1 = \rho_0 c_0^2 - \frac{\Gamma_0}{2} P_0 & (GPa) & \text{Eq. 55} \\ C_2 = \rho_0 c_0^2 (2s - 1) - \frac{\Gamma_0}{2} \rho_0 c_0^2 & (GPa) & \text{Eq. 56} \\ C_3 = \rho_0 c_0^2 (s - 1)(3s - 1) - \frac{\Gamma_0}{2} \rho_0 c_0^2 (2s - 1) & (GPa) & \text{Eq. 57} \\ C_4 = C_5 = \Gamma_0 & (SU) & \text{Eq. 58} \end{cases}$$

Pour rappel, c_0 (vitesse du son au repos) et s (sans unité) sont les paramètres de la loi empirique $D_{01} = c_0 + su_1$ écrite en Eq. 86 de l'Annexe A. La pression P_0 est la pression à l'état initial, prise nulle car la pression atmosphérique est négligeable par rapport aux pressions de choc induites. Les valeurs des grandeurs ρ_0 , c_0 , s et Γ_0 pour chaque matériau étudié sont indiquées dans l'Annexe B, ainsi que les paramètres déduits C_i , qui sont directement renseignés dans Hypermesh via le module /EOS/POLYNOMIAL.

III.2.3. Modélisation de l'élasto-plasticité parfaite

L'équation d'état ne donnant que le comportement hydrodynamique du matériau, le comportement élasto-plastique propre à l'état solide (donc non fondu) doit aussi être renseigné dans le code de simulation pour rendre compte de la résistance du matériau au cisaillement. Une loi élasto-plastique parfaite est utilisée, avec les paramètres suivants :

- **La partie élastique** est décrite avec la loi linéaire de Hooke pour les matériaux isotropes, qui relie les tenseurs de contraintes $\bar{\sigma}$ et des déformations $\bar{\varepsilon}$ avec le module d'Young (ou module d'élasticité, en GPa) E et le coefficient de Poisson ν (sans unité) :

$$\bar{\sigma} = \frac{E}{1 + \nu} \left(\bar{\varepsilon} + \frac{\nu}{1 - 2\nu} tr(\bar{\varepsilon}) \bar{I} \right) \quad \text{Eq. 59}$$

Ici, $tr(\bar{\varepsilon})$ est la trace du tenseur $\bar{\varepsilon}$ et \bar{I} le tenseur identité.

- **La partie plastique** est modélisée par la loi d'écrouissage de Hollomon $\sigma = A + B\varepsilon_p^n$, avec A la limite d'élasticité dynamique (en GPa, notée Y_0 dans l'Annexe A), ε_p la déformation plastique, B le module d'écrouissage (en GPa) et n le coefficient d'écrouissage (sans unité). L'écrouissage est le durcissement du matériau sous l'effet de sa déformation plastique. Dans le cas d'une élasto-plasticité parfaite, il n'y a pas d'écrouissage : la contrainte déviatoire ne peut plus augmenter au-delà de la limite d'écoulement et reste constante quelle que soit la déformation plastique (voir Figure 59), donc B et n sont nuls.

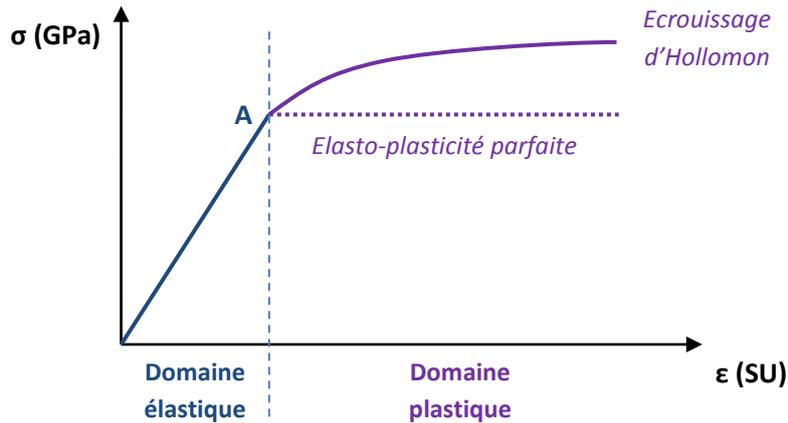


Figure 59 - Diagramme contrainte-déformation schématisant un comportement élasto-plastique avec écrouissage et sans écrouissage (élasto-plasticité parfaite)

Ainsi, les paramètres E , ν et A (renseignés dans l'Annexe B pour chaque matériau étudié) sont rentrés dans Hypermesh via le module /MAT/HYDPLA, ainsi que la masse volumique initiale ρ_0 .

III.2.4. Modélisation de la rupture en traction

Pour restituer les processus d'écaillage ou de micro-écaillage (voir Chapitre I) qui se produisent dans nos expériences de chocs non soutenus, et qui peuvent influencer sur le microjetting, nous devons décrire l'endommagement (ou au moins la rupture) en traction dynamique. Il existe de nombreux critères d'endommagement, souvent d'origine empirique, dits « actifs » ou « passifs » selon qu'ils agissent en retour sur l'histoire des déformations et des contraintes ou non (ceux « passifs » n'ont pas de boucle rétroactive).

Un modèle très simple de rupture dynamique suppose que le matériau rompt instantanément quand la contrainte de traction atteint une limite donnée σ_R : c'est le modèle dit de « cut-off » (limite en rupture simple). Cependant, ce critère ne prend pas en compte le caractère dynamique de l'endommagement : l'utilisateur doit renseigner la valeur de σ_R au taux de déformation connu a priori de la sollicitation (car la limite à la rupture dépend sensiblement de la vitesse de déformation).

Plus réaliste, le critère de Tuler-Butcher [121] est un modèle à endommagement cumulatif prenant en compte le comportement dynamique de la rupture : plus le niveau de traction est élevé, moins il faut de temps pour que la rupture ait lieu après dépassement d'une valeur seuil. Cela se traduit mathématiquement par l'expression d'une intégrale temporelle (schématisée en Figure 60) :

$$\int (\sigma - \sigma_0)^\lambda dt \geq K_c \Leftrightarrow \text{Rupture} \quad \text{Eq. 60}$$

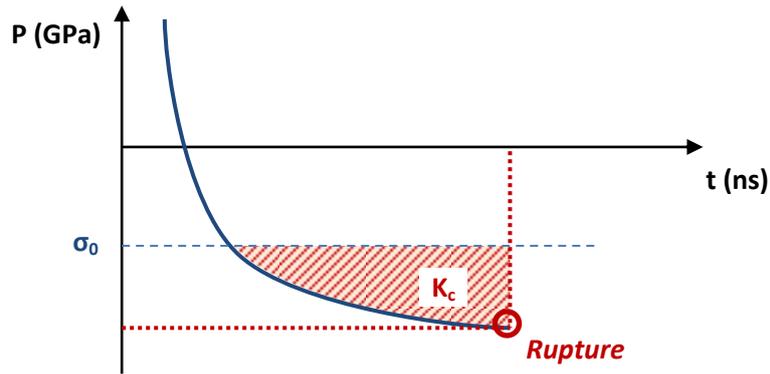


Figure 60 - Schéma de l'endommagement cumulé selon le critère de rupture de Tuler-Butcher (Eq. 60), en supposant $\lambda = 1$: la rupture survient quand l'aire hachurée atteint une valeur limite K_c

Dans cette inégalité, σ_0 est la contrainte seuil du critère (en GPa), λ un coefficient de puissance non nécessairement entier (sans unité) et K_c le seuil critique d'endommagement avant rupture (en $\text{GPa}^\lambda \cdot \text{ns}$). On peut remarquer que si on dégrade ce modèle en fixant λ à 1 et K_c très petit et proche de 0 (par exemple $10^{-18} \text{GPa}^\lambda \cdot \text{ns}$, la plus petite valeur acceptée par Radioss) dans le code, on obtient le modèle de « cut-off », pour lequel on n'attend pas que l'endommagement s'accumule pour rompre. Pour nos simulations, le critère de Tuler-Butcher est choisi pour le Cuivre et l'Aluminium. Pour l'Etain et le Plomb, dont les paramètres n'ont pas encore été établis, le critère de « cut-off » est utilisé. Les valeurs de ces modèles pour les matériaux étudiés sont rassemblées en Annexe B, et renseignés dans Hypermesh via la module /FAIL/TBUTCHER.

Dans Radioss, lorsque le critère de rupture est atteint pour une maille, celle-ci est supprimée du calcul : c'est le principe de la rupture par érosion du maillage. Cette méthode numérique est facile à mettre en œuvre et restitue bien la relaxation des contraintes par création de nouvelles surfaces libres mais a l'inconvénient majeur de supprimer de la matière (non réinjectée dans le calcul au niveau des mailles voisines de la fracture). Le modèle doit donc être maillé suffisamment finement pour ne pas trop perdre de matière à l'érosion (typiquement pas plus que quelques pourcents de la masse totale initiale). Il est à noter que les critères de rupture proposés par Radioss ne sont disponibles que pour des maillages Lagrangiens et la formulation SPH.

III.3. Simulations en Eléments Finis Lagrangiens 2D plans

Parmi les différents types de modélisation proposés dans Radioss, les Eléments Finis Lagrangiens classiques ont été choisis pour une première approche, car cette formulation est simple à mettre en œuvre, permet une analyse de la formation des jets et de l'écaillage grâce à la visualisation de l'évolution du maillage (qu'on rappelle attaché à la matière), et reste peu gourmande en ressources et en temps de calcul. De plus, le caractère bidimensionnel de notre géométrie (rainure rectiligne) simplifie le modèle numérique et nécessite seulement une analyse 2D plane. Pour cela, un maillage régulier constitué d'éléments solides quadrilatéraux linéaires à un seul point d'intégration QUAD4N est utilisé, en respectant au maximum les critères de qualité du maillage (notamment une forme la plus proche du carré, ou à défaut un rapport de longueur inférieur à 5 entre les côtés). Les propriétés numériques du maillage solide relatives au contrôle de son comportement sont données par le module /PROP/SOLID, pour pouvoir contrôler par exemple sa viscosité numérique (ici laissée par défaut).

Afin d'extraire les grandeurs thermodynamiques (pression, masse volumique, énergie, déformations, contraintes...) et cinétiques (vitesses...) pour en obtenir des tracés graphiques, des capteurs ou « jauges » sont placés sur les éléments (via le module /TH/QUAD) et les nœuds (via le module /TH/NODE) d'intérêt respectivement : au milieu de la surface libre pour éviter les effets de bords et de rainure, au fond de la rainure pour le jet et à intervalle régulier sur toute l'épaisseur de la cible pour contrôler la pression et la propagation des ondes.

III.3.1. Propagation et amortissement hydrodynamique de l'onde de choc

Avant de procéder aux simulations 2D planes des cibles rainurées sous Radioss, il est pertinent de contrôler la cohérence de réponse hydrodynamique du matériau entre les codes Radioss et ESTHER, en vérifiant la propagation 1D d'une impulsion de pression et son amortissement (le phénomène d'amortissement hydrodynamique est expliqué en Annexe A). Pour cela, un modèle simple a été réalisé avec un maillage monodimensionnel (plusieurs centaines de mailles, pour une cible d'épaisseur 300 μm) dans les deux codes. La Figure 61 illustre l'évolution temporelle de la pression de choc pour un exemple de tir à $P_{load} = 75,9 \text{ GPa}$ dans une cible de Cuivre de la campagne 2015, qui reste solide sous choc et en détente.

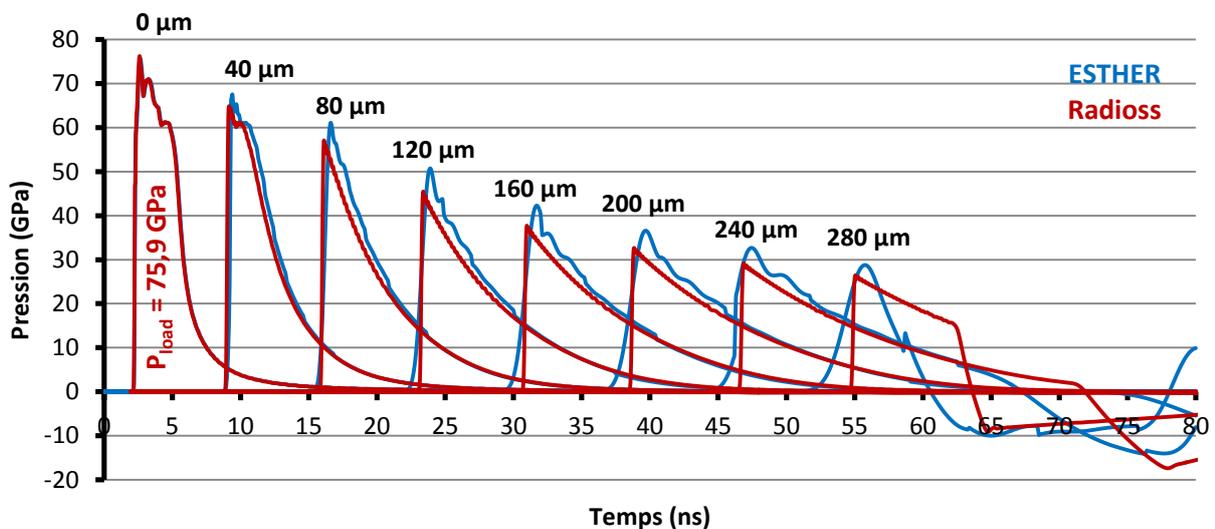


Figure 61 - Propagation et amortissement hydrodynamique d'une impulsion de pression dans une cible de Cuivre ($2,920 \text{ TW/cm}^2$, soit $P_{load} = 75,9 \text{ GPa}$), simulée sous ESTHER (en bleu) et sous Radioss (en rouge). Les profils de pression sont extraits tous les $40 \mu\text{m}$

Plusieurs observations peuvent être faites sur cette comparaison. En premier lieu, le profil de pression $P_{load}(t)$ rendu à la première maille du maillage Radioss correspond bien au profil extrait d'ESTHER. En revanche, l'évolution du profil de pression et son amortissement diffèrent entre les deux codes au fur et à mesure de la propagation : l'amortissement simulé par Radioss est plus rapide, conduisant à une amplitude inférieure (jusqu'à 12 %) à la fin de la propagation. Les oscillations en début de détente sont rapidement lissées. De plus, la compression due au choc reste raide (tandis que celle calculée par ESTHER s'étale). Enfin, le profil est complètement différent de celui d'ESTHER au moment de la réflexion sur la surface libre. Ces disparités peuvent s'expliquer par le fait que les deux codes n'utilisent pas la même équation d'état pour le matériau : celle de Bushman-Lomonosov-Fortov [63] [64] pour ESTHER et celle de Mie-Grüneisen [68] [69] sous forme polynomiale (Eq. 53) pour Radioss (l'extrapolation en pressions négatives étant différente pour ces deux équations d'état).

Malgré ces différences, la propagation et l'amortissement hydrodynamique de l'onde de choc incident dans un milieu restant solide restent cohérents entre les deux codes et avec la théorie présentée en Annexe A (raidissement du choc, étalement de la détente, atténuation progressive et hyperbolique du choc due au rattrapage de la détente). Finalement, ces deux simulations montrent que l'amortissement hydrodynamique et donc l'épaisseur de la cible sont des paramètres importants dans l'étude du microjetting à ne pas négliger : en effet, pour l'exemple de tir présenté ici l'intensité du choc chute de 75,9 GPa à la première maille à 28,8 GPa pour ESTHER (26,5 GPa pour Radioss) à 280 μm , soit une chute de presque 65 %.

Afin de confronter les deux codes dans le cas où il y a changement d'état, l'évolution d'un profil de choc est aussi évaluée avec un autre exemple de tir, pour une cible d'Étain à $P_{load} = 73,5 \text{ GPa}$ (campagne 2016). A cette pression de choc, ce matériau est entièrement fondu. Dans la Figure 62 illustrant ce cas, on remarque une différence en termes d'amplitude et de vitesse de propagation de l'onde entre les deux codes, due au fait que contrairement à ESTHER, Radioss ne prend pas en compte les changements d'états : le calcul Radioss reste en hypothèse solide, et semble montrer un choc moins rapide et un amortissement hydrodynamique encore plus marqué qu'en Figure 61 (l'amplitude en fin de propagation est 22 % inférieure à celle d'ESTHER). La prise en compte de la fusion par un des deux codes semble ainsi accentuer les disparités déjà observées dans la Figure 61.

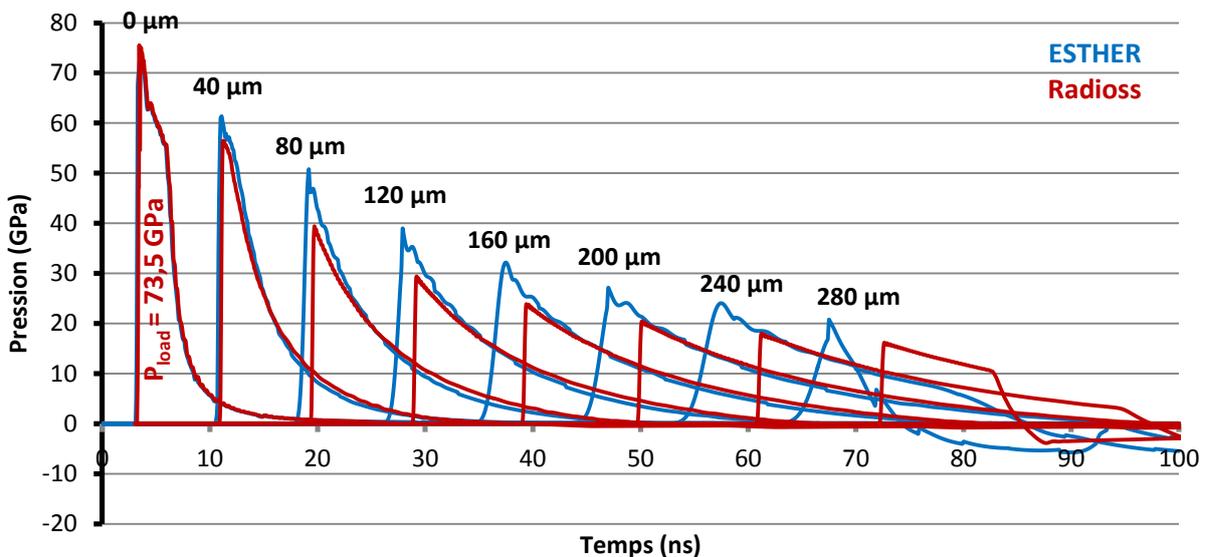


Figure 62 - Propagation et amortissement hydrodynamique d'une impulsion de pression dans une cible d'Étain ($2,315 \text{ TW}/\text{cm}^2$, soit $P_{load} = 73,5 \text{ GPa}$), simulée sous ESTHER (en bleu) et sous Radioss (en rouge). Les profils de pression sont extraits tous les $40 \mu\text{m}$

III.3.2. Formation du jet depuis la rainure

Pour la modélisation de la matière rainurée, les hypothèses matériau et le type d'éléments plans étant choisis, il s'agit à présent de déterminer les dimensions du modèle et la méthode de maillage. On se place dans le cas d'une cible avec une rainure triangulaire isolée (on rappelle que pour les cibles avec trois de ces rainures, ces dernières sont suffisamment éloignées pour considérer qu'elles ne s'influencent pas entre elles).

- Tout d'abord, pour un modèle en hypothèse 2D plan sous Radioss, le maillage doit être réalisé dans le plan (Y,Z) et les normales des mailles doivent être de même sens que l'axe X. En outre, on choisit l'axe Z pour l'axe de propagation de l'onde de choc incidente.
- Au vu des dimensions des échantillons par rapport à celles des rainures, il n'est pas pertinent de modéliser toute la cible : on choisit donc de modéliser la rainure et son voisinage, avec des conditions aux limites sur les nœuds des bords non libres (seules les translations en Z et les rotations dans le plan sont autorisées).
- Au vu du caractère symétrique de la rainure, on n'en modélise que la moitié¹. Les conditions aux limites au niveau du plan de symétrie sont les mêmes que décrites au-dessus. Cependant, on rajoute à ce bord une condition supplémentaire de mur plan infini pour contraindre l'ensemble des nœuds du modèle à ne pas le dépasser, afin d'éviter l'apparition de mailles à volume négatif pendant l'éjection et donc l'arrêt du calcul (les premières simulations montrent que les simples degrés de libertés sur les nœuds du plan de coupe ne suffisent pas avec les grandes déformations engendrées au niveau de la rainure).

Afin de limiter les effets de bords, et en particulier aux temps longs quand les ondes ont eu le temps de parcourir plusieurs fois le modèle, il est nécessaire de choisir des dimensions assez grandes, avec un compromis entre temps de calcul et qualité du modèle. Il faut donc mailler toute l'épaisseur de la cible (entre 230 et 300 μm selon les échantillons), d'autant plus que la propagation et l'amortissement du front de choc incident diffèrent un peu entre ESTHER et Radioss (voir III.3.1). Pour la dimension latérale, un voisinage de 450 μm est fixé. Avec une taille de maille de 1 μm , on totalise en tout entre 200 000 et 250 000 éléments par modèle, avec seulement quelques minutes de temps de calcul pour 100 ns simulées. La Figure 63 résume tous ces paramètres dans un schéma.

¹ En outre, des premières simulations avec la rainure entière montrent que Radioss gère mal l'interface entre les deux bords de la rainure de par la forme concave de celle-ci et les grandes déformations induites dans le jet.

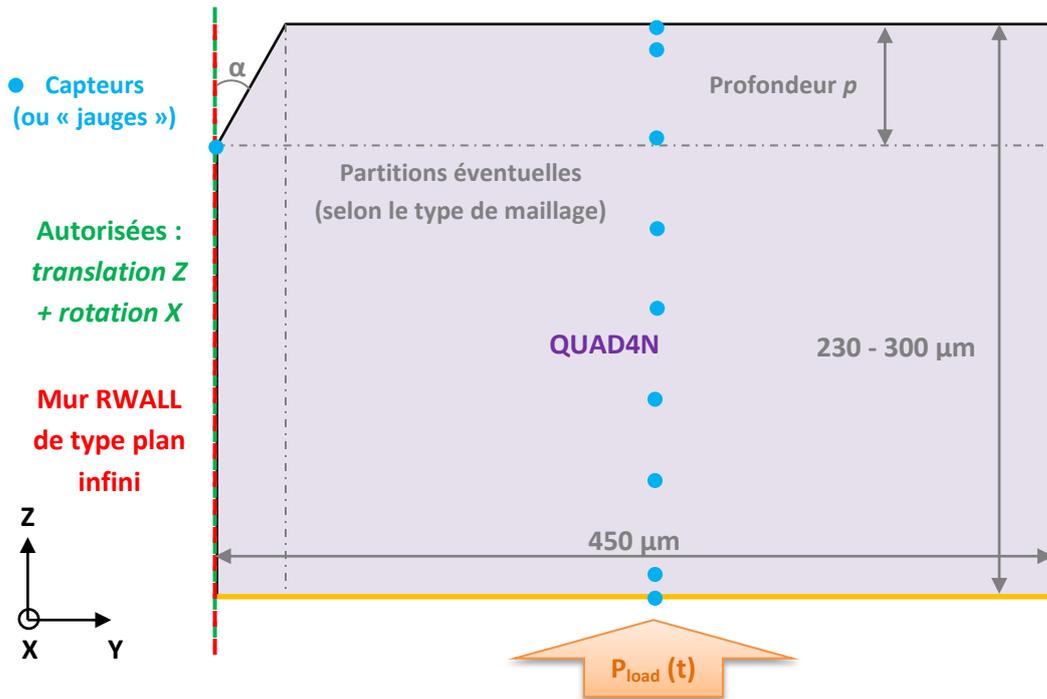


Figure 63 - Schéma du modèle pour les simulations par Eléments Finis Lagrangiens 2D plans sous Radioss, avec la géométrie, les conditions aux limites, le type d'élément et les positions des capteurs, placés au fond de la rainure et tous les $20\ \mu\text{m}$ au cœur du modèle selon l'axe de propagation (les dimensions ne sont pas à l'échelle)

En considérant la forme non rectangulaire du modèle, plusieurs types de maillage ont été testés en respectant au maximum les critères de qualité du maillage et la bonne discrétisation de la rainure (Figure 64) :

- **Le maillage « penché »** : les éléments de la partition horizontale haute se penchent de plus en plus en se rapprochant de la rainure, et ont une hauteur deux fois plus petite ($0,5\ \mu\text{m}$) que leur largeur ($1\ \mu\text{m}$) pour mailler plus finement le jet.
- **Le maillage en « escalier »** : le modèle est initialement créé rectangulaire avec un maillage régulier, puis les éléments de la rainure sont supprimés de manière à ce que l'angle global de la rainure soit respecté. Afin de mailler plus finement la rainure ($0,5\ \mu\text{m}$), des partitions sont réalisées.
- **Le maillage avec méthode triangulaire** : cette méthode de progression du maillage est adaptée pour le maillage d'un triangle, donc pour la partition triangulaire de la rainure.

Après quelques tests préliminaires effectués en hypothèse hydrodynamique, on choisit la première solution car moins susceptible de générer des éléments avec volume négatif : la simulation a ainsi plus de chance d'aller plus loin en temps de calcul.

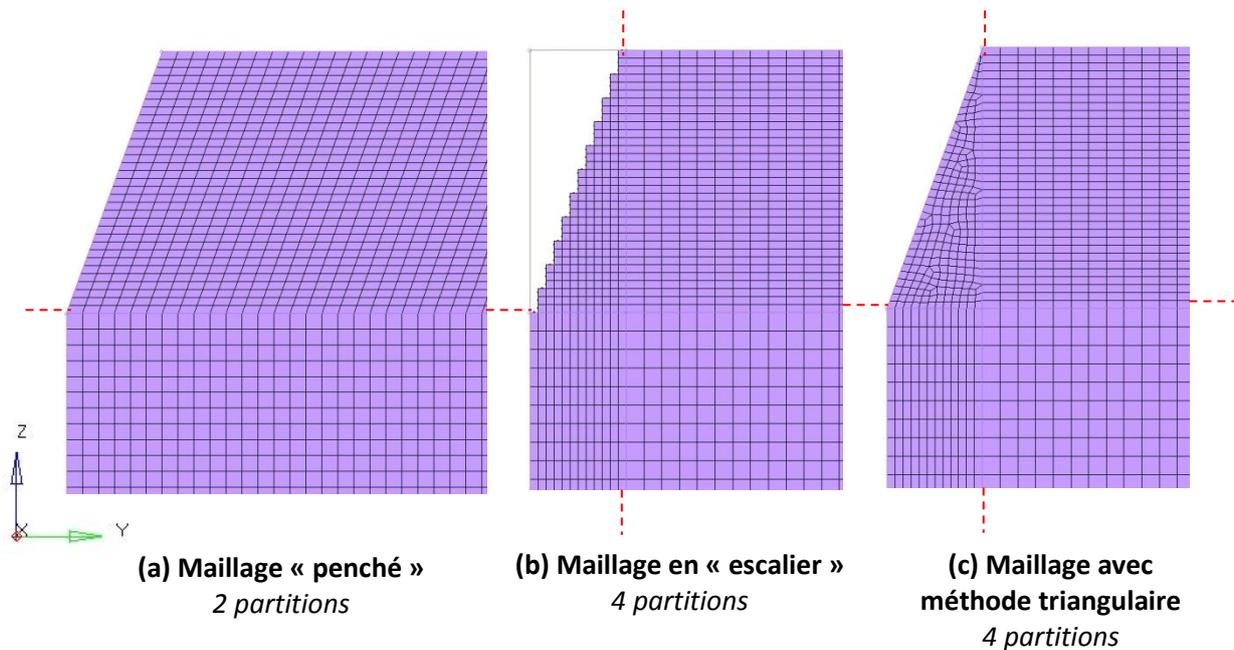


Figure 64 - Types de maillage testés pour les simulations par Éléments Finis Lagrangiens 2D plans sous Radioss, avec un exemple de rainure à 20° de demi-ouverture (vue zoomée au voisinage proche de la rainure) : (a) penché, (b) en escalier et (c) avec la méthode de progression triangulaire (les partitions, qui peuvent être de densités de maillage différentes, sont délimitées par des tirets rouges)

Une fois tous ces paramètres de modélisation fixés, les simulations 2D plan des cibles rainurées peuvent être réalisées. Les effets du comportement élastoplastique parfait et de la rupture sont étudiés séparément. La Figure 65 présente un exemple d'étude numérique pour une cible de Cuivre avec une rainure de demi-angle 45° et soumis à un rayonnement de 3,54 TW/cm² soit une pression de choc P_{load} de 81,2 GPa. Le modèle est symétrisé à l'affichage pour mieux illustrer le processus d'éjection. Le graphique de la Figure 66 correspond à l'évolution temporelle des vitesses correspondantes obtenues pour la surface libre et la tête de jet. Les observations à propos de ces deux figures sont les suivantes :

- **L'amortissement hydrodynamique** fait chuter la pression de choc à environ une quarantaine de GPa au voisinage de la rainure, soit une baisse de moitié, quelle que soit l'hypothèse de comportement du matériau.
- **L'élasto-plasticité** diminue légèrement la pression de choc au cours de sa propagation : la valeur de cette dernière est donc légèrement plus faible quand l'onde arrive au niveau de la rainure. En conséquence logique, la vitesse de jet diminue de 3,58 km/s à 3,44 km/s (soit de 4 %). En revanche, la vitesse de surface libre (qui passe de 1,62 à 1,59 km/s) est peu affectée, mis à part des oscillations numériques moins marquées. On peut aussi remarquer l'absence d'une marche en début de mise en vitesse de la surface libre, qui serait typique d'un précurseur élastique (voir Annexe A) : le choc est trop fort pour qu'il apparaisse (les pressions de choc générées dans nos travaux, entre 10 et 100 GPa, sont très supérieures aux limites élastiques d'Hugoniot des matériaux étudiés renseignées en Annexe B).
- **La prise en compte de la rupture** entraîne le mécanisme d'écaillage et donc l'apparition d'une fracture, dont le trajet est clairement visible : le croisement des détente obliques dues à la rainure commence dans les deux coins du défaut puis continue diagonalement (50 ns), jusqu'à rencontrer la détente incidente et ainsi créer l'écaille en elle-même. Les vitesses sont très peu influencées, sauf pour celle de la surface libre (qui s'est détachée avec l'écaille) qui présente

l'alternance entre deux vitesses, typique des allers retours d'ondes dans l'écaïlle (voir Annexe A). Par contre, l'érosion des éléments ayant atteint la rupture conduit à une perte non négligeable de 27,8 % de matière sur l'ensemble du calcul, ce qui peut fausser les équations de conservation et l'inertie de la matière mise en mouvement.

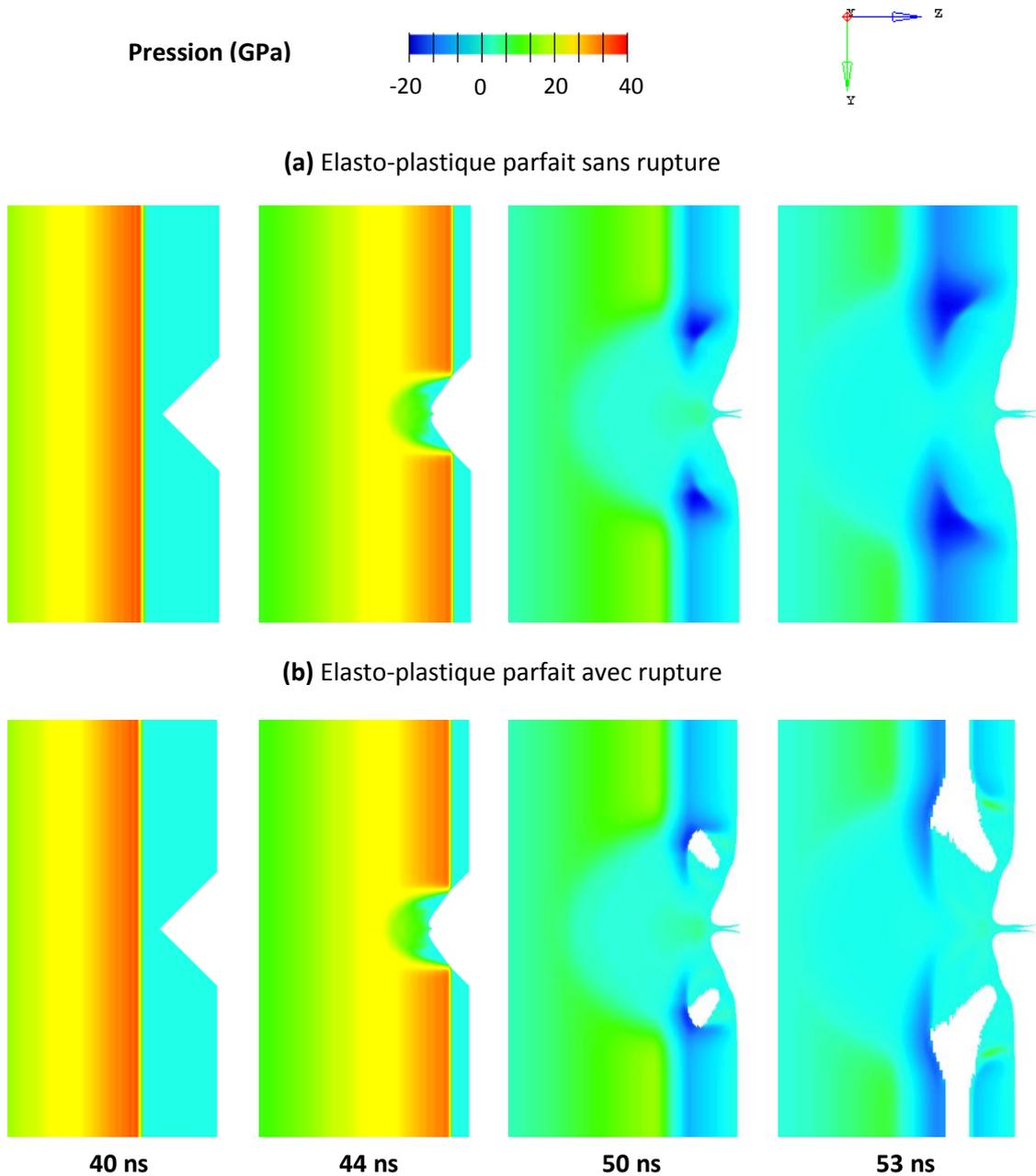


Figure 65 - Exemple de simulation par Eléments Finis Lagrangiens 2D plans sous Radioss, pour une cible de Cuivre d'épaisseur 250 μm avec une rainure triangulaire isolée de demi-angle 45° et de profondeur 20 μm ($3,54 \text{ TW}/\text{cm}^2$, soit $P_{load} = 81,2 \text{ GPa}$). En (a), le comportement est élasto-plastique parfait à $\sigma_{HEL} = 0,2 \text{ GPa}$. En (b), le critère de rupture de Tuler-Butcher ($\sigma_0 = 0,75 \text{ GPa}$, $\lambda = 2$, $K_c = 190 \text{ GPa}^2 \cdot \text{ns}$) est pris en compte en plus de l'élasto-plasticité

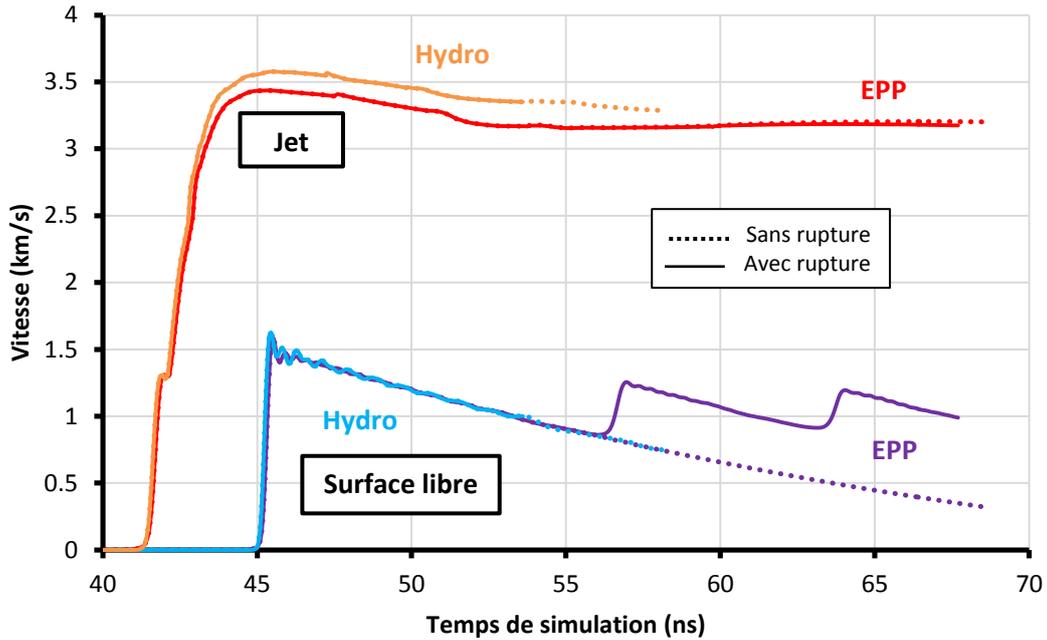


Figure 66 - Vitesses caractéristiques obtenues pour les simulations présentées Figure 65. La vitesse de surface libre est représentée en bleu pour l'hypothèse hydrodynamique et en violet avec le comportement élastoplastique parfait (noté EPP) (respectivement orange et rouge pour la vitesse de jet). Les pointillés correspondent aux simulations sans prise en compte de la rupture

Malheureusement, comme on peut le constater sur le graphique de la Figure 66, les simulations par Éléments Finis Lagrangiens s'interrompent relativement tôt : le calcul s'arrête avant les 100 ns demandées, ce qui empêche d'étudier le développement du jet sur des temps plus longs après sa formation. En effet, cette formulation n'est pas adaptée aux grandes déformations : l'apparition d'éléments à volume négatif entraîne l'arrêt du calcul. De plus, une modélisation 2D plan ne permet pas de simuler la nappe de jet, et donc d'étudier les tailles des particules éjectées.

C'est pourquoi il est nécessaire d'exploiter une autre formulation plus adaptée aux taux de déformations induits (10^7 s^{-1}), utilisée dans des modèles tridimensionnels et, contrairement à la Dynamique Moléculaire (voir sous-section I.3.2 du Chapitre I), directement applicable aux échelles de temps et d'espace micrométrique du microjetting sans effet d'échelle.

III.4. Croissance et fragmentation du jet en formulation SPH (Smoothed Particles Hydrodynamics)

La formulation appelée *Smoothed Particles Hydrodynamics* (SPH) est une méthode de simulation Lagrangienne sans maillage développée par Lucy [122] et Gingold et Monaghan [123] en 1977, initialement pour traiter des phénomènes astrophysiques puis généralisée à la mécanique des fluides ou des solides à partir des années 1990. Cette formulation modélise la matière sous la forme d'un ensemble d'éléments discrets (représentant chacun une fraction de matière de masse m_i telle que la masse totale m de la structure soit égale à $m = \sum m_i$), appelés particules, dont les interactions sont régies par un volume d'influence attaché à chacun d'entre eux. Ce volume est donné par une fonction d'interaction, ou fonction noyau, qui approxime les équations différentielles partielles des lois de conservation en équations intégrales.

L'approximation intégrale d'une grandeur quelconque $A(x)$, fonction scalaire dans l'espace, est donnée par :

$$\prod A(x) = \int_{\Omega} A(y)W(x - y, h)dy \quad \text{Eq. 61}$$

Dans cette expression, Ω est le domaine ici constitué des N particules du modèle, h la distance de lissage (*smoothing length*) ici distance caractéristique du volume d'influence des particules et W la fonction noyau (*kernel function*). Cette dernière est choisie telle que :

$$\forall x, \left\{ \begin{array}{l} \int_{\Omega} W(x - y, h)dy = 1 \\ \lim_{h \rightarrow 0} W(x - y, h) = 1 \text{ si } x = y \text{ (0 sinon)} \end{array} \right. \quad \text{Eq. 62}$$

En considérant comme ici un ensemble de N particules ayant chacune une position \vec{r}_i par rapport à l'origine, une masse m_i et une masse volumique ρ_i , l'approximation « lissée » (*smoothed*) de la grandeur A (masse, densité, vitesse, pression, température...) prise à une particule (à la fois élément et nœud) située en \vec{r} s'exprime sous forme d'une sommation sur les $N_{vois.}$ particules voisines (fixé à 120 par défaut dans Radioss) :

$$\prod_S A(|\vec{r}|) = \sum_1^{N_{vois.}} \frac{m_i}{\rho_i} A(|\vec{r}_i|)W(|\vec{r} - \vec{r}_i|, h) \quad \text{Eq. 63}$$

La fonction noyau W peut être prise Gaussienne, mais ce type de fonction comporte plusieurs inconvénients : une Gaussienne n'étant nulle qu'à l'infini, il devient nécessaire de prendre en compte toutes les particules du domaine même si la contribution de celles très éloignées est de plus en plus en plus négligeable avec la distance, ce qui augmente inutilement le temps de calcul. Un meilleur choix est donc d'utiliser une forme approchée de la Gaussienne imposée nulle à partir d'une distance $2h$ (Figure 67). Celle implémentée sous Radioss est une fonction cubique mis au point par Monaghan [124] :

$$\left\{ \begin{array}{ll} W(r, h) = \frac{3}{2\pi h^3} \left[\frac{2}{3} - \left(\frac{r}{h}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{r}{h}\right)^3 \right] & 0 \leq r \leq h \\ W(r, h) = \frac{1}{4\pi h^3} \left(2 - \frac{r}{h}\right)^3 & h \leq r \leq 2h \\ W(r, h) = 0 & 2h \leq r \end{array} \right. \quad \text{Eq. 64}$$

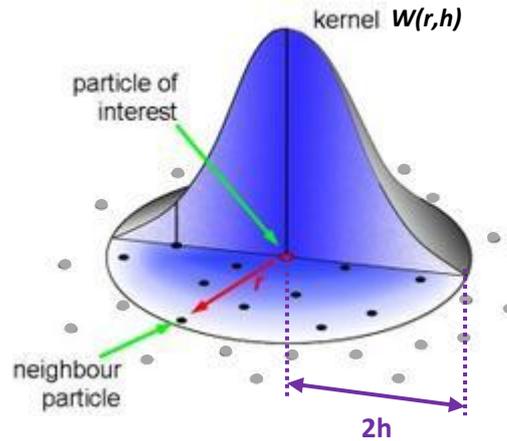


Figure 67 - Schéma du volume d'influence pour une particule donnée, gouverné par la fonction noyau $W(r,h)$ (image issue du groupe de simulation de l'Université de Southampton [125], Angleterre, et modifiée)

La valeur de h dépend a priori de la masse particulaire m_i , donc si la répartition initiale des particules était non-uniforme, avec des zones plus ou moins denses en éléments, la taille du volume d'influence des particules ne serait pas constante sur tout le modèle, ce qui générerait des disparités de « laxité » du matériau durant la simulation. De plus, la masse de matière représentée par chaque particule serait différente. Il est donc nécessaire de construire le modèle numérique de manière à ce que la distance interparticulaire δ soit constante. Ainsi, la masse particulaire m_i a une valeur constante notée $m_p = \frac{m}{N} = \frac{V\rho}{N}$ (avec V le volume total du modèle et ρ sa masse volumique). Pour cela, Radioss propose deux types de discrétisation spatiale :

- **Cubic** : Comme en cristallographie, les particules sont disposées aux sommets de cubes fictifs adjacents de côté a (Figure 68 a). Dans ce cas, h est défini par :

$$h = \sqrt[3]{\frac{m_p}{\rho}} = \sqrt[3]{\frac{V}{N}} \quad \text{Eq. 65}$$

- **Hexagonal compact** : Faux ami par rapport au terme cristallographique, cette distribution est similaire à un réseau cubique à faces centrées, où une particule est rajoutée au centre de chaque face du même cube fictif décrit ci-dessus (Figure 68 b). Dans ce cas, h est défini par :

$$h = \sqrt[3]{\frac{m_p \sqrt{2}}{\rho}} = \sqrt[3]{\frac{V \sqrt{2}}{N}} \quad \text{Eq. 66}$$

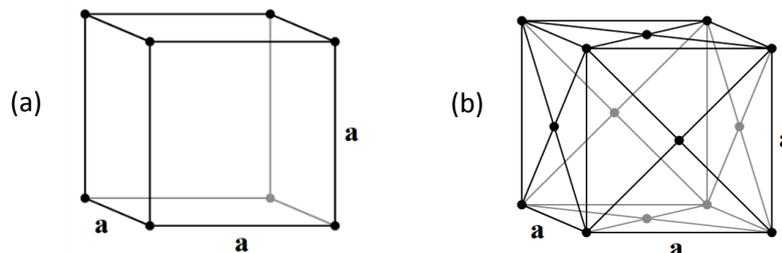


Figure 68 - Structures (a) cubique et (b) cubique à faces centrées (le paramètre de maille a est équivalent à la distance interparticulaire δ en formulation SPH)

Ainsi, h est pris sensiblement égal à la distance particulaire initiale δ . Dans le cas du deuxième type de discrétisation spatiale, l'augmentation du nombre d'éléments provoque l'inflation du temps de calcul : il est donc plus intéressant de rester sur un réseau cubique, plus simple à mettre en œuvre. Cette distribution est donc choisie pour notre étude. Dans la documentation de Radioss, il est cependant conseillé de surestimer h et de le prendre à une valeur comprise entre $1,25\delta$ et $1,5\delta$ pour englober plus de particules voisines et ainsi éliminer les artefacts d'instabilité en tension. Par exemple, pour $h \approx \delta$ (soit $2h \approx 2\delta$) chaque particule a 32 voisines tandis que pour $h = 1,5\delta$ (soit $2h = 3\delta$) ce nombre s'élève à 98. Le choix de la valeur de h de la discrétisation *hexagonal compact* semble être un bon compromis : $h \approx \sqrt[3]{\sqrt{2}}\delta = 1,122\delta$ (soit $2h \approx 2,245\delta$ et près de 60 voisines). Les valeurs de m_p et de h sont renseignées dans Radioss via le module /PROP/SPH qui gère les propriétés de « maillage » du réseau SPH.

III.4.1. Modélisation de base

Pour nos simulations en SPH, la démarche de dimensionnement du modèle est similaire à celle utilisée pour les Eléments Finis (section III.3.2) :

- L'un des objectifs de ces simulations étant notamment de fournir une distribution de taille des débris composant les nappes éjectées, une modélisation 3D est requise. De plus, cette formulation est peu adaptée à une modélisation 2D plane car les particules SPH ont besoin de toutes leurs voisines : il n'y aura donc pas de simplification par symétrie. On continue à appliquer le choc suivant l'axe Z, avec l'axe de la rainure selon Y.
- Ici aussi seulement une portion de la cible au voisinage de la rainure est modélisée, d'autant plus que la tridimensionnalité du modèle augmente considérablement le temps de calcul. Cependant, les dimensions de cette portion doivent être suffisamment grandes pour limiter les effets de bord parasites. Les conditions aux limites et murs virtuels sont équivalents à ceux évoqués en III.3.2 et transposés à la tridimensionnalité du domaine sur ses quatre bords non libres.

Dans la pratique, les particules SPH (de type SPHCEL dans Radioss) peuvent se créer en copiant les nœuds d'un maillage 3D par éléments finis (EF) qui est ensuite supprimé. Pour la discrétisation spatiale cubique choisie ici, il suffit simplement que le maillage EF de support soit constitué d'éléments de même forme (pour la discrétisation *hexagonal compact*, une copie des particules SPH doit être réalisée et translatée pour constituer celles au centre des faces des cubes). Ce maillage EF doit donc être en escalier au niveau de la rainure, similaire à la Figure 64 b mais avec une même taille de maille partout. Cette méthode est donc utilisée dans notre étude, avec toute l'épaisseur de la cible modélisée (entre 230 et 300 μm selon les échantillons). Un voisinage de 200 μm pour une rainure de 150 μm de long est modélisé, soit un système de plusieurs millions de particules pour une distance interparticulaire δ de l'ordre du micromètre, et simulé sur 200 ns (c'est-à-dire entre plusieurs heures et plusieurs jours de calcul selon la densité de particules).

Enfin, l'application directe d'un profil de pression $P_{load}(t)$ n'est pas possible sur des éléments non surfaciques comme les particules SPH. Il faut donc le convertir en un profil de force $C_{load}(t)$ appliqué sur chaque particule constituant la surface chargée. De plus, dans la version 12.0 de Radioss utilisée dans le cadre de ces travaux, les particules SPH ne peuvent pas gérer les capteurs de grandeurs comme la pression, la masse volumique, l'énergie, les déformations et les contraintes : celles-ci ne seront accessibles que dans les visualisations en couleur du modèle déformé après calcul. La Figure 69 est un schéma résumant tous les paramètres géométriques de simulation évoqués dans cette sous-section.

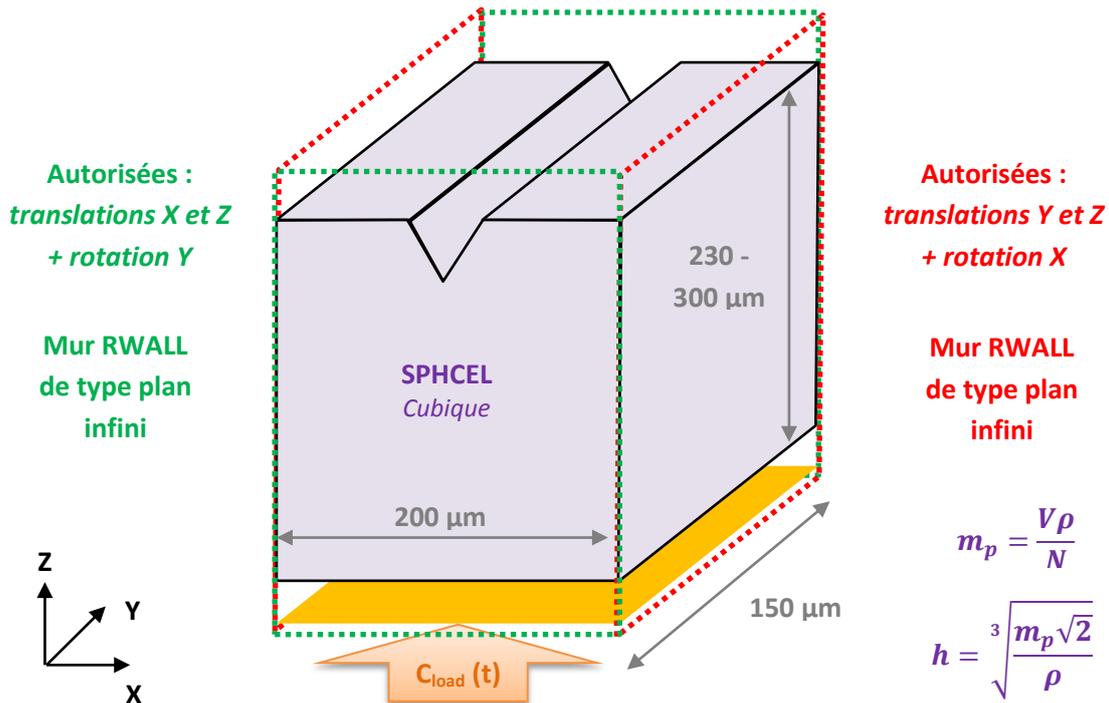


Figure 69 - Schéma du modèle pour les simulations 3D en SPH sous Radioss, avec la géométrie, les conditions aux limites, le type d'élément (les dimensions ne sont pas à l'échelle). Les capteurs (ou « jauges ») ne sont pas représentés mais sont équivalents à ceux utilisés avec les Eléments Finis (section III.3.2) et situés au cœur du modèle

L'exemple de la Figure 70 a (vue zoomée en Figure 71 a), qui correspond au même cas que la simulation Eléments Finis de la Figure 65 b, montre comme prévu que la formulation SPH est capable de simuler la formation des jets, est plus robuste que les Eléments Finis (pas d'arrêt de calcul) et permet la fragmentation aux temps longs. A cause de la géométrie 2D du problème physique, la nappe éjectée se fragmente en amas linéiques parallèles à l'axe de la rainure et parfois hors du plan d'éjection, jusqu'à 25 µm de celui-ci dans l'exemple de simulation de la Figure 70 a. Peu semblables aux nuages de débris observés expérimentalement (voir sous-section II.4.2 du Chapitre II), leur forme linéique montre cependant la stabilité et la convergence spatiales du modèle SPH. Pour sortir de cette géométrie 2D et restituer une fragmentation réaliste, un moyen simple est d'introduire de légers désalignements aléatoires entre les particules à l'instant initial afin de simuler des irrégularités internes qu'on peut rencontrer dans un matériau réel non monocristallin comme dans nos expériences (défauts cristallins, joints de grain, fissures, pores, inclusions, précipités...). Pour cela, un module /RANDOM de Radioss permet d'appliquer un bruit numérique aléatoire sur les coordonnées d'un ensemble de nœuds. Deux paramètres sont à renseigner dans ce module :

- **X_{alea}** : C'est l'amplitude maximale de bruit à appliquer sur les coordonnées des nœuds (dans les trois directions). Cette grandeur doit être un réel positif.
- **Seed** : Ce nombre réel sans dimension compris dans l'intervalle [0;1[est la graine aléatoire (ou germe aléatoire) utilisé pour l'initialisation de la génération de la suite de nombres aléatoires compris dans [0;1[. Cette suite étant produite de manière déterministe à partir de la valeur de la graine, le choix d'une même graine aléatoire produira la même suite. Par contre, deux graines non égales généreront deux suites complètement différentes.

Ainsi, les nouvelles coordonnées sont déterminées par l'expression suivante :

$$\text{Nouvelle coordonnée} = \text{coordonnée initiale} + X_{alea} \times \text{réel aléatoire de } [0; 1[\quad \text{Eq. 67}$$

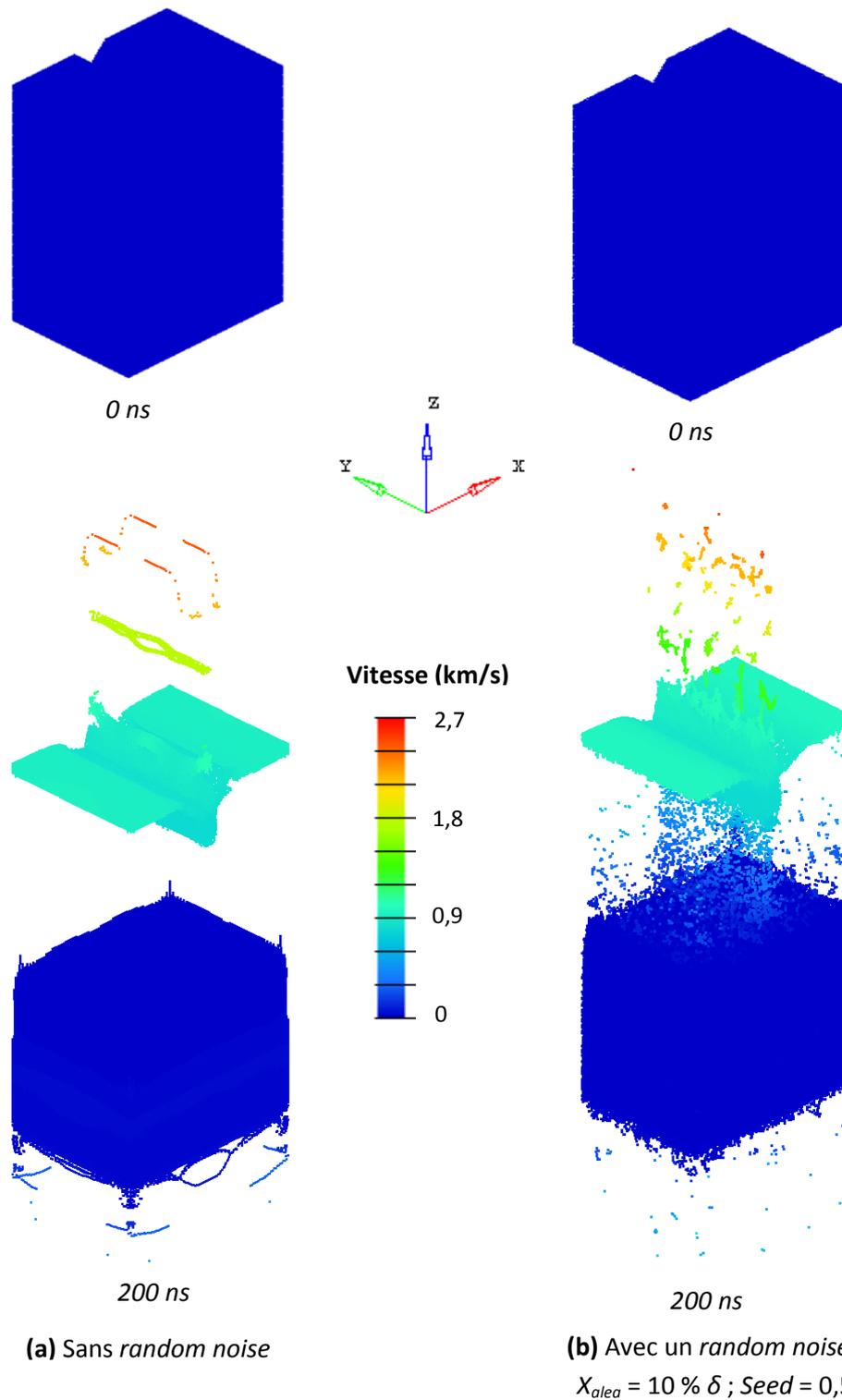
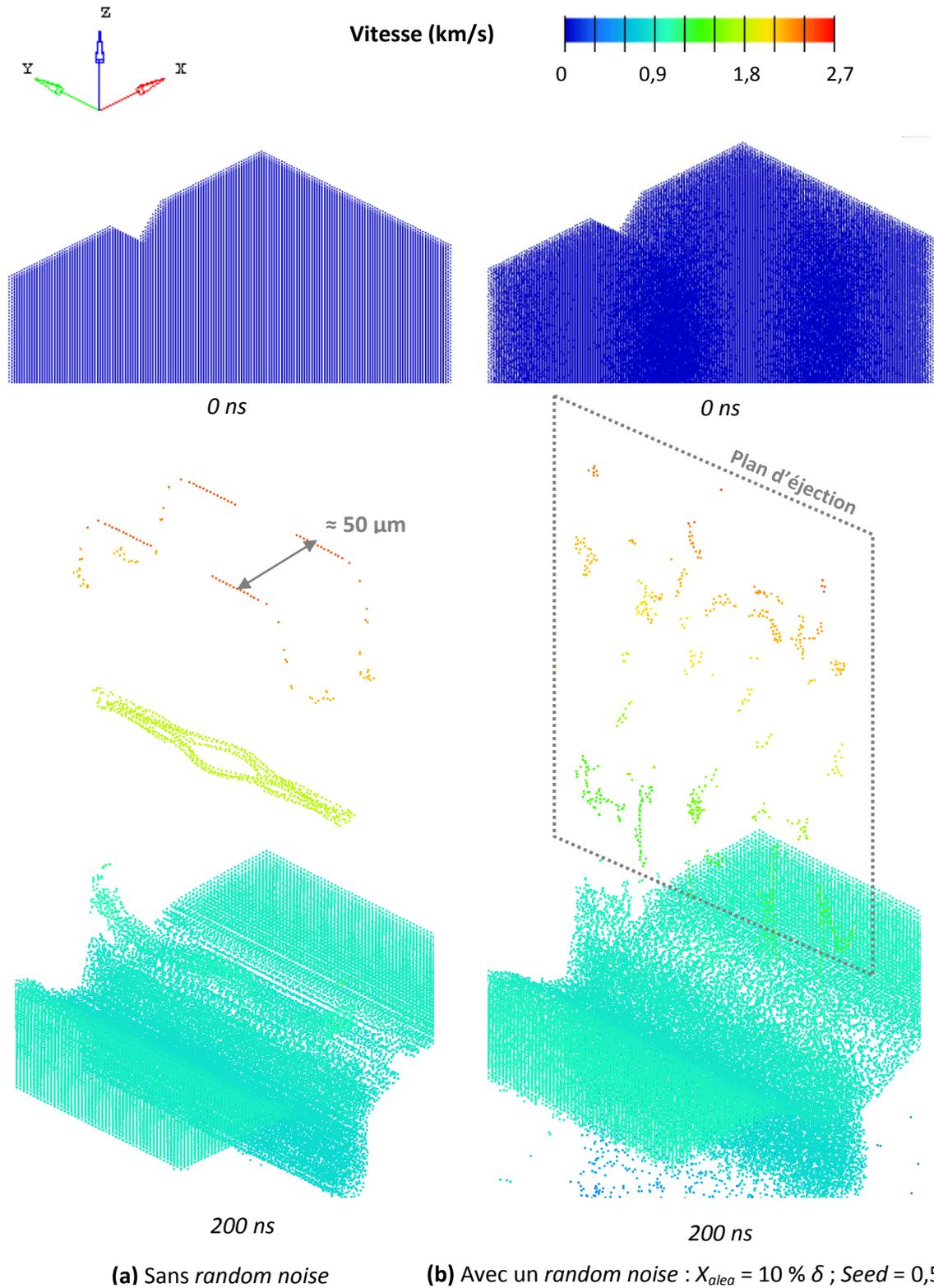


Figure 70 - Simulations 3D SPH du même tir que la Figure 65 b, à 0 ns et 200 ns. La distance interparticulaire initiale est de $2,5 \mu\text{m}$ (soit environ 3 000 000 particules) et $h = 2,77 \mu\text{m}$. En (a), il n'y a pas de bruit numérique aléatoire sur les coordonnées des particules. En (b), un bruit numérique de maximum 10 % de la distance interparticulaire est appliqué avec une graine de 0,5



(a) Sans random noise

(b) Avec un random noise : $X_{alea} = 10\% \delta$; Seed = 0,5

Figure 71 – Vues zoomées sur le haut du modèle à 0 ns et sur l'écaille à 200 ns de la Figure 70. La distance interparticulaire initiale est de $2,5 \mu\text{m}$ (soit environ 3 000 000 particules) et $h = 2,77 \mu\text{m}$. En (a), il n'y a pas de bruit numérique aléatoire sur les coordonnées des particules. En (b), un bruit numérique de maximum 10 % de la distance interparticulaire est appliqué avec une graine de 0,5

Avec ce bruit numérique, on observe (Figure 70 b et Figure 71 b) que les fragments éjectés restent mieux dans le plan d'éjection et qu'ils ont perdu leur aspect linéique. Les regroupements de particules SPH peuvent être assimilés à des débris de tailles différentes, plus proches des nappes observées en ombroscopie (voir Figure 49 du Chapitre II). De plus, la fragmentation de la nappe à sa base (à 200 ns) rappelle la coalescence des pores constatée dans les simulations en Dynamique Moléculaire de microjetting présentées en Chapitre I [59] [84] [88].

La Figure 72 montre le tracé des vitesses de surface libre et de jet obtenues pour les simulations de la Figure 70, qu'on rappelle en hypothèse élasto-plastique parfaite et avec rupture de Tuler-Butcher, à comparer avec la simulation Eléments Finis de la Figure 65 et de la Figure 66.

- Tout d'abord, on note que les temps de mises en vitesse sont cohérents avec ceux des Eléments Finis (environ 45 ns pour la surface libre et 42 ns pour le jet) présentées Figure 66 : le choc s'est donc bien propagé à la bonne vitesse sur tout le modèle, ce qui confirme la capacité du SPH à traiter les ondes de choc planes. Dans les deux simulations SPH (avec ou sans bruit numérique), on remarque que les changements de vitesse sont moins abrupts que pour les Eléments Finis : il y a une phase de transition au début des mises en vitesses et pendant les décélérations, propres à la formulation.
- Les vitesses atteintes sont en très bon accord avec celles prédites par les Eléments Finis : environ 1,5 km/s et 3,5 km/s pour la surface libre et le jet respectivement, dans le cas où on a introduit le bruit numérique. En revanche, la simulation sans *random noise* sous-estime ces vitesses et présentent des pentes moins raides pendant toute l'accélération, ce qui suggère que l'introduction du *random noise* génère une légère augmentation artificielle de la « rigidité » du matériau.
- Si on observe l'évolution des vitesses après qu'elles aient atteint leur maximum, on reconnaît comme dans la Figure 66 l'aspect triangulaire du profil de vitesse de la surface libre dû à l'éventail de détente réfléchi, ainsi qu'une réaccélération typique de la rupture ayant provoqué l'écaillage. Cependant, au contraire des Eléments Finis, la surface libre atteint rapidement une vitesse constante et ne présente plus de réaccélération périodique. Pour le jet, la chute de vitesse diffère de la lente diminution observée dans les simulations par Eléments Finis (Figure 66), en atteignant beaucoup plus rapidement la vitesse asymptotique. Ceci peut s'expliquer par la fragmentation du jet, absente dans la simulation par Eléments Finis, qui ramène rapidement les débris à une pression nulle.

En conclusion, l'introduction d'un bruit numérique aléatoire de type *random noise* n'interfère pas sensiblement dans le calcul des vitesses. En revanche, il permet l'étude de la fragmentation de la nappe de jet et de la répartition de taille des agrégats, mais son amplitude maximale X_{alea} doit rester limitée pour ne pas trop dégrader l'homogénéité initiale du matériau. Nous verrons par la suite qu'elle est de l'ordre de 0,1 μm à 0,25 μm dans nos calculs. Ces valeurs restent en particulier inférieures à la rugosité observée sur les parois des rainures, de l'ordre du micromètre (Tableau 3 à Tableau 6 du Chapitre II).

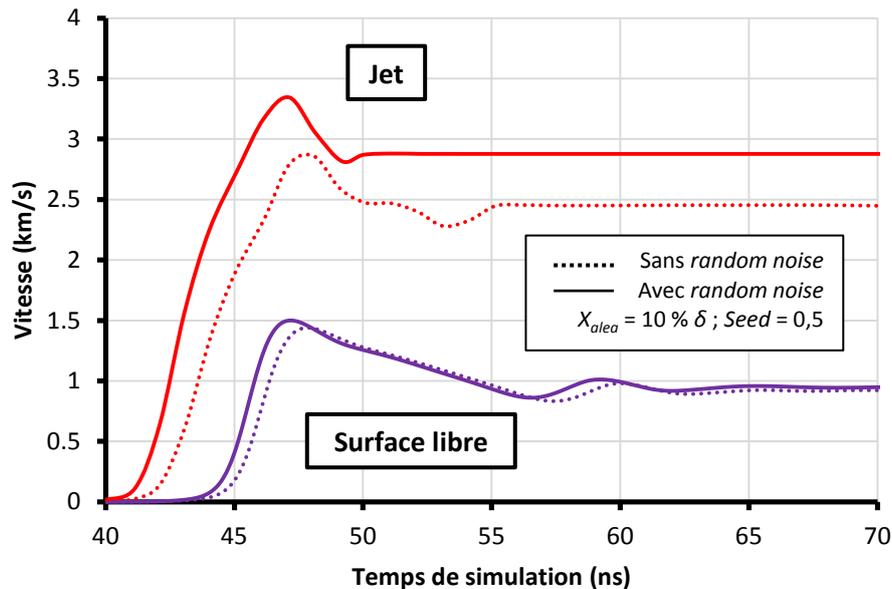


Figure 72 - Vitesses caractéristiques obtenues pour les simulations SPH avec élasto-plasticité et rupture présentées Figure 70. Comme avec les Eléments Finis Lagrangiens (Figure 66), la vitesse de surface libre est représentée en violet et celle de jet en rouge. Les courbes en pointillés et continues représentent les simulations sans *random noise* (Figure 70 a) et avec un *random noise* de 10 % maximum de la distance interparticulaire (Figure 70 b) respectivement

III.4.2. Influence des paramètres de calcul (δ, h, r) sur le mécanisme d'éjection

Nous avons vu dans les sous-sections précédentes que plusieurs paramètres numériques influencent la qualité de la modélisation et de la simulation, et en particulier le rendu de la rainure et des fragments éjectés :

- **La distance interparticulaire δ** : Le maillage doit être choisi suffisamment fin pour discrétiser correctement la rainure et les débris éjectés, sans toutefois faire exploser le temps de calcul ni atteindre les limites de mémoire des ordinateurs utilisés pour les simulations.
- **La distance h , ou *smoothing length*** : Même si cette valeur dépend directement de la densité de particules (et donc de la distance particulaire δ), Radioss conseille de la surestimer légèrement pour que le calcul soit moins instable en tension.
- **Le bruit numérique aléatoire X_{alea} , ou *random noise*, qu'on notera à présent r** : Cet outil permet de représenter de manière simplifiée et moyennée les irrégularités internes du matériau, mais à défaut d'avoir des données sur son amplitude celle-ci est pour l'instant arbitraire. En revanche, cette valeur ne doit pas être trop importante afin de garder une cohérence dans la répartition spatiale des particules SPH. Il a été choisi de l'exprimer sous forme d'un pourcentage de la distance interparticulaire δ (évidemment inférieur à 50 % pour éviter le contact de particules à l'instant initial).

Il paraît donc pertinent de mener une étude paramétrique sur ces trois grandeurs purement numériques et non objectives pour déterminer leurs influences sur les simulations. La confrontation entre les résultats numériques et expérimentaux (Chapitre 4) permettra ensuite de préconiser des valeurs adéquates pour ces trois paramètres. Un paramétrage de référence est d'abord choisi, puis pour chaque

paramètre deux autres simulations sont réalisées : l'une avec une valeur inférieure et l'autre avec une valeur supérieure. Ainsi, sept simulations permettent de dégager des tendances pour chaque paramètre étudié séparément des autres. La Figure 73 rassemble ces différentes simulations pour un exemple d'étude paramétrique sur une cible de Cuivre :

- **Pour celle dite de référence (colonne du milieu)** : la distance interparticulaire δ est choisie à $2,5 \mu\text{m}$ de manière à ce que la rainure de profondeur $25 \mu\text{m}$ soit représentée par 10 particules par bord. Les 500 000 particules du modèle induisent un temps raisonnable de calcul de deux heures. La distance h (*smoothing length*) est donnée à $2,77 \mu\text{m}$ par l'Eq. 66. Le bruit numérique maximum r (*random noise*) est fixé arbitrairement à 10 % de la distance interparticulaire δ .
- **Pour ces trois paramètres numériques**, les colonnes sur les côtés correspondent à la valeur inférieure (« Param - ») à gauche et la valeur supérieure (« Param + ») à droite.
- **Pour la distance interparticulaire δ** : la valeur inférieure $\delta^- = 1 \mu\text{m}$ modélise plus finement la rainure (25 particules par bord), mais accroît considérablement le nombre de particules à 7,6 millions. Cette simulation (en haut à gauche de la figure) durant trois jours a donc nécessité un ordinateur avec considérablement plus de mémoire vive et d'espace de stockage, situé au centre CEA-DIF, que pour les autres simulations, effectuées au sein de l'Institut Pprime. La valeur supérieure est choisie à $\delta^+ = 5 \mu\text{m}$ (65 000 particules seulement en tout, pour 7 minutes de calcul mais très peu de particules sur les bords de la rainure). Dans les deux cas, la distance h (*smoothing length*) est adaptée avec l'Eq. 66.
- **Pour la distance h (*smoothing length*)** : les valeurs inférieure $h^- = 2 \mu\text{m}$ et supérieure $h^+ = 3,5 \mu\text{m}$ changent le temps de calcul : 1h30 et 3h respectivement. En effet, une distance h plus importante induit un voisinage d'influence plus grand, donc une recherche de plus de particules voisines et des interactions plus nombreuses et plus importantes.
- **Pour le bruit numérique maximal r (*random noise*)** : les valeurs inférieure $r^- = 5 \% \delta$ et supérieure $r^+ = 20 \% \delta$ ne modifient pas le temps de calcul, comme attendu (le nombre de particules totales ou voisines est constant).

Plusieurs observations qualitatives peuvent être faites (les résultats quantitatifs sur les vitesses et les distributions de tailles de fragments sont confrontés avec ceux expérimentaux et théoriques en Chapitre IV) :

- Tout d'abord, il est évident que pour une distance interparticulaire δ faible (soit un maillage plus dense), le microjetting est mieux modélisé, que ce soit en discrétisation de la rainure ou de la nappe éjectée : on observera plus de débris de petite taille que pour un maillage moins dense (l'éjection est quasi inexistante pour un maillage trop grossier, à cause notamment de la sous discrétisation de la rainure).
- Si l'expression de la *smoothing length* h par rapport à la distance interparticulaire δ n'est pas respectée, l'influence de chaque particule sur ses voisines est plus ou moins intense : le matériau est donc plus ou moins laxé. Ainsi, une valeur de h trop grande fait chuter le nombre de débris éjectés.
- Comme observé dans les simulations préliminaires (voir sous-section III.4.1), un bruit numérique r (*random noise*) trop faible (par exemple 5 % de δ) conduit à des fragments linéiques non réalistes et moins nombreux.

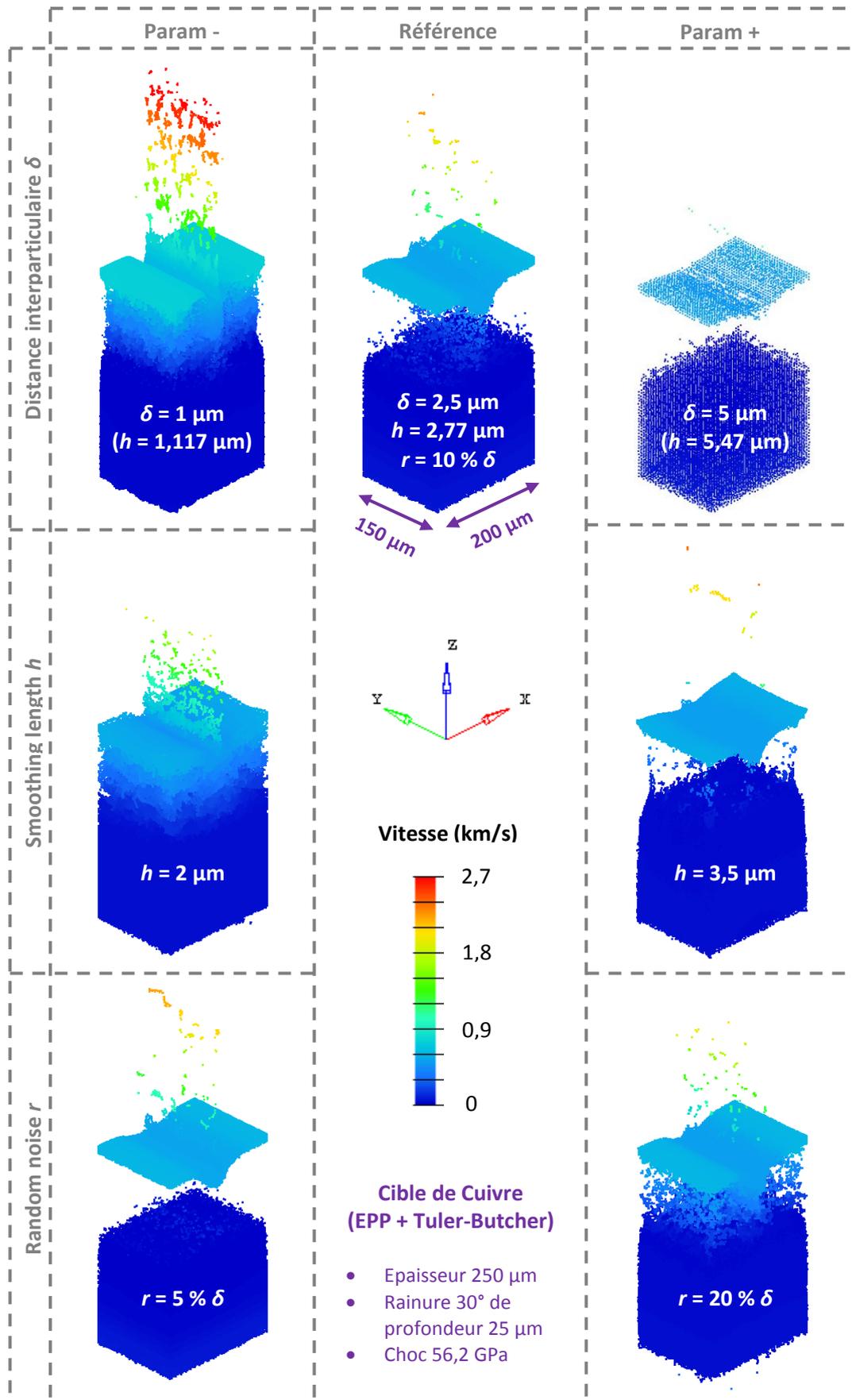


Figure 73 – Simulations 3D SPH d’une cible de Cuivre, 200 ns après le choc. Sur les côtés, les simulations de l’étude paramétrique sur δ , h et r . Chaque ligne représente l’effet de la variation d’un paramètre à partir de la simulation de référence (au milieu)

Enfin, nous avons recherché l'influence de ces paramètres numériques sur l'érosion des particules due à la rupture par traction, qui entraîne une perte substantielle de matière. Sur la Figure 73, cette érosion est présente autour du lieu de l'écaillage. Les pourcentages de matière supprimée des simulations par rapport à la masse totale initiale sont indiqués dans le Tableau 8. Cependant, l'aspect visuel des zones érodées ne concorde pas avec ces valeurs d'erreurs de masse extraites des fichiers de simulation. Malgré cela, une tendance apparaît sur le bruit numérique aléatoire : plus celui-ci est petit, moins la perte de matière est importante (au contraire du visuel en Figure 73). Toutefois, aucune conclusion ne peut être tirée sur les autres paramètres. Il faut donc être prudent sur l'interprétation des résultats quand la perte de matière n'est plus négligeable vis-à-vis des simulations, et en particulier sur l'évaluation de l'épaisseur de l'écaille.

Paramètre	Param -	Référence	Param +
<i>Distance interparticulaire δ</i>	23,7 %	15,4 %	21,7 %
<i>Smoothing length h</i>	15,7 %		16,3 %
<i>Random noise r</i>	10,3 %		24 %

Tableau 8 - Tableau rassemblant les pourcentages de perte de matière (par rapport à la masse totale initiale) par érosion due à la rupture, pour l'étude paramétrique montrée en Figure 73

III.4.3. Effet d'échelle en espace et en temps sur le modèle numérique

Au regard des simulations présentées dans les sous-sections précédentes, la formulation SPH semble être une approche intéressante pour modéliser le microjetting à notre échelle. Cependant, comme pour les Eléments Finis Lagrangiens, un défaut majeur observé se révèle être la grande érosion des particules au moment de la rupture dans le matériau. Cette érosion n'est pas gênante pour l'étude de la vitesse et des tailles des débris éjectés, qui proviennent du fond de la rainure (non érodée, comme on peut voir sur la Figure 73) et se détachent du reste de la matière dès que le niveau de la surface libre est dépassé.

Cependant, un temps de simulation de 200 ns n'est pas suffisant pour étudier l'évolution des distributions de taille aux temps longs et les comparer aux données expérimentales. C'est pourquoi il est pertinent d'explorer la micro éjection de matière avec la même échelle temporelle que les ombroscopies des tirs expérimentaux, dont les prises de vue s'étendent sur plusieurs centaines de nanosecondes (les données de la Vélocimétrie Hétérodyne s'étalent sur plusieurs dizaines de microsecondes, soit trois ordres de grandeur au-dessus, même si la partie utile correspond aux premières centaines de nanosecondes).

Ainsi, la Figure 74 présente l'exemple du modèle de référence de l'étude paramétrique de la Figure 73 poussé jusqu'à 1000 ns. Les dimensions latérales ont aussi été augmentées à 500 μm afin de limiter les effets de bords aux temps longs : le voisinage de la rainure est ainsi proche de celui d'une cible avec les trois rainures triangulaires isolées espacées de 600 μm . Le nombre total de particules passe de 500 000 à 4 millions, soit un peu moins que pour la simulation à δ^- , avec un temps de calcul d'un peu moins de trois jours. Une densité de maillage à $\delta^- = 1 \mu\text{m}$ serait préférable pour mieux discrétiser les petits débris, mais ferait exploser le nombre de particules à 63 millions, la taille des fichiers de simulation et le temps de calcul estimé à une trentaine de jours ! Les temps de calculs donnés dans ce manuscrit correspondent à des simulations non parallélisées, effectuées sur un ordinateur du centre CEA-DIF, dont le système d'exploitation est de type Linux pour pouvoir gérer une mémoire vive de plus de 200 Go nécessaire, mais sous lequel la parallélisation des calculs Radioss n'a pas été réussie.

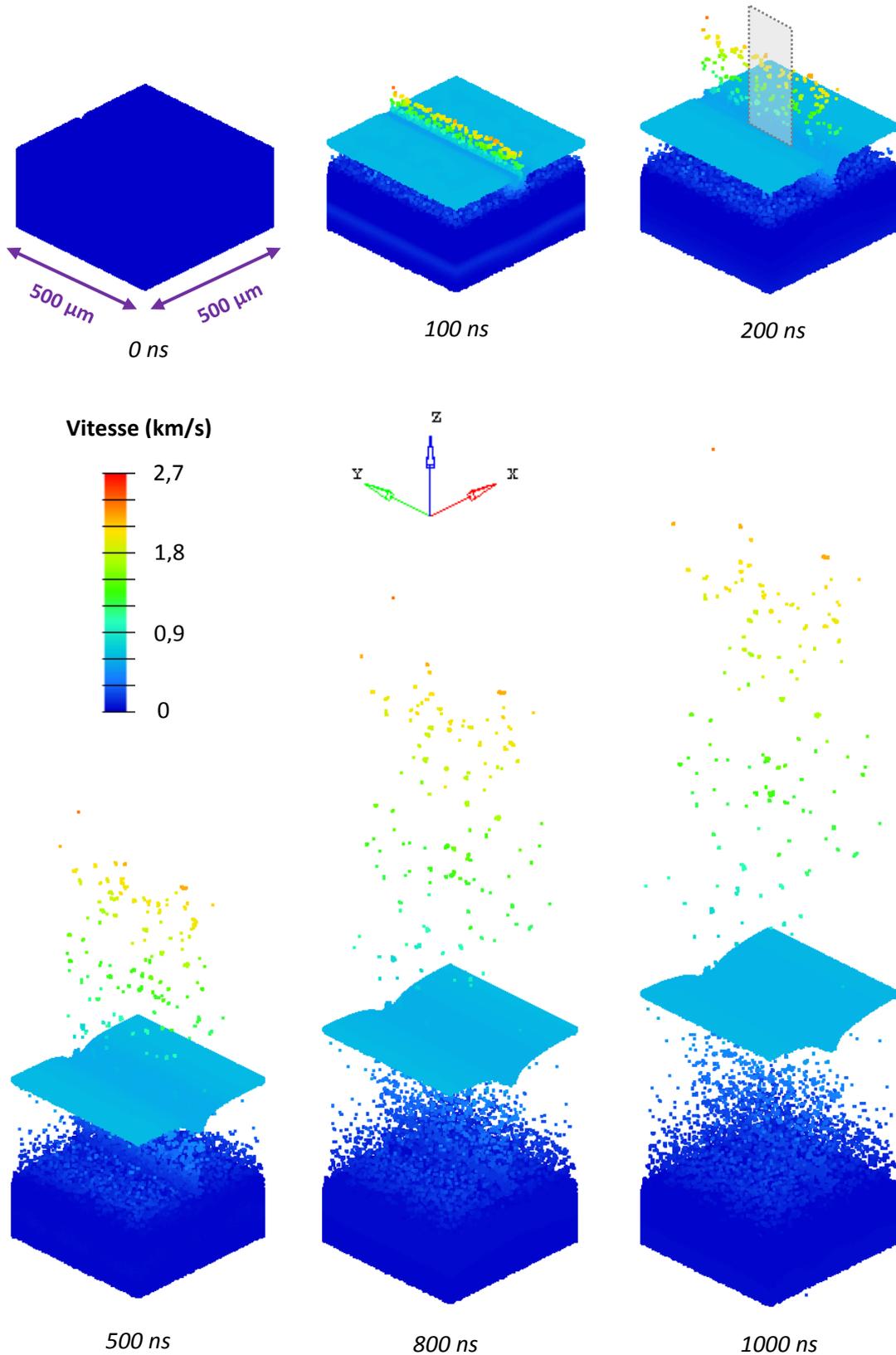


Figure 74 - Simulation 3D SPH du modèle de référence (Figure 73, au milieu) à plus grandes échelles spatiale et temporelle. Les hypothèses matériau sont gardées, ainsi que les paramètres $\delta = 2,5 \mu\text{m}$, $h = 2,77 \mu\text{m}$ et $r = 10\% \delta$. Le plan grisé à 200 ns correspond à l'équivalent de la portion éjectée par la simulation de référence de l'étude paramétrique

En comparant la simulation de référence de l'étude paramétrique (Figure 73) à sa version à plus grande échelle spatiale et temporelle (Figure 74), on peut dans un premier temps remarquer que même avec de plus grandes dimensions latérales on reconnaît la portion de matière éjectée à 200 ns par la simulation de référence et représentée dans la Figure 74 par le plan grisé : la densité de débris est similaire. Ensuite, les effets de bords semblent être moins importants au niveau de la forme globale du modèle et de celle de la surface libre, à cause des plus grandes dimensions latérales pour une même taille de maille. Au niveau du temps simulé, l'éjection semble continuer aux temps longs, ce qui est cohérent avec les nuages ininterrompus observés dans les ombroscopies. L'écaille continue sa course sans se déformer davantage. Enfin, si on regarde l'érosion des particules à 200 ns celle-ci reste équivalente visuellement avec la simulation à petites échelles, et se révèle quasiment identique (15,6 % de masse perdue) à la fin de la simulation à plus grande échelle, ce qui montre que l'érosion n'évolue plus avec le temps.

Ici aussi, les résultats qualitatifs (vitesses et tailles des particules) seront confrontés à ceux expérimentaux et théoriques dans le Chapitre IV.

III.4.4. Cas des rainures sinusoïdales périodiques

Les modélisations SPH de microjetting présentées dans les sous-sections précédentes sont données pour les simulations de cibles avec une rainure triangulaire isolée. Le cas des rainures sinusoïdales périodiques, dont la construction du modèle SPH est équivalente, est discuté dans cette sous-section. Cependant, pour ces rainures la formulation SPH a donné peu de résultats dans nos travaux, par manque de temps. La comparaison dans le Chapitre IV des données d'éjection à partir de ces rainures s'effectuera donc entre celles obtenues expérimentalement et celles issues des prédictions théoriques.

Les dimensions et les conditions aux limites sont les mêmes que pour les modèles avec rainure triangulaire, mis à part l'épaisseur des cibles (230 μm) et la représentation de deux périodes pour les rainures. L'élasto-plasticité parfaite et la rupture (par « cut-off » pour l'Etain) sont gardées. La Figure 75 présente deux méthodes de maillage utilisées pour représenter les rainures : le maillage en escalier (régulier partout) et le maillage qui suit la sinusoïde (celui-ci devient régulier au fur et à mesure qu'on se rapproche de la surface chargée).

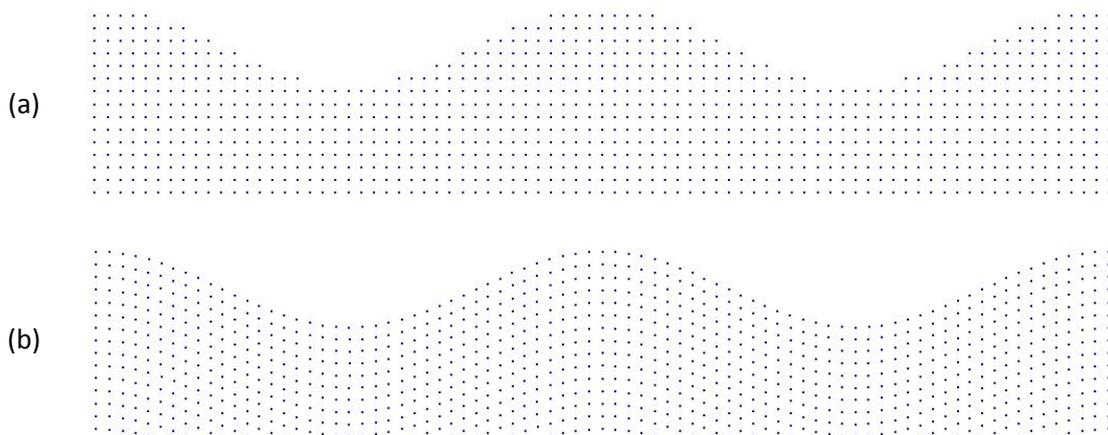


Figure 75 - Méthodes de maillage pour les rainures sinusoïdales périodiques (sur deux périodes), représentées sur la partie haute du modèle SPH : (a) maillage en escalier et (b) maillage suivant la sinusoïde (celui-ci devient régulier au fur et à mesure qu'on se rapproche de la surface chargée)

En appliquant ces maillages à un premier cas concret de choc issu d'une des campagnes expérimentales et suffisamment intense pour observer de l'éjection (Figure 76), on constate que quel que

soit le maillage choisi le calcul restitue bien l'inversion de matière entre les parties concaves et convexes : deux jets commencent à se former depuis le fond des deux « vallées » de la Figure 75. Cependant, ces jets n'arrivent pas à se développer : ils restent en dessous de 1 km/s alors que les Instabilités de Richtmyer-Meshkov et les mesures sur ombroscopies donnent une vitesse maximale de 3,5 km/s et aux alentours de 3 km/s respectivement. De plus, on observe un important décollement non physique de la matière (non contrainte par les conditions aux limites) sur les côtés.

Les calculs Radioss ne prenant pas en compte la fusion, le non développement des jets est cohérent avec l'observation expérimentale faite par Buttler *et al.* en 2012 [26] : la croissance des pics est vite arrêtée dans le cas où le milieu reste solide et les rainures initialement ouvertes et peu profondes (voir fin de la sous-section I.2.2.2 du Chapitre I), de rapport ηk de 0,471 dans notre exemple.

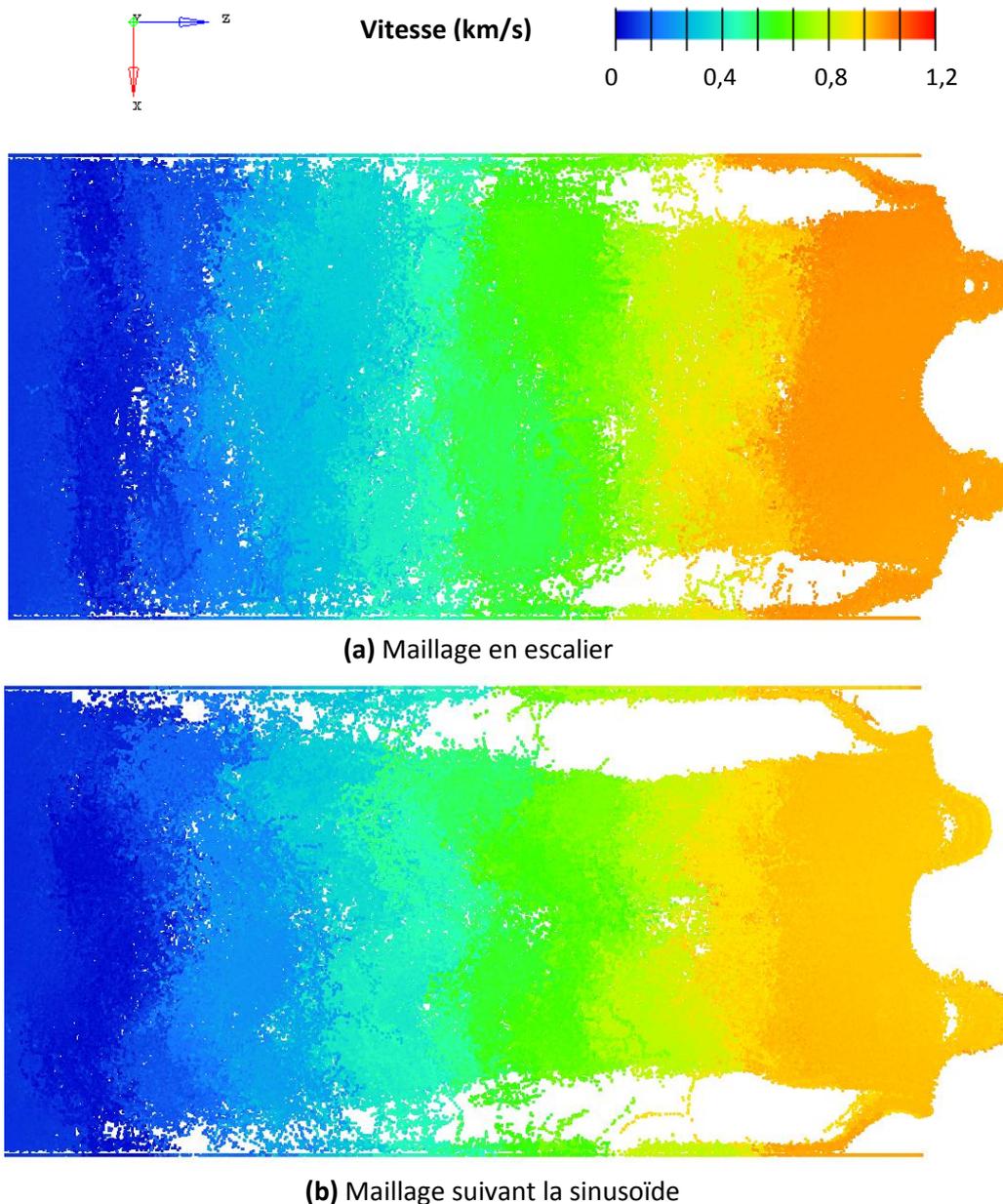


Figure 76 - Simulations 3D SPH d'une cible d'Étain de type B (série 2015 des cibles avec rainures sinusoïdales périodiques), soit avec une longueur d'onde λ de 60 μm et une profondeur 2η de 9 μm ($k\eta = 0,471$). Le modèle, avec élasto-plasticité parfaite et rupture par « cut-off », est soumis à un choc de 81 GPa (campagne de 2015) et illustré à 200 ns. Toute l'épaisseur de la cible (230 μm) n'est pas montrée. La distance interparticulaire est de 1,5 μm , la *smoothing length* de 1,669 μm et le *random noise* de 10 % de δ

Afin de vérifier que la formulation SPH est capable de traiter les instabilités de Richtmyer-Meshkov, des simulations avec des rainures plus profondes ont été réalisées. La Figure 77 montre une simulation équivalente à celle de la Figure 76 a avec cette fois ci des rainures suffisamment profondes pour atteindre un rapport de forme $k\eta$ proche de 1,5, avec lequel Buttler *et al.* [26] ont observé une croissance de pic peu ralentie. On peut constater que cette fois ci les jets se développent et continuent leur croissance correctement, à une vitesse asymptotique beaucoup plus proche de la réalité (ceux-ci vont bien plus loin que dans la Figure 76, comme on peut le voir à 200 ns après le choc).

Ainsi, on peut conclure que cette formulation peut restituer les instabilités RMI et semble prometteuse pour de futures simulations.

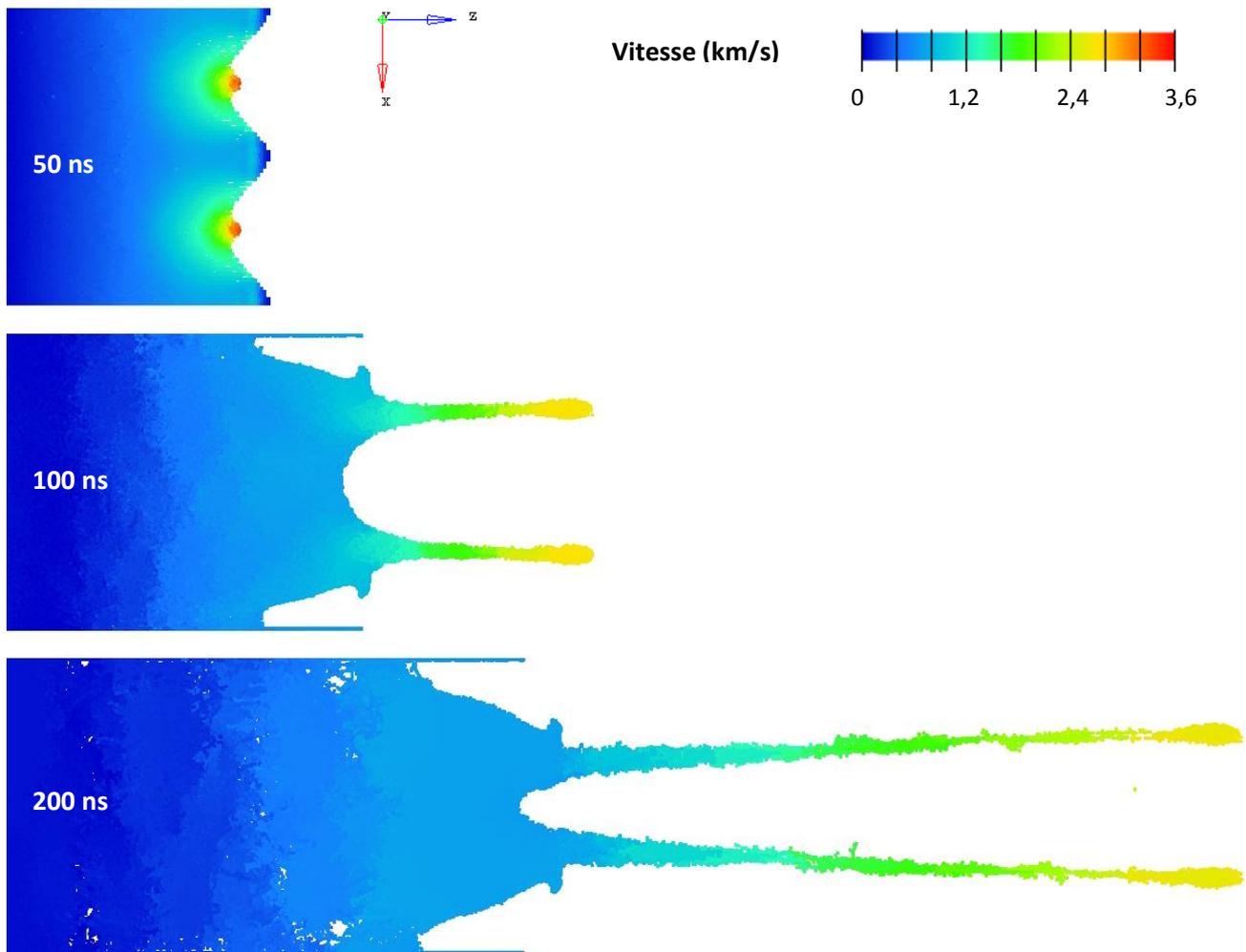


Figure 77 - Simulation 3D SPH du même cas que la Figure 76 a, mais avec des rainures plus profondes (même longueur d'onde λ de $60 \mu\text{m}$) 2η de $32 \mu\text{m}$ ($k\eta = 1,676$, soit l'équivalent d'une cible de type A6). Le modèle, avec élasto-plasticité parfaite et rupture par « cut-off », est soumis à un choc de 81 GPa (campagne de 2015). Toute l'épaisseur de la cible ($230 \mu\text{m}$) n'est pas montrée. La distance interparticulaire est de $1,5 \mu\text{m}$, la *smoothing length* de $1,669 \mu\text{m}$ et le *random noise* de 10 % de δ

Chapitre IV. Confrontation des résultats : Les propriétés balistiques de la matière éjectée

Sommaire

Chapitre IV. Confrontation des résultats : Les propriétés balistiques de la matière éjectée	117
<i>IV.1. Vitesses de surface libre et de jet</i>	<i>119</i>
IV.1.1. Cas des rainures triangulaires isolées.....	120
IV.1.1.1. Influence des paramètres (pression, profondeur et demi-angle d'ouverture) : prédictions théoriques vs. mesures.....	120
IV.1.1.2. Confrontation expériences/simulations sur la pression de débouché P_{SB}	126
IV.1.1.3. Comparaison simulation/théorie sur les vitesses	128
IV.1.1.4. Etude paramétrique (δ, h, r) et effet d'échelle avec la formulation SPH	131
IV.1.2. Cas des rainures sinusoïdales périodiques	133
<i>IV.2. Distribution en taille des débris.....</i>	<i>135</i>
IV.2.1. Expériences, loi de probabilité cumulative et simulations SPH.....	135
IV.2.2. Confrontation des résultats.....	139
IV.2.3. Etude paramétrique (δ, h, r) et effet d'échelle avec la formulation SPH	144
<i>IV.3. Densité surfacique dans les jets.....</i>	<i>148</i>
IV.3.1. Cas des rainures triangulaires isolées.....	149
IV.3.2. Cas des rainures sinusoïdales périodiques	151
<i>IV.4. Bilan des comparaisons et des limites de l'approche numérique.....</i>	<i>154</i>

Dans les chapitres précédents, nous avons décrit la démarche adoptée pour les travaux menés au cours de cette thèse, sur la formation de jets de matières (microjetting) à partir de rainures rectilignes à la surface libre de cibles métalliques soumises à des chocs lasers. Trois approches d'étude (expérience, théorie, simulation) sont exploitées afin de couvrir tous les aspects de la micro éjection de matière.

En faisant le bilan de tous les tirs qui ont été réalisés pour l'étude expérimentale, on obtient une cinquantaine de cibles pour les rainures triangulaires et une bonne trentaine pour les rainures sinusoïdales. Dans les comparaisons qui vont suivre, on englobe aussi les tirs effectués dans des campagnes équivalentes qui ont précédé la thèse, en 2013 [32] et en 2014 [126], et qui ont été réalisées dans les mêmes conditions expérimentales et dans le même cadre de collaboration entre l'Institut Pprime, le centre CEA DAM-Ille de France et le LULI. Ces campagnes supplémentaires représentent en tout une autre cinquantaine de cibles, ce qui fournit ainsi un ensemble de résultats homogène et plus complet.

Dans ce chapitre, les résultats obtenus avec les trois approches sont rassemblés pour confrontation. Celle-ci est organisée de la manière suivante :

- **Les vitesses caractéristiques du microjetting (surface libre, tête de jet)** seront d'abord traitées, en séparant les deux types de rainures (triangulaire ou sinusoïdale), qui relèvent de deux théories différentes.
 - Au vu du nombre important de tirs effectués, les comparaisons seront séparées en deux sous-sections pour ne pas alourdir les graphes : expérience (ombroscopies et VH) et théorie, puis simulations numériques (Eléments Finis et SPH) et théorie (la théorie sera donc le fil rouge entre les expériences et les simulations). Une sous-section comparant les pressions de débouché P_{SB} prédites par ESTHER et déduites des vitesses de surface libre mesurées est aussi intégrée.
 - Enfin, nous discuterons de l'influence des paramètres purement numériques de la formulation SPH, sur les vitesses obtenues, ainsi que des simulations à plus grandes échelles spatiale et temporelle.
- Ensuite, nous aborderons les **distributions de tailles des débris éjectés** issus de quelques essais. Accessibles par l'ombroscopie et la tomographie des gels, ces distributions seront comparées à une loi de probabilité cumulative (présentée dans la sous-section I.2.3 du Chapitre I) et aux agrégats de particules obtenus avec les simulations SPH (les résultats de l'étude paramétrique et des simulations à grandes échelles seront aussi discutés).
- Enfin, **une estimation de la densité surfacique des nappes éjectées** issue des radiographies X sera faite, et comparée avec des lois prédictives simples (présentées dans la sous-section I.2.3 du Chapitre I) et avec la masse éjectée simulée avec la formulation SPH.

Ces confrontations conduiront à la fin de ce chapitre à un bilan des comparaisons et à une brève discussion des limites de l'approche numérique.

IV.1. Vitesses de surface libre et de jet

Dans cette section, nous nous intéresserons aux vitesses caractéristiques du phénomène de microjetting : la vitesse de la tête de jet, ainsi que celle de la surface libre après interaction avec le choc. On rappelle que ces grandeurs sont accessibles :

- **Expérimentalement** par (voir la sous-section II.4.1 du Chapitre II) :
 - La mesure des positions successives des fronts des nappes éjectées et de la surface libre, sur les prises de vues (dont on connaît les temps) de l'Ombroscopie Transverse (Figure 78), avec une erreur estimée sur les têtes de jet (voir sous-section II.4.1.1).
 - La détermination des traces les plus rapides (issues du groupe peu dense et vélocé pour le jet et du groupe plus dense et moins vélocé pour la surface libre), dans les mesures de vitesses fournies par les sondes VH (Figure 79).
- **Analytiquement** par :
 - La théorie monodimensionnelle des chocs dans les solides, pour la vitesse de surface libre (voir l'Annexe A).
 - La théorie bidimensionnelle des chocs obliques et l'approximation des charges creuses, pour la vitesse de tête de jet provenant d'une rainure triangulaire (voir Eq. 22 du Chapitre I).
 - La théorie des Instabilités de Richtmyer-Meshkov (RMI), pour la vitesse de tête de jet provenant de rainures sinusoïdales périodiques (voir Eq. 25 et Eq. 29 du Chapitre I).
- **Numériquement** par les profils de vitesses calculés au fond de la rainure et au niveau de la surface libre (voir le Chapitre III).

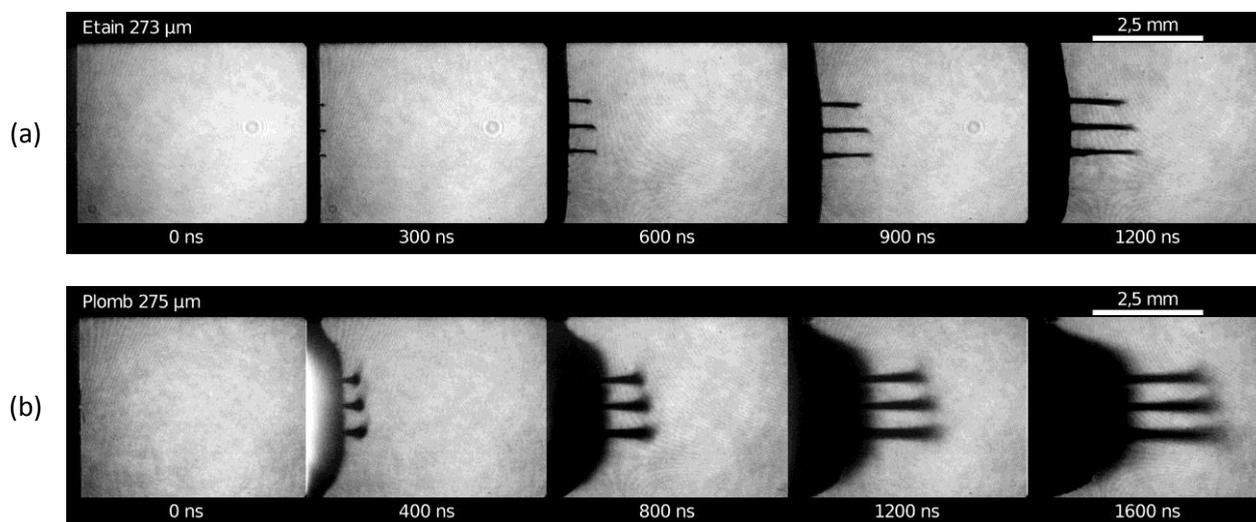


Figure 78 - Ombroscopies Transverses de deux cibles avec trois rainures triangulaires isolées horizontales : (a) cible d'Etain avec des rainures de demi-angle 45° et de profondeurs 39, 62 et $73 \mu\text{m}$ (de haut en bas), soumise à un choc de 70,7 GPa et (b) cible de Plomb avec des rainures de demi-angle 30° et de profondeurs 41, 60 et $80 \mu\text{m}$ (de haut en bas), soumise à un choc de 55,3 GPa

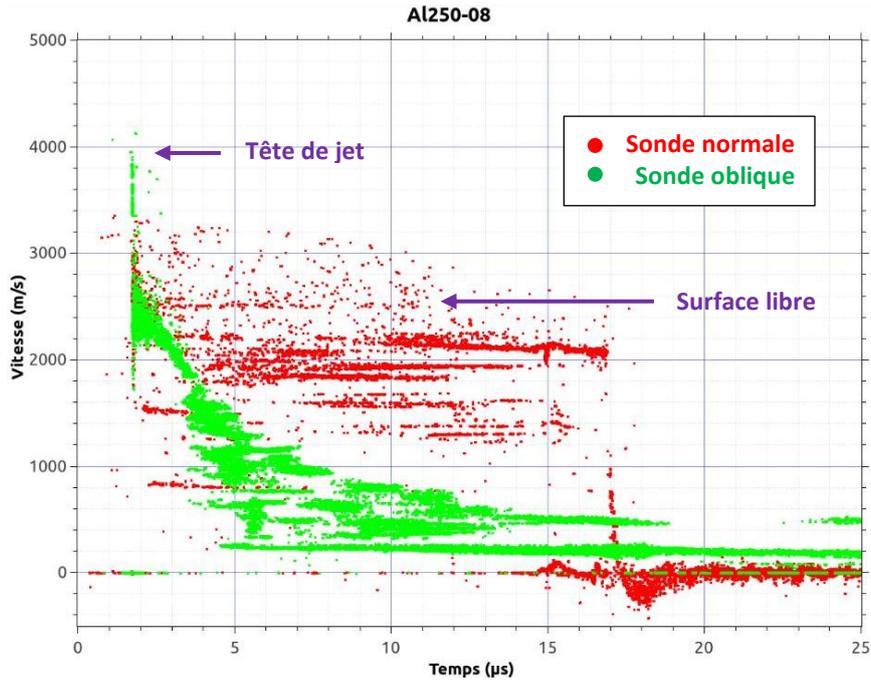


Figure 79 - Evolution temporelle des vitesses mesurées par Vélocimétrie Hétérodyne d'une cible d'Aluminium avec une rainure de demi-angle 30° et soumise à un choc de 51,7 GPa

IV.1.1. Cas des rainures triangulaires isolées

IV.1.1.1. Influence des paramètres (pression, profondeur et demi-angle d'ouverture) : prédictions théoriques vs. mesures

La Figure 78 montre des exemples d'ombroscopies sur des cibles comportant chacune trois rainures de profondeurs différentes. Les extrémités des jets issus des rainures plus profondes sont légèrement en avance : par exemple, les vitesses mesurées dans l'ombroscopie (a) sont de 2,137, 2,414 et 2,587 km/s, de la rainure moins profonde (en haut) à celle la plus profonde (en bas). Toutefois, comme le choc a atteint le fond de ces rainures légèrement plus tôt, ces jets sont partis légèrement en avance, et sous l'effet d'une pression de débouché légèrement plus forte (à cause de l'amortissement hydrodynamique avec la distance de propagation). Si on prend en compte ces deux effets, **l'influence de la profondeur de la rainure sur la vitesse d'éjection devient négligeable** par rapport à l'incertitude des mesures. Ainsi, à la lumière de ces observations, on choisit dans toutes les ombroscopies de retenir comme vitesse de jet le front le plus rapide.

Dans les graphes qui suivent, nous cherchons à vérifier que les deux diagnostics fournissant les vitesses (Ombroscopie Transverse et Vélocimétrie Hétérodyne) donnent des résultats cohérents entre eux et avec les prédictions théoriques, pour les quatre matériaux et les différentes ouvertures de défauts.

Pour les rainures triangulaires, les influences de l'intensité de choc et de l'angle d'ouverture sur ces vitesses sont les suivantes [32] [43] [127] :

- Plus la pression de choc est importante, plus les vitesses de surface libre et de tête de jet sont élevées.
- Plus l'angle d'ouverture est fermé, plus la vitesse de tête de jet est grande.

A partir des relations données par l'Annexe A (Eq. 88) et le Chapitre I (Eq. 22) respectivement, les vitesses de surface libre et de jet (pour un demi-angle de 20°, 30° ou 45°) peuvent être tracées en fonction de la pression de débouché P_{SB} (pour *shock breakout*) qui arrive au niveau de la surface libre après propagation et amortissement dans la cible. Pour ces graphes, cette pression P_{SB} est donnée par la vitesse de surface libre mesurée sur l'ombroscopie, grâce à la deuxième relation de Rankine-Hugoniot (Eq. 88), avec l'approximation $u_{SL} = 2u$, où u est la vitesse particulaire induite par le choc (Eq. 90 de l'Annexe A) :

$$P_{SB} = \rho_0 \left(c_0 + s \frac{u_{SL}}{2} \right) \frac{u_{SL}}{2} \quad \text{Eq. 68}$$

Ce choix de présentation implique deux simplifications : (i) la vitesse de surface libre u_{SL} est assimilée à la vitesse finale de l'écaille mesurée sur les ombroscopies, et (ii) l'amortissement du choc sur la profondeur de la rainure (qui fait que la pression appliquée en fond de rainure est en réalité un peu supérieure à P_{SB}) n'est pas pris en compte. Nous reviendrons sur ces simplifications dans le paragraphe suivant.

Les résultats théoriques et expérimentaux pour l'Aluminium, l'Étain, le Cuivre et le Plomb sont donnés par la Figure 80, la Figure 81, la Figure 82 et la Figure 83 respectivement.

Sur chacun des graphiques, l'état du matériau est indiqué par un code couleur selon la pression (les valeurs précises sont données en Annexe B). Pour les prédictions théoriques, on reste en hypothèse hydrodynamique (la résistance au cisaillement est négligée). Le calcul analytique 2D traitant l'hydrodynamique des chocs obliques n'est possible que sur le domaine dit régulier (voir la sous-section I.2.1.1 du Chapitre I), représenté par les courbes continues. Ces courbes sont fournies par un tableur résolvant les équations énumérées dans la sous-section I.2.1 du Chapitre I. Au-delà, ces courbes sont extrapolées avec les mêmes équations sur le domaine irrégulier (courbes en tirets) où les perturbations générées à la pointe de la rainure rattrapent l'onde de choc et déforment le front au-delà d'une certaine pression et en dessous d'un certain angle d'ouverture. On remarquera que l'apparition de ce domaine diffère selon le matériau : celle-ci se passe beaucoup plus tôt pour les matériaux moins rigides comme l'Étain et le Plomb (par rapport à l'Aluminium et le Cuivre).

Pour chaque tir, on trouve un ensemble vertical de points (de même pression P_{SB}) constitué dans le meilleur des cas de quatre points, représentant les vitesses de tête de jet et de surface libre issues de l'Ombroscopie Transverse et de la Vélocimétrie Hétérodyne. Les points manquants sont dus à des mesures non effectuées (par choix, comme dans la campagne de 2015 où les sondes VH ont été remplacées par des cubes de gel, ou par défaut de déclenchement), ou peu exploitables (par exemple si le front de la tête de jet sort trop rapidement du champ d'observation de l'ombroscopie ou si les particules de la nappe de jet sont trop peu nombreuses pour être différenciées du bruit de la mesure VH).

Par construction (Eq. 68), les vitesses de surface libre obtenues avec l'Ombroscopie Transverse (point gris pleins) sont identiques à celles obtenues avec la théorie (courbe grise).

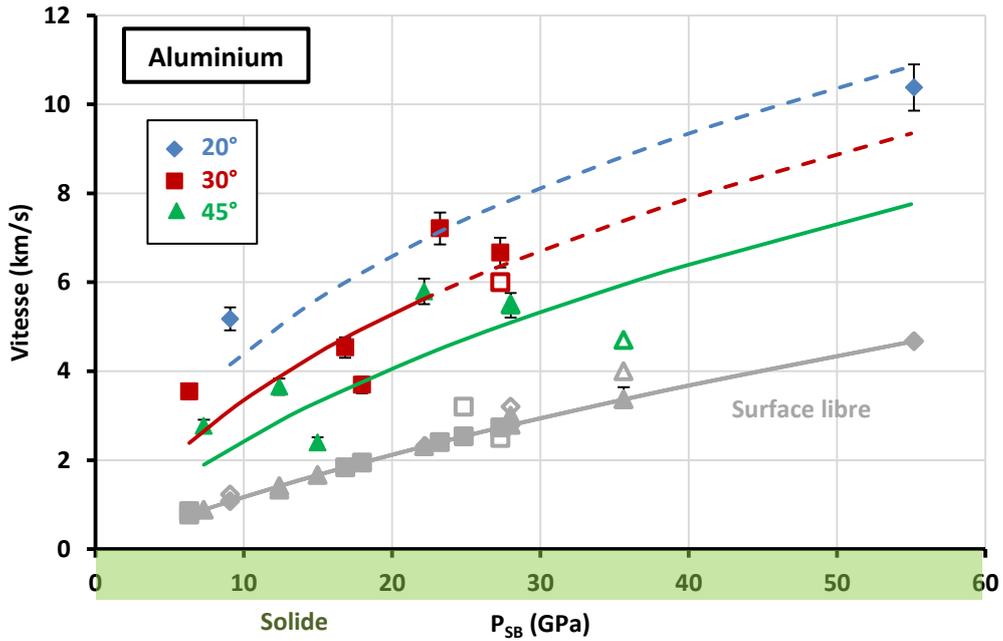


Figure 80 - Evolution des vitesses caractéristiques du microjetting dans l'Aluminium (rainures triangulaires), en fonction de la pression de débouché P_{SB} en surface libre donnée par les vitesses de surface libre mesurées sur les ombroscopies. Les losanges bleus, carrés rouges et triangles verts correspondent aux demi-angles de 20°, 30° et 45° respectivement. Les formes pleines sont les vitesses déduites de l'Ombroscopie Transverse, et les formes creuses celles de la Vélocimétrie Hétérodyne. Les courbes continues montrent l'évolution théorique (cas régulier) et les traits pointillés illustrent leur prolongement sur le domaine irrégulier. L'incertitude sur la position des fronts des têtes de jet sur les ombroscopies est d'environ $\pm 5\%$ (barres d'erreur verticales)

Pour l'Aluminium (Figure 80), on compte environ une vingtaine de tirs sur l'ensemble des campagnes expérimentales.

Une première observation est que la vitesse de surface libre mesurée par la Vélocimétrie Hétérodyne (points gris creux) suit bien les valeurs de l'ombroscopie, ce qui confirme la cohérence entre les deux diagnostics. Si on considère cette fois-ci les vitesses de tête de jet, on remarque que sur la vingtaine de tirs, répartis sur les trois angles d'ouverture, les tendances théoriques sont respectées. Les fluctuations peuvent s'attribuer aux erreurs de mesures et de lecture par l'utilisateur. En effet, l'Aluminium éjectant très rapidement (jusqu'à 10 km/s) et sous forme de beaucoup de fines particules (voir la Figure 52 a du Chapitre II), il peut être difficile pour certains tirs de différencier la nappe éjectée de la surface libre sur l'Ombroscopie Transverse (avec parfois un fort flou de bougé, de 5 μm pour une particule à 1 km/s) et la Vélocimétrie Hétérodyne.

Enfin, d'après les données sur l'état de l'Aluminium sous choc (Annexe B), celui-ci reste solide au niveau de la rainure et de la surface libre : il n'y a donc a priori pas de changement de comportement entre les différentes pressions.

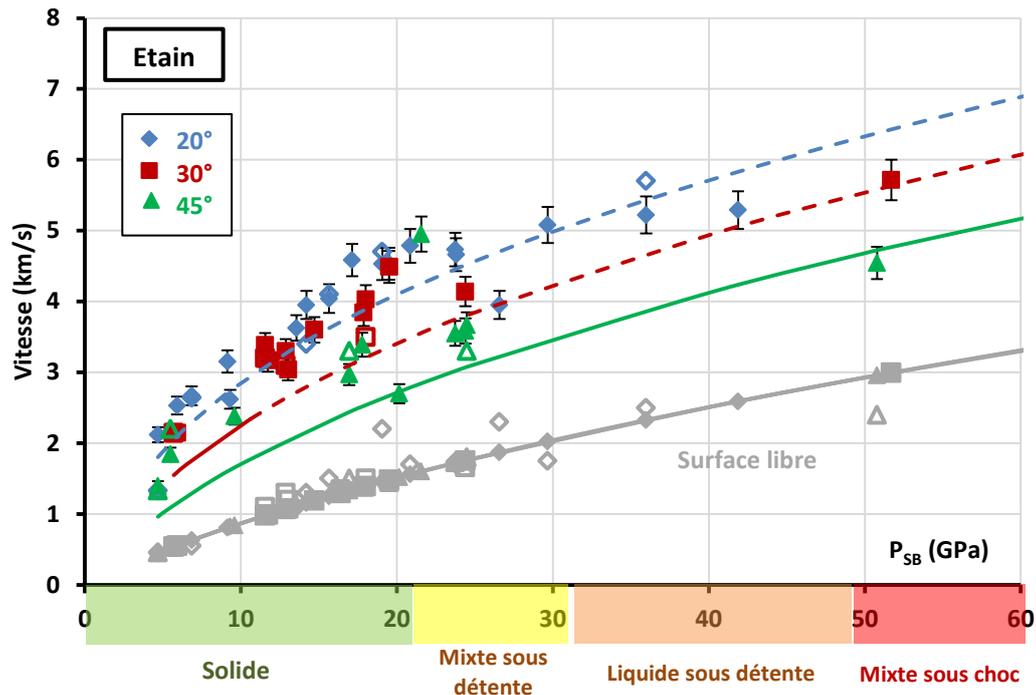


Figure 81 - Evolution des vitesses caractéristiques du microjetting dans l'Étain (rainures triangulaires), en fonction de la pression de débouché P_{SB} en surface libre donnée par les vitesses de surface libre mesurées sur les ombroscopies. Les losanges bleus, carrés rouges et triangles verts correspondent aux demi-angles de 20°, 30° et 45° respectivement. Les formes pleines sont les vitesses déduites de l'Ombroscopie Transverse, et les formes creuses celles de la Vélocimétrie Hétérodyne. Les courbes continues montrent l'évolution théorique (cas régulier) et les traits pointillés illustrent leur prolongement sur le domaine irrégulier. L'incertitude sur la position des fronts des têtes de jet sur les ombroscopies est d'environ $\pm 5\%$ (barres d'erreur verticales)

Pour l'Étain (Figure 81), les tirs sont environ deux fois plus nombreux que pour l'Aluminium, et étalés sur une gamme de pression plus grande pour pouvoir atteindre l'état complètement liquide.

Comme le matériau précédent, les vitesses de surface libre obtenues avec la Vélocimétrie Hétérodyne (points gris creux) correspondent bien à celles issues de l'Ombroscopie Transverse (confondues avec la courbe grise de la théorie). Au niveau des vitesses de tête de jet de l'ensemble du graphique, les prédictions sont globalement mieux suivies. Les sources d'erreur sont les mêmes que pour le matériau précédent, l'Étain éjectant aussi beaucoup et sous forme de fines particules (voir Figure 51 b du Chapitre II) mais moins vite (donc un flou de bougé moindre). Ainsi, l'Étain semble être un matériau plus propice à une meilleure exploitation des résultats fournis par les deux diagnostics utilisés pour la détermination des vitesses. En outre, l'Étain présente un point de fusion beaucoup plus bas que l'Aluminium (voir Annexe B) : la fusion (qui apparaît d'abord en détente) commence dès 21 GPa. Cependant, la perte de la résistance du matériau fondu n'est pas visible sur les vitesses (de jet et de surface libre) : on pourrait s'attendre à des vitesses plus faibles à l'état solide, puis un meilleur accord avec la théorie hydrodynamique quand la fusion apparaît, mais ce n'est pas le cas. Au contraire, les vitesses expérimentales sont globalement légèrement au-dessus des prédictions théoriques. On peut supposer que cet écart systématique est en partie lié aux deux simplifications évoquées précédemment. En effet, la vitesse de l'écaille, mesurée sur les ombroscopies, est en fait un peu inférieure à la vitesse de surface libre au moment du débouché du choc, à cause de la décélération de cette surface (appelée *velocity pullback* en anglais) associée à la résistance du matériau en traction. P_{SB} est donc légèrement sous-estimée sur les graphes. D'autre part, la pression en fond de rainure (P_{fond}) est en fait un peu supérieure à la pression de débouché, à cause de l'amortissement hydrodynamique sur la profondeur de la rainure. La vitesse réelle des têtes de jets est donc un peu supérieure à celle calculée à partir de P_{SB} .

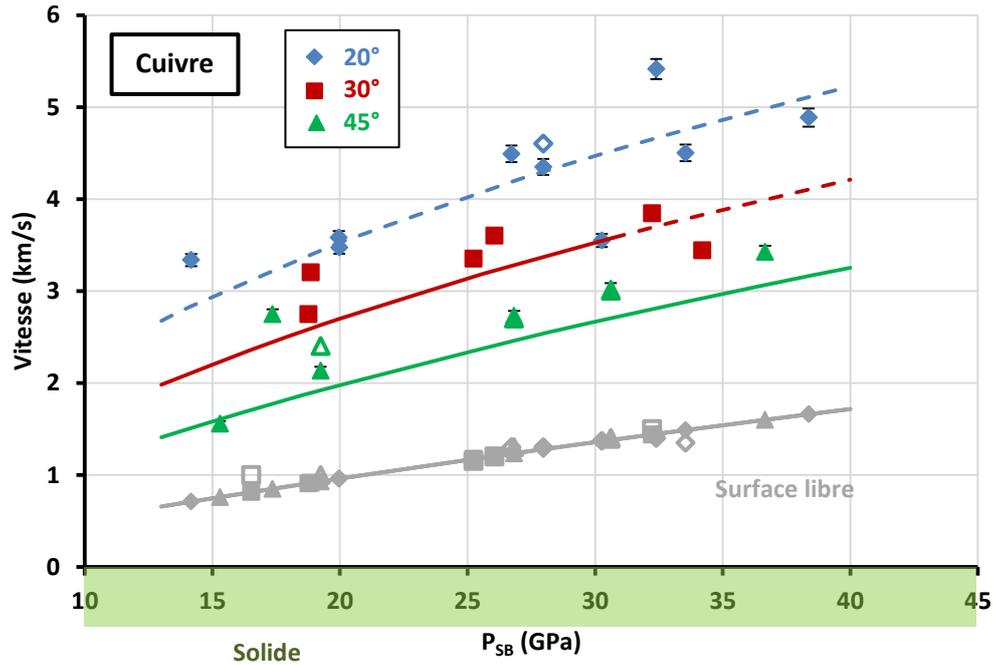


Figure 82 - Evolution des vitesses caractéristiques du microjetting dans le Cuivre (rainures triangulaires), en fonction de la pression de débouché P_{SB} en surface libre donnée par les vitesses de surface libre mesurées sur les ombroscopies. Les losanges bleus, carrés rouges et triangles verts correspondent aux demi-angles de 20°, 30° et 45° respectivement. Les formes pleines sont les vitesses déduites de l'Ombroscopie Transverse, et les formes creuses celles de la Vélocimétrie Hétérodyne. Les courbes continues montrent l'évolution théorique (cas régulier) et les traits pointillés illustrent leur prolongement sur le domaine irrégulier. L'incertitude sur la position des fronts des têtes de jet sur les ombroscopies est d'environ $\pm 2\%$ (barres d'erreur verticales) (voir Figure 47)

Pour le Cuivre (Figure 82), le nombre de tirs effectués sur toutes les campagnes est équivalent à celui de l'Aluminium.

Ici aussi, les vitesses de surface libre mesurées par la Vélocimétrie Hétérodyne suivent bien celles obtenues avec l'Ombroscopie Transverse, et présentent même un écart moindre par rapport aux deux matériaux précédents. Ceci peut s'expliquer par le fait que les surfaces libres des cibles de Cuivre sont plus nettes et mieux différenciables sur les ombroscopies et les mesures de VH : en effet, ce matériau reste solide au vu des pressions générées (Annexe B). Comme pour les matériaux précédents, les vitesses de jets (Ombroscopie Transverse et Vélocimétrie Hétérodyne) suivent globalement les prédictions théoriques, avec des fluctuations aussi importantes que pour l'Aluminium. Les incertitudes de mesures sur ces vitesses de jets sont accentuées par le fait que le Cuivre produit peu de fragments (voir la Figure 51 a du Chapitre II), généralement peu visibles sur les ombroscopies et difficilement détectables par la VH, souvent noyés dans le bruit de fond de ces deux diagnostics.

Pour ces trois matériaux (Aluminium, Etain, Cuivre), les vitesses mesurées sont en assez bon accord avec les courbes théoriques, quoique généralement un peu au-dessus de ces courbes. Les tendances concernant les influences de la pression de choc et de l'angle de la rainure sont bien prédites par l'approche théorique.

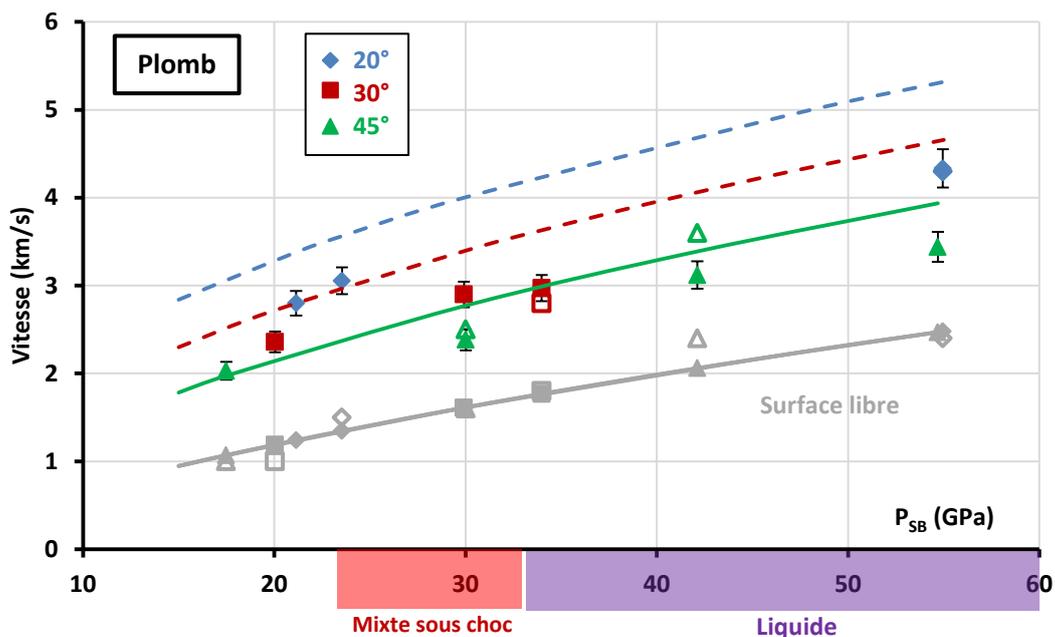


Figure 83 - Evolution des vitesses caractéristiques du microjetting dans le Plomb (rainures triangulaires), en fonction de la pression de débouché P_{SB} en fond de rainure donnée par les vitesses de surface libre mesurées sur les ombroscopies. Les losanges bleus, carrés rouges et triangles verts correspondent aux demi-angles de 20°, 30° et 45° respectivement. Les formes pleines sont les vitesses déduites de l'Ombroscopie Transverse, et les formes creuses celles de la Vélocimétrie Hétérodyne. Les courbes continues montrent l'évolution théorique (cas régulier) et les traits pointillés illustrent leur prolongement sur le domaine irrégulier. L'incertitude sur la position des fronts des têtes de jet sur les ombroscopies est d'environ $\pm 5\%$ (barres d'erreur verticales)

Pour le Plomb (Figure 83), comme pour les autres matériaux étudiés, les vitesses de surface libre mesurées par l'Ombroscopie Transverse et la Vélocimétrie Hétérodyne (points gris) sont très proches. Quant aux vitesses de tête de jet, les points correspondants sont plutôt en dessous des courbes issues des prédictions théoriques, avec moins de dispersion que dans les autres matériaux. Pour ce qui est de l'état du Plomb, on ne dispose pas de données sur une éventuelle fusion pendant la détente ; d'après les éléments donnés en Annexe B, on sait que la fusion sous choc se passe entre 27,5 et 33 GPa. Comme pour l'Étain, et conformément aux données de la littérature [17] [79], cette fusion ne semble pas affecter notablement les vitesses d'éjection.

IV.1.1.2. Confrontation expériences/simulations sur la pression de débouché P_{SB}

Dans la sous-section précédente, les vitesses caractéristiques du microjetting obtenues expérimentalement ont été tracées en fonction de la pression de débouché P_{SB} déduite de la vitesse de surface libre mesurée sur les ombroscopies correspondant aux tirs. Le choix de cette détermination de P_{SB} se justifie par la volonté d'associer les vitesses d'éjection à des conditions déduites seulement de l'expérience.

La pression de débouché peut aussi être évaluée par la simulation numérique (Chapitre 3), à partir des caractéristiques (mesurées) de l'impulsion laser et des calculs d'interaction laser-matière et d'amortissement effectués avec le code ESTHER. Le but de cette sous-section est de comparer, pour l'ensemble des tirs, ces deux pressions de débouché. La Figure 84 ci-dessous rassemble les valeurs simulées par le code ESTHER en fonction des valeurs déduites des ombroscopies, pour chaque matériau.

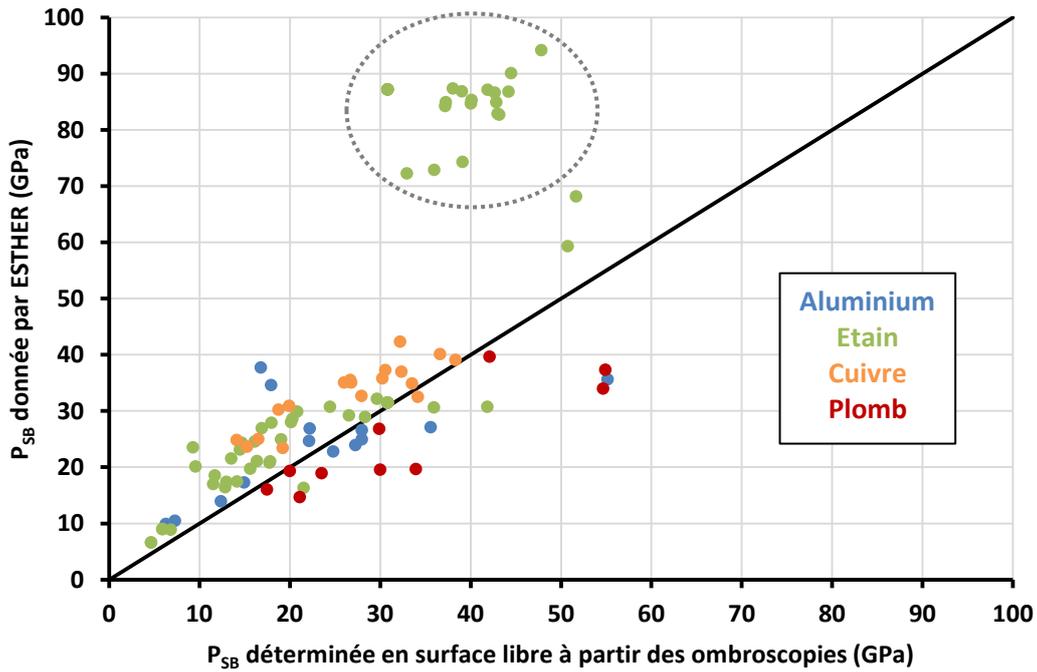


Figure 84 - Pressions de débouché P_{SB} données par le code ESTHER en fonction de celles déduites des ombroscopies, pour l'ensemble des tirs. Un groupe isolé est mis en évidence par les pointillés gris

On observe globalement que les points restent dans un voisinage de 20 GPa autour (en dessous et au-dessus) de l'expérience (ligne noire représentant la fonction identité), pour les points les plus extrêmes, en excluant le groupuscule isolé situé 40 GPa au-dessus (montré par la forme pointillée). En analysant plus finement :

- Les pressions calculées pour les tirs sur le Plomb sont en dessous de l'expérience. En fait, comme les données pour déterminer l'interaction laser-matière de ce matériau sont incomplètes dans la version d'ESTHER utilisée pour cette thèse (version 5), ces calculs ont été effectués avec l'Etain (jugé relativement proche du Plomb en terme de réponse dynamique). Il est donc logique que ces simulations ne fournissent que des valeurs approchées.
- Pour les trois autres matériaux, les pressions calculées sont plutôt supérieures à celles déduites des mesures. Cet écart est probablement dû au fait que les vitesses de surface libres issues des ombroscopies sont celles asymptotiques (mesurées aux temps longs), et non celles maximales atteintes immédiatement après la mise en vitesse de la surface libre : la pression de débouché déduite de ces vitesses est donc légèrement inférieure à la réalité, ce qui explique la tendance

des valeurs simulées par ESTHER à être plutôt au-dessus. De plus, les calculs ESTHER sont effectués en hypothèse hydrodynamique, alors qu'en prenant en compte l'élasto-plasticité du matériau on accentue l'amortissement pendant la traversée de la cible, ce qui conduit à des pressions de débouché inférieures.

- D'autre part, il reste des incertitudes de mesure dans l'expérience, notamment pour la détermination du diamètre de la tache focale (voir Chapitre II), qui intervient au carré dans l'intensité surfacique conduisant à la pression de chargement calculée par ESTHER. On a également souligné les incertitudes sur la détermination du front de la surface libre sur l'ombroscopie. On peut d'ailleurs remarquer que les points sont plus rapprochés pour le Cuivre, car comme on l'a déjà vu précédemment ce matériau ne produit que des gros fragments facilement différenciables de la surface libre : la surface libre est donc plus nette sur les ombroscopies.
- Le groupe de points entouré par une ligne pointillée correspond à une série de tirs pour lesquels la tache focale effective n'a pas pu être mesurée avec la méthode habituelle (faute de pouvoir récupérer des cibles après tir), mais en mesurant le diamètre d'écaillage sur les ombroscopies. Au vu du très grand écart de pression de débouché pour ce groupe de points, on peut en déduire que la tache focale a été fortement sous-évaluée avec cette technique à cause de la difficulté à distinguer nettement sur l'ombroscopie les bords de la zone chargée en particulier pour ces tirs où l'Étain était fondu (micro-écaillage).

Malgré tout, ces analyses montrent que les pressions de débouché sont globalement à peu près cohérentes entre les deux approches (expérimentale et numérique). On se rappelle pour la suite que, d'après le Chapitre III (Figure 61 et Figure 62), les valeurs de pression (en hypothèse hydrodynamique) données par Radioss en fin de propagation sont environ 10 à 20 % inférieures à celles d'ESTHER.

IV.1.1.3. Comparaison simulation/théorie sur les vitesses

Comme nous l'avons vu dans les sous-sections précédentes, les vitesses de surface libre et de jet obtenues suivent globalement bien les prédictions théoriques, malgré des fluctuations dues notamment aux incertitudes de mesure pour les jets. Dans cette sous-section, nous nous intéresserons cette-fois-ci à la capacité des simulations effectuées avec Radioss (Eléments Finis et SPH) à prédire ces vitesses pour les quatre matériaux étudiés, en comparant pour chaque essai simulé les deux formulations et les hypothèses de simulations validées dans le Chapitre III :

- **Pour les Eléments Finis Lagrangiens**, on comparera les vitesses obtenues soit avec l'hypothèse purement hydrodynamique soit avec le comportement élasto-plastique parfait du matériau. Dans les deux cas, la rupture est prise en compte.
- **Pour les simulations SPH** (*Smoothed Particles Hydrodynamics*), celles-ci sont directement effectuées avec le comportement élasto-plastique parfait. De même, la rupture est prise en compte. Pour tous les essais simulés, le modèle de base est utilisé, soit une distance interparticulaire δ de 2,5 μm , le paramètre h de *smoothing length* correspondant (2,77 μm) et un bruit numérique r (*random noise*) maximal de 10 % de la distance interparticulaire.

Les graphes présentés ici sont construits un peu différemment de ceux expérimentaux (sous-section IV.1.1.1) :

- Pour chaque tir, le chargement en pression calculé par ESTHER en fonction des conditions laser est utilisé comme entrée dans Radioss (voir la section III.1 du Chapitre III). D'après le paragraphe précédent, cette pression est donc tributaire d'un certain nombre d'incertitudes, mais nous faisons ce choix ici pour tester les capacités prédictives de la chaîne complète de simulation telle qu'elle est décrite au Chapitre III.
- La pression au fond de la rainure P_{fond} est extraite d'un capteur (ou « jauge ») situé au même niveau que le fond de la rainure, car ceux positionnés au fond de la rainure voient directement la détente réfléchie (sur les bords libres).
- Les vitesses de surface libre et de jet sont données par les valeurs maximales fournies par les capteurs situés sur la surface libre et au fond de la rainure respectivement. Dans le cas des simulations SPH, la vitesse de jet est celle de la particule éjectée la plus rapide (celle étant arrivée le plus loin à la fin de la simulation).

Il est à noter que, comme la pression P_{fond} est extraite de chaque simulation, pour un même tir cette valeur peut être différente selon la formulation utilisée et les hypothèses matériau. Ainsi, chaque tir ne sera plus défini par un ensemble de points alignés verticalement (mais chaque simulation sera caractérisée par un couple de points de même P_{fond} et correspondant à la surface libre et à la tête de jet).

Les résultats des simulations pour l'Aluminium, l'Etain et le Cuivre sont donnés par la Figure 85, la Figure 86 et la Figure 87 respectivement. Pour l'instant, le Plomb n'a pas été simulé car il manque des données pour le calcul de l'interaction laser-matière dans la version d'ESTHER utilisée (version 5).

Pour comparaison, les courbes théoriques de vitesse de surface libre et de jet sont tracées sur les mêmes graphes, comme pour la comparaison avec l'expérience. En revanche, pour la clarté, les points expérimentaux ne sont pas ajoutés. Pour rappel, ils se situent en général un peu au-dessus des courbes théoriques (voir Figure 80, Figure 81 et Figure 82). Comme pour les graphes expérimentaux, l'état du matériau est indiqué par un code couleur selon la pression (les valeurs précises sont données en Annexe B)

et les prédictions théoriques restent en hypothèse hydrodynamique, avec les courbes du domaine régulier (courbes continues) extrapolées sur le domaine irrégulier (courbes en tirets). Enfin, une courbe grise montre la vitesse de surface libre théorique obtenue en assimilant P_{fond} et P_{SB} (Eq. 68).

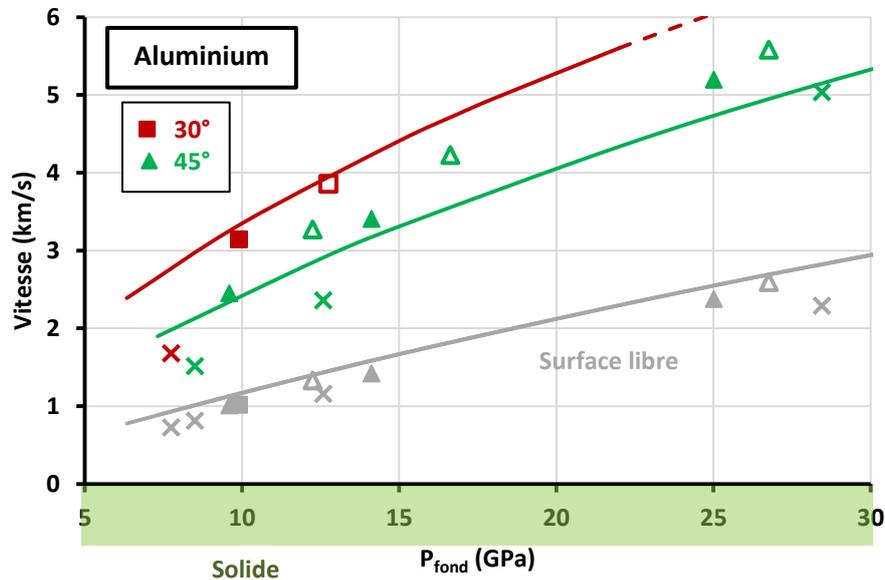


Figure 85 - Comparaison théorie/simulations des vitesses caractéristiques du microjetting pour l'Aluminium (rainures triangulaires), en fonction de la pression P_{fond} au niveau de la rainure donnée par Radioss. Quatre tirs issus des différentes campagnes sont présentés. Les carrés rouges et triangles verts sont les simulations par Éléments Finis Lagrangiens pour les demi-angles de 30° et 45° respectivement. Les formes creuses correspondent à l'hypothèse hydrodynamique, et les formes pleines à l'élasto-plasticité parfaite (EPP). Les croix représentent les simulations SPH élasto-plastiques correspondantes. Les courbes (continues et en tirets) montrent l'évolution théorique dans les cas régulier et irrégulier respectivement

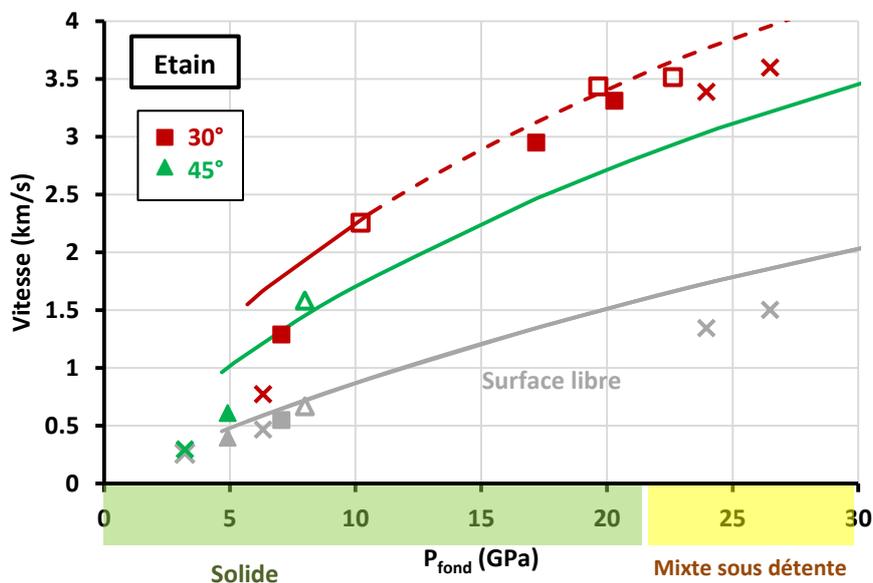


Figure 86 - Comparaison théorie/simulation des vitesses caractéristiques du microjetting pour l'Etain (rainures triangulaires), en fonction de la pression P_{fond} au niveau de la rainure donnée par Radioss. Quatre tirs issus des différentes campagnes sont présentés. Les carrés rouges et triangles verts sont les simulations par Éléments Finis Lagrangiens pour les demi-angles de 30° et 45° respectivement. Les formes creuses correspondent à l'hypothèse hydrodynamique, et les formes pleines à l'élasto-plasticité parfaite (EPP). Les croix représentent les simulations SPH élasto-plastiques correspondantes. Les courbes (continues et en tirets) montrent l'évolution théorique dans les cas régulier et irrégulier respectivement

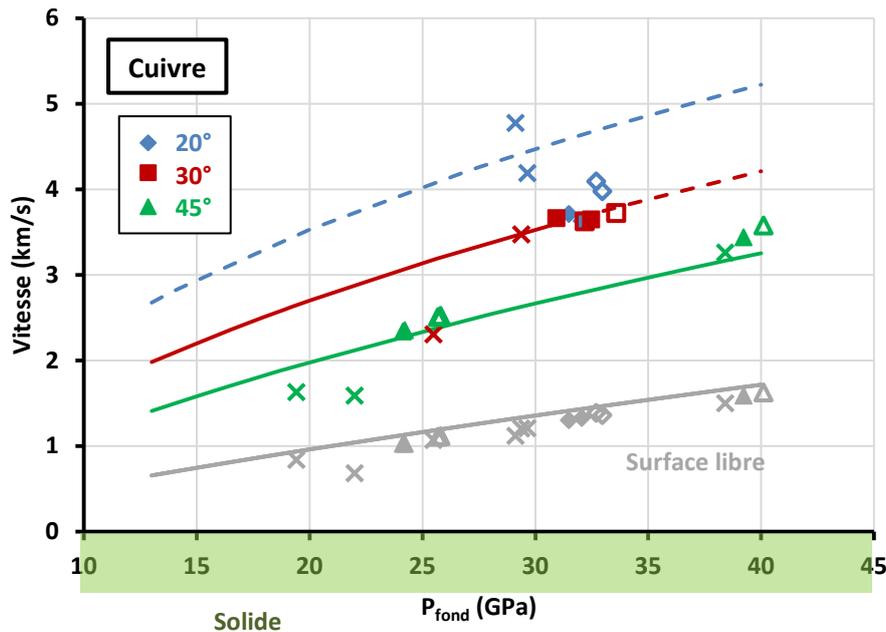


Figure 87 - Comparaison théorie/simulation des vitesses caractéristiques du microjetting pour le Cuivre (rainures triangulaires), en fonction de la pression P_{fond} au niveau de la rainure donnée par Radioss. Sept tirs issus des différentes campagnes sont présentés. Les losanges bleus, carrés rouges et triangles verts sont les simulations par Eléments Finis Lagrangiens pour les demi-angles de 20°, 30° et 45° respectivement. Les formes creuses correspondent à l'hypothèse hydrodynamique, et les formes pleines à l'élasto-plasticité parfaite (EPP). Les croix représentent les simulations SPH élasto-plastiques correspondantes. Les courbes (continues et en tirets) montrent l'évolution théorique dans les cas régulier et irrégulier respectivement

Il est à noter que, à la différence des graphes expérimentaux (sous-section IV.1.1.1), les pressions en abscisse ne sont pas celles de débouché P_{SB} , déduites des vitesses de surface libre, mais celles arrivant au fond de la rainure P_{fond} : les vitesses de surface libre (points gris) sont très proches de la courbe grise quelle que soit la formulation ou l'hypothèse matériau (hydrodynamique ou élasto-plastique), mais elles restent juste en dessous. En effet, la vitesse théorique est calculée avec la pression P_{fond} , légèrement plus grande que P_{SB} . On vérifie ainsi que la différence entre ces deux pressions (entre 1 et 3 GPa) reste faible par rapport aux chocs induits.

Si on s'intéresse à présent aux vitesses de tête de jet, celles-ci respectent les tendances théoriques pour les demi-angles de 30° et 45° (mis à part le point extrême à 25,5 GPa dans le Cuivre à 30°, non expliqué), sauf pour les chocs faibles où celles-ci sont bien en-dessous (visibles en dessous de 7 GPa, pour l'Aluminium et l'Etain). Cette observation s'explique par un jet quasi inexistant pour ces simulations : il semble que pour les chocs faibles, les deux formulations n'arrivent pas à éjecter. Comme on observe bien de l'éjection dans les expériences pour des pressions de débouché à 5 GPa dans l'Etain (Figure 81), la simulation est en défaut dans ce cas (comme pour les rainures sinusoïdales, d'après la section III.4.4 du Chapitre III). Pour le demi-angle de 20°, simulé dans le Cuivre (Figure 87), les Eléments Finis (losanges bleus) restent en dessous de la prédiction théorique. Cette sous-estimation se justifie par l'arrêt prématuré des calculs pendant la mise en vitesse du jet, à cause des plus grandes déformations dans le jet dues à l'angle plus fermé des rainures : les vitesses sont ainsi récupérées avant que le jet n'atteigne sa vitesse maximale. En revanche, les simulations SPH correspondantes suivent bien la théorie, la formulation étant plus adaptée aux grandes déformations.

Globalement, pour un même tir les vitesses de surface libre respectent un certain ordre selon la simulation : on trouve du plus rapide au moins rapide d'abord celles issues des Eléments Finis en hypothèse hydrodynamique, puis des Eléments Finis avec élasto-plasticité, et enfin des simulations SPH (avec élasto-plasticité). On retrouve ainsi l'influence de l'élasto-plasticité sur la vitesse de jet, déjà mentionnée dans la Figure 66 du Chapitre III.

En conclusion, les deux formulations sont capables de modéliser le jet, pour des chocs suffisamment intenses. De plus, la formulation SPH n'est pas limitée par les faibles angles d'ouverture : là où les Eléments Finis n'arrivent pas à traiter l'éjection, cette formulation sans maillage offre une modélisation complémentaire pour les angles fermés.

IV.1.1.4. Etude paramétrique (δ, h, r) et effet d'échelle avec la formulation SPH

On rappelle que lors de la construction au Chapitre III (section III.4) du modèle SPH utilisé pour les simulations (avec élasto-plasticité et rupture), nous avons constaté que cette formulation dépendait de trois paramètres purement numériques : la distance interparticulaire δ , la distance d'interaction h (*smoothing length*) et le bruit numérique r (*random noise*). En gardant le modèle construit pour référence (rainure de longueur 150 μm et de voisinage 200 μm , avec $\delta = 2,5 \mu\text{m}$, $h = 2,77 \mu\text{m}$ et $r = 10\%$ maximum), une étude paramétrique (constituée de six autres modèles) a été menée sur ces trois paramètres : pour chacun d'entre eux, deux simulations sont réalisées, avec une valeur soit inférieure soit supérieure du paramètre par rapport à la simulation de référence. Les influences qualitatives des trois paramètres sur le processus d'éjection ont été discutées dans le Chapitre III (sous-section III.4.2), pour un exemple de tir sur une cible de Cuivre avec une rainure de 30° et soumise à un choc $P_{load} = 56,2 \text{ GPa}$ (Figure 73). De plus, dans ce même chapitre, l'intérêt d'enrichir l'étude paramétrique avec une simulation identique à celle de référence mais à plus grandes échelles spatiales (dimensions latérales de 500 μm) et temporelle (simulation poussée à 1000 ns, au lieu de 200 ns) a été montré.

Dans cette sous-section, nous nous intéressons aux résultats quantitatifs en termes de vitesses (surface libre et jet) des études paramétriques et des simulations à plus grandes échelles menées sur le Cuivre et l'Etain. Ici, aussi, les vitesses simulées sont prises à leurs valeurs maximales atteintes. La Figure 88 présente ces valeurs obtenues dans le Cuivre, comparées à l'ombroscopie et à la simulation de référence.

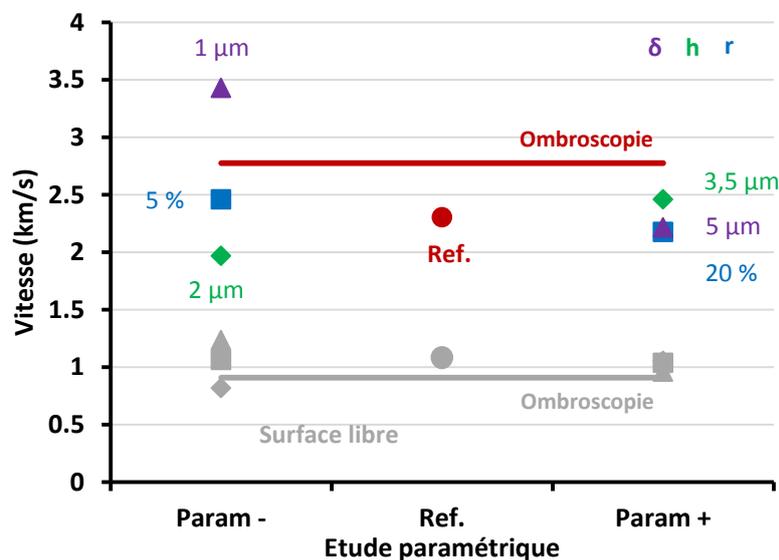


Figure 88 - Influence des trois paramètres numériques de la formulation SPH sur les vitesses caractéristiques du microjetting, issues de l'étude paramétrique sur un essai dans une cible de Cuivre avec une rainure de demi-angle 30° ($P_{load} = 56,2 \text{ GPa}$). La ligne rouge représente la vitesse de jet obtenue avec l'Ombroscopie Transverse. Le rond rouge indique la vitesse de jet obtenue avec la simulation de référence ($\delta = 2,5 \mu\text{m}$, $h = 2,77 \mu\text{m}$ et $r = 10\%$) ($P_{fond} = 25,5 \text{ GPa}$). Les triangles violets, losanges verts et carrés bleus correspondent aux variations de la distance interparticulaire δ , de la distance h (*smoothing length*) et du bruit numérique aléatoire r (*random noise*). En gris, les vitesses de surface libre de l'ombroscopie (ligne) ($P_{SB} = 18,8 \text{ GPa}$) et des simulations (points)

Les vitesses issues de l'ombroscopie (lignes rouge et grise) et de la simulation de référence (ronds pleins rouge et gris) sont présentes sur la Figure 82 (section IV.1.1.1) et la Figure 87 (section IV.1.1.3)

respectivement. Il se trouve que cette simulation correspond au point très en dessous de la prédiction pour le Cuivre à 30° (Figure 87).

En faisant l'étude paramétrique sur δ , h et r , on observe sur les vitesses de jet plusieurs effets. Tout d'abord, la distance interparticulaire δ (triangles violets) a une grande influence sur cette grandeur : plus ce paramètre est petit (correspondant à un maillage fin), plus le jet est rapide (on rappelle que la valeur de h est recalculée pour chaque valeur de δ). Cette tendance est cohérente avec le fait que, si le maillage est trop grossier, la rainure (ici de profondeur 25 μm) est moins bien discrétisée : pour la valeur $\delta^+ = 5 \mu\text{m}$, seulement 5 particules représentent le bord de la rainure, ce qui conduit à une éjection quasiment inexistante (Figure 73 du Chapitre III) et moins rapide. Quant à la *smoothing length* h et au *random noise* r , ceux-ci changent moins les vitesses d'éjection, qui restent entre 2 et 2,5 km/s. Plus la distance d'interaction h est grande (le matériau est moins laxé) et le bruit numérique r petit, plus le jet est rapide. Toutefois, on rappelle que l'introduction du *random noise* accélère les vitesses par rapport à un modèle sans (soit $r = 0 \%$). En fait, ce bruit permet la création des agrégats de matière éjectés mais son amplitude n'est pas déterminante sur la vitesse de ces agrégats.

Pour les vitesses de surface libre, en bon accord avec l'ombroscopie, les trois paramètres δ , h et r ont très peu d'influence. On peut en conclure que ceux-ci modifient peu la propagation, l'amortissement du choc et son interaction avec la surface libre.

Si on s'intéresse maintenant à l'effet des plus grandes échelles spatiale et temporelle, quasiment aucune modification n'est observée. Ainsi, un temps de calcul plus long n'a aucune influence sur les vitesses maximales atteintes. De même, un domaine plus large ne change pas ces vitesses, qui ne sont donc pas affectées par d'éventuels effets de bords, même avec les dimensions choisies pour le modèle de référence.

La même étude paramétrique a été réalisée sur l'Étain. La Figure 89 rassemble ainsi les vitesses données par le paramètre $\delta^- = 1 \mu\text{m}$ et la simulation à plus grandes échelles, comparées à l'ombroscopie (Figure 81) et à la simulation de référence (Figure 86). L'essai expérimental correspond à un choc $P_{load} = 78,6 \text{ GPa}$ sur une rainure de demi-angle 30°, pour une pression de débouché de 14,7 GPa déduite de l'ombroscopie.

Comme dans l'étude précédente (Figure 88), l'influence de δ et des grandes échelles sur les vitesses de surface libre est peu marquée, confirmant la conclusion du paragraphe précédent. Cependant, les vitesses de jet semblent un peu différentes : celle fournie par le maillage plus fin ($\delta^- = 1 \mu\text{m}$) est équivalente à celle mesurée par l'ombroscopie, et celle donnée par la simulation à plus grandes échelles est un peu plus grande que celle de la simulation de référence.

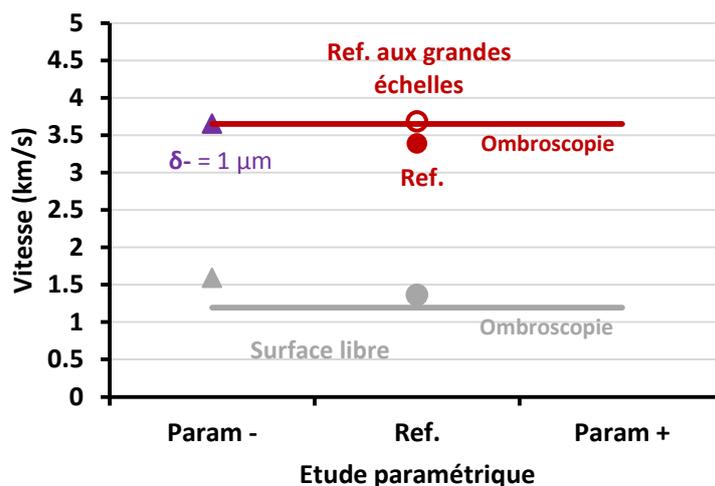


Figure 89 - Etude paramétrique (équivalente à la Figure 88) sur un essai dans une cible de Etain avec une rainure de demi-angle 30° ($P_{load} = 75,9 \text{ GPa}$). La ligne rouge représente la vitesse de jet obtenue avec l'Ombroscopie Transverse. Les ronds rouges plein et creux indiquent la vitesse de jet obtenue avec la simulation de référence ($\delta = 2,5 \mu\text{m}$, $h = 2,77 \mu\text{m}$ et $r = 10 \%$) ($P_{fond} = 24 \text{ GPa}$) aux petites et aux grandes échelles respectivement. Le triangle violet correspond à la valeur inférieure $\delta^- = 1 \mu\text{m}$ de la distance interparticulaire δ . En gris, les vitesses de surface libre de l'ombroscopie (ligne) ($P_{SB} = 14,7 \text{ GPa}$) et des simulations (points)

IV.1.2. Cas des rainures sinusoïdales périodiques

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons aux vitesses de surface libre et de jets à partir du deuxième type de rainures, les rainures sinusoïdales, qui relèvent d'une théorie différente de celle des défauts triangulaires. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre III (sous-section III.4.4), seulement des simulations qualitatives sur la capacité de la formulation SPH à traiter les instabilités de Richtmyer-Meshkov ont été effectuées, faute de temps. Ce paragraphe, similaire à la sous-section IV.1.1.1 de ce chapitre, présentera donc les résultats expérimentaux obtenus avec les deux diagnostics de mesure de vitesse (Ombroscopie Transverse et Vélocimétrie Hétérodyne), comparées aux prédictions de la théorie des Instabilités de Richtmyer-Meshkov (RMI) présentée dans le Chapitre I (sous-section I.2.2). Comme précédemment, l'erreur sur les vitesses de jet est estimée à $\pm 5\%$ (incertitude sur la position des fronts).

Les vitesses de surface libre sont obtenues de la même manière que pour les rainures triangulaires isolées. L'Étain étant partiellement ou totalement fondu en détente pour la quasi-totalité des tirs, l'hypothèse fluide est utilisée. Au vu des fortes sollicitations dynamiques et des rapports de forme $k\eta = 2\pi\frac{\eta}{\lambda} \approx 1$ des défauts (avec λ la longueur d'onde et η l'amplitude de la sinusoïde, soit une profondeur 2η), le matériau est considéré compressible et avec une éjection non linéaire. En conséquence, les coefficients de compressibilité F_l et de non linéarité F_{nl}^p pour les pics sont pris en compte : l'Eq. 27 et l'Eq. 28 du Chapitre I sont donc utilisées pour déterminer les vitesses de jet par rapport à la surface libre, avec l'Eq. 25 et l'Eq. 29. Comme pour les rainures triangulaires, les vitesses de jets sont tracées dans le repère du laboratoire.

En faisant le bilan des différents rapports de forme $k\eta$ des défauts on obtient sept valeurs différentes (rassemblées dans le Tableau 2 du Chapitre II). Pour des raisons de clarté, les résultats sont séparés en deux graphes (Figure 90 et Figure 91). De même que pour les graphes présentés jusqu'ici, les états successifs de l'Étain sont indiqués sur l'axe des abscisses avec un code couleur.

Comme pour les rainures triangulaires, les vitesses de surface libre mesurées par VH suivent globalement celles obtenues par les ombroscopies (identiques à la théorie par construction), malgré quelques points extrêmes. Les incertitudes de mesures sont les mêmes que pour les graphes expérimentaux précédents. Sur l'aspect général des courbes et points obtenus, on constate les mêmes influences de l'intensité de choc et de l'ouverture des rainures sur les vitesses : plus la pression de choc est importante, plus les vitesses de surface libre et de jet sont grandes, et plus le défaut est fermé ($k\eta$ petit), plus le jet (pic) est rapide.

Les vitesses de jet sont bien au-dessus (jusqu'à un rapport de 2) de la théorie quel que soit le rapport de forme $k\eta$, et aucune tendance empirique ne peut être établie. Pourtant, la théorie RMI fournit des vitesses à peu près cohérentes pour les expériences sous chocs produits par impacts ou par explosifs [26]. Le désaccord constaté dans nos essais de chocs laser, mentionné par Prudhomme *et al.* [128] et illustré sur ces figures, est peut-être lié à des spécificités de ces essais (petites dimensions, très courts temps de chargement, très hautes vitesses de déformation, état de surface dans les rainures avec des particules produites par l'usinage laser...). Ce point reste à expliquer.

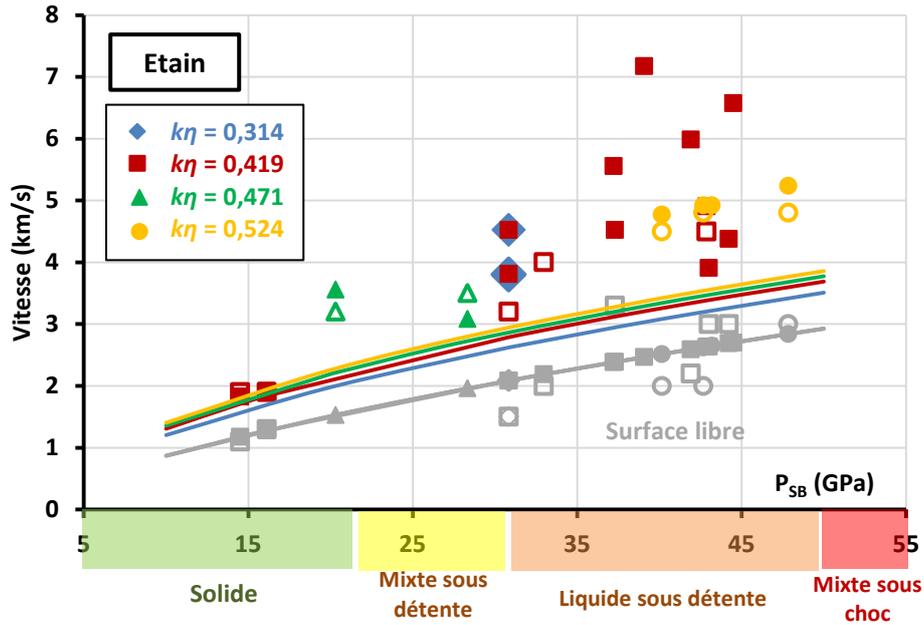


Figure 90 - Evolution des vitesses caractéristiques du microjetting dans l'Etain (rainures sinusoïdales), en fonction de la pression P_{SB} au niveau de la surface libre donnée par les vitesses de surface libre mesurées sur les ombroscopies. Les losanges bleus, carrés rouges, triangles verts et ronds orange correspondent aux rapports de forme RMI $k\eta$ de 0,314, 0,419, 0,471 et 0,524 respectivement. Les formes pleines sont les vitesses déduites de l'Ombroscopie Transverse, et les formes creuses celles de la Vélocimétrie Hétérodyne. Les courbes montrent les évolutions théoriques

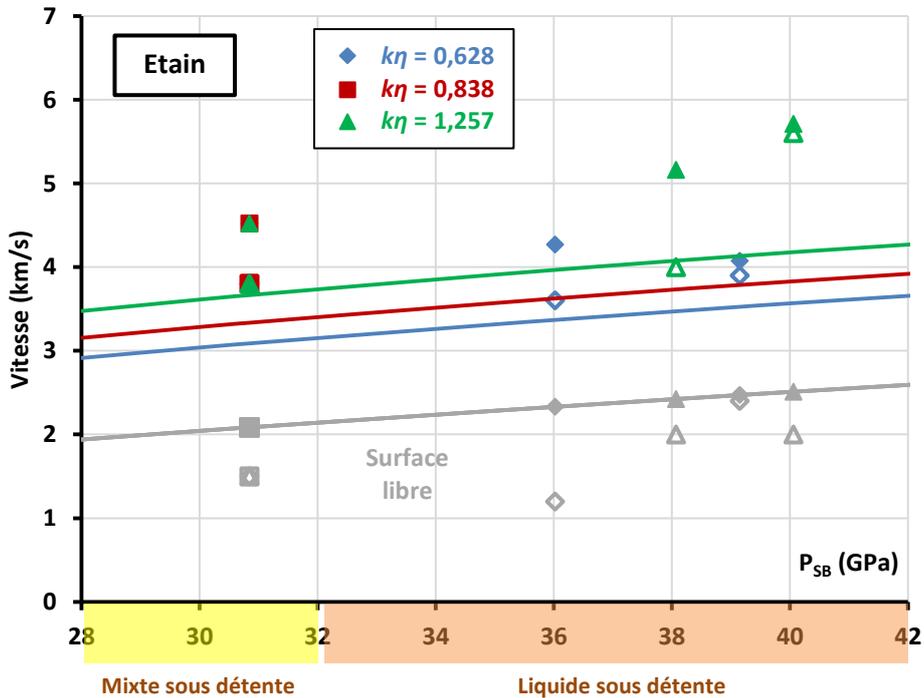


Figure 91 - Evolution des vitesses caractéristiques du microjetting dans l'Etain (rainures sinusoïdales), en fonction de la pression P_{SB} au niveau de la surface libre donnée par les vitesses de surface libre mesurées sur les ombroscopies. Les losanges bleus, carrés rouges et triangles verts correspondent aux rapports de forme RMI $k\eta$ de 0,628, 0,838 et 1,257 respectivement. Les formes pleines sont les vitesses déduites de l'Ombroscopie Transverse, et les formes creuses celles de la Vélocimétrie Hétérodyne. Les courbes montrent les évolutions théoriques

IV.2. Distribution en taille des débris

Les vitesses seules ne sont pas suffisantes pour explorer les propriétés balistiques de la matière éjectée des rainures. Pour compléter, il est nécessaire de déterminer la distribution de tailles des débris. Pour les trois approches de notre étude, ces tailles sont accessibles :

- **Expérimentalement** (voir la sous-section II.4.2 du Chapitre II) par la mesure (après post-traitement par le logiciel de traitement d'images Avizo) des tailles caractéristiques des fragments :
 - Soit composant la nappe éjectée visualisée par l'Ombroscopie Transverse, à un temps donné,
 - Soit tomographiés dans les gels (placés juste derrière les cibles) où ils ont été collectés.
- **Analytiquement** par une loi théorique prédisant le nombre d'éjectas d'une certaine taille ou d'une taille supérieure à une taille donnée (voir la sous-section I.2.3 du Chapitre I).
- **Numériquement** par les agrégats de particules éjectées dans les simulations SPH (voir la section III.4 du Chapitre III).

IV.2.1. Expériences, loi de probabilité cumulative et simulations SPH

Les figures suivantes présentent des exemples de traitement effectués avec le logiciel Avizo sur des ombroscopies (Figure 92, Figure 93 et Figure 49) et des gels tomographiés (Figure 95). Afin de n'avoir qu'une seule nappe de débris, les tirs exploités concernent seulement des cibles avec une rainure triangulaire isolée (pour les tomographies de gels présentées ici, les cibles correspondantes ont trois rainures, dont celle centrale a été filtrée par une fente comme décrit dans le Chapitre II). Pour les ombroscopies, le Cuivre a été choisi car éjectant des fragments facilement identifiables et différenciables entre eux. En revanche, les tailles d'éjectas pour un matériau produisant plutôt un nuage de fines particules ne sont accessibles que par la tomographie du gel, comme pour l'Étain (Figure 95 b).

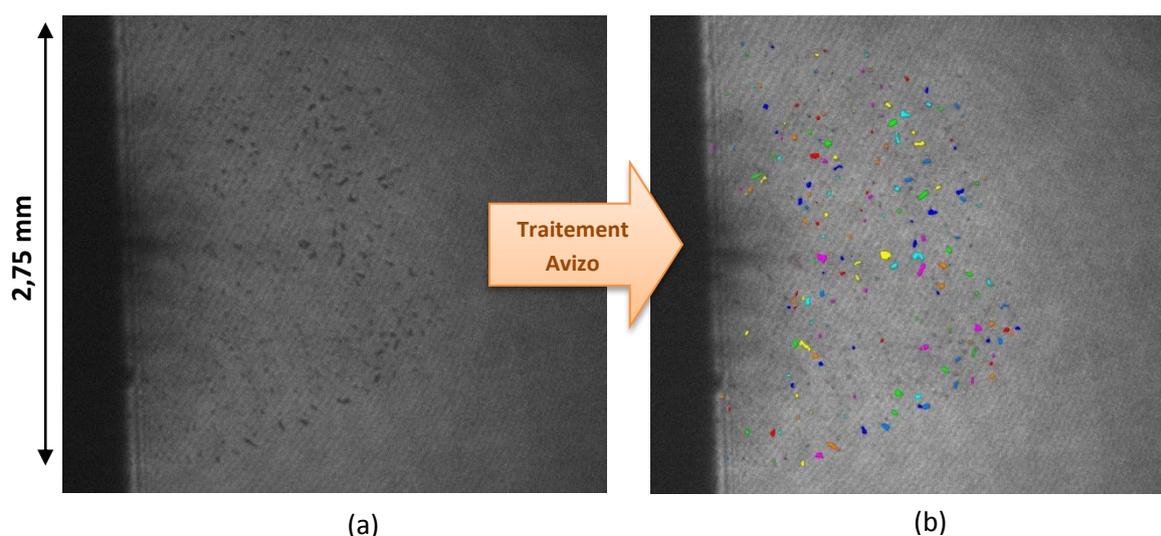


Figure 92 - (a) Ombroscopie Transverse à 1000 ns d'une cible de Cuivre avec une rainure verticale de demi-angle 30° soumise à un choc de 75,9 GPa. (b) Image traitée avec le logiciel Avizo (ajustement contraste/luminosité, soustraction de l'image pré-choc, filtre médian et filtre gaussien) puis seuillée pour l'identification des débris (fausses couleurs aléatoires). Sur les deux images, on voit à gauche le support fenté plaqué contre la face arrière de la cible (fente de 0,4 mm)

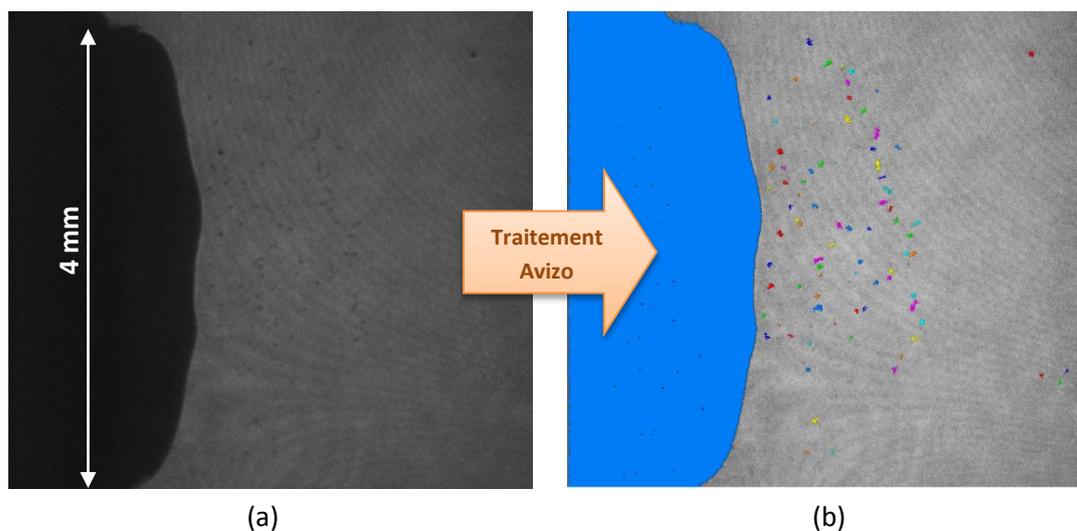


Figure 93 - (a) Ombroscopie Transverse à 1100 ns d'une cible de Cuivre avec une rainure verticale de demi-angle 45° soumise à un choc de 49,8 GPa. (b) Image traitée avec le logiciel Avizo (ajustement contraste/luminosité, filtre médian) puis seuillée pour l'identification des débris (fausses couleurs aléatoires)

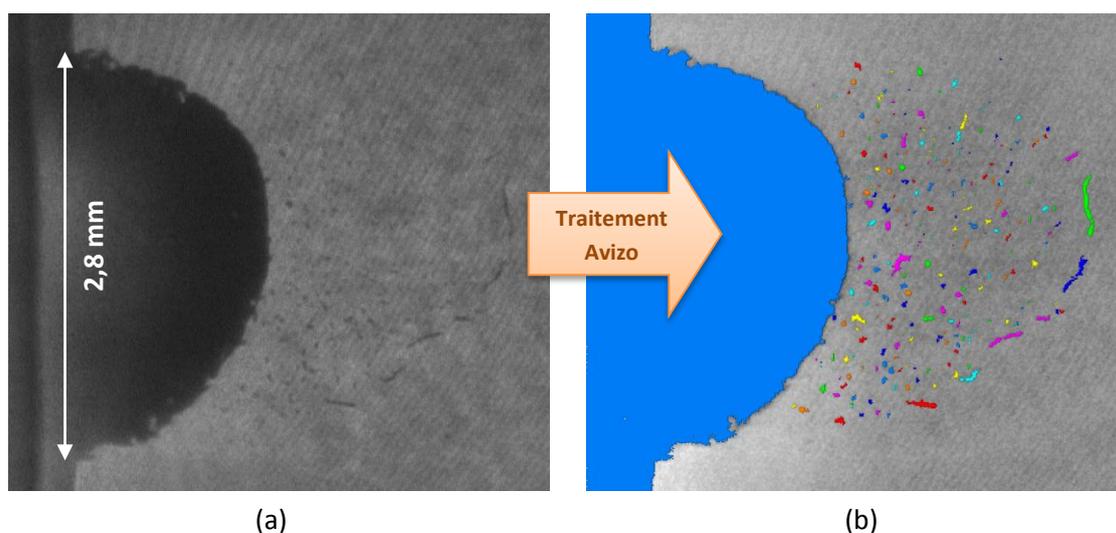


Figure 94 - (a) Ombroscopie Transverse à 900 ns d'une cible de Cuivre avec une rainure verticale de demi-angle 45° soumise à un choc de 81,2 GPa. (b) Image traitée avec le logiciel Avizo (ajustement contraste/luminosité, soustraction de l'image pré-choc, filtre gaussien) puis seuillée pour l'identification des débris (fausses couleurs aléatoires)

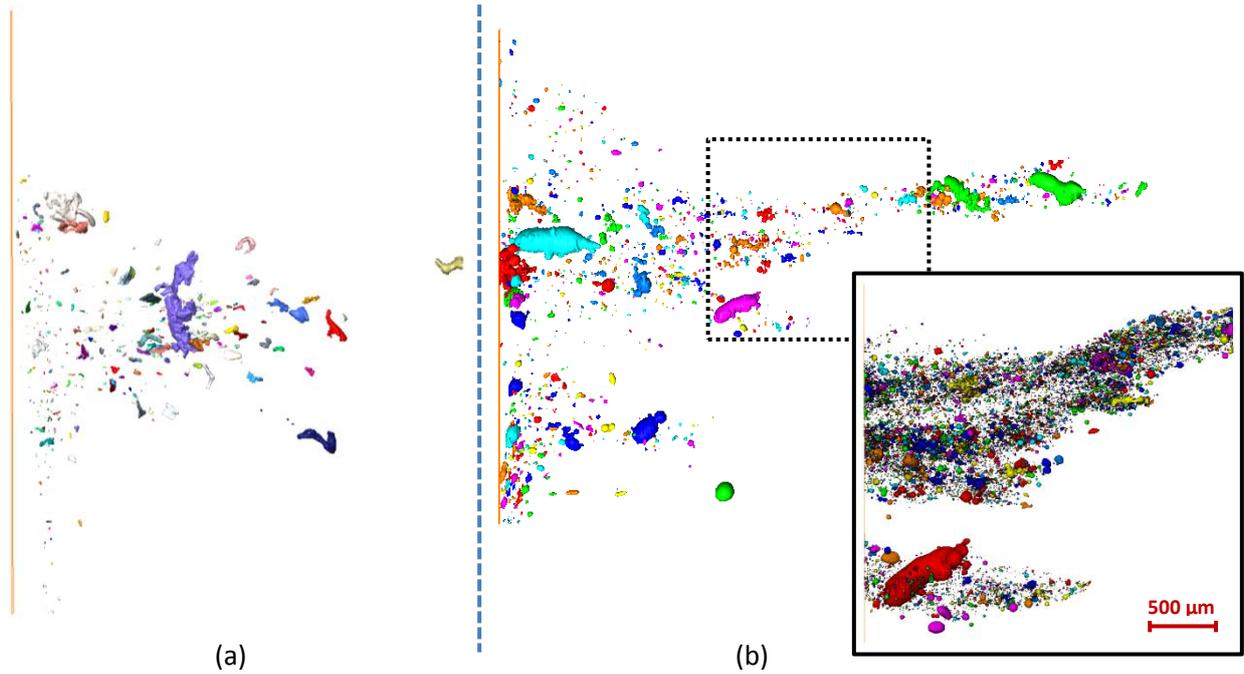


Figure 95 - Images 3D reconstituées avec le logiciel de traitement d'images Avizo après tomographie des débris collectés dans le varagel, correspondant à des tirs dans des cibles (a) de Cuivre avec trois rainures de demi-angle 30° ($P_{load} = 56,2$ GPa) (Figure 55 a du Chapitre II) et (b) d'Étain avec trois rainures de demi-angle 30° ($P_{load} = 78,6$ GPa) (Figure 55 b du Chapitre II). Dans les deux cas, la nappe issue de la rainure centrale a été filtrée par un support fenté (fente de 0,4 mm). En médaillon, la vue zoomée au centre de la nappe d'Étain avec l'échantillon rapproché de la source X (donc avec une meilleure résolution spatiale, de $2,26 \mu\text{m}/\text{voxel}$)

Pour la loi théorique prédisant les tailles de fragments de matière éjectée, deux approches, présentées dans le Chapitre I (sous-section I.2.3), sont disponibles : le modèle en loi puissance issu de la théorie de la percolation [14] et la loi de probabilité cumulative $W(D > d)$ [28] [58]. Comme nous ne disposons pas de données suffisantes pour utiliser avec justesse la première loi, on choisit d'exploiter la seconde pour estimer les distributions de taille.

On rappelle que, pour la loi de probabilité cumulative, la probabilité de trouver une particule de taille D plus grande que d donnée s'exprime sous la forme d'une fonction de d décroissante de 1 à 0 entre 0 et l'infini (Eq. 46 du Chapitre I) :

$$W(D > d) = \frac{1 - e^{-\left(\frac{d}{\bar{d}_m}\right)^3}}{\left(\frac{d}{\bar{d}_m}\right)^3} \quad \text{Eq. 69}$$

La grandeur $W(D > d) = 1 - W(D < d)$ est le complémentaire de la fonction de répartition $W(D < d)$ de la distribution de taille proprement dite. Pour rappel, \bar{d}_m est la taille moyenne des débris. C'est le seul paramètre physique intervenant dans cette loi. Pour obtenir le spectre des tailles d'éjectas, soit la fonction de densité $f(d)$ associée (tracée Figure 96 b), il suffit par définition de dériver $W(D < d)$ par rapport à d :

$$\begin{aligned} f(d) &= \frac{dW(D < d)}{d(d)} = \frac{d(1 - W(D > d))}{d(d)} = -\frac{dW(D > d)}{d(d)} \\ &= -\frac{3}{\bar{d}_m} \left[e^{-\left(\frac{d}{\bar{d}_m}\right)^3} \left(\left(\frac{d}{\bar{d}_m}\right)^{-4} + \left(\frac{d}{\bar{d}_m}\right)^{-1} \right) - \left(\frac{d}{\bar{d}_m}\right)^{-4} \right] \end{aligned} \quad \text{Eq. 70}$$

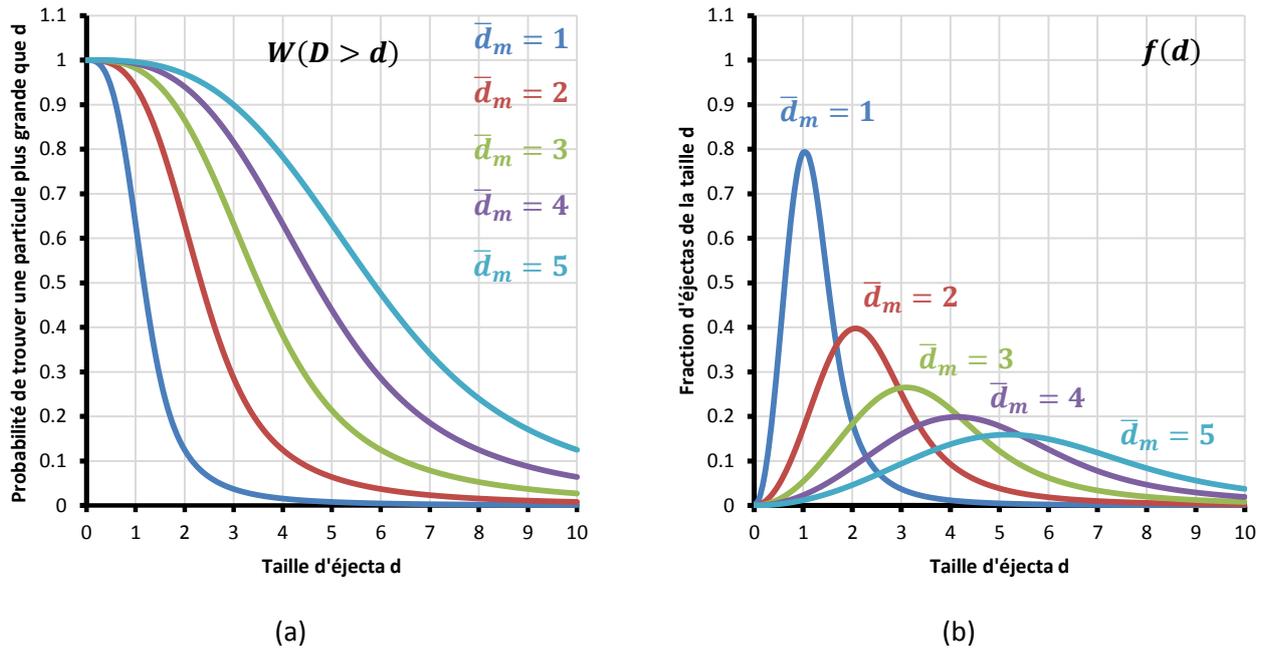


Figure 96 – (a) Fonction de répartition (distribution cumulative) et (b) de densité (distribution non cumulative). Les tailles sont en unités arbitraires (loi probabiliste issue des articles de Mikhailov *et al.* [28] et de Georgievskaya et Raevsky [58])

Pour rappel encore, la taille moyenne \bar{d}_m peut être calculée en utilisant un critère énergétique qui correspond à l'égalité entre l'énergie cinétique d'un fragment et son énergie de déformation, par conservation d'énergie (Eq. 44 du Chapitre I). Ici aussi, le manque de données (notamment sur les paramètres sans dimension de l'équation) ne permet pas de déterminer cette taille dans les bonnes conditions. En conséquence, on utilisera la loi $W(D > d)$ avec la valeur de \bar{d}_m mesurée expérimentalement pour chaque tir traité. Cette approche analytique n'a donc plus de caractère prédictif, mais nous pourrions tout de même comparer les formes des distributions de tailles autour de cette moyenne.

Pour identifier, dénombrer et mesurer les agrégats de particules (et donc de matière) éjectés dans les simulations SPH, il suffit de récupérer l'image de la nappe dans son plan à la fin du calcul et de lui appliquer le même traitement Avizo qu'une ombroscopie. Comme cette image ne comporte évidemment pas de flou de bougé ou de bruit de fond, aucune amélioration (ajustement contraste/luminosité, soustraction de l'image pré-choc ou filtrage) n'est nécessaire, le seuillage étant suffisant pour déterminer les tailles.

Toutefois, une manipulation préalable sur l'affichage des particules dans Radioss est nécessaire : en effet, par défaut le code représente les particules SPH par des points pour ne pas alourdir l'affichage du modèle. Il faut donc régler temporairement l'affichage de manière à représenter les particules par des sphères correspondant à leur volume de matière. Une question se pose alors pour le diamètre des sphères : faut-il choisir la distance interparticulaire initiale δ , la distance d'interaction h (*smoothing length*) ou quatre fois la valeur de h (soit le diamètre du volume d'influence total, défini dans la Figure 67 du Chapitre III) ? En effet, la formulation SPH considère que le rayon total d'influence ($2h$) d'une particule est bien plus grand que la distance où on rencontre la matière d'une particule voisine ($\delta/2$), soit un rapport supérieur à quatre. Le choix le plus naturel se porterait sur un diamètre de δ afin de se limiter à la seule continuité de la matière définie à $t = 0$ ns, en sachant qu'après l'éjection les débris reviennent immédiatement à pression ambiante (au vu de leur taille, les allers retours d'onde sont quasi inexistantes) : leur densité est identique à celle du matériau avant choc. Cependant, pour notre étude, le diamètre de h a été choisi, car quasiment égal à δ (on rappelle que pour nos travaux h a été choisi légèrement supérieur à δ , voir la sous-section III.4.1 du Chapitre

III) et prenant en compte le fait qu'en SPH l'influence d'une particule dépasse la distance interparticulaire. La Figure 97 illustre les effets de ces différents choix sur l'affichage des débris dans une nappe d'éjectas.

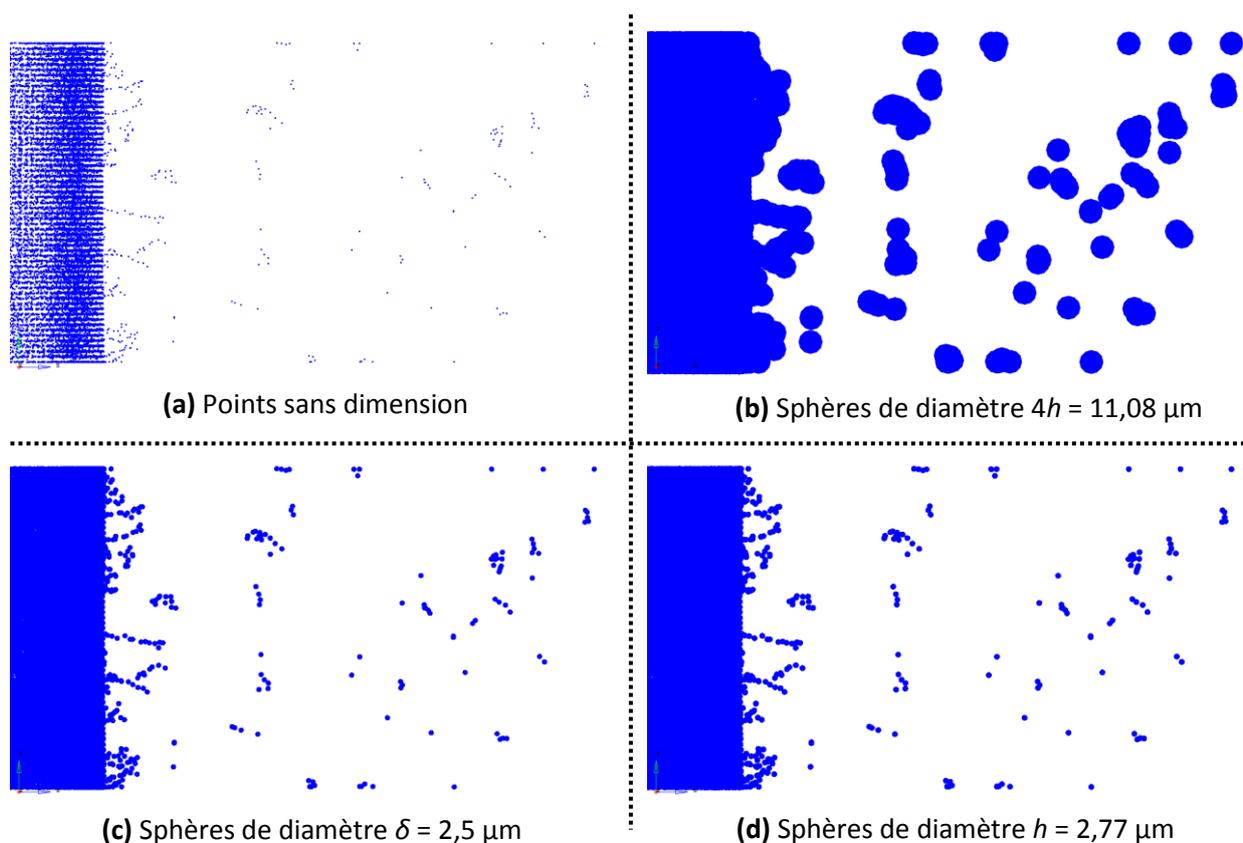


Figure 97 - Affichage dans Radioss des particules SPH (à 200 ns de calcul) d'une simulation avec le modèle de base ($\delta = 2,5 \mu\text{m}$, $h = 2,77 \mu\text{m}$ et $r = 10 \%$ de δ maximum), sous forme de sphères de différents diamètres

IV.2.2. Confrontation des résultats

Dans cette sous-section, nous comparons les tailles obtenues des ombroscopies, des gels tomographiés et de la loi de probabilité cumulative $W(D > d)$ avec celles issues des simulations SPH. Dans un premier temps, nous traiterons des simulations avec le modèle SPH de base (avec élasto-plasticité et rupture), dont on rappelle les paramètres numériques : la distance interparticulaire δ est de $2,5 \mu\text{m}$, le paramètre h de *smoothing length* correspondant est de $2,77 \mu\text{m}$ et le bruit numérique r (*random noise*) maximal est de 10 % de la distance interparticulaire. Toutes ces simulations sont bien sûr présentes dans les graphes confrontant les vitesses simulées et théoriques (Figure 86 et Figure 87).

Les distributions simulées sont analysées 200 ns après le choc, alors que les observations sont réalisées plus tardivement, après environ 1000 ns dans les ombroscopies (Figure 92, Figure 93 et Figure 94), et encore bien plus tard dans les gels. D'éventuels changements de ces distributions de tailles après 200 ns pourraient être dus :

- A la génération de nouveaux fragments de tailles différentes depuis la rainure,
- A une fragmentation secondaire des éjectas pendant l'expansion du jet,
- A une recombinaison de petits fragments pour en former de plus gros.

Cependant, on suppose en première approche que ces distributions de tailles évoluent peu aux temps longs. Par exemple, la séquence complète de la Figure 98 ne montre pas de telle évolution (en particulier, les nouveaux fragments produits à la fin ne semblent pas très différents des précédents).

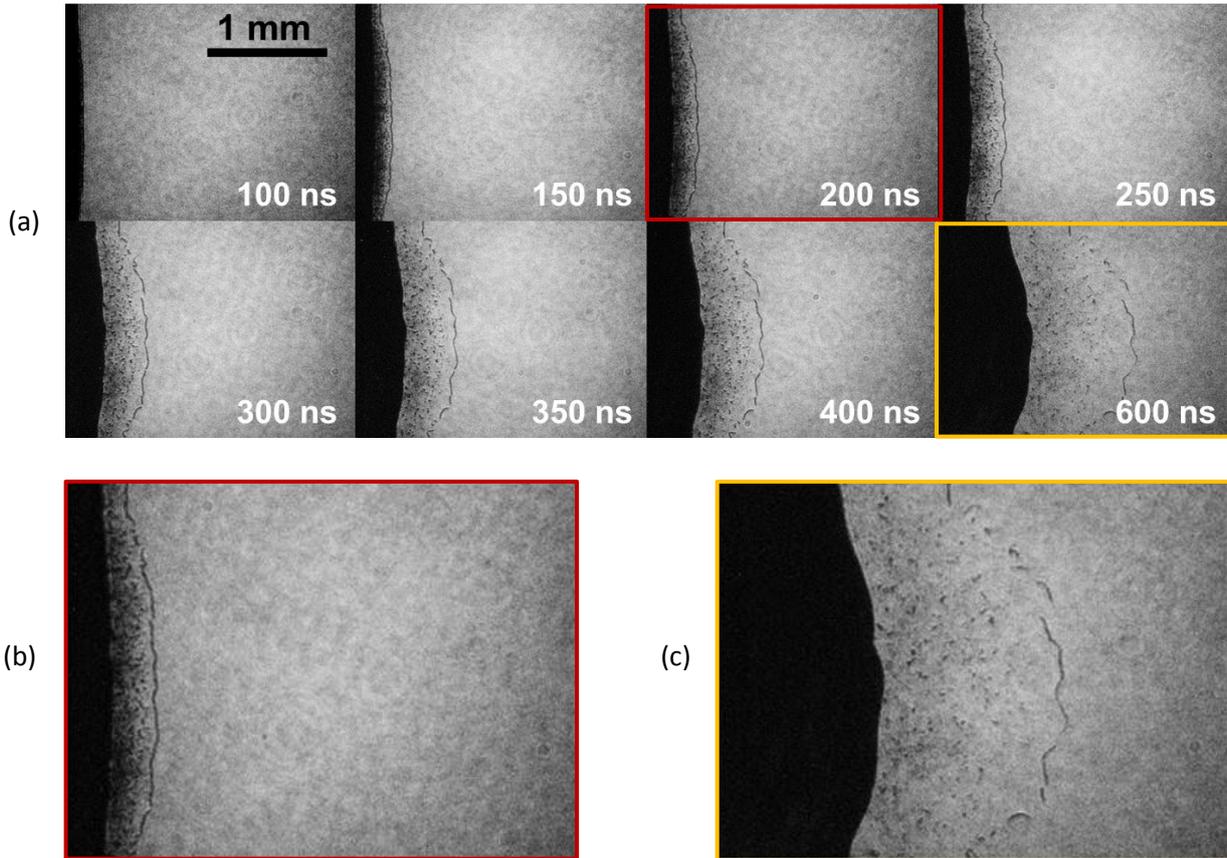


Figure 98 - (a) Ombroscopie Transverse d'une cible de Cuivre (campagne 2017) avec une rainure de demi-angle 45° soumise à un choc de 64,3 GPa (seules les 8 premières images sont montrées). (a) Nappe du jet à 200 ns après le choc. (c) Nappe du jet à 600 ns après le choc

La Figure 99, la Figure 100 et la Figure 101 présentent les distributions de taille issues des ombroscopies de la Figure 92, de la Figure 93 et de la Figure 49 respectivement, comparées à celles obtenues avec les prédictions théoriques (loi $W(D > d)$), avec les diamètres \bar{d}_m mesurés sur les ombroscopies) et avec les simulations SPH (modèle de base, avec des sphères de diamètre h représentant les particules).

La Figure 102 et la Figure 103 se rapportent aux tomographies de la Figure 95 a et b (les diamètres \bar{d}_m sont cette fois-ci issus des tomographies).

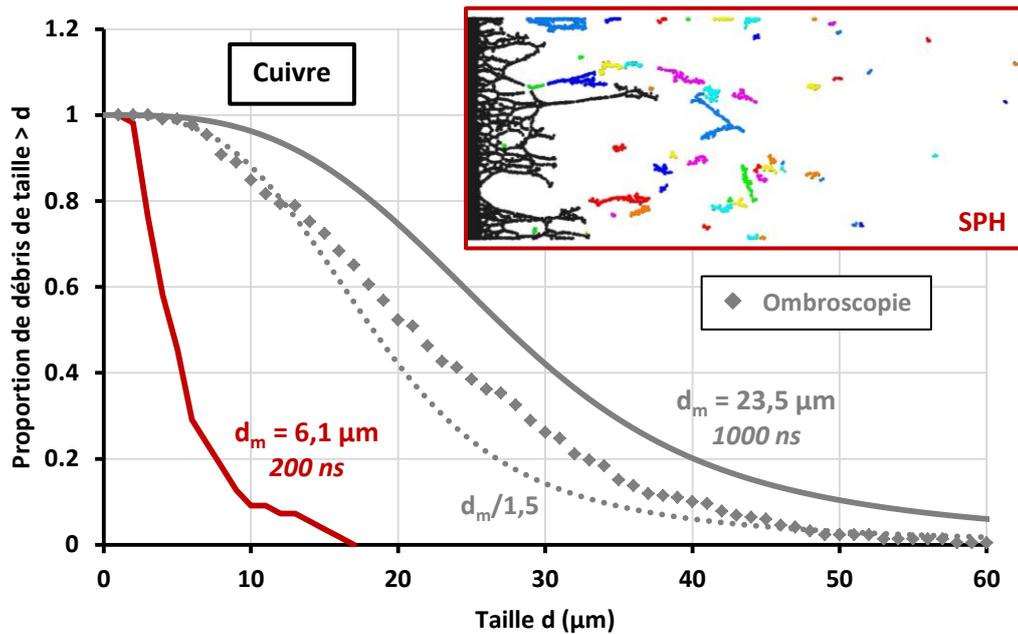


Figure 99 – Comparaison des distributions de tailles cumulées prédites et mesurées pour le tir correspondant à la Figure 92 (Cuivre 30° à 75,9 GPa). Les losanges gris sont les tailles mesurées sur l’Ombroscopie Transverse de la Figure 92 (1000 ns après le choc). Les courbes grises continue et pointillée correspondent aux prédictions théoriques (Eq. 69) calculées avec d_m (mesurée sur l’ombroscopie) et $d_m/1,5$ respectivement. La courbe rouge représente les tailles obtenues par la simulation SPH (200 ns après le choc), illustrée en médaillon avec les fragments en fausses couleurs aléatoires (les particules non détachées et la surface libre, non comptabilisées, sont en noir)

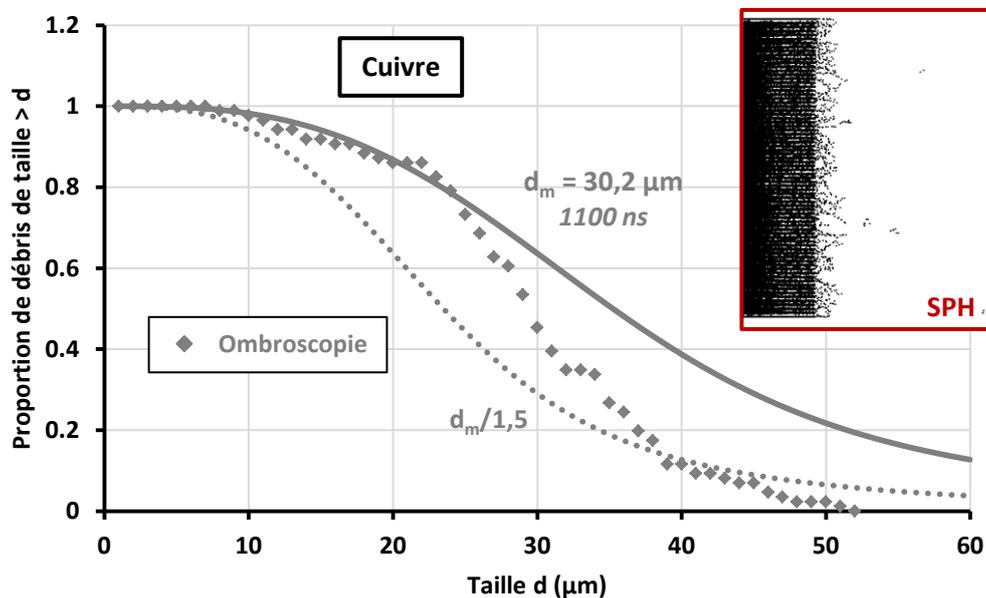


Figure 100 - Comparaison des distributions de tailles cumulées prédites et mesurées pour le tir correspondant à la Figure 93 (Cuivre 45° à 49,8 GPa). Les losanges gris sont les tailles mesurées sur l’Ombroscopie Transverse de la Figure 93 (1100 ns après le choc). Les courbes grises continue et pointillée correspondent aux prédictions théoriques (Eq. 69) calculées avec d_m (mesurée sur l’ombroscopie) et $d_m/1,5$ respectivement. La simulation SPH n’ayant donné qu’une éjection quasi inexistante même au bout de 200 ns (en médaillon, avec les particules affichées en points), la distribution de tailles correspondante n’est pas calculée

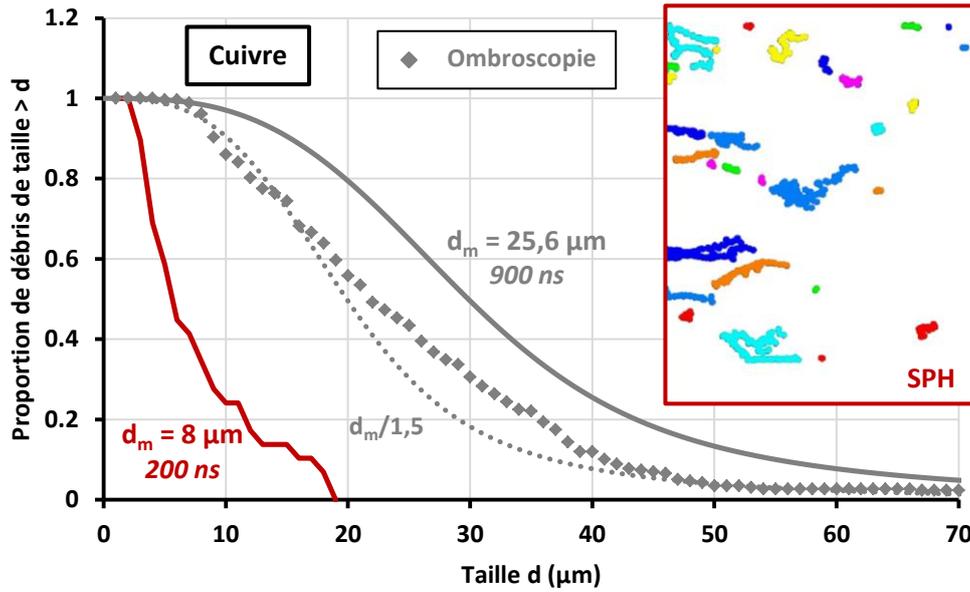


Figure 101 - Comparaison des distributions de tailles cumulées prédites et mesurées pour le tir correspondant à la Figure 49 (Cuivre 45° à 81,2 GPa). Les losanges gris sont les tailles mesurées sur l’Ombroscopie Transverse de la Figure 49 (900 ns après le choc). Les courbes grises continue et pointillée correspondent aux prédictions théoriques (Eq. 69) calculées avec d_m (mesurée sur l’ombroscopie) et $d_m/1,5$ respectivement. La courbe rouge représente les tailles obtenues par la simulation SPH (200 ns après le choc), illustrée en médaillon avec les fragments en fausses couleurs aléatoires

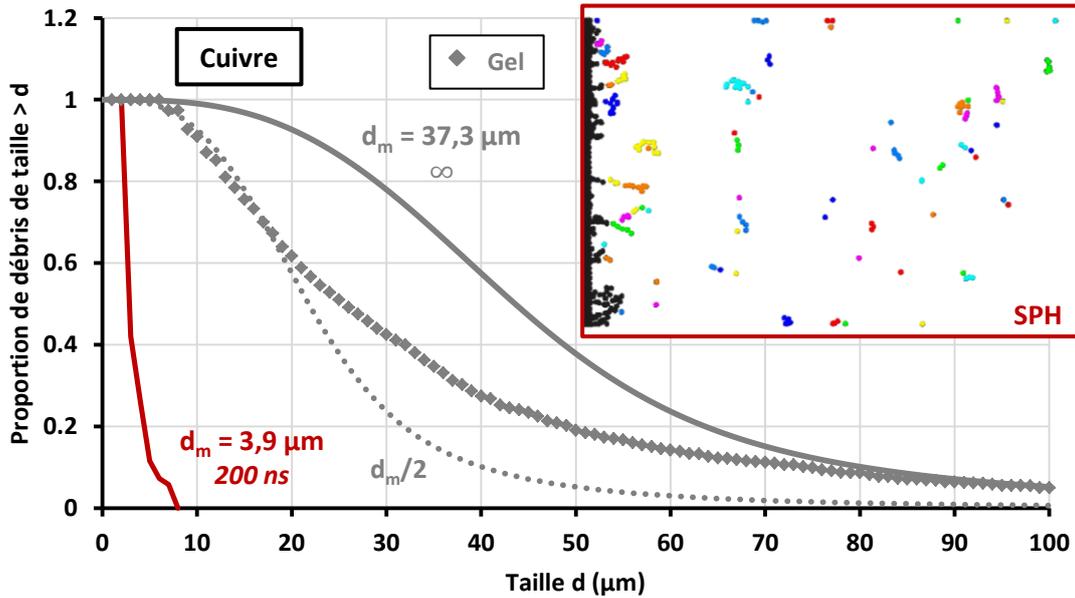


Figure 102 - Comparaison des distributions de tailles cumulées prédites et mesurées pour le tir correspondant à la Figure 95 a (Cuivre 30° à 56,2 GPa). Les losanges gris sont les tailles mesurées par la micro tomographie de la Figure 95 a. Les courbes grises continue et pointillée correspondent aux prédictions théoriques (Eq. 69) calculées avec d_m (mesurée avec la micro tomographie) et $d_m/2$ respectivement. La courbe rouge représente les tailles obtenues par la simulation SPH (200 ns après le choc), illustrée en médaillon avec les fragments en fausses couleurs aléatoires (les particules non détachées et la surface libre, non comptabilisées, sont en noir)

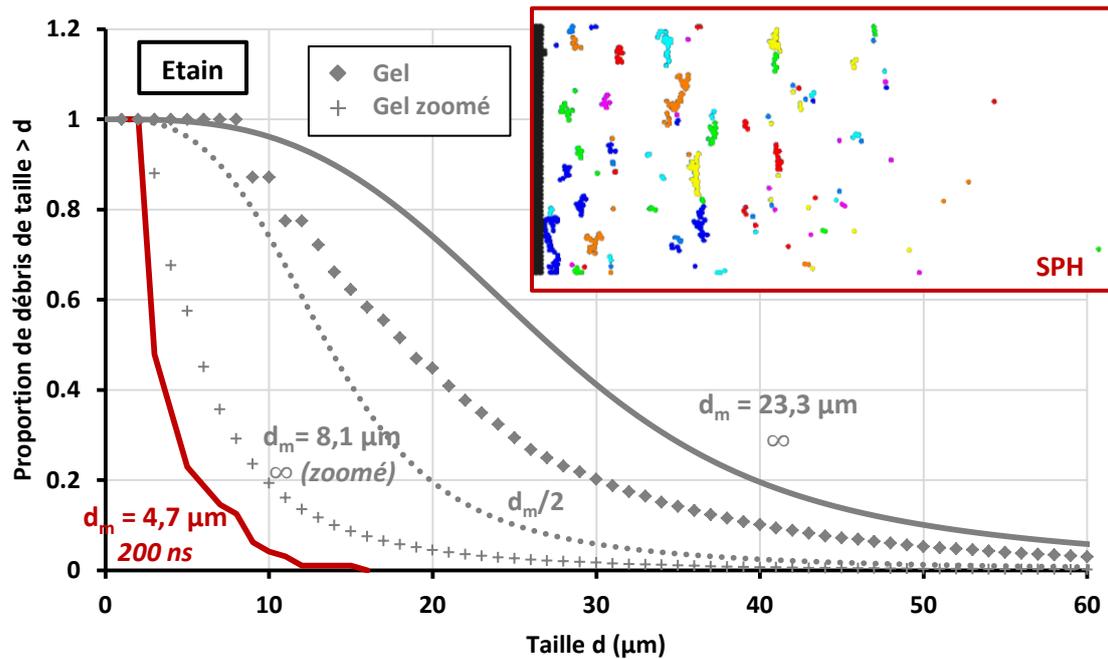


Figure 103 - Comparaison des distributions de tailles cumulées prédites et mesurées pour le tir correspondant à la Figure 95 b (Etain 30° à 78,6 GPa). Les losanges et « + » gris sont les tailles mesurées par la micro tomographie de la Figure 95 b, globale et zoomée respectivement. Les courbes grises continue et pointillée correspondent aux prédictions théoriques (Eq. 69) calculées avec d_m (mesurée avec la micro tomographie globale) et $d_m/2$ respectivement. La courbe rouge représente les tailles obtenues par la simulation SPH (200 ns après le choc), illustrée en médaillon avec les fragments en fausses couleurs aléatoires (les particules non détachées et la surface libre, non comptabilisées, sont en noir)

Sur l'ensemble des cinq graphes, on peut remarquer en premier lieu que la distribution théorique $W(D > d)$, calculée avec le diamètre \bar{d}_m mesuré expérimentalement (courbe grise continue), reste au-dessus des tailles issues des ombroscopies et des gels (losanges gris), ce qui signifie que pour une même taille moyenne la loi probabiliste utilisée prédit des débris plus grands qu'en réalité. En ajustant la taille moyenne \bar{d}_m dans l'Eq. 69, on constate que cette loi peut constituer une enveloppe (maximale et minimale) dans laquelle les tailles expérimentales s'inscrivent. Ainsi, l'enveloppe minimale (courbe grise pointillée) se trouve à $\bar{d}_m/1,5$ pour les débris issus des ombroscopies et à $\bar{d}_m/2$ pour ceux tomographiés dans les gels.

Si on regarde maintenant les résultats obtenus avec les simulations SPH, on constate que les distributions correspondantes sont très en dessous de l'expérience, c'est-à-dire que les tailles d'éjectas simulés sont bien plus petites que les tailles mesurées, ce qui conduit à un diamètre moyen bien inférieur (quelques μm au lieu d'une trentaine). Cet écart est plus faible pour les tailles mesurées par tomographie du centre de la nappe d'Etain (médaillon de la Figure 97 b), représentées par des points « + » gris dans la Figure 103 : le fait d'avoir rapproché l'échantillon de la source X du tomographe, et donc d'avoir amélioré la résolution de l'image de 7,29 à 2,26 $\mu\text{m}/\text{voxel}$, a permis de mesurer des débris trois fois plus petits (donc de même pour \bar{d}_m). En outre, le fait d'avoir restreint l'analyse à la zone centrale a permis de s'affranchir de gros fragments parasites ne provenant pas du microjetting. En conséquence, la simulation SPH correspondante n'est pas si loin de la mesure, même s'il reste un rapport de quasiment deux avec une tomographie de résolution du même ordre que la distance interparticulaire δ (2,5 μm).

Cette disparité entre la distribution mesurée expérimentalement et celle simulée (avec le modèle de base) met en évidence une différence d'échelle entre ces deux approches. Mis à part les effets de bords, la distribution de taille ne dépend pas du nombre de débris, donc de l'espace et du temps. Etant gourmandes en temps de calcul et en ressources, les simulations SPH ont été limitées en espace et temps : seulement 150 μm de rainure sont modélisées, sur 200 ns, alors que les ombroscopies et les gels capturent l'ensemble de la nappe éjectée (de taille équivalente à celle de la tache focale, c'est-à-dire quelques mm) sur des temps

longs. De plus, la distribution dépend de la taille minimale qu'on est capable de mesurer. En cela, l'Ombroscopie Transverse et la tomographie des gels ayant collectés les fragments ont des limites :

- **Pour l'Ombroscopie Transverse**, le flou de bougé (de 5 μm pour une particule à 1 km/s) et le bruit de fond optique (*speckle*) empêchent de voir les débris les plus petits, statistiquement plus nombreux que les gros, malgré une résolution correcte (quelques $\mu\text{m}/\text{pixel}$) et proche de la distance interparticulaire δ (2,5 μm) des simulations SPH. Ceci explique la présence d'un plateau (avant rupture de pente) au tout début des distributions de tailles expérimentales (Figure 99, Figure 100 et Figure 101), traduisant la certitude de ne trouver que des débris plus grands que la taille minimale mesurable.
- **Pour la tomographie des fragments dans les gels**, on a constaté que la résolution d'une vue 3D sur la nappe entière n'est pas suffisante pour distinguer toutes les petites particules, en particulier pour l'Étain (qui éjecte beaucoup, notamment après fusion pour les tirs intenses).

A l'inverse, ces mesures (et plus particulièrement les tomographies après collecte dans les gels) englobent très probablement certains fragments de grande taille issus de processus parasites (écaillage ou micro-écaillage, fragmentation due à des effets de bords, formation d'éjectas due aux imperfections des rainures, etc...), qui ne sont pas décrits dans les simulations du microjetting.

A la lumière de tous ces éléments, on peut conclure que les tailles moyennes réelles des débris éjectés se situent en dessous de celles observées expérimentalement, à cause des nombreux débris de petite taille non détectés et de la pollution par des débris parasites de grande taille. On peut aussi supposer que les simulations SPH sont incapables de générer de gros fragments (en particulier pour le Cuivre) peut-être à cause des effets de bords et de la longueur relativement courte de rainure modélisée. On peut également revenir sur la différence des temps où sont déterminées les distributions mesurées et simulées. Enfin, on peut soupçonner une très forte dépendance des tailles simulées à la distance interparticulaire (on observe la présence de particules isolées dans les nappes simulées). C'est pour creuser ces questions que l'étude sur les paramètres purement numériques et les dimensions (spatiales et temporelle) du modèle SPH a été menée.

IV.2.3. Etude paramétrique (δ, h, r) et effet d'échelle avec la formulation SPH

Dans ce paragraphe, les effets des paramètres δ , h et r et des grandes échelles spatiale et temporelle du modèle numérique SPH sur les tailles simulées sont étudiés. Nous avons vu dans les sous-sections précédentes leur influence sur les vitesses de surface libre et de jet, et que les paramètres du modèle de base ne sont peut-être pas adaptés pour la détermination correcte des distributions de taille.

On rappelle que l'étude paramétrique et la simulation à plus grandes échelles ont été effectuées sur le Cuivre et l'Étain, qui correspondent aux deux nappes collectées présentées précédemment (Figure 95 a et b respectivement). La Figure 104 et la Figure 105 ci-dessous reprennent respectivement les graphes de distributions de taille de la Figure 102 (pour le Cuivre) et de la Figure 103 (pour l'Étain), en zoomant sur le domaine de tailles plus petites. On retrouve ainsi sur ces graphes les distributions données par les simulations de référence ainsi qu'une partie des distributions issues des tomographies. Le Tableau 9 et le Tableau 10 rassemblent les valeurs des tailles moyennes \bar{d}_m obtenues dans l'étude paramétrique, ainsi que le nombre total de débris comptés.

Pour les deux graphes, le même code couleur que pour les vitesses de jet, traitées en IV.1.1.4 (Figure 88 et Figure 89), est conservé : le violet pour la distance interparticulaire δ , le vert pour la *smoothing length*

h , le bleu pour le *random noise* r et le rouge pour la simulation de référence. Les courbes pour les valeurs inférieures (« $Param^-$ ») sont en trait simple, et celles pour les valeurs supérieures (« $Param^+$ ») en trait gras. De même couleur que la simulation de référence, les courbes (à 200 ns et à 1000 ns) de la simulation à plus grandes échelles sont en tirets.

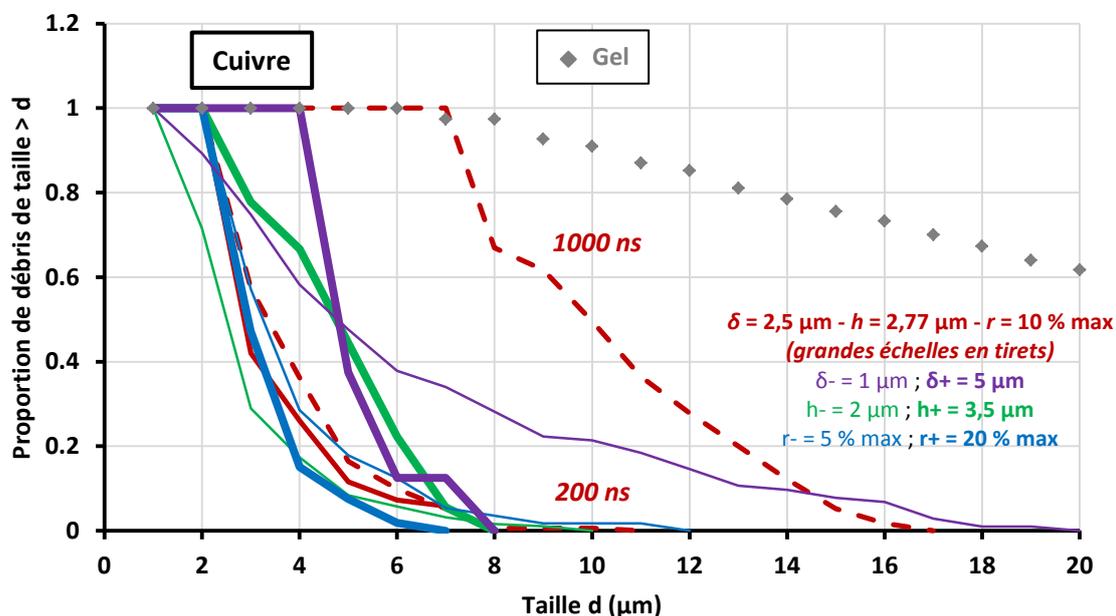


Figure 104 - Distributions en tailles obtenues pour l'étude paramétrique (δ, h, r) menée sur les simulations SPH de l'essai correspondant à la Figure 95 a (Cuivre 30° à 56,2 GPa). Ce graphe étant un zoom de la Figure 102, on retrouve les tailles issues de la simulation SPH de référence (courbe rouge continue) et de la micro tomographie (losanges gris). Les variations des paramètres purement numériques (δ, h, r) sont représentées par les courbes violettes, vertes et bleues respectivement : la valeur inférieure en trait fin et la valeur supérieure en trait gras. La simulation de référence à grandes échelles spatiale et temporelle correspond aux courbes rouges en tirets, pour 200 ns et 1000 ns

Taille moyenne d_m (μm) {Nombre de débris}	δ	h	r	Grandes échelles (200 ns)	Grandes échelles (1000 ns)
<i>Param -</i>	6,9 {103}	3,4 {190}	4,3 {56}	/	/
<i>Référence</i>	3,9 {69}			4,3 {171}	10,8 {115}
<i>Param +</i>	5,6 {8}	5,2 {18}	3,7 {53}	/	/

Tableau 9 - Tailles moyennes mesurées dans l'étude paramétrique (δ, h, r) menée sur les simulations SPH de la Figure 104 (pour rappel, celle des débris tomographiés est de 37,3 μm). Entre crochets, le nombre total de débris comptés

Pour la première étude paramétrique, effectuée dans le Cuivre (Figure 104 et Tableau 9) et pour laquelle on pourra se référer à la Figure 73 du Chapitre III représentant l'aspect des nappes éjectées, on constate que le bruit numérique r (*random noise*) a peu d'influence sur la distribution en taille (courbes bleues). Quelle que soit sa valeur, sa courbe reste proche de la simulation de référence : soit au-dessus pour la valeur inférieure ($r^- = 5\%$) soit en dessous pour la valeur supérieure ($r^+ = 20\%$). On rappelle qu'en absence de *random noise*, seuls des fragments 2D purement linéiques et très peu nombreux sont éjectés (voir la Figure 70 et la Figure 71 du Chapitre III), ce qui empêche d'établir une distribution en taille significative.

L'influence de la *smoothing length* h est un peu plus importante, même si les deux courbes vertes restent proches de la simulation de référence. D'après leurs positions relatives et par rapport à la simulation de référence, plus h est grand (le matériau est moins laxé), plus les débris sont gros (et moins nombreux) :

en effet, chaque particule a un volume d'influence plus grand, et interagit avec plus de voisins, ce qui réduit la désagrégation en petits ensembles.

En revanche, pour la distance interparticulaire δ , les courbes (violette) s'écartent de la simulation de référence. Celle correspondant à la valeur supérieure (trait gras) est manifeste d'un maillage trop grossier (il y a très peu d'éjection, à cause de la rainure mal discrétisée), pour lequel très peu de débris sont créés : la distribution en tailles obtenue n'est donc pas significative. En revanche, la valeur inférieure δ^- représentant un maillage plus fin conduit à des débris beaucoup plus nombreux et apparemment plus gros : cette distribution se rapproche un peu de celle expérimentale. La matière étant mieux discrétisée, on peut supposer que cette distribution est plus réaliste que celle de la simulation de référence.

On peut à présent s'intéresser à l'effet d'échelles sur les distributions (Figure 74 du Chapitre III). De dimensions spatiales plus grandes que la simulation de référence, la simulation à grandes échelles est associée à deux distributions (tirets rouges), prises respectivement à 200 ns (au même temps que la simulation de référence) et à 1000 ns (temps long). La courbe à 200 ns est très proche de celle de la simulation de référence, ce qui montre que la distribution en taille change peu entre une rainure de 150 μm ou de 500 μm . Ceci confirme que les effets de bords sont négligeables dans le modèle de référence. En revanche, la distribution prise à 1000 ns est très différente, avec des fragments plus gros. Ainsi, à ce temps de calcul plus aucun débris de taille inférieure à 8 μm n'est présent, alors que cette limite inférieure était à 3 μm à 200 ns (comme dans la simulation de référence). Ce calcul sur un temps long se rapproche de la distribution expérimentale. Une cause possible de l'apparition de plus gros débris pourrait être la formation de nouveaux fragments depuis la rainure plus ouverte, plus longtemps après l'émergence du choc, avec des vitesses plus faibles et des tailles plus importantes (même si cette tendance n'est pas observée sur les ombroscopies, comme en Figure 98). En fait, la tendance observée résulte plutôt d'un regroupement de petits débris, que le critère de continuité utilisé pour l'analyse d'image conduit alors à assimiler à un fragment unique (selon le même artefact que pour l'analyse des ombroscopies). Il en résulte une diminution du nombre total de fragments (Tableau 9).

De tels « regroupements » (ou la recombinaison de plusieurs petits fragments en un plus gros) évoqués précédemment concordent avec la quatrième phase de la fragmentation (la percolation) observée dans les simulations de Dynamique Moléculaire de Durand *et al.* [59] [84] [88] (voir sous-section I.3.2) : cette phase correspond à une tendance des particules composant un nuage à s'agglomérer après leur formation. Néanmoins, certains de ces regroupements peuvent aussi être dus à une limite de notre traitement 2D pour le dénombrement des fragments avec Avizo, à cause du critère de continuité et de la possibilité de confondre des fragments l'un derrière l'autre (la nappe simulée ayant une épaisseur, comme la nappe observée sur les ombroscopies et les radiographies). Un traitement 3D pourrait sans doute réduire cet artefact.

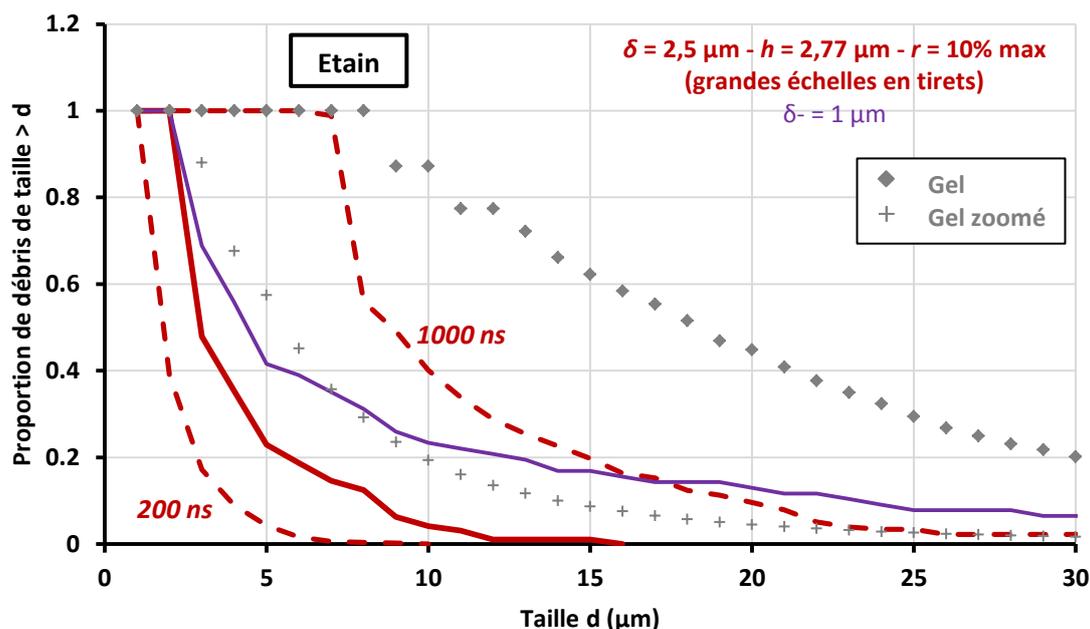


Figure 105 - Distributions en tailles obtenues pour une étude paramétrique menée sur les simulations SPH de l'essai correspondant à la Figure 95 b (Etain 30° à 78,6 GPa). Ce graphe étant un zoom de la Figure 103, on retrouve les tailles issues de la simulation SPH de référence (courbe rouge continue), et de la micro tomographie (losanges et « + » gris). Pour ce tir, seules la simulation avec δ^- (distance interparticulaire plus petite) et la simulation de référence à grandes échelles spatiale et temporelle sont comparées à la simulation de référence

Taille moyenne d_m (μm) {Nombre de débris}	δ	Grandes échelles (200 ns)	Grandes échelles (1000 ns)
Param -	9,5 {45}	/	/
Référence	4,7 {96}	2,7 {489}	11,8 {177}

Tableau 10 - Tailles moyennes mesurées dans l'étude paramétrique (δ, h, r) menée sur les simulations SPH de la Figure 105 (pour rappel, celle des débris tomographiés est de 23,3 μm pour la vue globale et de 8,1 μm pour la vue zoomée au centre de la nappe). Entre crochets, le nombre total de débris comptés

La deuxième étude paramétrique effectuée dans l'Etain (Figure 105 et Tableau 10) est restreinte pour confirmation (comme pour les vitesses, en IV.1.1.4) à la simulation $\delta^- = 1 \mu\text{m}$ et à celle à plus grandes échelles.

Ici aussi, la simulation avec le maillage plus fin (courbe violette) donne une distribution de tailles simulées avec des débris plus gros, mais moins nombreux. Celle-ci est plus proche de la distribution mesurée avec la tomographie zoomée des débris au centre de la nappe (points « + » gris) que de celle de la simulation de référence. De par leur meilleure résolution spatiale, on peut supposer que ces deux distributions sont plus proches de la réalité que les autres (expérimentales ou numériques). Pour la simulation à grandes échelles, on retrouve le fait que la distribution à 1000 ns correspond à des fragments plus gros mais moins nombreux, pour laquelle on peut tirer la même conclusion que pour le Cuivre.

IV.3. Densité surfacique dans les jets

Comme évoqué à la fin du Chapitre II (sous-section II.4.3), les limites de la détermination des tailles des débris dans les nappes éjectées nous ont conduits à rechercher la densité globale de matière, sans nécessairement distinguer les débris les uns des autres. Cette grandeur, propriété balistique des éjectas complémentaire à celles exploitées jusqu'à maintenant (vitesses, distribution en tailles), permet ainsi d'accéder à une densité surfacique pour les matériaux pour lesquels la distribution en tailles peut difficilement être déterminée, comme par exemple l'Étain fondu. C'est le but de la radiographie X rapide in-situ (sous-sections II.3.3.4 et II.4.3 du Chapitre II).

Dans ce paragraphe, nous traiterons séparément les deux types de rainures : les densités surfaciques obtenues avec des rainures triangulaires isolées seront comparées à une simulation SPH, et celles obtenues avec des rainures sinusoïdales périodiques avec des prédictions théoriques du Chapitre I (sous-section I.2.3).

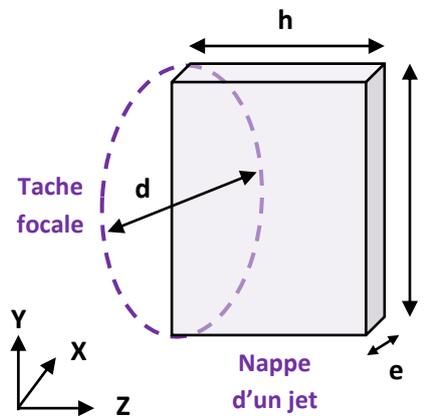


Figure 106 - Notations des dimensions caractéristiques d'une nappe de jet, avec le repère attaché à la nappe choisi pour ce manuscrit : diamètre de la tache focale d , largeur de la nappe l , hauteur h (par rapport à la surface libre) et épaisseur e

IV.3.1. Cas des rainures triangulaires isolées

La Figure 107 ci-dessous présente deux exemples de radiographies (à 400 ns après le choc) en fausses couleurs, avec les deux orientations possibles de la rainure par rapports aux diagnostics : (a) horizontale (ici avec une cible de Cuivre) ou (b) verticale (ici avec une cible d'Étain). Pour ces configurations, la densité surfacique dans le plan de la nappe (soit YZ), notée m_{YZ} , est recherchée.

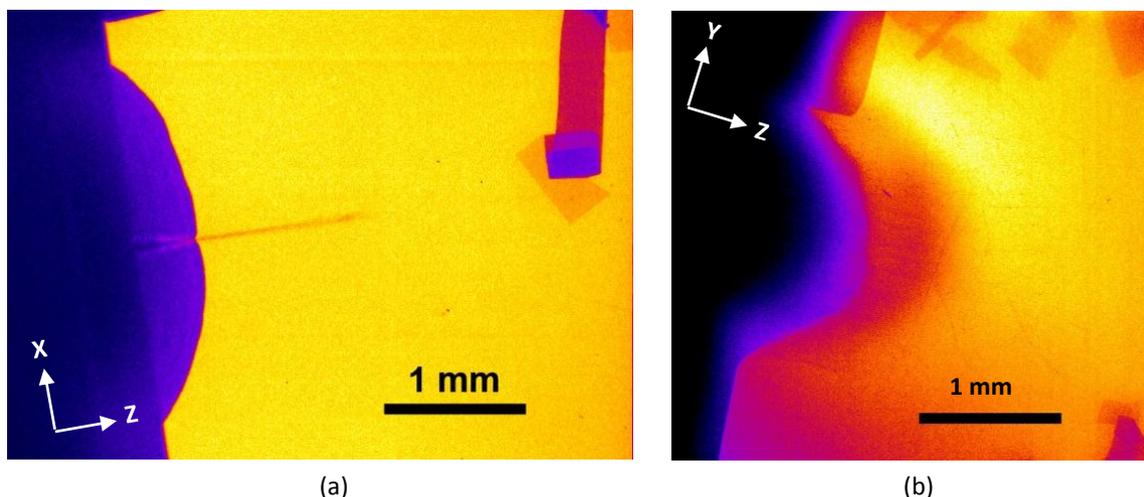


Figure 107 - Radiographies X (fausses couleurs) à 400 ns après le choc (a) d'une cible de Cuivre avec une rainure triangulaire unique verticale de demi-angle 20° et un choc de débouché en surface libre P_{SB} (déduite de l'ombroscopie) de 33,5 GPa (tache focale de diamètre 2,8 mm) et (b) d'une cible d'Étain avec une rainure triangulaire unique horizontale de demi-angle 30° et un choc de débouché en surface libre P_{SB} (déduite de l'ombroscopie) de 51,7 GPa (tache focale de diamètre 1,5 mm) [114]

Dans le premier cas (a), l'Image Plate, située à la verticale et au-dessus de l'arrière de la cible, voit la nappe par la tranche (plan XZ) : les rayons X traverse la nappe de Cuivre solide sur toute sa largeur l . En conséquence, la densité surfacique m_{XZ} donnée par la radiographie, de valeur environ 10 mg/cm² d'après l'analyse des pénétromètres disposés dans le champ (voir sous-section II.4.3 du Chapitre II), correspond à une intégration de la matière sur toute la largeur l . Afin de remonter à la densité surfacique m_{YZ} qui nous intéresse, on passe par une grandeur indépendante de toute projection, la masse volumique de la matière éjectée ρ_{ej} , en supposant que celle-ci est uniforme sur toute la largeur l (environ égale au diamètre de la tache focale d) : $\rho_{ej} = \frac{m_{éjectée}}{l h e} = \frac{m_{XZ}}{l} = \frac{m_{XZ}}{d} = \frac{10}{0,28} = 36 \text{ mg/cm}^3$. La masse surfacique m_{YZ} s'exprime ensuite comme le produit de ρ_{ej} avec l'épaisseur e de la nappe, mesurée à environ 40 μm sur la radiographie : $m_{YZ} = e \rho_{ej}$ (soit $m_{éjectée}/lh$), pour laquelle on obtient donc 0,144 mg/cm². Cette faible valeur est cohérente avec le fait que le Cuivre éjecte peu. Correspondant à la même configuration mais pour de l'Étain (avec $P_{SB} = 18 \text{ GPa}$), l'exploitation de la Figure 56 du Chapitre II utilise la même méthodologie : on obtient alors pour cette radio $m_{XZ} \approx 18 \text{ mg/cm}^2$, $\rho_{ej} = \frac{m_{XZ}}{d} = 60 \text{ mg/cm}^3$ (pour un diamètre de tache focale de 3 mm), et $m_{YZ} = e \rho_{ej} = 0,312 \text{ mg/cm}^2$ (pour une épaisseur e mesurée sur la radiographie de 52 μm). Ces valeurs, supérieures à celle du Cuivre (Figure 107 a), montrent bien que l'Étain solide éjecte plus que le Cuivre solide (même à P_{SB} plus faible).

Dans le second cas (b), l'Image Plate voit la nappe éjectée dans son plan, soit dans le plan YZ : les rayons X traversent seulement l'épaisseur e de la nappe d'Étain fondu. La densité surfacique mesurée dans le plan YZ, soit m_{YZ} , décroît d'environ 30 mg/cm² au niveau de la surface libre à environ 10 mg/cm² au sommet du jet. On en déduit la masse volumique de matière dans la nappe, $\rho_{ej} = \frac{m_{YZ}}{e} = 1,4 \text{ g/cm}^3$ (pour $e = 70 \mu\text{m}$ mesurée sur l'ombroscopie correspondante). Cette masse volumique est environ 20 fois supérieure à celle de l'Étain solide de la Figure 56 du Chapitre II, ce qui est cohérent avec le fait déjà établi que la fusion augmente considérablement la masse éjectée [17] [19].

La Figure 108 et la Figure 109 montrent des simulations SPH à comparer aux radiographies que nous venons de traiter. En (a), une simulation sur Cuivre (avec $\delta^- = 1 \mu m$) restitue un phénomène qu'on peut observer sur la Figure 107 a, qui est le creusement en « V » de la matière sur les côtés de la rainure : l'absorption des rayons X est moins important sur cette zone (voir détail en Figure 108 b), qu'on peut associer à la traction due aux croisement des détonés après interaction du choc avec la rainure. Dans le calcul, cette traction produit deux fractures (particules érodées) profondes de part et d'autres de la rainure, en bon accord avec la radiographie. Le même processus est reproduit par une simulation Eulérienne présentée en Annexe C. La Figure 109 montre une simulation SPH du tir montré en Figure 107 b, en poussant le calcul à 400 ns pour pouvoir comparer les densités surfaciques m_{YZ} . Dans la fenêtre de mesure de dimensions $150 \times 750 \mu m$, on compte en tout 959 particules, représentées dans la figure par les sphères de diamètre $h = 2,77 \mu m$ représentant la matière. Chaque particule a une masse particulière m_p de 109 picogrammes (soit 10^{-12} g), ce qui fait donc une masse éjectée $m_{éjectée} = 1,045 \times 10^{-4}$ mg, et une densité surfacique $m_{YZ} = \frac{m_{éjectée}}{lh} = \frac{1,045 \times 10^{-4} \text{ mg}}{0,0150 \text{ cm} \times 0,0750 \text{ cm}} = 0,093 \text{ mg/cm}^2$. Cette valeur est très inférieure (d'un rapport de 100) de celle obtenue même en tête de nappe par la radiographie (10 mg/cm^2). Ce rapport est trop grand pour considérer que seul le fait qu'on ne prenne pas en compte la fusion dans nos calculs Radioss suffise à l'expliquer (la littérature fait mention d'un rapport d'environ 10 [17] [19]) : si cette formulation SPH permet d'obtenir des vitesses et des distributions en tailles cohérentes avec les expériences, elle ne semble pas capable de produire autant de matière qu'en réalité.

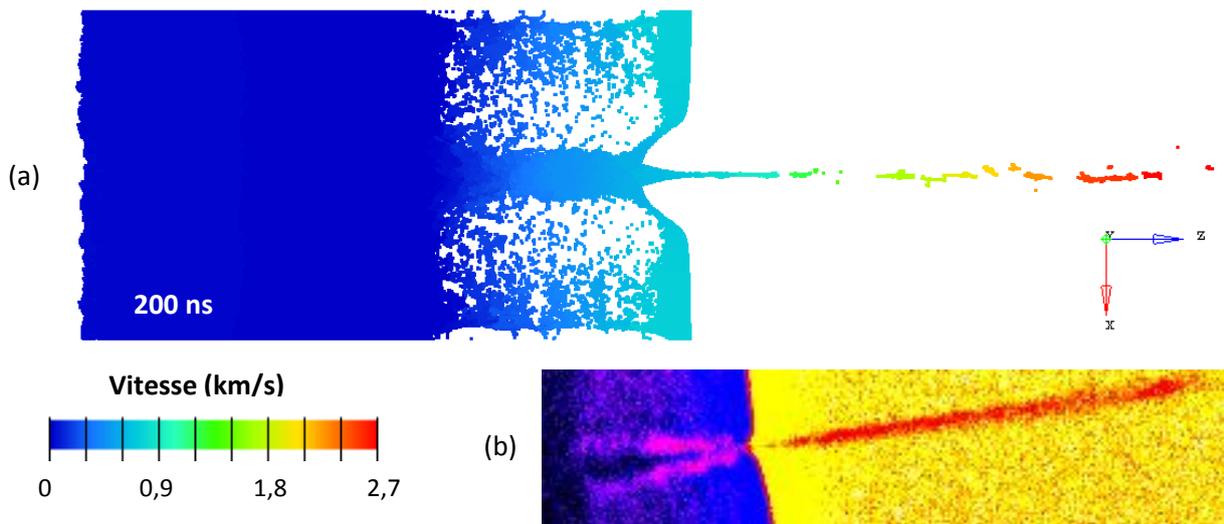


Figure 108 - (a) Simulation SPH à 200 ns d'une cible de Cuivre d'épaisseur $250 \mu m$ avec une rainure de 30° et soumise à un choc P_{load} de $56,2 \mu m$ (distance interparticulaire de $1 \mu m$), montrant le même creusement de la matière sur les côtés de la rainure que la Figure 107 a (une tranche d'épaisseur $10 \mu m$ prise au milieu du modèle est montrée). (b) Zoom sur la radio de la Figure 107 a

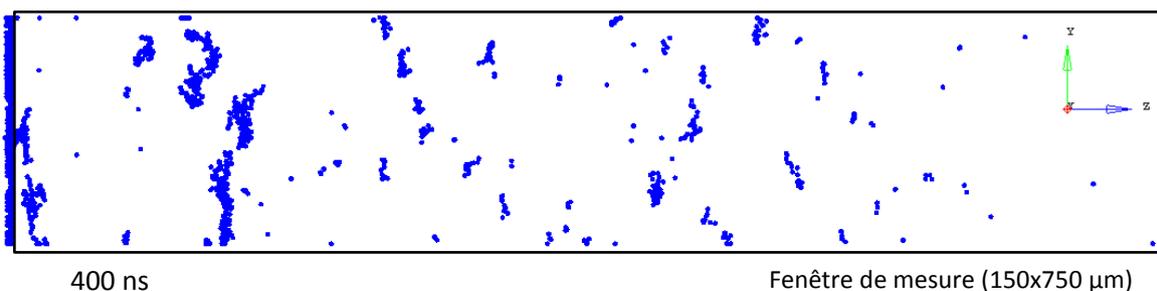


Figure 109 - Nappe d'éjectas issue de la simulation SPH (modèle de base) à 400 ns de la cible d'Étain de la Figure 107 b et fenêtre de mesure (contenant 959 particules)

IV.3.2. Cas des rainures sinusoïdales périodiques

Pour les rainures sinusoïdales périodiques, deux exemples de radiographies (aussi à 400 ns après le choc) sont montrées en Figure 110, pour deux cibles avec un même rapport de forme $k\eta = 0,419$ dans la configuration où les rainures sont positionnées verticalement : en (a), la longueur d'onde λ est de $60 \mu\text{m}$ pour une profondeur 2η de $8 \mu\text{m}$ et en (b), la longueur d'onde λ est de $180 \mu\text{m}$ pour une profondeur 2η de $24 \mu\text{m}$ (les rainures sont donc trois fois plus grandes). La Figure 111 reprend les mêmes radiographies, mais affichées sur une grille de coordonnées du plan XZ.

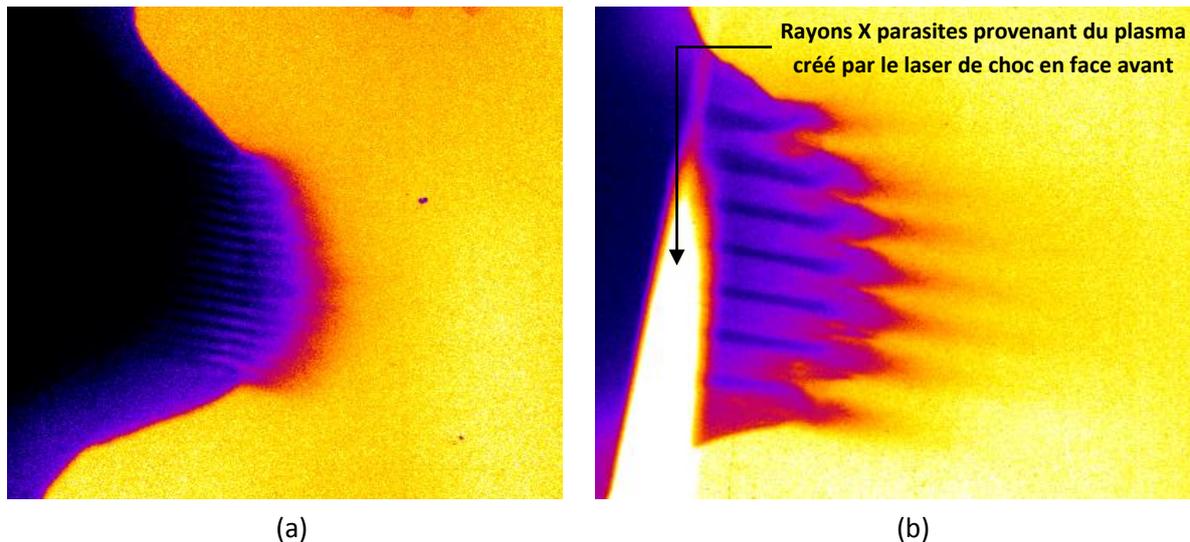


Figure 110 - Radiographies X (fausses couleurs) à 400 ns après le choc de deux cibles d'Etain avec des rainures sinusoïdales périodiques verticales et de même rapport de forme $k\eta = 0,419$: (a) 17 rainures de longueur d'onde $60 \mu\text{m}$ et de profondeur $8 \mu\text{m}$, avec un choc de débouché en surface libre P_{SB} (déduite de l'ombroscopie) de $37,3 \text{ GPa}$ et (b) 7 rainures de longueur d'onde $180 \mu\text{m}$ et de profondeur $24 \mu\text{m}$, avec un choc de débouché en surface libre P_{SB} (déduite de l'ombroscopie) de $44,5 \text{ GPa}$ [128]

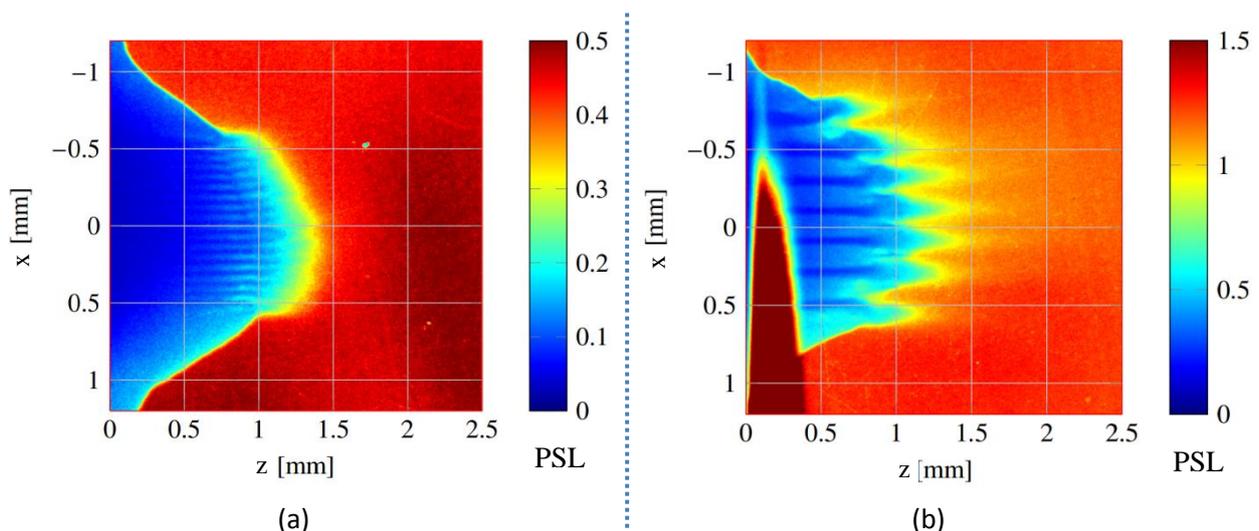


Figure 111 - Niveaux PSL en fausses couleurs des radiographies (a) de la Figure 110 a et (b) de la Figure 110 b, avec les axes x et z utilisés dans la détermination de la densité surfacique [128]

Dans cette même configuration que la Figure 107 a, la densité surfacique donnée par les deux radiographies correspond à m_{XZ} . Cependant, pour ce type de rainure, afin de pouvoir comparer avec des prédictions théoriques présentées dans le Chapitre I (sous-section I.2.3), il est pertinent de déterminer les

densités surfaciques m_{XY} , comparables à ce que peuvent mesurer une feuille d'Asay ou une sonde piézoélectrique placées derrière la cible. Cette grandeur m_{XY} correspond à l'Eq. 38 du Chapitre I, qui s'écrit dans notre cas, avec t valant 400 ns pour prendre toute la hauteur h la nappe :

$$\sigma_{ej}(surface\ libre, t) = \int_{surface\ libre}^{tête\ de\ jet(t)} \langle \rho_{ej}(z', t) \rangle_x dz' \quad \text{Eq. 71}$$

Pour cela, la masse volumique moyenne selon l'axe X $\langle \rho_{ej}(z, t) \rangle_x$ est calculée à chaque position Z dans la nappe. La Figure 112 fournit le tracé de σ_{ej} pour les deux radiographies, qu'on prend sous sa forme cumulée depuis la tête de jet ($\sigma_{ej}(surface\ libre, t)$ correspondant à sa valeur à la surface libre, représentée par une ligne rouge en tirets).

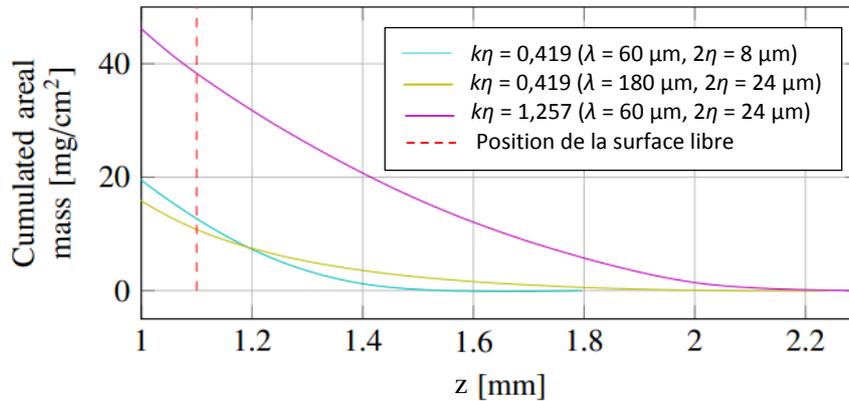


Figure 112 - Densités surfaciques cumulées issues des radiographies (à 400 ns) de trois tirs, sur des cibles d'Etain avec des rainures sinusoïdales périodiques : en bleu celui de la Figure 111 a, en vert celui de la Figure 111 b et en rose une autre cible avec un rapport de forme trois fois plus grand $k\eta = 1,257$ (longueur d'onde 60 μm et profondeur 24 μm). La coordonnée Z est la même que dans la Figure 111 [128]

D'après cette Figure 112, la densité surfacique cumulée à la surface libre est d'environ 11 mg/cm^2 pour les deux radiographies, ce qui confirme que la masse éjectée par unité de surface ne dépend géométriquement que du rapport de forme $k\eta$ (modèle de « masse manquante » d'Asay [11]).

Si on compare maintenant ces courbes à celle issue d'une cible avec un rapport $k\eta$ trois fois plus grand (courbe rose), la densité surfacique cumulée à la surface libre de celle-ci est 3,5 fois plus importante, ce qui est cohérent avec la proportionnalité entre la masse éjectée par unité de surface et $k\eta$ [11].

Pour la confrontation avec des approches théoriques plus élaborées, plusieurs prédictions construites pour les rainures sinusoïdales présentées dans le Chapitre I (sous-section I.2.3) sont possibles. La première est celle de Giorgievskaya et Raevsky [58], rapportée par Mikhailov *et al.* [28], constituant l'Eq. 40 du premier chapitre et valable pour n'importe quel profil d'onde de choc :

$$\sigma_{G-R}(\tau) = \int_0^\tau \frac{\rho_0}{k + \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\eta}_\infty^p} \tau'} \left(e^{k\eta_0} + \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\eta}_\infty^p} \eta_0 \right) \frac{\tau'^2 + (\tau' + 1)[\ln(1 + \tau')]^2}{2[\tau' + \ln(1 + \tau')]^2} d\tau' \quad \text{Eq. 72}$$

On rappelle qu'ici, $\tau = k(u_\infty^p - u_{SL})t$ est un temps adimensionné (t est le temps classique) et $\dot{\epsilon}$ est le taux de déformation après passage du choc. En appliquant cette expression aux deux tirs de la Figure 110, avec $t = 400$ ns et un ordre de grandeur de 10^7 s^{-1} pour $\dot{\epsilon}$ (a priori typique des chocs laser), on obtient des valeurs bien supérieures à celles mesurées, 206 mg/cm^2 pour le premier et 366 mg/cm^2 pour le second. On

peut supposer que le taux de déformation utilisé pour le calcul est trop approximatif. D'autres lois ont aussi été testées, même si elles ont été construites pour un profil de choc soutenu a priori différent de nos chocs induits par laser. La première est une estimation de la densité surfacique produite par ce type de profil de choc [28], correspondant à l'Eq. 39 du Chapitre I et avec le même paramètre τ que l'Eq. 72 :

$$\sigma_{G-R}(t) \approx \frac{\rho_0}{2k} \times \frac{\tau \ln(1 + \tau)}{\tau + \ln(1 + \tau)} \quad \text{Eq. 73}$$

Pour les deux mêmes tirs, on obtient 15 mg/cm² et 39 mg/cm², qui restent au-dessus de celles issues des radiographies quoique plus proches. On peut aussi appliquer l'expression de Cherne *et al.* [55], plus récente (Eq. 41 du Chapitre I) :

$$\sigma_{Cherne}(t) = \rho \int_0^t \dot{\eta}^b(t') S_f(t') dt' = m_0 \ln \left(1 + \frac{t}{T} \right) \quad \text{Eq. 74}$$

On rappelle que dans cette expression, $m_0 = \rho \lambda / 3\pi$ et $T = \lambda / 3\pi |\dot{\eta}_0^b|$ un temps adimensionné. Pour les deux mêmes tirs, cette densité surfacique théorique vaut respectivement 15 mg/cm² et 32 mg/cm², soit des résultats très proches des valeurs précédentes. Comme les auteurs précisent qu'estimer la forme des rainures par des paraboles donne de meilleurs résultats [26], on peut aussi utiliser l'expression réécrite avec les facteurs de forme correspondants : $\frac{2}{3} m_0 \ln \left(1 + \frac{t}{\beta T} \right)$, avec $\beta = 1 + F_{nl}^b / \sqrt{3} F_{nl}^p$. Avec cette considération, on obtient cette-fois ci 9 mg/cm² et 18 mg/cm² pour les deux tirs, valeurs plus proches des 11 mg/cm² obtenus expérimentalement avec les radiographies.

On rappelle que ces expressions sont construites pour le cas où le profil de choc incident est soutenu, ce qui doit conduire à plus de matière éjectée qu'un profil non soutenu [21]. Il est donc logique que ces prédictions surestiment la densité surfacique de la nappe éjectée dans nos expériences. En outre, pour chaque loi théorique utilisée (même l'Eq. 73), les valeurs obtenues pour les deux tirs (de même $k\eta$) de la Figure 110 ne sont pas égales (celle pour les rainures plus grandes est supérieure) alors que les radiographies montrent que la masse éjectée par unité de surface ne dépend géométriquement que du rapport de forme $k\eta$.

En effet, dans ces équations certains termes dépendent soit de k soit de η , chaque terme ayant un « poids » différent. De plus, les pressions de débouché de choc en surface libre P_{SB} sont différents pour les deux tirs, et donc les vitesses de surface libre et de jet (sur lesquelles s'appuient les prédictions théoriques) aussi : par exemple, la vitesse de tête de jet mesurée par ombroscopie est de 4,526 km/s pour le premier et de 6,576 km/s pour le second.

A la lumière des comparaisons effectuées dans cette sous-section, il apparaît que les outils utilisés pour la détermination de la densité surfacique de matière contenue dans une nappe éjectée nécessitent d'être approfondis, tant pour l'approche expérimentale que pour les prédictions numériques et théoriques.

IV.4. Bilan des comparaisons et des limites de l'approche numérique

Ce chapitre a été consacré à la confrontation des propriétés balistiques (vitesses de surface libre, de jet, distributions en tailles des éjectas et densités surfaciques des nappes de jets) de la matière éjectée par microjetting à partir de rainures triangulaires isolées ou sinusoïdales périodiques. Les résultats expérimentaux fournis par les différents diagnostics ont ainsi été comparés à des simulations par Eléments Finis Lagrangiens ou par SPH (*Smoothed Particles Hydrodynamics*) et à des prédictions théoriques.

Pour faire un rapide bilan de ces comparaisons, on retiendra principalement plusieurs aspects.

Pour les vitesses caractéristiques du microjetting (surface libre et jet), les mesures suivent bien les prédictions théoriques pour les rainures triangulaires isolées, mais les vitesses de jets sont très au-dessus de la théorie RMI pour les rainures sinusoïdales périodiques. Après avoir vérifié que les réponses des différents matériaux étudiés (propagation et amortissement du choc sur toute l'épaisseur de la cible) simulées par ESTHER étaient à peu près cohérentes avec les pressions de débouché de choc déduites des vitesses de surface libre mesurées sur les ombroscopies, on constate que les simulations réalisées avec Radioss pour les rainures triangulaires sont globalement capables de restituer la micro-éjection. Quelques restrictions subsistent néanmoins : pour les deux formulations utilisées (Eléments Finis Lagrangiens et SPH), les simulations ne voient pas se développer le jet quand la pression en fond de rainure est faible (moins de 7 GPa), et les calculs aux Eléments Finis s'arrêtent avant que jet n'atteigne sa vitesse maximale si la rainure est trop fermée (demi-angle de 20°). L'étude paramétrique (δ, h, r) menée sur la formulation SPH, avec deux matériaux différents (Cuivre et Etain) montre que ces trois paramètres affectent peu la vitesse de surface libre, mais que la rainure et l'éjection sont mieux décrites pour une distance interparticulaire δ plus petite (discrétisation plus fine). Les vitesses ne sont pas non plus modifiées si les dimensions latérales du modèle SPH sont augmentées.

Pour les distributions en tailles, étudiées sur des nappes éjectées de rainures triangulaires isolées, la loi de probabilité cumulative $W(D > d)$ adaptée à la taille moyenne expérimentale donne des répartitions un peu au-dessus de celles mesurées. A l'inverse, les simulations SPH (avec le modèle de base) produisent des débris deux à dix fois plus petits selon les cas, et ne génèrent pas de gros fragments. Selon l'étude paramétrique (δ, h, r), la distance d'interaction h (*smoothing length*) et le bruit numérique aléatoire r (*random noise*) changent peu la distribution, mais comme pour les vitesses une plus petite distance interparticulaire δ discrétise mieux les débris, qui sont alors plus gros et plus nombreux. Enfin, étendre le temps de calcul augmente les tailles de débris éjectés, selon un processus de regroupement qui entraîne une diminution de leur nombre.

Pour les densités surfaciques de matière dans les nappes de jet, la simulation en SPH d'une cible avec une rainure triangulaire isolée ne produit clairement pas assez de matière par rapport à la réalité, en partie à cause du fait que la fusion n'est pas prise en compte dans Radioss. En revanche, cette formulation est capable de restituer le creusement en « V » de la matière sur les côtés de la rainure, conformément aux observations expérimentales. Quant aux rainures sinusoïdales périodiques, les prédictions théoriques de la densité surfacique (celle équivalente à ce que peuvent mesurer une feuille d'Asay ou une sonde piézoélectrique) restent supérieures à ce qui est mesuré sur les radiographies et ne restituent pas l'observation expérimentale d'une dépendance exclusive et d'une proportionnalité de la masse éjectée par unité de surface par rapport à l'ouverture $k\eta$ des rainures.

Conclusion

Le travail présenté dans ce manuscrit porte sur l'étude d'un processus d'éjection de la matière, le *microjetting*. Ce phénomène se produit lorsqu'une onde de choc se propageant dans un milieu dense rencontre une surface libre comportant des défauts géométriques (cavités, rayures, rainures...) pouvant être causés par les procédés de fabrication du matériau (usinage, laminage, polissage...). L'interaction de l'onde de choc avec ces irrégularités peut alors produire la formation de jets partant du fond des défauts, qui peuvent se fragmenter en débris micrométriques plus rapides que la surface libre (vitesses de l'ordre du km/s) et susceptibles d'endommager les objets environnants. L'objectif principal de cette thèse était d'étudier ce processus à partir de rainures de deux types, triangulaires isolées et sinusoïdales périodiques, d'ouvertures différentes et dans des cibles de matériaux variés (Aluminium, Etain, Cuivre, Plomb) soumis à des chocs laser, dans des conditions originales de très hautes vitesses de déformation.

L'état de l'art dressé dans le Chapitre I nous a conduits à retenir **deux descriptions analytiques** selon le type de rainure : la théorie des chocs obliques et l'approximation des charges creuses pour les rainures triangulaires, et les Instabilités de Richtmyer-Meshkov pour les rainures sinusoïdales. Sur le plan de la simulation, on choisit d'utiliser l'approche classique et bien documentée des **Eléments Finis Lagrangiens** classiques, et la formulation **SPH (Smoothed Particles Hydrodynamics)**, pour essayer de dépasser les limites des Eléments Finis (arrêt des calculs à cause des grandes déformations, impossibilité d'obtenir des distributions en tailles...) et d'accéder à des échelles spatiale et temporelle plus macroscopiques que la Dynamique Moléculaire. Cette approche a encore été très peu appliquée au microjetting.

Pour les expériences, les rainures triangulaires ont été réalisées en enfonçant une lame de cutter polie à l'angle souhaité sur une face polie des échantillons, tandis que les rainures sinusoïdales étaient effectuées par un sous-traitant avec une technique d'usinage laser. Les rainures ont ensuite été observées au microscope optique et au MEB pour contrôler l'état de surface et la forme des défauts, et pour mesurer leurs profondeurs. Les campagnes de tirs pour les chocs laser ont été réalisées sur l'installation LULI2000 du LULI, avec **différents diagnostics complémentaires** utilisés pour observer l'éjection : l'Ombroscopie Transverse, la Vélocimétrie Hétérodyne (avec une sonde normale à la cible et une autre d'angle 20°), la récupération des débris éjectés dans des cubes de gels transparent après filtrage par un support fenté et la radiographie X rapide in-situ de l'arrière de la cible. Les vitesses ont été obtenues avec l'Ombroscopie Transverse et la Vélocimétrie Hétérodyne, les distributions en tailles avec l'Ombroscopie Transverse et les gels et les densités surfaciques de matière dans les nappes éjectées avec la radiographie.

Ces essais ont été simulés avec le code **ESTHER** pour évaluer le chargement en pression à chaque tir, et avec le code **Radioss** pour traiter la réponse mécanique de la cible rainurée à ce chargement, en formulations Eléments Finis et SPH.

Ces travaux ont conduit à de nombreux résultats originaux, dont les principaux sont résumés ci-dessous :

- Les Eléments Finis restituent globalement la formation du jet et l'écaillage mais pas l'expansion du jet et sa fragmentation. La formulation SPH, plus robuste, permet de faire aboutir les calculs dans tous les cas et de modéliser la fragmentation de la nappe éjectée. Pour cette formulation, l'introduction d'un bruit numérique aléatoire (*random noise*) sur les coordonnées des particules est nécessaire pour sortir de la géométrie linéique des fragments constituant la nappe. Toutes les propriétés balistiques recherchées dans notre étude sont accessibles par ces simulations, mais cette formulation reste très dépendante de plusieurs paramètres numériques : la distance

interparticulaire initiale δ , la distance d'interaction h entre les particules et le bruit numérique aléatoire r . Aucune des deux formulations ne restitue l'éjection pour les basses pressions.

- **Pour les vitesses de surface libre et de jet :**
 - On constate un bon accord global entre les mesures et la théorie pour les rainures triangulaires, en assimilant la pression en fond de rainure à celle déduite de la vitesse de surface libre mesurée. Les fluctuations sur la vitesse de jet sont dues aux incertitudes de mesures de l'Ombroscopie Transverse (flou de bougé, bruit de fond, difficulté de déterminer précisément les positions des jets et de la surface libre pour les matériaux qui éjectent beaucoup...) et la Vélocimétrie Hétérodyne (choix de la taille de fenêtre et du seuillage, sensibilité...).
 - Un bon accord avec les simulations est aussi observé, qui est meilleur avec l'élasto-plasticité et avec un maillage plus fin pour le SPH (δ petit). De plus grandes dimensions de modèle SPH ne changent pas les vitesses.
 - Dans le cas des rainures sinusoïdales, les vitesses de jet mesurées sont très au-dessus de la théorie RMI, écart qui semble spécifique à nos expériences de chocs laser, et qui reste à élucider.
- **Pour les distributions en tailles :**
 - Les estimations données par l'expérience restent très imprécises. En effet, l'Ombroscopie Transverse présente un flou de bougé et un bruit de fond non négligeables, le filtrage des débris avant collecte par les gels est imparfait, et ces deux techniques ont une résolution spatiale limitée.
 - Ces distributions estimées sont en dessous de la loi de probabilité cumulative et au-dessus des simulations SPH (avec un rapport entre deux et dix pour ces dernières).
 - L'étude paramétrique montre que le bruit numérique aléatoire r et la distance d'interaction h ont une faible influence sur la distribution en tailles, mais qu'une distance interparticulaire δ plus petite discrétise mieux les débris, qui sont plus nombreux et plus gros. Augmenter les dimensions spatiales du modèle ne modifie pas la distribution, mais un temps de calcul plus grand augmente les tailles des éjectas, par un processus de regroupement qui fait diminuer leur nombre.
- **Pour les densités surfaciques dans les jets :**
 - Pour l'approche expérimentale, il s'agit la première application au microjetting de la radiographie in situ par une sonde X générée par laser. Quelques limites sont toutefois présentes, comme la résolution de l'image obtenue et la précision limitée de l'analyse avec les pénétromètres à cause de l'inhomogénéité du rayonnement X sur l'*Image Plate*.
 - Pour les rainures triangulaires isolées, même si la simulation SPH avec un maillage suffisamment fin est capable de reproduire le creusement en « V » de la matière observé dans les radiographies sur les côtés de la rainure, il semble que cette formulation n'est pas capable de produire autant de matière qu'en réalité (à noter que la fusion n'est pas prise en compte dans nos calculs Radioss).
 - Pour les rainures sinusoïdales périodiques, les radiographies montrent que la densité surfacique dans les jets ne dépend que du rapport $k\eta$ des rainures, en accord avec le modèle de « masse manquante » d'Asay, alors que d'autres prédictions théoriques

donnent des valeurs dépendant aussi de k et de η individuellement, et parfois très supérieures.

- La fusion du matériau n'a pas d'influence notable sur les vitesses mais produit beaucoup plus d'éjectas, ce qui est en accord avec la littérature.

Plusieurs perspectives peuvent être envisagées pour de futures études du microjetting sous choc laser.

Pour l'approche expérimentale, de nombreuses sources d'erreurs liées aux cibles, au chargement et aux incertitudes de mesures des différents diagnostics subsistent. Dans nos cibles, le polissage manuel des échantillons avec rainures triangulaires laisse des rayures micrométriques susceptibles d'éjecter de la matière, et les rainures sinusoïdales réalisées par usinage laser comportent des « billes » micrométriques de matière fondue par le laser. Un polissage automatique plus fin et plus régulier et une attaque chimique pour éliminer les billes peuvent par exemple être envisagés pour améliorer l'état de surface de la surface libre et des rainures. Concernant le chargement, l'uniformité de la pression appliquée sur la surface irradiée pourrait être améliorée par un lissage du faisceau laser, par exemple en utilisant des lames de phase adaptées à notre longueur d'onde et à nos diamètres de taches. Cela permettrait de mieux respecter l'hypothèse de choc plan que nous avons adoptée. Par ailleurs, plusieurs améliorations des diagnostics sont possibles. Pour l'Ombroscopie Transverse, on peut utiliser un éclairage par une source blanche pour éliminer le bruit de fond et ensuite augmenter le grandissement sans être gêné par le *speckle*. La résolution et la sensibilité de la Vélocimétrie Hétérodyne peuvent aussi probablement être améliorées. En ce qui concerne les gels qui collectent les débris, le filtrage de la nappe issue de la rainure étudiée pourrait être amélioré en amincissant la fente et en la rapprochant au maximum de la rainure, et on pourrait procéder à la dissolution du gel pour récupérer les fragments, plutôt que la tomographie, pour améliorer la résolution spatiale.

Pour l'approche numérique, les hypothèses matériau utilisées restent simples : un modèle d'élasto-plasticité plus complet et une description plus fine de la rupture dynamique en traction peuvent être envisagés. L'érosion doit aussi être limitée afin d'assurer la conservation de matière et de modéliser des écailles de bonne épaisseur. La prise en compte de la fusion permettrait de restituer tous les changements de comportement dus à ce changement d'état. En outre, il peut être intéressant d'introduire la viscosité et la tension de surface du matériau pour mieux modéliser la fragmentation de la nappe éjectée. On peut aussi tester une autre description cinématique pour les Eléments Finis, la description Eulérienne (des tentatives sont illustrées en Annexe C). Pour poursuivre avec la formulation SPH, il convient de trouver une base physique pour le bruit numérique aléatoire. De plus, réaliser des calculs avec de plus grands domaines (pour peut-être avoir de plus grands fragments et des distributions plus représentatives) et un maillage plus fin (pour avoir un nombre suffisant de particules même dans les petits fragments) est une bonne piste d'amélioration. La simulation de l'éjection à partir de rainures sinusoïdales devra être poursuivie. Enfin, il serait intéressant de simuler l'impact des micro-jets sur des obstacles distants, pour concevoir et dimensionner des protections adéquates. La formulation SPH sera alors particulièrement bien adaptée, de par la gestion naturelle des interfaces dans cette technique (un exemple est donné en Figure 113).

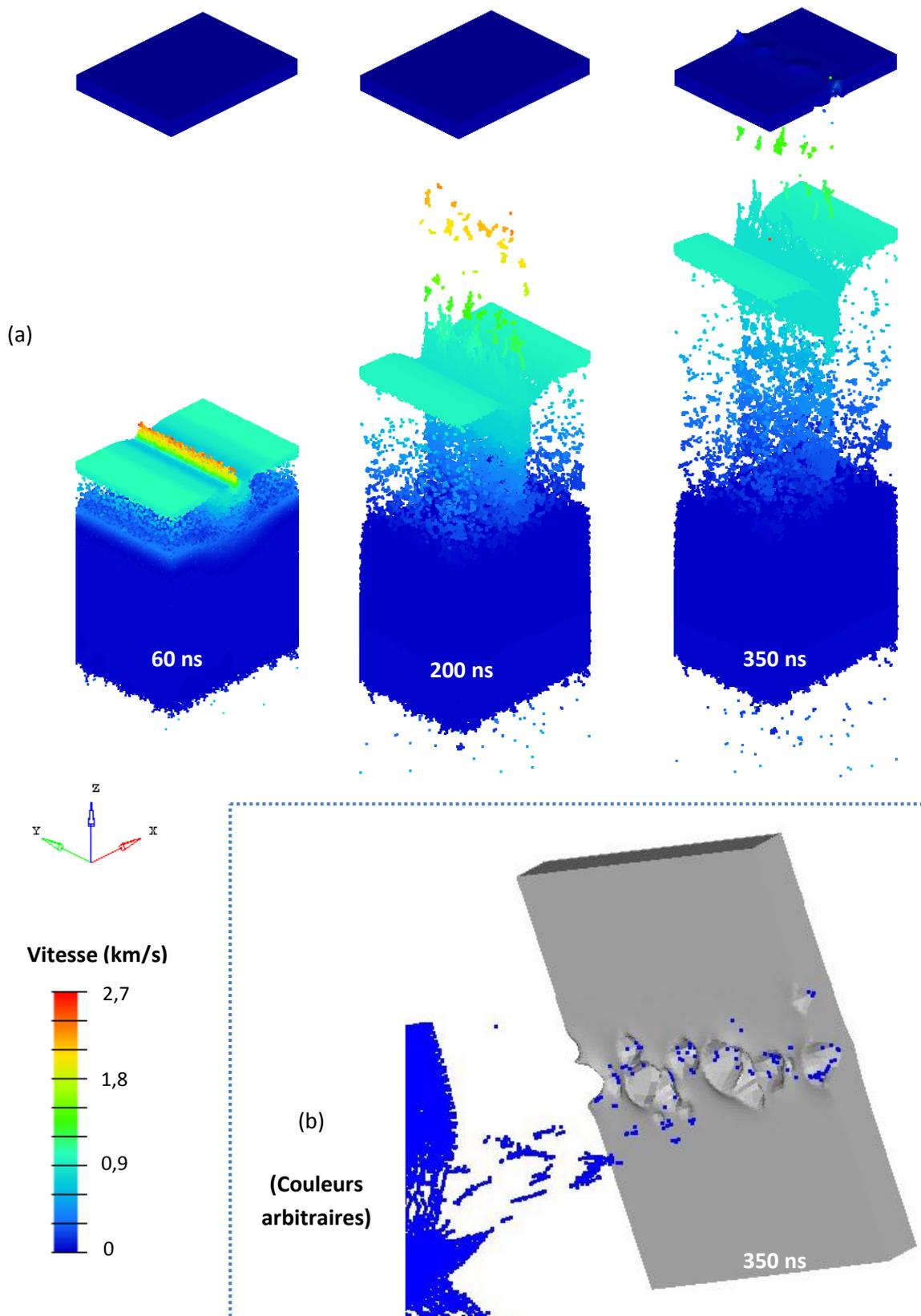


Figure 113 - Simulation SPH d'une cible de Cuivre avec une rainure de demi-angle 45° ($P_{load} = 81$ GPa) et impact des particules (350 ns après l'application du choc) sur une plaque de Cuivre (Eléments Finis Lagrangiens 3D) d'épaisseur $20 \mu\text{m}$ et distante de $500 \mu\text{m}$. Les conditions aux limites aux bords de la plaque sont les mêmes que pour le modèle SPH. (a) Ejection et écaillage (60 ns), expansion du jet (200 ns) et impact sur l'obstacle (350 ns). (b) Zoom sur la surface impactée de la plaque (les particules SPH sont en bleu et la plaque en gris)

Bibliographie

1. Lescoute, E.: Etude de la fragmentation dynamique de métaux sous choc laser. Thèse de doctorat, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, Poitiers (2010)
2. Loison, D.: Etude expérimentale et numérique du micro écaillage de cibles métalliques soumises à des chocs laser. Thèse de doctorat, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, Poitiers (2012)
3. Mabire, C.: Transformation polymorphique et fusion de l'étain sous choc dans la gamme 0-100 GPa. Etude expérimentale et modélisation. Thèse de doctorat, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, Poitiers (1999)
4. Werdiger, M., Arad, B., Henis, Z., Horowitz, Y., Moshe, E., Maman, S., Ludmirsky, A., Eliezer, S.: Asymptotic measurements of the free surface instabilities in laser-induced shock waves. *Laser and Particle Beams* 14(02), 133-147 (1996)
5. Carter, W.: Relation between dynamic and static phase transformation studies. Metallurgical effects at high strain rates, 171-184 (1973)
6. Mader, C., Neal, T., Dick, R.: LASL PHERMEX Data I. University of California Press (1980)
7. Asay, J., Barker, L.: Interferometric measurement of shock-induced internal particle velocity and spatial variations of particle velocity. *Journal of Applied Physics* 45(6), 2540-2546 (1974)
8. Asay, J.: Material ejection from shocked-loaded free surfaces of aluminium and lead., Sandia Laboratories, Albuquerque, NM (USA) (1976) Report No. SAND-76-0542.
9. Asay, J., Mix, L., Perry, F.: Ejection of material from shocked surfaces. *Applied Physics Letters* 29, 284 (1976)
10. Asay, J.: Thick-plate technique for measuring ejecta from shocked surfaces. *Journal of Applied Physics* 49(12), 6173-6175 (1978)
11. Asay, J., Bertholf, L.: A model for estimating the effects of surface roughness on mass ejection from shocked materials., Sandia Laboratories, Albuquerque, NM (USA) (1978) Report No. SAND-78-1256.
12. Elias, P.: Structure spatio-temporelle de la matière éjectée par une surface soumise à une onde de choc. Thèse de doctorat, Université Paris Sud-Paris XI, Paris (1988)
13. Chapron, P., Gandeboeuf, P., Laurent, B.: Ejection de matière à la surface d'un matériau sous choc. *Chocs* 23, 29-37 (2000)

14. Sorenson, D., Minich, R., Romero, J., Tunnell, T., Malone, R.: Ejecta particle size distributions for shock loaded Sn and Al metals. *Journal of Applied Physics* 92(10), 5830-5836 (2002)
15. Sorenson, D., Minich, R., Romero, J., Tunnell, T., Malone, R.: Ejecta particle distributions for shock loaded Sn and Al targets. *AIP Conference Proceedings*, 531-534 (2002)
16. Vogan, W., Anderson, W., Grover, M., Hammerberg, J., King, N., Lamoreaux, S., Macrum, G., Morley, K., Rigg, P., Stevens, G., Turley, W., Veaser, L., Buttler, W.: Piezoelectric characterization of ejecta from shocked tin surfaces. *Journal of Applied Physics* 98(11), 113508 (2005)
17. Zellner, M., Grover, M., Hammerberg, J., Hixson, R., Iverson, A., Macrum, G., Morley, K., Obst, A., Olson, R., Payton, J., Rigg, P., Routley, N., Stevens, G., Turley, W., Veaser, L., Buttler, W.: Effects of shock-breakout pressure on ejection of micron-scale material from shocked surfaces. *Journal of Applied Physics* 102(1), 13522 (2007)
18. Zellner, M., Grover, M., Hammerberg, J., Hixson, R., Iverson, A., Macrum, G., Morley, K., Obst, A., Olson, R., Payton, J., Rigg, P., Routley, N., Stevens, G., Turley, W., Veaser, L., Buttler, W.: Pressure effects on the ejection of material from shocked tin surfaces. *AIP Conference Proceedings* 955(1), 613-616 (2007)
19. Zellner, M., Vogan McNeil, W., Hammerberg, J., Hixson, R., Obst, A., Olson, R., Payton, J., Rigg, P., Routley, N., Stevens, G., Turley, W., Buttler, W., Veaser, L.: Probing the underlying physics of ejecta production. *Journal of Applied Physics* 103(12), 123502 (2008)
20. Zellner, M., Vogan McNeil, W., Gray III, G., Huerta, D., King, N., Neal, G., Valentine, S., Payton, J., Rubin, J., Stevens, G., Turley, W., Buttler, W.: Surface preparation methods to enhance dynamic surface property measurements of shocked metal surfaces. *Journal of Applied Physics* 103(8), 083521 (2008)
21. Zellner, M., Byers, M., Dimonte, G., Hammerberg, J., Germann, T., Rigg, P., Buttler, W.: Influence of shockwave profile on ejection of micron-scale material from shocked Sn surfaces: An experimental study. *DYMAT-International Conference on the Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading* 1, 89-94 (2009)
22. Monfared, S., Oró, D., Grover, M., Hammerberg, J., LaLone, B., Pack, C., Schauer, M., Stevens, G., Stone, J., Turley, W., Buttler, W.: Experimental observations on the links between surface perturbation parameters and shock-induced mass ejection. *Journal of Applied Physics* 116(6), 063504 (2014)
23. Monfared, S., Buttler, W., Frayer, D., Grover, M., LaLone, B., Stevens, G., Stone, J., Turley, W., Schauer, M.: Ejected particle size measurement using Mie scattering in high explosive driven shockwave experiments. *Journal of Applied Physics* 117(22), 223105 (2015)
24. Jensen, B., Cherne, F., Prime, M., Fezzaa, K., Iverson, A., Carlson, C., Yeager, J., Ramos, K., Hooks, D., Cooley, J., Dimonte, G.: Jet formation in cerium metal to examine material strength. *Journal of*

- Applied Physics 118(19), 195903 (2015)
25. Buttler, W., Oró, D., Preston, D., Mikaelian, K., Cherne, F., Hixson, R., Mariam, F., Morris, C., Stone, J., Terrones, G., Tupa, D.: The study of high-speed dynamics using a pulsed proton beam. *AIP Conference Proceedings* 1426(1), 999-1002 (2012)
 26. Buttler, W., Oró, D., Preston, D., Mikaelian, K., Cherne, F., Hixson, R., Mariam, F., Morris, C., Stone, J., Terrones, G., Tupa, D.: Unstable Richtmyer-Meshkov growth of solid and liquid metals in vacuum. *Journal of Fluid Mechanics* 703(1), 60-84 (2012)
 27. Chen, Y., Hu, H., Tang, T., Ren, G., Li, Q., Wang, R., Buttler, W.: Experimental study of ejecta from shocked melted lead. *Journal of Applied Physics* 111(5), 053509 (2012)
 28. Mikhailov, A., Ogorodnikov, V., Sasik, V., Raevskii, V., Lebedev, A., Zotov, D., Erunov, S., Syrunin, M., Sadunov, V., Nevmerzhitskii, N., Lobastov, S., Burtsev, V., Mishanov, A., Kulakov, E., Satarova, A., Georgievskaya, A., Knyazev, V., Kleshchevnikov, O., Antipov, M., Glushikhin, V., Yurtov, I., Utenkov, A., Sen'kovskii, E., Abakumov, S., Presnyakov, D., Kalashnik, I., Panov, K., Arinin, V., Tkachenko, B., Filyaev, V., Chapaev, A., Andramanov, A., Lebedeva, M., Igonin, V.: Experimental-calculation simulation of the ejection of particles from a shock-loaded surface. *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 118(5), 785-797 (2014)
 29. Prudhomme, G.: Etude du nuage de particules éjectées sous choc : apports de la Vélométrie Hétérodyne. Thèse de doctorat, ENSAM, Paris (2014)
 30. Lescoute, E., De Ressaiguié, T., Chevalier, J., Boustie, M., Berthe, L., Cuq-Lelandais, J.: Spallation and microjetting in laser-shock-loaded aluminium and gold. *Proceedings of the 9th International Conference on the Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading (DYMAT 2009)* 1, 163-169 (2009)
 31. Cuq-Lelandais, J.: Etude du comportement dynamique de matériaux sous choc laser subpicoseconde. Thèse de doctorat, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, Poitiers (2010)
 32. De Ressaiguié, T., Lescoute, E., Sollier, A., Prudhomme, G., Mercier, P.: Microjetting from grooved surfaces in metallic samples subjected to laser driven shocks. *Journal of Applied Physics* 115(4), 043525 (2014)
 33. Birkhoff, G., MacDougall, D., Pugh, E., Taylor, S.: Explosives with lined cavities. *Journal of Applied Physics* 19(6), 563-582 (1948)
 34. Pugh, E., Eichelberger, R., Rostoker, N.: Theory of jet formation by charges with lined conical cavities. *Journal of Applied Physics* 23(5), 532-536 (1952)
 35. Walsh, J., Shreffler, R., Willig, F.: Limiting conditions for jet formation in high velocity collisions. *Journal of Applied Physics* 24(3), 349-359 (1953)

36. Jones, D.: A review of one dimensional shaped charge theory. Part 1 - Jet formation., Materials Research Laboratories, Ascot Vale, Australie (1984)
37. Walters, W.: Shock waves in the study of shaped charges., U. S. Army Ballistic Research Laboratory, Aberdeen Proving Ground, Etats-Unis (1991)
38. Walters, W.: Introduction to shaped charges., U.S. Army Research Laboratory, Aberdeen Proving Ground, Etats-Unis (2007)
39. Shekhar, H.: Theoretical modelling of shaped charges in the last two decades (1990-2010): A review. Central European Journal of Energetic Materials 9(2), 155-185 (2012)
40. Petit, J., Jeanclaude, V., Fressengeas, C.: Breakup of copper shaped-charge jets: Experiment, numerical simulations, and analytical modeling. Journal of Applied Physics 98(12), 123521 (2005)
41. Lim, S.: Steady state analytical equation of motion of linear shaped charges jet based on the modification of Birkhoff theory. Applied Sciences 2(1), 35-45 (2012)
42. Frchet, V., Elias, P., Martineau, J.: Matter ejection from shocked material: a physical model to understand the effects of free surfac defects. Shock Waves in Condensed Matter 87, 235-238 (1987)
43. Thouvenin, J.: Détonique Série Synthèses edn. CEA (1997)
44. Ben-Dor, G.: Shock Wave Reflection Phenomena. Springer-Verlag (2007)
45. Walters, W.: Fundamentals of shaped charges High Velocity Impact Dynamics. John Wiley and Sons, New York (1990)
46. Richtmyer, R.: Taylor instability in a shock acceleration of compressible fluids. Communications on Pure Applied Mathematics 13(2), 297-319 (1960)
47. Meshkov, E.: Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave. Fluid Dynamics 4(5), 101-104 (1969)
48. Zheng, J., Lee, T., Winoto, S.: Numerical simulation of Richtmyer-Meshkov instability driven by imploding shocks. Mathematics and Computers in Simulation 79(3), 749-762 (2008)
49. Mikaelian, K.: Analytical approach to nonlinear Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities. Physical Review Letters 80(3), 508-511 (1998)
50. Dimonte, G., Terrones, G., Cherne, F., Ramaprabhu, P.: Ejecta source model based on the nonlinear Richtmyer-Meshkov instability. Journal of Applied Physics 113(2), 024905 (2013)
51. Meyer, K., Blewett, P.: Numerical investigation of the stability of a shock-accelerated interface between two fluids. Physics of Fluids 15(5), 753-759 (1972)

52. Dimonte, G., Ramaprabhu, P.: Simulations and model of the nonlinear Richtmyer-Meshkov instability. *Physics of Fluids* 22(1), 014104 (2010)
53. Mikaelian, K.: Effect of viscosity on Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities. *Physical Review E* 47(1), 375 (1993)
54. Mikaelian, K.: Richtmyer-Meshkov instability of arbitrary shapes. *Physics of Fluids* 17(3), 034101 (2005)
55. Cherne, F., Hammerberg, J., Andrews, M., Karkhanis, V., Ramaprabhu, P.: On shock driven jetting of liquid from non-sinusoidal surfaces into a vacuum. *Journal of Applied Physics* 118(18), 185901 (2015)
56. Piriz, A., Lopez-Cela, J., Tahir, N.: Richtmyer-Meshkov instability as a tool for evaluating material strength under extreme conditions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 606(1), 139-141 (2009)
57. Piriz, A., Lopez-Cela, J., Tahir, N., Hoffmann, D.: Richtmyer-Meshkov instability in elastic-plastic media. *Physical Review E* 78(5), 056401 (2008)
58. Georgievskaya, A., Raevsky, V.: Estimation of spectral characteristics of particles ejected from the free surfaces of metals and liquids under a shock wave effect. *AIP Conference Proceedings: Shock Compression of Condensed Matter - 2011* 1426(2), 1007-1010 (2012)
59. Durand, O., Soulard, L.: Mass-velocity and size-velocity distributions of ejecta cloud from shock-loaded tin surface using atomistic simulations. *Journal of Applied Physics* 117(16), 165903 (2015)
60. Maire, P., Breil, J., Galera, S.: A cell-centred arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) method. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 56(8), 1161-1166 (2008)
61. Maire, P., Breil, J.: A second-order cell-centered Lagrangian scheme for two-dimensional compressible flow problems. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 56(8), 1417-1423 (2008)
62. Lyon, S., Johnson, J.: Sesame: The Los Alamos National Laboratory equation of state database. Technical Report LA-UR-92-3407, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos (1992)
63. Bushman, A., Lomonosov, I., Fortov, V.: Equation of state of metals at high energy densities., Russian Academy of Sciences, Chernogolovka (1992)
64. Bushman, A., Lomonosov, I., Fortov, V.: Models of wide-range equations of state for matter under conditions of high energy density. *Soviet Technical Review B* 5(1) (1993)
65. Barton, R.: Development of a multimaterial two-dimensional, arbitrary Lagrangian-Eulerian mesh computer program *Numerical Astrophysics*. Jones and Bartlett, Boston (1985)
66. Tipton, R.: A 2D Lagrange MHD code *Megagauss Technology and Pulsed Power Applications*. Plenum,

- New York (1987)
67. Abaqus. Hibbitt, Karlsson & Sorensen, Inc., Pawtucket, Etats-Unis (2006)
 68. Mie, G.: Zur kinetischen Theorie der einatomigen Körper. *Annalen der Physik* 316(8), 657-697 (1903)
 69. Grüneisen, E.: Theorie des festen Zustandes einatomiger Elemente. *Annalen der Physik* 344(12), 257-306 (1912)
 70. Calder, A., Dursi, J., Fryxell, B., Plewa, T., Weirs, G., Dupont, T., Robey, H., Kane, J., Remington, B., Timmes, F., Dimonte, G., Hayes, J., Zingale, M., Drake, P., Ricker, P., Stone, J., Olson, K.: Validating Astrophysical Simulation Codes. *Computing in Science & Engineering* 6(5), 10-20 (2004)
 71. Weseloh, W., Clancy, S., Painter, J.: , Los Alamos National Laboratory (2010)
 72. Burton, D.: Lagrangian hydrodynamics in the FLAG code., Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, Nouveau-Mexique, Etats-Unis (2007)
 73. Dyachkov, S., Parshikov, A., Zhakhovsky, V.: Shock-produced ejecta from tin: Comparative study by Molecular Dynamics and Smoothed Particle Hydrodynamics methods. *Journal of Physics: Conference series* 653, 012043 (2015)
 74. Dyachkov, S., Parshikov, A., Zhakhovsky, V.: Ejecta from shocked metals: Comparative simulations using molecular dynamics and smoothed particle hydrodynamics. *AIP Conference Proceedings* 1793(1), 100024 (2017)
 75. Fermi, E., Pasta, J., Ulam, S., Tsingou, M.: Studies of nonlinear problems., Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos (1955)
 76. Beazley, D., Lomdahl, P.: Message-passing multi-cell molecular dynamics on the Connection Machine 5. *Parallel Computing* 20(2), 173-195 (1994)
 77. Beazley, D., Lomdahl, P.: Feeding a large-scale physics application to Python. *Proceedings of the 6th International Python Conference* 6 (1997)
 78. Voter, A.: Embedded atom method potentials for seven fcc metals: Ni, Pd, Pt, Cu, Ag, Au and Al., Los Alamos National Laboratory, Los Alamos (1993)
 79. Shao, J., Wang, P., He, A., Duan, S., Qin, C.: Atomistic simulations of shock-induced microjet from a grooved aluminium surface. *Journal of Applied Physics* 113(15), 153501 (2013)
 80. Mei, J., Davenport, J.: Free-energy calculations and the melting point of Al. *Physical Review B* 46(1), 21 (1992)
 81. Daw, M., Baskes, M.: Semiempirical, quantum mechanical calculation of hydrogen embrittlement in metals. *Physical Review Letters* 50(17), 1285 (1983)

82. Shao, J., Wang, P., He, A.: Influence of shock pressure and profile on the microjetting from a grooved Pb surface. *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering* 25(1), 015011 (2016)
83. Zhou, X., Johnson, R., Wadley, H.: Misfit-energy-increasing dislocations in vapor-deposited CoFe/NiFe multilayers. *Physical Review B* 69(14), 144113 (2004)
84. Durand, O., Soulard, L.: Large-scale molecular dynamics study of jet breakup and ejecta production from shock-loaded copper with a hybrid method. *Journal of Applied Physics* 111(4), 044901 (2012)
85. Sutton, A., Chen, J.: Long-range finnis-sinclair potentials. *Philosophical Magazine Letters* 61(3), 139-146 (1990)
86. Belonoshko, A., Ahuja, R., Eriksson, O., Johansson, B.: Quasi ab initio molecular dynamic study of Cu melting. *Physical Review B* 61(6), 3838 (2000)
87. Sapozhnikov, F., Ionov, G., Dremov, V., Soulard, L., Durand, O.: The Embedded Atom Model and large-scale MD simulation of tin under shock loading. *Journal of Physics: Conference Series* 500(3), 032017 (2014)
88. Durand, O., Soulard, L., Bourasseau, E., Filippini, F.: Investigation of the static and dynamic fragmentation of metallic liquid sheets induced by random surface fluctuations. *Journal of Applied Physics* 120(4), 045306 (2016)
89. Ravelo, R., Baskes, M.: Equilibrium and thermodynamic properties of grey, white and liquid tin. *Physical Review Letters* 79(13), 2482 (1997)
90. Zhakhovsky, V., Nishihara, K., Fukuda, Y., Shimojo, S., Akiyama, T., Miyanaga, S., Sone, H., Kobayashi, H., Ito, E., Seo, Y., Tamura, M., Ueshima, Y.: A new dynamical domain decomposition method for parallel molecular dynamics simulation. *IEEE International Symposium on Cluster Computing and the Grid, CCGrid2005* 2, 848-854 (2005)
91. Parshikov, A., Medin, S., Loukashenko, I., Milekhin, V.: Improvements in SPH method by means of interparticle contact algorithm and analysis of perforation tests at moderate projectile velocities. *International Journal of Impact Engineering* 24(8), 779-796 (2000)
92. Parshikov, A., Medin, S.: Smoothed Particle Hydrodynamics using interparticle contact algorithms. *Journal of Computational Physics* 180(1), 358-382 (2002)
93. In: Goodfellow France. Available at: <http://www.goodfellow.com/fr/>
94. In: Centre Technologique Optique et Lasers ALPhANOV. Available at: <http://www.alphanov.com/>
95. In: Zeiss Microscopie. Available at: <https://www.zeiss.fr/microscopie/produits/microscopes-optiques.html>
96. In: JEOL Europe. Available at: <http://jeol.fr/>

97. In: Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI). Available at: <https://portail.polytechnique.edu/luli/fr>
98. Picosecond high speed ICCD camera family: 4 Picos. In: Stanford Computer Optics. Available at: <http://stanfordcomputeroptics.com/products/picosecond-iccd.html>
99. SIMD - Ultra High Speed Framing Camera. In: Specialised Imaging. Available at: <http://specialised-imaging.com/products/simd-ultra-high-speed-framing-camera>
100. Strand, O., Goosman, D., Martinez, C., Whitworth, T., Kuhlrow, W.: Compact system for high-speed velocimetry using heterodyne techniques. *Review of Scientific Instruments* 77(8), 083108 (2006)
101. Mercier, P., Bénier, J., Azzolina, A., Lagrange, J., Partouche, D.: Photonic doppler velocimetry in shock physics experiments. *Journal de Physique IV (Proceedings)* 134, 805-812 (2006)
102. Mercier, P., Bénier, J., Frugier, P., Sollier, S., Rabec Le Gloahec, M., Lescoute, E., Cuq-Lelandais, J., Boustie, M., De Réséguier, T., Claverie, A., Gay, E., Berthe, L., Nivard, M.: PDV measurements of ns and fs laser driven shock experiments on solid targets. *AIP Conference Proceedings: Shock Compression of Condensed Matter* 1195(1), 581-584 (2009)
103. In: Sasol Wax GmbH. Available at: <http://www.sasol.com/products/chemicals/waxes>
104. Brambrink, E., Wei, H., Barbrel, B., Audebert, P., Benuzzi-Mounaix, A., Boehly, T., Endo, T., Gregory, C., Kimura, T., Kodama, R., Ozaki, N., Park, H., Rabec le Gloahec, M., Koenig, M.: X-ray source studies for radiography of dense matter. *Physics of Plasmas* 16(3), 033101 (2009)
105. Brambrink, E., Wei, H., Barbrel, B., Audebert, P., Benuzzi-Mounaix, A., Boehly, T., Endo, T., Gregory, C., Kimura, T., Kodama, R., Ozaki, N., Park, H., Koenig, M.: Direct density measurement of shock-compressed iron using hard x ray generated by a short laser pulse. *Physical Review E* 80(5), 056407 (2009)
106. Moshe, E., Eliezer, S., Dekel, E., Ludmirsky, A., Henis, Z., Werdiger, M., Goldberg, I., Eliaz, N., Eliezer, D.: An increase of the spall strength in aluminum, copper, and Metglas at strain rates larger than 10^7 s⁻¹. *Journal of Applied Physics* 83(8), 4004-4011 (1998)
107. Razorenov, S., Kanel, G., Baumung, K., Bluhm, H.: Hugoniot elastic limit and spall strength of aluminium and copper single crystals over a wide range of strain rates and temperatures. *AIP Conference Proceedings*, 503-506 (2002)
108. Kanel, G.: Spall fracture: methodological aspects, mechanisms and governing factors. *International Journal of Fracture* 163(1), 173-191 (2010)
109. Lescoute, E., De Réséguier, T., Chevalier, J., Loison, D., Cuq-Lelandais, J., Boustie, M., Breil, J., Maire, P., Schurtz, G.: Ejection of spalled layers from laser shock-loaded metals. *Journal of Applied Physics* 108(9), 093510 (2010)

110. De Rességuier, T., Signor, L., Dragon, A., Severin, P., Boustie, M.: Spallation in laser shock-loaded tin below and just above melting on release. *Journal of Applied Physics* 102(7), 073535 (2007)
111. Signor, L.: Contribution à la caractérisation et à la modélisation du micro-écaillage de l'étain fondu sous choc. Thèse de doctorat, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, Poitiers (2008)
112. Avizo 3D software. In: FEI Visualization Sciences Group. Available at: <https://www.fei.com/software/avizo-for-materials-science/>
113. Conception et fabrication de tomographes. In: RX Solutions France. Available at: <http://www.rxsolutions.fr/cabines-de-tomographie>
114. De Rességuier, T., Roland, C., Prudhomme, G., Brambrink, E., Franzkowiak, J., Loison, D., Lescoute, E., Sollier, A., Berthe, L.: Picosecond radiography combined with other techniques to investigate microjetting from laser shock-loaded grooves. *AIP Conference Proceedings: Shock Compression of Condensed Matter - 2017* En cours de publication.
115. Colombier, J., Combis, P., Bonneau, F., Le Harzic, R., Audouard, E.: Hydrodynamic simulations of metal ablation by femtosecond laser irradiation. *Physical Review B* 71(16), 165406 (2005)
116. Bardy, S., Aubert, B., Berthe, L., Combis, P., Hébert, D., Lescoute, E., Rullier, J., Videau, L.: Numerical study of laser ablation on aluminum for shock-wave applications: development of a suitable model by comparison with recent experiments. *Optical Engineering* 56(1), 011014 (2016)
117. Radioss. In: Altair Engineering. Available at: <http://www.altairhyperworks.com/product/RADIOSS>
118. Cuq-Lelandais, J., Boustie, M., De Rességuier, T.: Utilisation de la suite Hyperworks V9.0 pour la modélisation de phénomènes de dynamique rapide avec Radioss. In: Altair University FTP. (Accessed 2009) Available at: ftp://ftp.altair.de/pub/edu/protected/Teaching_Protected/France/Utilisation_de_la_suite_HYPERWORKS_V9.pdf
119. Courant, R., Friedrichs, K., Lewy, H.: Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische Annalen* 100(1), 32-74 (1928)
120. Hyperworks. In: Altair Engineering. Available at: <http://www.altairhyperworks.com/>
121. Tuler, F., Butcher, B.: A criterion for the time dependence of dynamic fracture. *International Journal of Fracture Mechanics* 4(4), 431-437 (1968)
122. Lucy, L.: A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. *The Astronomical Journal* 82, 1013-1024 (1977)
123. Gingold, R., Monaghan, J.: SPH: Theory and application to non-spherical stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 181, 375 (1977)

124. Monaghan, J.: Smoothed Particle Hydrodynamics. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 30, 543-574 (1992)
125. Smoothed Particle Hydrodynamics. In: University of Southampton Computational Modelling Group. Available at: <http://cmg.soton.ac.uk/research/categories/algorithms-and-computational-methods/smoothed-particle-hydrodynamics/>
126. De Ressaiguier, T., Roland, C., Lescoute, E., Sollier, A., Loison, D., Berthe, L., Prudhomme, G., Mercier, P.: Experimental study of microjetting from triangular grooves in laser shock-loaded samples. *AIP Conference Proceedings: Shock Compression of Condensed Matter - 2015* (2017)
127. Bauer, P., Chinnayya, A., De Ressaiguier, T.: Ondes de choc et détonations : De la théorie aux applications. Cours, exercices et problèmes corrigés Collection Technosup edn. Ondes et matière. Ellipses (2015)
128. Prudhomme, G., Franzkowiak, J., De Ressaiguier, T., Brambrink, R., Roland, C., Loison, D., Lescoute, E., Sollier, A.: Ejecta from periodical grooves in tin foils under laser-driven shock loading. *AIP Conference Proceedings: Shock Compression of Condensed Matter - 2017* En cours de publication.
129. Graham, R.: Solids under high-pressure shock compression - Mechanics, Physics and Chemistry. Springer-Verlag (1993)
130. Boustie, M., Cottet, F.: Experimental and numerical study of laser induced spallation into aluminum and copper targets. *Journal of Applied Physics* 69(11), 7533-7538 (1991)
131. Bless, S., Paisley, D.: Dynamic tensile fracture of OFHC copper. *AIP Conference Proceedings: Shock Compression of Condensed Matter*, 163-166 (1983)
132. Tollier, L., Fabbro, R.: Study of the laser-driven spallation process by the VISAR interferometry technique. II. Experiment and simulation of the spallation process. *Journal of Applied Physics* 83(3), 1231-1237 (1998)
133. Debonnel, C., Vierende, J., Bonneau, F., Combis, P.: A numerical investigation of the LLNL/AWE/CEA fragmentation experiments on HELEN. *Joint International Topical Meeting on Mathematics and Computation and Supercomputing in Nuclear Applications* (2007)
134. Preston, D., Tonks, D., Wallace, D.: Model of plastic deformation for extreme loading conditions. *Journal of Applied Physics* 93(1), 211-220 (2003)

Annexe A. Eléments de théorie des chocs dans les solides

Une onde de choc correspond à une transition brutale des grandeurs thermomécaniques d'un milieu, quel que soit son état (gazeux, liquide, solide). Cette discontinuité est due à une sollicitation dynamique correspondant à une forte compression rapide. Dans les travaux de cette thèse, on considère un matériau initialement solide, dont on négligera en première approche sa résistance au cisaillement et son élasto-plasticité : avec cette hypothèse, dite hydrodynamique, le milieu est considéré comme un fluide parfait compressible. Les variables d'état qui le caractérisent sont donc :

- La pression P ,
- La masse volumique ρ (ou le volume massique $V = 1/\rho$),
- L'énergie interne massique E (ou la température T).

La propagation de l'onde de choc est définie par deux variables cinétiques algébriques (positives ou négatives selon le sens de propagation du choc incident) :

- La vitesse d'onde D par rapport à l'état initial,
- La vitesse particulaire u (ou vitesse matérielle) de la matière choquée.

L'ensemble des notions théoriques de cette annexe s'appuie principalement sur l'ouvrage *Détonique* de Jacques Thouvenin portant sur les ondes de choc non réactives et réactives dans les solides et les fluides [43], ainsi que sur l'ouvrage *Ondes de choc et détonations : De la théorie aux applications* de Pascal Bauer et al. [127].

A.1. Les ondes de chocs dans la nature et en laboratoire

Dans la nature, les phénomènes mettant en œuvre les chocs sont très répandus, à des échelles de pression, de taille et de temps différentes. Ainsi, nous les rencontrons à l'échelle atomique par exemple dans les collisions moléculaires ou fissions nucléaires (pm, fs), ou bien en astrophysique et géophysique au cœur des supernovas (explosion d'une étoile en fin de vie) (10^{16} m, 10^9 s) et des impacts météoritiques (km, s). Plus à notre échelle, les chocs se produisent lors d'impacts sur des structures (crash-tests, grêlons, débris spatiaux...) et peuvent même être utilisés dans le domaine de la médecine (fragmentation de calculs rénaux).

La caractérisation des matériaux sollicités à ces conditions extrêmes constitue donc un enjeu majeur pour la recherche et l'industrie, afin de mieux comprendre les phénomènes naturels, mais aussi de mieux concevoir les structures et les blindages face aux agressions extérieures. L'objectif de cette annexe est de présenter les principes théoriques de l'évolution d'un choc dans un matériau solide.

Afin de recréer les conditions de choc voulues au cours d'essais expérimentaux, les industriels et les laboratoires disposent de trois principaux types de générateurs de choc, pouvant aller jusqu'à des pressions de l'ordre de la dizaine de Mbar (soit 10^{12} Pa ou 10^3 GPa) :

- **Par la détonation d'une charge explosive** : le profil temporel est non-soutenu (onde de Taylor) (de l'ordre de la μ s) et permet d'atteindre des taux de déformation de 10^4 s⁻¹.

- **Par l'impact d'un projectile** : le profil temporel de choc est soutenu (entre la dizaine et la centaine de ns) et permet d'atteindre des taux de déformation de 10^4 à 10^6 s^{-1} .
- **Par l'absorption d'un rayonnement laser intense** : le profil temporel de choc est directement lié à l'impulsion laser (de l'ordre de la ns) et permet d'atteindre des taux de déformation de 10^7 s^{-1} .

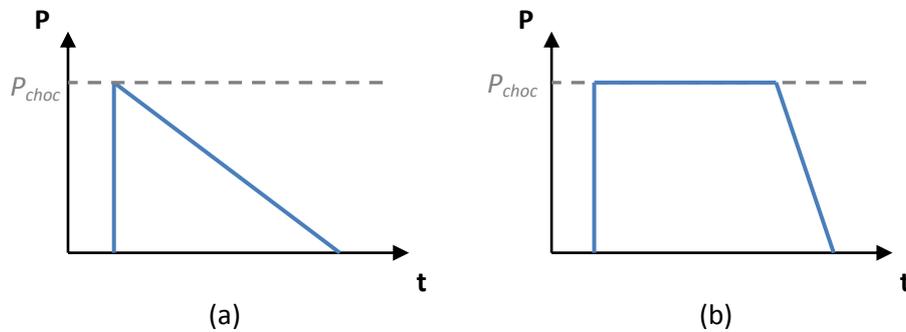


Figure 114 - Profils temporels de choc : (a) profil non soutenu ou onde triangulaire de Taylor (la détente suit immédiatement le choc), (b) profil soutenu (la détente survient après un plateau)

A.2. Formation et propagation d'une onde de choc

Une onde sonore est une onde élémentaire d'amplitude infiniment petite générant des perturbations infinitésimales des grandeurs thermodynamiques, donc globalement continues. C'est une transformation adiabatique et réversible (de par l'infinitésimalité des perturbations) se propageant par définition à la vitesse du son c :

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S} \quad \text{Eq. 75}$$

Dans cette expression, S représente l'entropie. Dans les milieux condensés, la vitesse du son c est en général (hors changements de phases) une fonction croissante de la pression P , ce qui entraîne deux effets selon la variation de pression ∂P au cours de la propagation (Figure 115) :

- **Si $\partial P > 0$, on parle de compression** : c augmente au cours de la transformation, entraînant un raidissement de la rampe de compression et donc un front vertical. L'accumulation des compressions infinitésimales ∂P génère une variation totale ΔP instantanée et finie, qui perd son caractère isentropique en raison de sa rapidité : la compression devient un choc.
- **Si $\partial P < 0$, on parle de détente** : à l'inverse, c diminue au cours de la transformation, entraînant un étalement spatial de la rampe de détente qu'on appelle faisceau ou éventail de détente.

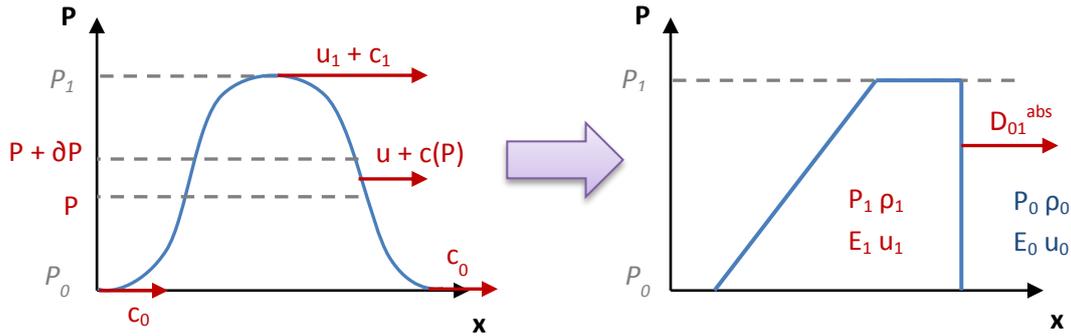


Figure 115 - Evolution d'une impulsion de pression au cours de sa propagation (état 0 = milieu initial au repos, état 1 = milieu choqué)

Ainsi, l'onde de choc est un processus générant une variation quasiment instantanée et finie (sur une longueur de quelques mailles cristallines) des variables thermodynamiques et perd le caractère isentropique de l'onde sonore (l'entropie augmente au passage d'un choc) : l'onde de choc n'est donc pas réversible, à la différence du faisceau de détente.

On montre aussi grâce à la Figure 115 que l'onde de choc est supersonique par rapport au milieu initial (état noté 0) et subsonique par rapport au milieu choqué (état noté 1), où $D_{01}^{abs} = D_{01} + u_0$ est la vitesse absolue de l'onde de choc dans le référentiel du laboratoire :

$$u_0 + c_0 < D_{01}^{abs} < u_1 + c_1 \quad \text{Eq. 76}$$

Si l'onde de choc se déplace dans un milieu au repos, la vitesse matérielle u_0 de celui-ci est nulle (on a donc $D_{01}^{abs} = D_{01}$).

A.2.1. Amortissement hydrodynamique

Comme nous l'avons vu ci-dessus, la queue du faisceau de détente se propage à une vitesse $u_0 + c_0$ et sa tête à $u_1 + c_1$, soit plus rapidement que le front de choc à D_{01}^{abs} . Cette dernière rattrape donc le choc, transformant petit-à-petit le profil soutenu en onde triangulaire de Taylor (Figure 2) puis atténuant la pression de choc, ce qui aboutit finalement au ralentissement de l'onde de choc. Ce phénomène correspond à ce qu'on appelle l'amortissement hydrodynamique.

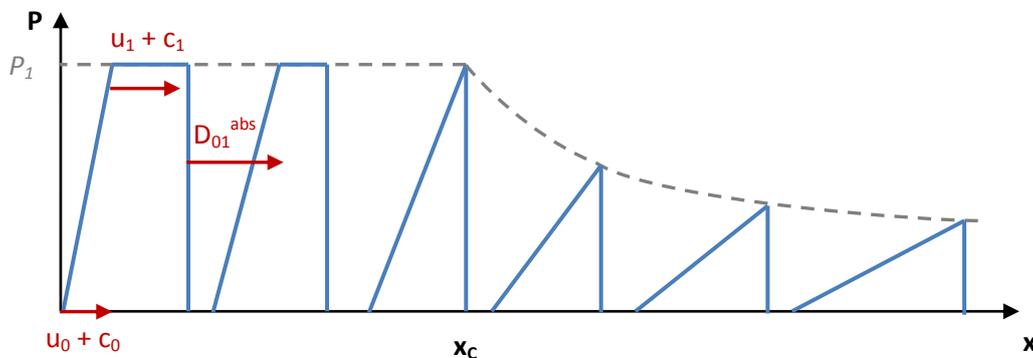


Figure 116 - Illustration de l'amortissement hydrodynamique, avec la distance critique x_c au bout de laquelle la tête de détente rattrape le front de choc

On peut montrer que la distance critique x_c au bout de laquelle la tête de détente rattrape le front de choc est calculable géométriquement et se déduit de la durée initiale d'impulsion τ du choc :

$$x_c = \tau \frac{D_{01}^{abs} c_1}{u_1 + c_1 - D_{01}^{abs}} \quad \text{Eq. 77}$$

A.3. Equations constitutives et courbes caractéristiques

On considère une portion d'un solide homogène et isotrope soumis à un choc plan se propageant dans le sens positif x , sur lequel on effectue un bilan de masse (Eq. 78 et Eq. 81), de quantité de mouvement (Eq. 79 et Eq. 82) et d'énergie (Eq. 80 et Eq. 83) entre les temps t et $t + dt$. On suppose que le système est fermé et n'échange donc pas avec l'extérieur.

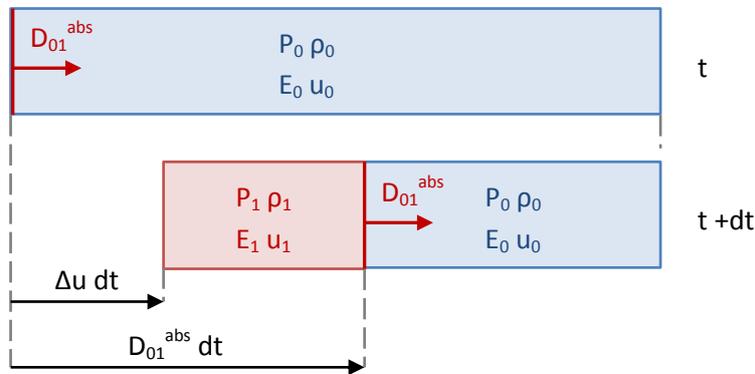


Figure 117 - Etats non choqué (0) et choqué (1) entre les temps t et $t + dt$

En opérant des considérations géométriques sur la Figure 117, on obtient les équations suivantes, appelées relations de Rankine-Hugoniot (avec $\Delta u = u_1 - u_0$ et $V = 1/\rho$) :

$$\rho_0(D_{01}^{abs} - u_0) = \rho_1(D_{01}^{abs} - u_1) \quad \text{Eq. 78}$$

$$P_1 - P_0 = \rho_0(D_{01}^{abs} - u_0)\Delta u \quad \text{Eq. 79}$$

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2}(P_1 + P_0)(V_0 - V_1) \quad \text{Eq. 80}$$

On rappelle que dans le cas où l'onde se propage dans un milieu au repos, $u_0 = 0$ donc $D_{01}^{abs} = D_{01}$. De plus, $P_0 = 0$ (car négligeable par rapport aux pressions de choc induites P_1), ce qui simplifie considérablement les équations de conservation :

$$\rho_0 D_{01} = \rho_1(D_{01} - u_1) \quad \text{Eq. 81}$$

$$P_1 = \rho_0 D_{01} u_1 \quad \text{Eq. 82}$$

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2} P_1 (V_0 - V_1) \quad \text{Eq. 83}$$

Or, nous savons que les grandeurs P , ρ (ou V) et E ne sont pas indépendantes : elles sont liées par une relation d'état $E(P, V)$ dépendant du matériau. En injectant celle-ci dans l'équation de conservation de l'énergie (Eq. 80 et Eq. 83), on obtient l'adiabatique dynamique, qui relie directement P et V :

$$E(P_1, V_1) - E(P_0, V_0) = \frac{1}{2}(P_1 + P_0)(V_0 - V_1) \quad \text{Eq. 84}$$

Dans le cas où l'état initial est au repos ($P_0 = 0$ et $u_0 = 0$), l'équation ci-dessus est aussi appelée relation d'Hugoniot. Pour des solides soumis à des chocs jusqu'à quelques Mbar (soit quelques centaines de GPa), on peut utiliser l'équation d'état $E(P, V)$ de Mie-Grüneisen [68] [69] :

$$P(V) - P_{ref}(V) = \frac{\Gamma}{V}(E - E_{ref}) \quad \text{Eq. 85}$$

Ici, $\Gamma = V \left(\frac{\partial P}{\partial E} \right)_V$ est le coefficient de Grüneisen du matériau (on admet dans la pratique que Γ/V est constant et vaut Γ_0/V_0), P_{ref} et E_{ref} sont la pression et l'énergie interne prises au volume V sur une courbe de référence, par exemple l'isotherme à 0K ou la courbe d'Hugoniot (P, V) du choc. Si on ne connaît pas la courbe d'Hugoniot (beaucoup utilisée comme référence dans les problèmes pratiques) pour le matériau étudié, il est possible d'utiliser la relation linéaire empirique entre les deux variables cinétiques D et u (avec s un paramètre sans unité du matériau, et c_0). Cette relation se vérifie pour la majorité des matériaux mais ne s'applique que pour un choc se propageant dans un milieu initialement immobile, c'est-à-dire $u_0 = 0$:

$$D_{01} = c_0 + su_1 \quad \text{Eq. 86}$$

Ainsi, on dispose de quatre équations pour cinq inconnues (P , ρ , E , D , u) : on peut donc relier les variables deux à deux et tracer des courbes caractéristiques. Il suffit alors de connaître la valeur de l'une des grandeurs pour en déduire toutes les autres. On crée les courbes (P, V) et (P, u) des états accessibles par choc du matériau étudié. Pour cela, en combinant les équations précédentes avec l'Eq. 86, on obtient les expressions quadratiques de la courbe d'Hugoniot dans (P, V) (Eq. 87) et la polaire de choc dans (P, u) (Eq. 88), illustrées dans la Figure 118 :

$$P - P_0 = c_0^2 \frac{V_0 - V}{[V_0 - s(V_0 - V)]^2} \quad \text{Eq. 87}$$

$$P - P_0 = \rho_0 u D(u) = \rho_0 u (c_0 + su) = \rho_0 s u^2 + Z u \quad \text{Eq. 88}$$

Dans l'Eq. 88, le paramètre $Z = \rho_0 c_0$ correspond à l'impédance acoustique du matériau (analogue à une résistance électrique).

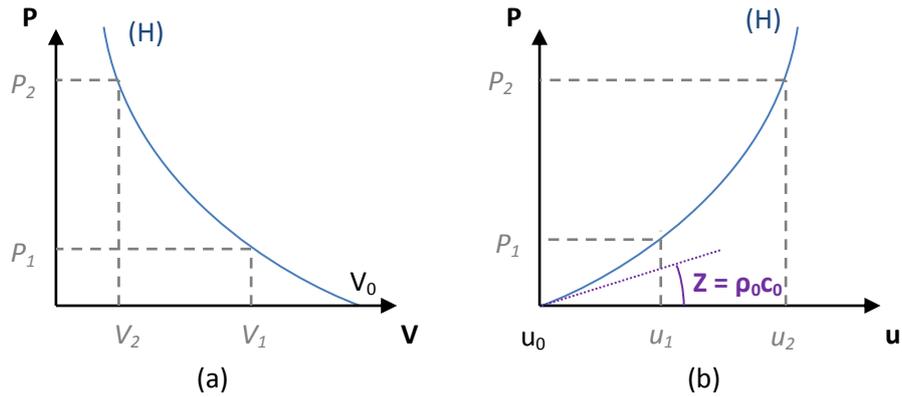


Figure 118 - (a) Courbe d'Hugoniot dans (P,V) et (b) polaire de choc dans (P,u). L'état 0 est au repos ($u_0 = 0$) et les états 1 et 2 sont deux états accessibles par choc depuis l'état 0, avec $P_2 > P_1$

A.4. Transmission/réflexion d'une onde à une interface

Soit deux milieux adjacents A et B initialement au repos ($P_0 = 0$ et $u_0 = 0$), et une onde se propageant dans le premier matériau (A). Ce choc va rencontrer le milieu différent B au niveau de l'interface A-B. L'équilibre hydrodynamique impose deux conditions de continuité mécanique au niveau de cette interface :

$$P_A = P_B \text{ et } u_A = u_B \tag{Eq. 89}$$

Pour que l'équilibre hydrodynamique soit respecté, on a une onde transmise de même nature que l'incidente dans le matériau B (même sens de propagation x) et, si $A \neq B$, une onde réfléchiée dans le matériau A (sens opposé de propagation $-x$), créant toutes deux au niveau de l'interface A-B un nouvel état qui s'expand (Figure 119) :

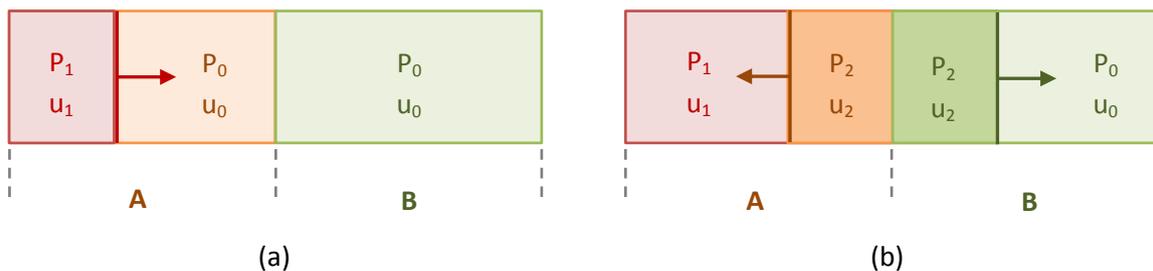


Figure 119 - Interaction d'une onde avec une interface entre deux milieux A et B : (a) onde incidente (en rouge), (b) onde transmise (en vert) et onde réfléchiée (en marron)

En traçant les polaires de choc des deux matériaux dans le même plan (P,u), on peut en déduire leurs positions relatives (Figure 120). On dit que l'un des milieux est plus impédant quand la pente de sa polaire à l'origine (soit son impédance acoustique $Z = \rho_0 c_0$) est plus grande, c'est-à-dire que sa polaire est au-dessus (il est donc plus rigide).

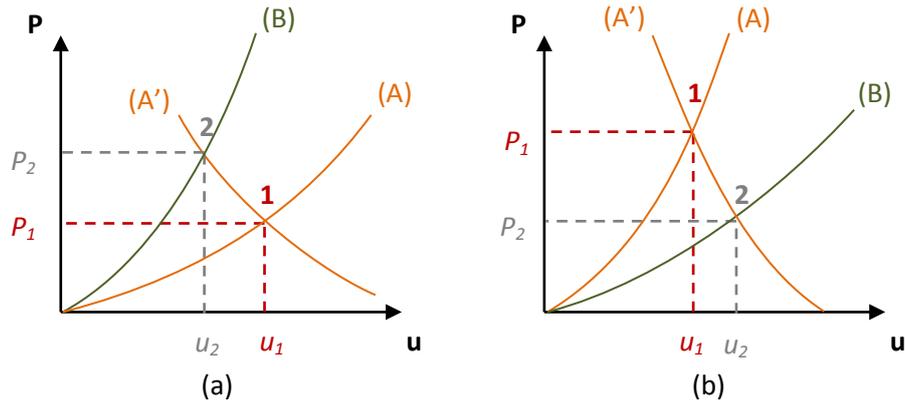


Figure 120 - Polaires de choc des matériaux A et B, pour un choc P_1 transmis : (a) cas $Z_A < Z_B$, (b) cas $Z_A > Z_B$. (A') est la polaire de l'onde réfléchie, symétrique de (A) par rapport à l'état 1 (approximation de l'adiabatique unique)

Ainsi, pour un choc transmis P_1 , si le matériau B est plus impédant que A ($Z_A < Z_B$) (Figure 120 (a)) alors $P_2 > P_1$: l'onde réfléchie est un choc. Au contraire, si le matériau B est moins impédant ($Z_A > Z_B$) (Figure 120 (b)) alors $P_2 < P_1$: l'onde réfléchie est une détente. On en déduit la règle de réflexion suivante pour les deux types d'ondes (chocs et détente), en se rappelant que l'onde transmise est de même nature que l'incidente :

- Si $Z_A < Z_B$, l'onde réfléchie est de même nature que l'incidente,
- Si $Z_A > Z_B$, l'onde réfléchie est de nature opposée à l'incidente.

A.4.1. Application à une surface libre

On se place dans le cas où le matériau A rencontre une surface libre (débouché du choc) : le milieu B correspond alors à du vide ou de l'air, donc d'impédance acoustique Z_B très faible et négligeable par rapport à Z_A . On peut considérer que la polaire correspondante est quasiment confondue avec l'axe des abscisses u (soit l'axe $P = 0$). Dans ce cas, en adaptant l'exemple de la Figure 120 (b), l'équilibre hydrodynamique impose que le choc est intégralement réfléchi en une détente qui ramène le matériau A à pression nulle ($P_2 = 0$) et la vitesse de surface libre est donnée par :

$$u_{SL} = u_2 \approx 2u_1 \quad \text{Eq. 90}$$

A.5. Ondes élasto-plastiques

A.5.1. Instabilité d'un choc

Soit deux chocs successifs faisant d'abord passer le matériau d'un état 0 (par exemple au repos) à un état 1, puis à un nouvel état 2. On suppose qu'il y a une discontinuité de la vitesse du son c entre les deux chocs, ce qui induit deux polaires distinctes avec une rupture de pente à l'état 1 (Figure 121 (a)). On peut montrer avec le second principe de la thermodynamique qu'un choc est stable si la droite de Rayleigh correspondante (droite tracée entre les deux états 1 et 2) ne passe pas en dessous de l'Hugoniot. Dans le cas contraire, le choc se scinde en deux fronts distincts et stables de vitesses différentes, avec le premier (appelé précurseur) plus rapide que le deuxième (Figure 121 (b)).

L'élasto-plasticité d'un matériau est l'un des facteurs (avec le changement d'état ou de structure cristalline) à l'origine d'une telle discontinuité de vitesse du son c . Dans ce cas-là, la rupture de pente apparaît à la limite élastique d'Hugoniot σ_{HEL} du matériau et le précurseur élastique correspond au domaine élastique du choc.

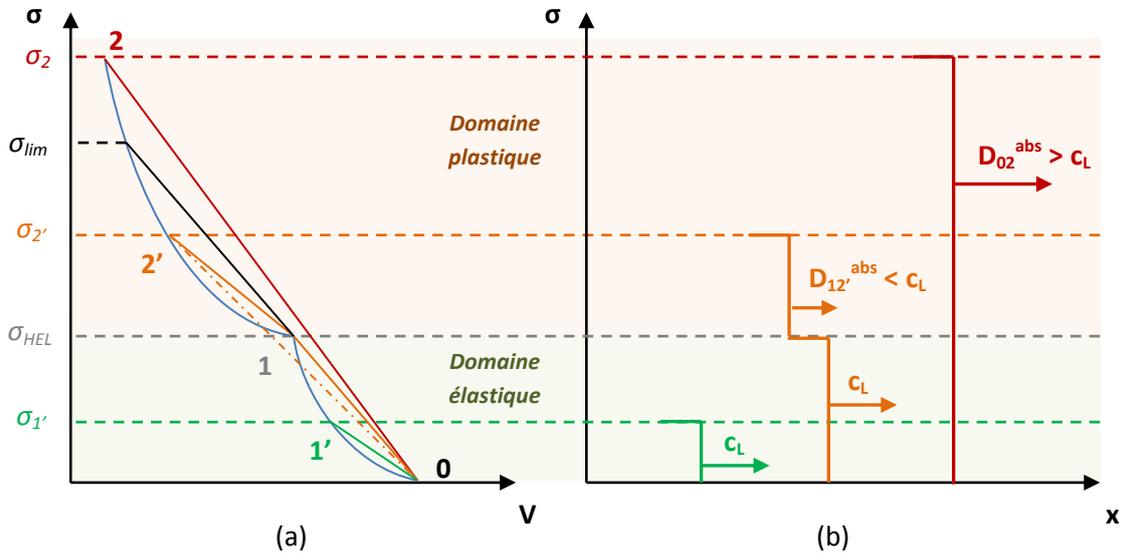


Figure 121 - (a) Instabilité d'un choc élasto-plastique par les droites de Rayleigh et (b) propagation du précurseur élastique

La Figure 121 illustre les trois types d'ondes élasto-plastiques que l'on peut obtenir selon l'intensité du choc, avec σ_{lim} la contrainte limite pour la stabilité d'un choc fort (droite de Rayleigh limite avant intersection de l'Hugoniot et partant de l'état 0) :

- Pour un choc faible $P < P_{HEL}$ (état 1'), le choc est toujours stable et se propage à la vitesse du son longitudinale c_L :

$$c_L = \frac{\sqrt{\lambda + 2\mu}}{\rho_0} \quad \text{Eq. 91}$$

avec λ le premier coefficient de Lamé et μ le module de cisaillement du matériau.

- Pour un choc intermédiaire $P_{HEL} < P < P_{lim}$ (état 2'), le choc est instable et se scinde en deux fronts : un précurseur élastique de vitesse c_L et une onde plastique plus lente.
- Pour un choc fort $P > P_{lim}$ (état 2), le choc est stable et se propage à une vitesse supérieure à c_L .

A.5.2. Description élasto-plastique

En description hydrodynamique, on considère que le matériau se comporte comme un fluide au vu des pressions et des déformations importantes qu'il subit. Son tenseur des contraintes n'a donc qu'une partie sphérique $\bar{\sigma}_s$ (donc pas de contraintes déviatoires ou de résistance au cisaillement), liée à la pression et exprimée ici dans la base principale :

$$\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_s = -P\bar{I} = \begin{bmatrix} -P & 0 & 0 \\ 0 & -P & 0 \\ 0 & 0 & -P \end{bmatrix} \quad \text{Eq. 92}$$

On se place dans le cadre d'un choc plan monodimensionnel se propageant dans l'axe x , donc produisant une déformation uniaxiale ε_x du milieu. Le tenseur des déformations se décompose en une partie sphérique $\bar{\varepsilon}_s$ et une partie déviatoire $\bar{\varepsilon}_d$ (exprimés ici dans la base principale) :

$$\bar{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \bar{\varepsilon}_s + \bar{\varepsilon}_d = \begin{bmatrix} \varepsilon_x/3 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_x/3 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_x/3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 2\varepsilon_x/3 & 0 & 0 \\ 0 & -\varepsilon_x/3 & 0 \\ 0 & 0 & -\varepsilon_x/3 \end{bmatrix} \quad \text{Eq. 93}$$

En parallèle, le tenseur des contraintes $\bar{\sigma}$ s'écrit (avec $\sigma = \text{tr}\bar{\sigma} = \frac{1}{3}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z) = -P$ la contrainte hydrostatique correspondant à la pression) :

$$\bar{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_x & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_y & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{bmatrix} = \bar{\sigma}_s + \bar{\sigma}_d = \begin{bmatrix} \sigma & 0 & 0 \\ 0 & \sigma & 0 \\ 0 & 0 & \sigma \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \sigma_x - \sigma & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_y - \sigma & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z - \sigma \end{bmatrix} \quad \text{Eq. 94}$$

En élasticité linéaire, la loi de Hooke permet de relier les contraintes avec les déformations, en fonction des modules de rigidité K et de cisaillement G (ou μ) du matériau :

$$\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_s + \bar{\sigma}_d = 3K\bar{\varepsilon}_s + 2G\bar{\varepsilon}_d = \underbrace{K\varepsilon_x}_{-P} \bar{I} + \begin{bmatrix} \frac{4}{3}G\varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{2}{3}G\varepsilon_x & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{2}{3}G\varepsilon_x \end{bmatrix} \quad \text{Eq. 95}$$

Les contraintes principales σ_x , σ_y et σ_z s'écrivent donc :

$$\sigma_x = -P + \frac{4}{3}G\varepsilon_x = -P + S_x \text{ et } \sigma_y = \sigma_z = -P - \frac{2}{3}G\varepsilon_x \quad \text{Eq. 96}$$

Les contraintes connues, on peut introduire la contrainte équivalente de Von Mises σ_{VM} , qui s'exprime en fonction des composantes du tenseur $\bar{\sigma}$:

$$\begin{aligned} \sigma_{VM} &= \sqrt{\frac{1}{2}[(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 + 6(\sigma_{xy}^2 + \sigma_{yz}^2 + \sigma_{zx}^2)]} \\ &= \sqrt{\frac{1}{2}[(2G\varepsilon_x)^2 + (2G\varepsilon_x)^2]} = 2G\varepsilon_x \end{aligned} \quad \text{Eq. 97}$$

On se place dans l'hypothèse d'un comportement élasto-plastique parfait, où le matériau a une limite d'élasticité Y_0 , au-dessus de laquelle il n'y a pas d'érouissage. Deux cas se présentent à nous, selon la valeur de σ_{VM} :

- Si $\sigma_{VM} < Y_0$, le matériau a une déformation élastique :

$$\varepsilon_x \leq \frac{Y_0}{2G} \Rightarrow S_x = \frac{4}{3}G\varepsilon_x \leq \frac{2}{3}Y_0 \quad \text{Eq. 98}$$

- Si $\sigma_{VM} \geq Y_0$, le matériau subit une déformation irréversible plastique. La partie déviatoire S_x du tenseur des contraintes $\bar{\sigma}$ ne peut plus augmenter et reste à sa valeur maximale :

$$S_x = \frac{2}{3} Y_0 \tag{Eq. 99}$$

On choisit à présent par commodité de changer les signes de σ_x et S_x , pour pouvoir écrire $\sigma_x = P + S_x$. Ainsi, en se référant à l'Eq. 96, l'Hugoniot élasto-plastique est décalée positivement de S_x sur l'axe σ_x par rapport à l'Hugoniot hydrodynamique, avec S_x croissant pour $\sigma_x < \sigma_{HEL}$ et constant pour $\sigma_x \geq \sigma_{HEL}$:

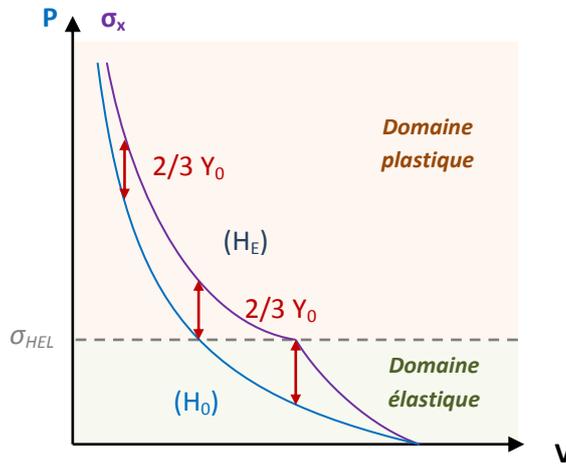


Figure 122 - Hugoniot hydrodynamique (H_0) et Hugoniot élasto-plastique (H_E)

A.6. L'écailage, produit de la rupture dynamique

On considère une cible d'épaisseur finie initialement au repos (état 0) soumise à un chargement dynamique de pression P_{max} . La Figure 123 schématise les trajets des ondes et des surfaces libres dans le diagramme (x,t) en (a) et les différents états dans la cible avec les polaires de choc (P,u) en (b) :

- Nous avons vu en A.4.1 que quand une onde de choc incidente (état 1) rencontre une surface libre, elle se réfléchit intégralement en une détente ramenant la matière à une pression nulle (état 2).
- **Si le choc incident est maintenu pendant un temps τ** , la détente incidente qui suit le choc et ramène aussi la matière à pression nulle (état 0) rencontre cette détente réfléchie. Leur interaction crée un nouvel état théorique (état 3), de pression négative donc de traction.
- **Si la contrainte associée dépasse la limite à la rupture par traction σ_R du matériau**, l'état 3 n'est pas atteint : deux nouveaux états 4' et 4'' correspondant à la contrainte σ_R sont créés. La rupture, apparaissant soit instantanément soit après un temps d'incubation correspondant à l'accumulation de l'endommagement, crée deux nouvelles surfaces libres et la propagation de deux ondes de compression dues à la relaxation des contraintes, dans l'écaille et dans le reste de la cible.
- L'onde de recompression débouchant sur la surface libre entraîne une réaccélération de celle-ci. Ainsi, l'écaille voit une succession d'états 4'', 2, 5 et 6, et pour sa surface arrière une alternance entre les états 2 et 5. La mesure de l'évolution de la vitesse de la surface libre de l'écaille montre

donc au moins une première chute de vitesse (ou *pullback*) d'amplitude $\Delta u = u_2 - u_5$ pendant un temps Δt .

Avec cette mesure, on peut en conséquence déterminer plusieurs grandeurs caractéristiques de l'écaillage. On se place en approximation acoustique, dans laquelle les ondes se propagent à la vitesse du son c_0 (les polaires de choc sont donc des droites de pente l'impédance acoustique $Z = \rho_0 c_0$) :

- **L'épaisseur e de l'écaillage**, en considérant le temps Δt d'aller-retour des ondes à travers cette dernière : $e = c_0 \Delta t$
- **La limite à la rupture σ_R de la cible**, en faisant de simples considérations géométriques sur les polaires de choc : $\sigma_R = \frac{1}{2} \rho_0 c_0 \Delta u$

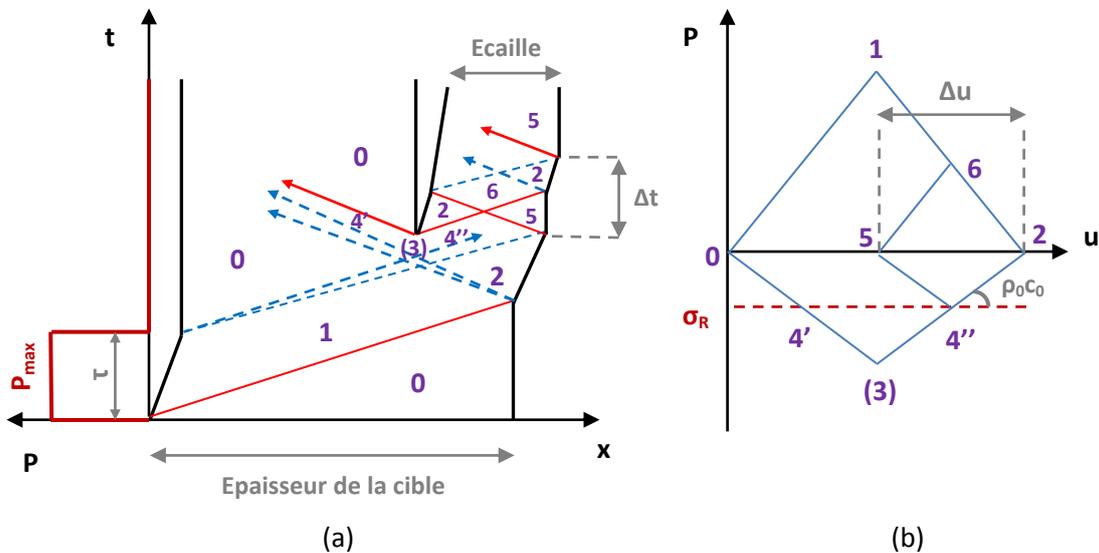


Figure 123 - Mécanisme de rupture et d'écaillage. En (a) diagramme de marche ou diagramme (x,t) avec les surfaces libres (traits noirs gras), les ondes de chocs (en rouge) et les faisceaux de détente (tirets bleus). En (b) diagramme (P,u) des polaires de choc

Toutefois, ce processus similaire au boulier de Newton ne se produit pas toujours. En effet, l'apparition ou non de l'écaillage dépend de plusieurs facteurs propres au chargement (supposé d'intensité P_{max} suffisante pour que l'état de traction atteigne la limite à la rupture σ_R) et à l'épaisseur de la cible :

- **Si le choc est trop maintenu ou la cible trop fine**, l'onde de choc incidente a le temps de faire un aller-retour dans la cible avant l'apparition de la détente incidente : le croisement des deux détentees n'est pas possible et il n'y a donc pas de traction.
- **Si le temps de maintien τ de l'impulsion est trop brève ou la cible trop épaisse**, le choc incident sera totalement amorti (amortissement hydrodynamique) avant d'arriver à la surface libre et la détente réfléchie ne sera plus assez intense pour causer une traction importante pendant son interaction avec la détente incidente.

Annexe B. Propriétés physiques et mécaniques des matériaux étudiés

Cette section rassemble les valeurs utilisées des paramètres hydrodynamiques, élasto-plastiques et de rupture des quatre matériaux étudiés (Aluminium, Etain, Cuivre et Plomb).

B.1. Paramètres hydrodynamiques

Les paramètres hydrodynamiques sont utilisés dans les équations de conservation, l'équation d'état de Mie-Grüneisen et la relation empirique $D_{01} = c_0 + su_1$ présentées en A.3. Les valeurs indiquées ici sont données au repos (indice 0).

Matériau	Masse volumique ρ_0 (g/cm ³)	Vitesse du son c_0 (km/s)	Paramètre s (SU)	Coefficient de Grüneisen Γ_0 (SU)
Aluminium	2,7	5,386	1,339	2,09
Etain	7,3	2,5	1,49	2,3
Cuivre	8,93	3,94	1,489	1,99
Plomb	11,346	2,1	1,46	2,77

[6] [118]

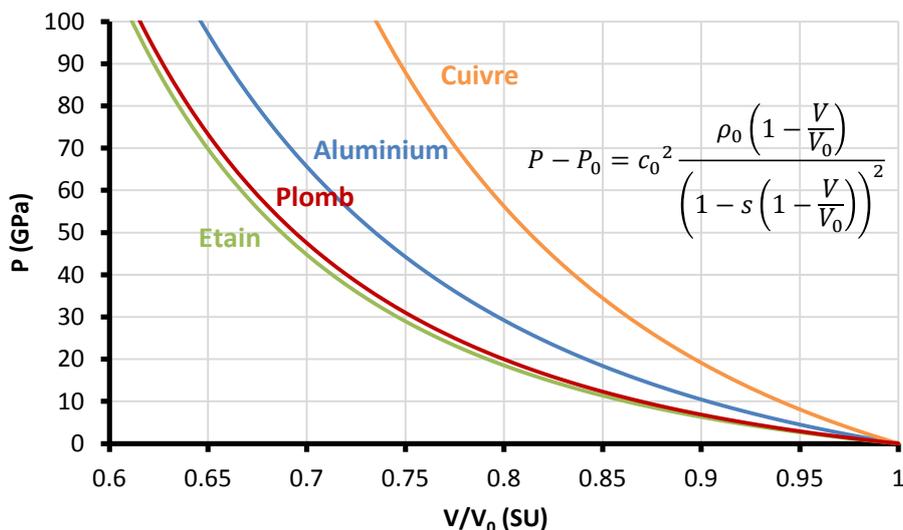
[6]

[6] [118]

[6]

Tableau 11 - Paramètres hydrodynamiques des matériaux étudiés

A partir de ces données, les courbes d'Hugoniot (P, V) et polaires de choc (P, u) peuvent être tracées grâce à l'Eq. 87 et l'Eq. 88 respectivement (P_0 est pris nul au vu des pressions de choc induites) :

Figure 124 – Courbes d'Hugoniot (P, V) des matériaux étudiés

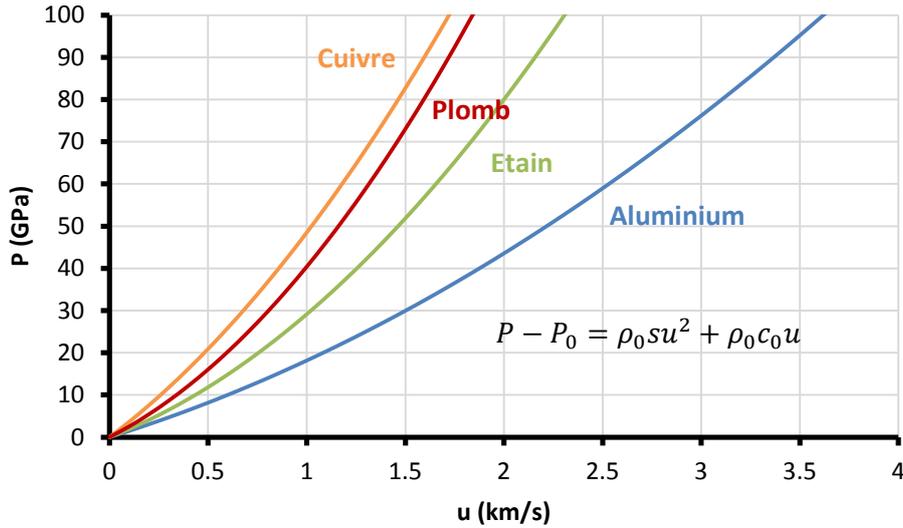


Figure 125 – Polaires de choc (P,u) des matériaux étudiés

Pour l'implémentation de l'équation d'état de Mie-Grüneisen dans le code de simulation Radioss (voir sous-section III.2.2 du Chapitre III), sa forme polynomiale est utilisée :

$$P = C_0 + C_1\mu + C_2\mu^2 + C_3\mu^3 + (C_4 + C_5\mu)E_{v0} \quad \text{Eq. 100}$$

Avec :

$$C_0 = P_0 \quad \text{Eq. 101}$$

$$C_1 = \rho_0 c_0^2 - \frac{\Gamma_0}{2} P_0 \quad \text{Eq. 102}$$

$$C_2 = \rho_0 c_0^2 (2s - 1) - \frac{\Gamma_0}{2} \rho_0 c_0^2 \quad \text{Eq. 103}$$

$$C_3 = \rho_0 c_0^2 (s - 1)(3s - 1) - \frac{\Gamma_0}{2} \rho_0 c_0^2 (2s - 1) \quad \text{Eq. 104}$$

$$C_4 = C_5 = \Gamma_0 \quad \text{Eq. 105}$$

Matériau	C ₀ (GPa)	C ₁ (GPa)	C ₂ (GPa)	C ₃ (GPa)	C ₄ (SU)	C ₅ (SU)
Aluminium	0	78,324	49,579	-57,235	2,09	2,09
Etain	0	45,625	37,869	-26,312	2,3	2,3
Cuivre	0	138,626	136,269	-37,810	1,99	1,99
Plomb	0	50,036	26,769	-55,260	2,77	2,77

Tableau 12 - Coefficients C_i de la forme polynomiale (rentrée dans Radioss) de l'équation d'état de Mie-Grüneisen, pour les matériaux étudiés

B.2. Paramètres élasto-plastiques

Pour le comportement élasto-plastique du matériau, on fait l'hypothèse d'une élasto-plasticité parfaite. La partie élastique est décrite avec la loi de Hooke pour les matériaux isotropes, avec le module d'Young E et le coefficient de Poisson ν , et la partie plastique par la loi d'érouissage d'Hollomon $\sigma = A + B\varepsilon_p^n$ dégradée avec le module d'érouissage B et le coefficient d'érouissage n nuls (pas d'érouissage). La limite d'élasticité dynamique A (notée Y_0 et équivalent à la limite élastique d'Hugoniot σ_{HEL} dans l'annexe A) est prise pour un taux de déformation de l'ordre de 10^7 s^{-1} .

Matériau	Elasticité [118]		Plasticité
	E (GPa)	ν (SU)	A (GPa)
Aluminium	70,4	0,33	0,4 [129]
Etain	41,5	0,357	0,8 [110]
Cuivre	127	0,35	0,2 [129]
Plomb	16	0,44	/

Tableau 13 - Paramètres élasto-plastiques des matériaux étudiés (élasto-plasticité parfaite)

B.3. Paramètres des critères de rupture : « cut-off » et modèle de Tuler-Butcher

Pour les simulations avec le code Radioss, la rupture (et notamment l'écaillage) est contrôlée par le critère de Tuler-Butcher [121], un modèle à endommagement cumulatif sur le temps (voir sous-section III.2.4 du Chapitre III) :

$$\int (\sigma - \sigma_0)^\lambda dt \geq K_c \Leftrightarrow \text{Rupture} \quad \text{Eq. 106}$$

Le modèle dégradé à $\lambda = 1$ et K_c proche de 0 ($10^{-18} \text{ GPa}^\lambda \cdot \text{ns}$ dans Radioss) donne le critère de rupture instantanée en « cut-off » : celui-ci est utilisé pour les matériaux dont les paramètres de Tuler-Butcher ne sont pas encore déterminés. Les paramètres utilisés dans les simulations sont indiqués avec une flèche.

Matériau	Critère de Tuler-Butcher			« Cut-off »	
	λ (SU)	K_c ($\text{GPa}^\lambda \cdot \text{ns}$)	σ_0 (GPa)	σ_R (GPa)	
Aluminium	/	/	/	1,8	[118] ←
	/	/	/	2-3	[106]
Etain	/	/	/	1,7	[110] ←
Cuivre	2,02	600	0,35	/	[130]
	2	190	0,75	/	[131] ←
	2	600	2,5	/	[118]
	/	/	/	2,6	[132]
	/	/	/	3-3,5	[106]
	/	/	/	3,1	[1]
	/	/	/	3,5	[118]

Tableau 14 - Paramètres des critères de rupture des matériaux étudiés

B.4. Conditions de fusion sous choc et en détente

Dans son manuscrit de thèse, Didier Loison [2] rassemble les pressions nécessaires pour atteindre la fusion dans l'Aluminium (données à partir de la courbe de fusion calculée à partir des potentiels thermodynamiques) et l'Étain (issues de la thèse de Catherine Mabire [3]). Les deux tableaux suivants présentent ces données :

Aluminium	Etat sous choc	Etat après détente
0-66 GPa	Solide	Solide
66-100 GPa	Solide	Solide +Liquide
100-112 GPa	Solide	Liquide
112-175 GPa	Solide + Liquide	Liquide
> 175 GPa	Liquide	Liquide

Tableau 15 - Etats de l'Aluminium selon la pression de choc

Étain	Etat sous choc	Etat après détente
0-7,5 GPa	Solide β	Solide β
7,5-21 GPa	Solide γ	Solide β
21-32 GPa	Solide γ	Solide β + Liquide
32-48 GPa	Solide γ	Liquide
48-58 GPa	Solide γ + Liquide	Liquide
> 58 GPa	Liquide	Liquide

Tableau 16 - Etats de l'Étain selon la pression de choc

Dans le tableau ci-dessus, la phase β désigne l'« étain blanc », de structure cristalline tétragonale, et la phase γ correspond à la structure cristalline tétragonale centrée.

Selon Werdiger *et al.* [4], le Cuivre commence à fondre en détente à partir d'une pression de choc de 1,16 Mbar, soit 116 GPa, et commence à fondre sous choc entre 190 et 230 GPa : celui-ci reste donc solide pour la gamme de pression de chocs de nos essais (10-100 GPa).

Pour ce qui est du Plomb, Carter [5] trouve expérimentalement que la fusion sous choc commence à 27,5 GPa et est totale à partir d'environ 33 GPa, soit en dessous de l'Étain.

Annexe C. Simulations numériques Eulériennes avec le code Hésione

Comme on l'a vu dans le Chapitre III et le Chapitre IV sur l'étude numérique du microjetting et les résultats associés, les simulations par Eléments Finis Lagrangiens aboutissent rarement jusqu'au terme du calcul, à cause des grandes déformations induites dans le jet (l'apparition de volumes négatifs sur les éléments mène à l'arrêt du calcul). C'est pourquoi l'utilisation d'une autre formulation plus adaptée et plus robuste est nécessaire.

En parallèle des simulations en SPH (*Smoothed Particles Hydrodynamics*), les Eléments Finis 2D plans en formulation Eulérienne ont aussi été testés sur le microjetting à partir de rainures triangulaires isolées. Très gourmand en ressources et en temps de calcul, ces simulations ont été réalisées sur le code hydrodynamique Hésione [133] développé par le CEA DAM Ile-de-France de Bruyères-le-Châtel et lancées sur un cluster en calculs parallélisés.

Dès les premières simulations, il s'est révélé que le calcul n'arrivait pas à se lancer (dû à une difficulté à imposer le profil de pression demandé), alors que des tests avec la formulation lagrangienne marchaient (jusqu'à l'arrêt du calcul au début du développement du jet). Il a alors été choisi d'utiliser un couplage entre les deux formulations :

- **Pour la phase de propagation du choc** sur toute l'épaisseur de la cible, la formulation **Lagrangienne** est utilisée.
- **Peu avant que le choc atteigne le fond de la rainure**, à un temps déterminé préalablement par une simulation purement Lagrangienne, le calcul passe en formulation **Eulérienne** avec un remaillage (création de la grille Eulérienne) pour modéliser le développement du jet et sa croissance aux temps longs

De plus, ce couplage permet d'avoir les avantages des deux formulations et de gagner du temps de calcul par rapport à une simulation entièrement Eulérienne : de cette manière, quelques heures suffisent pour simuler 200 ns d'éjection.

Plusieurs essais expérimentaux ont été modélisés (sur 200 ns), dans des cibles de Cuivre d'épaisseur 250 μm et dont les maillages (réguliers) sont présentés dans la Figure 126 : celui Lagrangien, équivalent au maillage penché (sans simplification par symétrie) présenté au Chapitre III (sous-section III.3.2), a une taille de maille de 1 μm dans toutes ses partitions, et celui Eulérien est une grille englobant tout le domaine de propagation et d'éjection et de taille de maille 0,5 μm . Comme au Chapitre III (sous-section III.3.2), les conditions aux limites sur les nœuds des bords non libres du maillage Lagrangien imposent une translation uniquement selon l'axe de propagation. Quant à la grille Eulérienne, le flux de matière est autorisé sur les quatre bords, de manière à ne pas contraindre le jet et supprimer les effets de bords (on rappelle que la rainure est isolée).

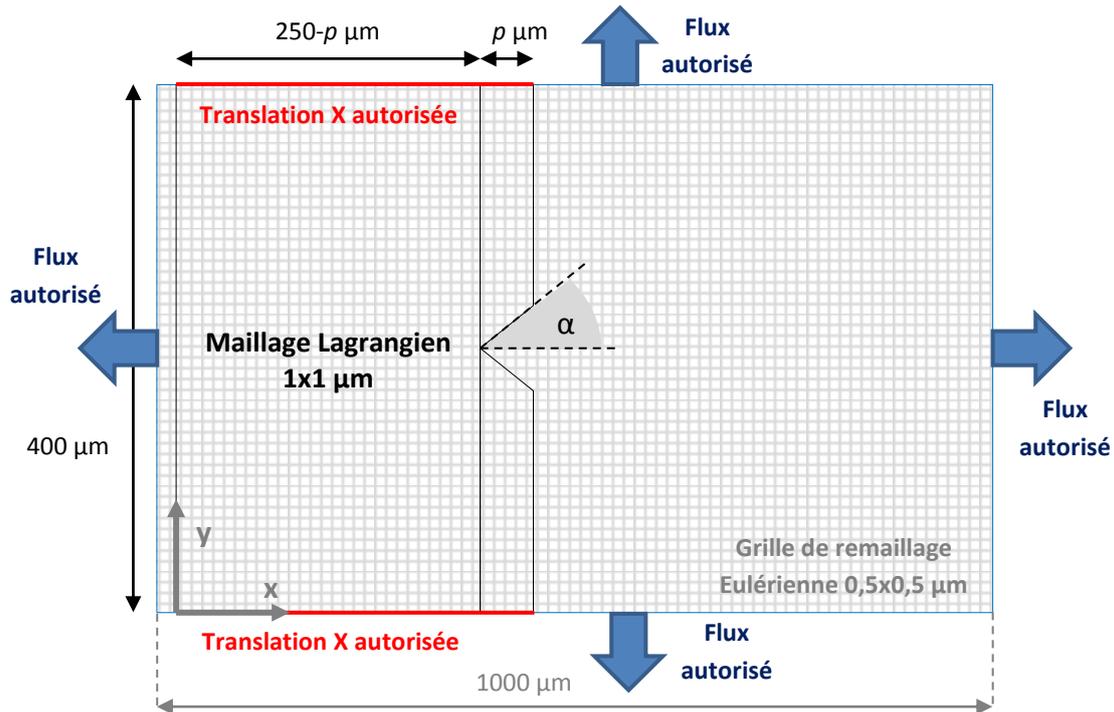


Figure 126 - Maillages Lagrangiens et Eulériens des cibles de Cuivres d'épaisseur 250 μm simulées sous Hésione. La profondeur de la rainure triangulaire isolée est notée p . Des capteurs Lagrangiens et Eulériens sont utilisés pour mesurer les grandeurs d'intérêt (pression et vitesse) sur l'axe de propagation et dans le jet

Une fois le couplage validé, une étude paramétrique a été réalisée sur plusieurs hypothèses matériau (élasto-plasticité et rupture) afin de les tester sur le modèle numérique, par rapport à l'hypothèse hydrodynamique sans rupture :

- **Pour l'élasto-plasticité :**
 - *L'élasto-plasticité parfaite (notée EPP) :* Comme dans Radioss, l'utilisateur doit renseigner les bonnes valeurs, prises aux conditions connues (déformation, taux de déformation, température, pression).
 - *Le modèle viscoplastique de Preston-Tonks-Wallace (noté PTW) [134] :* C'est un modèle semi-empirique fondé sur la théorie des dislocations, en faisant intervenir des grandeurs adimensionnelles et où la fonction d'écroissage prend en compte directement la vitesse de déformation plastique équivalente et la température. Le code se réfère à la base de données maison Gaia contenant les paramètres des équations caractéristiques (prenant en compte la déformation, le taux de déformation [valable jusqu'à 10^{12} s^{-1}], la température et la pression).
- **Pour la rupture (Tableau 18) :**
 - *La rupture par tension principale, ou « cut-off » :* Les valeurs de tension limite pour les cas solide et fondu sont renseignées manuellement par l'utilisateur, aussi prises aux conditions connues (déformation, taux de déformation, température, pression). On rappelle qu'aux pressions générées dans nos travaux, le Cuivre reste solide.
 - *Le modèle de Tuler-Butcher :* Le code se réfère à la base de données maison Gaia contenant les paramètres de l'équation. Il est à noter que dans Hésione l'endommagement est de type $\int \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_0}\right)^\lambda dt$ au lieu de $\int (\sigma - \sigma_0)^\lambda dt$, d'où l'unité de K_c .

Elasto-plasticité / Rupture	Sans rupture	Cut-off	Tuler-Butcher
<i>Hydrodynamique</i>	Oui	Non	Non
<i>EPP</i>	Oui	Oui	Oui
<i>PTW</i>	Oui	Oui	Oui

Tableau 17- Etude paramétrique sur les hypothèses matériau utilisées sous Hésione

Rupture	Cut-off solide	Tuler-Butcher de la base de données Gaia		
	σ_R ($\dot{\epsilon} = 10^7 s^{-1}$) (GPa)	σ_0 (Pa)	λ (SU)	K_C ($SU^a.s$)
Cuivre	3	$3,6 \times 10^8$	2	$0,77 \times 10^{-6}$

Tableau 18 - Paramètres du modèle de Tuler-Butcher pour le Cuivre, issus de la base de données maison Gaia utilisée dans Hésione

Les figures suivantes montrent des captures d'écran de l'étude paramétrique menée sur un essai expérimental, pour une cible de Cuivre avec une rainure de demi-angle 45° de 20 µm de profondeur et soumise à un choc de 81,2 GPa (les pressions sont indiquées en Pascals).

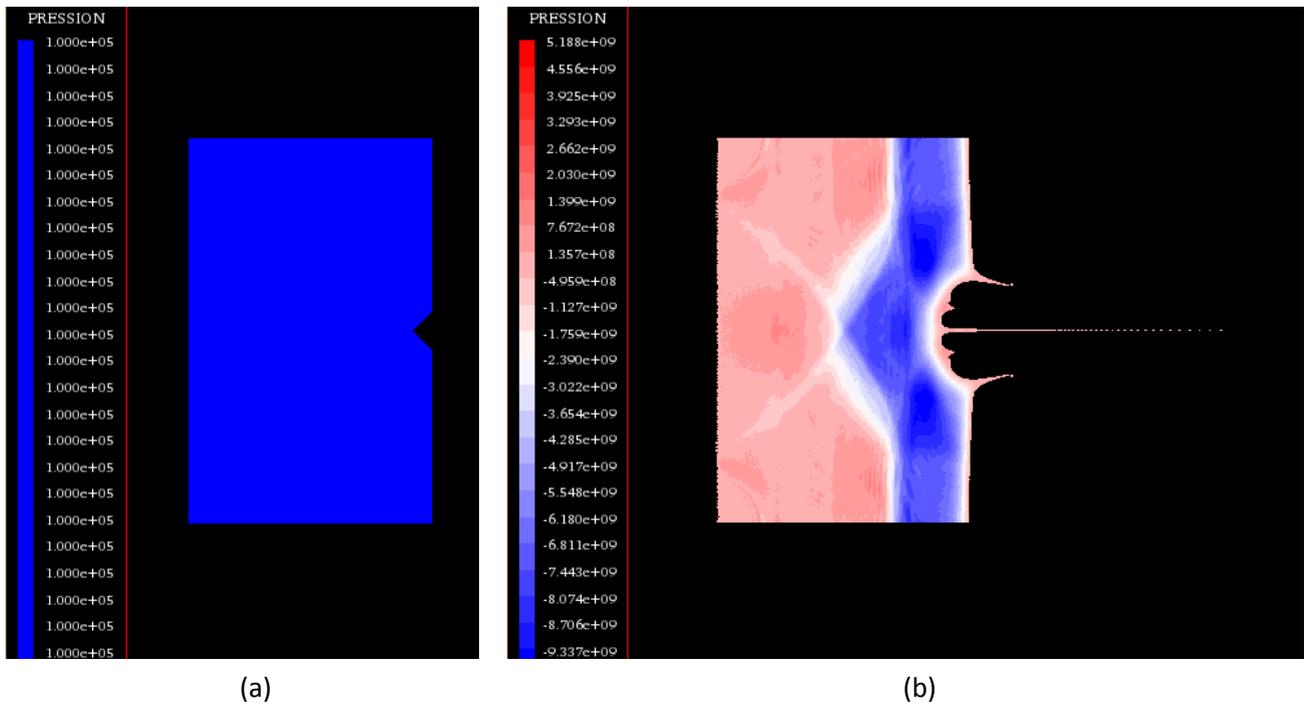
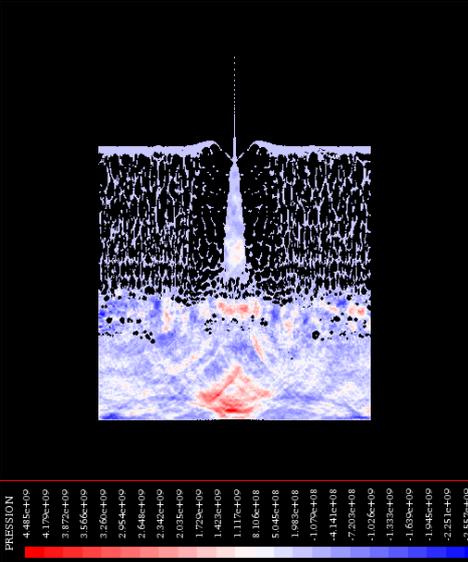
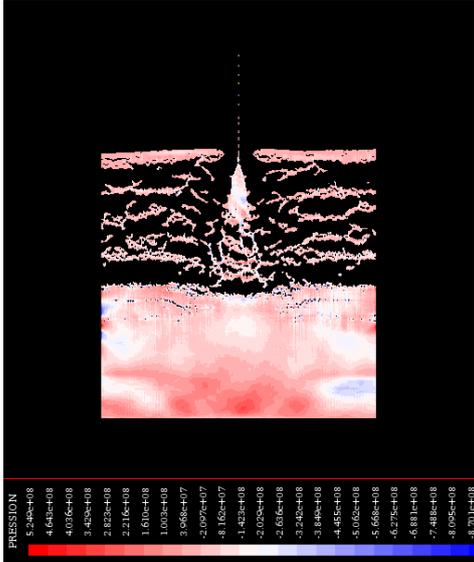
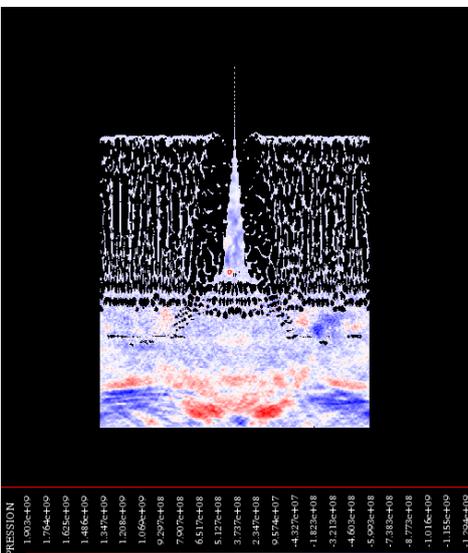
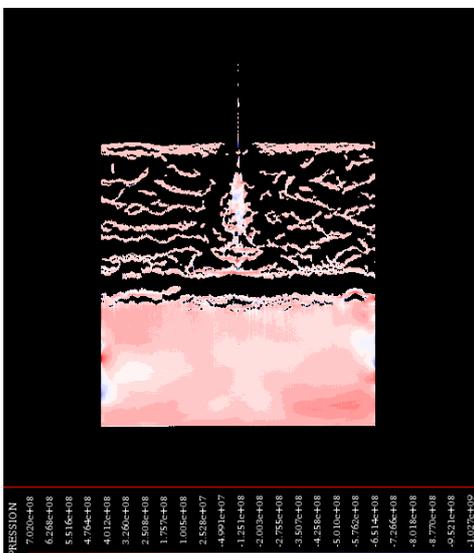
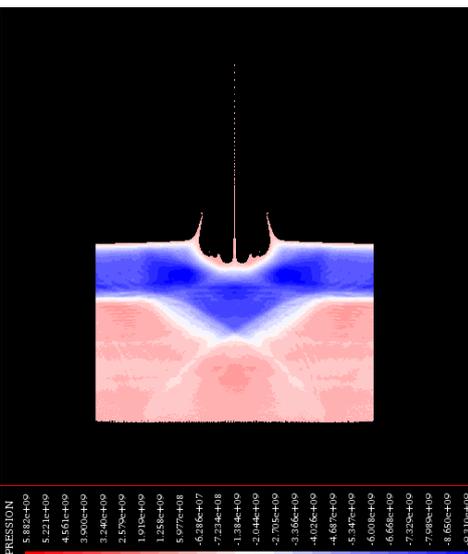
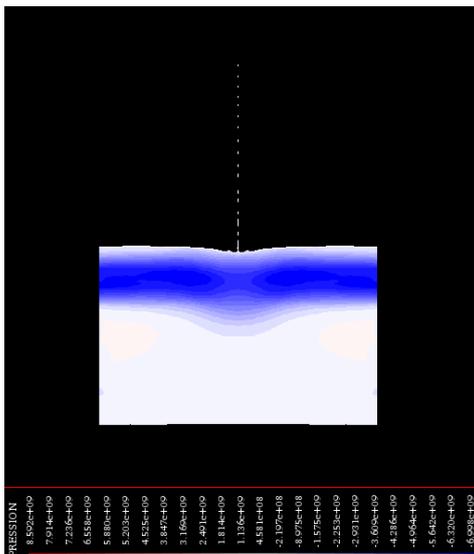


Figure 127 - (a) Modèle à 0 ns (maillage Lagrangien) d'une cible de Cuivre avec une rainure de demi-angle 45° de 20 µm de profondeur et soumise à un choc de 81,2 GPa. (b) Simulation hydrodynamique sans rupture, à 200 ns

	Tuler-Butcher	
<p style="text-align: center;">Tension principale (« cut-off »)</p>  <p style="text-align: center;">PRESSION</p> <p style="text-align: center;">5.49e+08 4.65e+08 4.03e+08 3.49e+08 2.93e+08 2.36e+08 1.79e+08 1.42e+08 1.11e+08 8.10e+07 5.94e+07 3.98e+07 2.09e+07 -1.07e+07 -4.14e+06 -7.20e+05 -1.01e+05 -1.23e+04 -1.69e+03 -1.94e+02 -2.25e+01 -3.15e+00</p>	 <p style="text-align: center;">PRESSION</p> <p style="text-align: center;">5.49e+08 4.65e+08 4.03e+08 3.49e+08 2.93e+08 2.36e+08 1.79e+08 1.42e+08 1.11e+08 8.10e+07 5.94e+07 3.98e+07 2.09e+07 -1.07e+07 -4.14e+06 -7.20e+05 -1.01e+05 -1.23e+04 -1.69e+03 -1.94e+02 -2.25e+01 -3.15e+00</p>	
<p style="text-align: center;">Sans rupture</p>  <p style="text-align: center;">PRESSION</p> <p style="text-align: center;">5.88e+09 5.22e+09 4.56e+09 3.90e+09 3.24e+09 2.57e+09 1.91e+09 1.25e+09 5.97e+08 -2.38e+07 -7.23e+06 -1.18e+06 -2.04e+05 -2.70e+04 -3.10e+03 -4.02e+02 -4.68e+01 -5.34e+00 -6.00e-01 -6.68e-02 -7.32e-03 -7.98e-04 -8.60e-05 -9.21e-06</p>	<p style="text-align: center;">Tension principale (« cut-off »)</p>  <p style="text-align: center;">PRESSION</p> <p style="text-align: center;">7.03e+08 6.28e+08 5.51e+08 4.76e+08 4.01e+08 3.26e+08 2.50e+08 1.75e+08 1.00e+08 2.53e+07 4.99e+07 1.25e+08 -2.00e+08 -2.75e+08 -3.50e+08 -4.25e+08 -5.00e+08 -5.75e+08 -6.51e+08 -7.26e+08 -8.01e+08 -8.77e+08 -9.52e+08 -1.02e+09</p>	
<p style="text-align: center;">Sans rupture</p>  <p style="text-align: center;">PRESSION</p> <p style="text-align: center;">8.55e+09 7.91e+09 7.23e+09 6.55e+09 5.88e+09 5.20e+09 4.52e+09 3.84e+09 3.16e+09 2.49e+09 1.81e+09 1.13e+09 4.51e+08 -2.19e+08 -8.97e+08 -1.57e+09 -2.25e+09 -2.93e+09 -3.60e+09 -4.28e+09 -4.95e+09 -5.62e+09 -6.30e+09 -6.98e+09</p>	<p style="text-align: center;">Sans rupture</p>  <p style="text-align: center;">PRESSION</p> <p style="text-align: center;">8.55e+09 7.91e+09 7.23e+09 6.55e+09 5.88e+09 5.20e+09 4.52e+09 3.84e+09 3.16e+09 2.49e+09 1.81e+09 1.13e+09 4.51e+08 -2.19e+08 -8.97e+08 -1.57e+09 -2.25e+09 -2.93e+09 -3.60e+09 -4.28e+09 -4.95e+09 -5.62e+09 -6.30e+09 -6.98e+09</p>	
200 ns	EPP	PTW

Cu 45° 81,2 GPa	P_{load} (GPa)	P_{SB} (à 200 μm) (GPa)	V_{SL} / V_{jet} (km/s)		
			Sans rupture	Cut-off	Tuler-Butcher
<i>Hydrodynamique</i>	74,887	33,173	1,419 / 3,120		
<i>EPP</i>	74,887	33,173	1,419 / 3,120	1,447 / 3,120	1,419 / 3,120
<i>PTW</i>	74,887	30,934	1,346 / 2,835	1,346 / 2,835	1,346 / 2,835

Tableau 19 – Résultats (pressions, vitesses) issus de l'étude paramétrique (Figure 127 b et tableau précédent). Les vitesses théoriques de surface libre et de jet (calculées avec $P_{SB} = 40,9$ GPa donnée par ESTHER) sont de 1,748 et 2,884 km/s respectivement

Cu 30° 75,9 GPa	P_{load} (GPa)	P_{SB} (à 200 μm) (GPa)	V_{SL} / V_{jet} (km/s)		
			Sans rupture	Cut-off	Tuler-Butcher
<i>Hydrodynamique</i>		25,898	1,194 / 3,493		
<i>EPP</i>		25,898	1,194 / 3,493	1,194 / 3,496	1,194 / 3,493
<i>PTW</i>		24,748	1,123 / 3,191	1,123 / 3,194	1,123 / 3,191

Tableau 20 – Résultats (pressions, vitesses) issus de l'étude paramétrique menée sur un essai expérimental sur une cible de Cuivre avec une rainure de demi-angle 30° de profondeur 16,5 μm et soumise à un choc de 75,9 GPa. Les vitesses théoriques de surface libre et de jet (calculées avec $P_{SB} = 33,4$ GPa donnée par ESTHER) sont de 1,481 et 4,326 km/s respectivement

Il est attendu, comme ce qui est observé avec Radioss (voir Chapitre III et Chapitre IV), que la prise en compte d'un comportement élastoplastique entraîne une diminution de la vitesse de surface libre et surtout de jet. Cependant, là où l'élastoplasticité atrophie voire empêche la formation du jet dans les calculs Radioss avec Eléments Finis, ceux sous Hésione vont plus loin dans le développement du jet. Le modèle de Preston-Tonks-Wallace conduit à une vitesse inférieure au cas hydrodynamique, comme attendu. Quant à la prise en compte de la rupture, le code confirme comme Radioss que celle-ci ne modifie pas la valeur maximale des vitesses. Si on compare maintenant toutes les vitesses avec celles théoriques, on remarque que celle de surface libre reste inférieure (due aux pressions P_{load} et P_{SB} plus faibles qu'attendu) mais que celle de jet est moins sensible à l'angle d'ouverture de la rainure.

L'utilisation de l'élasto-plasticité parfaite et/ou de la rupture par cut-off entraîne beaucoup de cavitations dans la cible, ce qui pourrait s'expliquer en partie par le fait que le comportement élasto-parfaitement plastique n'est donné que pour un taux de déformation et par l'hypothèse instantanée de la rupture. En revanche, la combinaison des modèles de Preston-Tonks-Wallace et de Tuler-Butcher prend en compte l'aspect visqueux des déformations (car dépendant du taux de déformation $\dot{\epsilon}$) et l'endommagement cumulé, et donne ainsi des profils de déformation et de rupture beaucoup plus physiques. On retrouve ainsi le creusement en « V » de la matière sur les côtés de la rainure observé dans certaines radiographies et simulations SPH (sous-section IV.3.1 du Chapitre IV).

Pour ce qui est de la fragmentation du jet, celle-ci est observée même quand la rupture n'est pas prise en compte : celle-ci est due dans ce cas à un artefact purement numérique.

Malgré des résultats prometteurs, cette étude Eulérienne du microjetting avec Hésione n'a pour l'instant pas été plus approfondie. La prise en compte de la viscosité et de la tension de surface avec ce code est une piste pour constituer une prochaine étape dans l'étude paramétrique de ce phénomène d'éjection.

Microjetting from surface defects in laser shock-loaded metallic samples

Abstract:

When a dense material is subjected to a dynamic load (such as projectile impact, explosive detonation or irradiation by a high energy laser beam), a shock wave propagates from the loaded surface. If this shock wave interacts with a free surface with geometrical defects such as grooves, scratches or cavities, it can lead to the ejection of micrometric debris with typical velocities of a few km/s. Understanding this *microjetting* process is a key issue for many applications, including shielding design, pyrotechnics, high-speed machining and Inertial Confinement Fusion experiments.

In this work in collaboration with the CEA-DIF at Bruyères-le-Châtel, this phenomenon is studied under laser-driven shock loading in four materials (Aluminum, Tin, Copper and Lead) with calibrated grooves of two types: isolated triangular profile with controlled aperture half-angles (20°, 30° and 45°) or periodic sinusoidal shape. The influences of the material, of the geometry of the defects, of the shock pressure and of the state of matter (solid or melted under shock or release wave) on the ballistic properties of the ejecta (jet velocity, size distribution and areal mass of the debris constituting the jet) are investigated with three complementary approaches: experimental, theoretical and numerical.

The experimental study involves several campaigns performed at the LULI2000 facility of the Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (Ecole Polytechnique, Palaiseau) and complementary diagnostic techniques: Transverse Shadowgraphy, Heterodyne Velocimetry, fast in situ X-ray radiography, recovery of the ejecta in a gel followed by microtomography. The results are compared with theoretical predictions (2D shocks and shaped charges hydrodynamics for the triangular grooves, Richtmyer-Meshkov Instabilities for the sinusoidal grooves). Then, numerical simulations are performed with the Radioss code with two complementary approaches: the Lagrangian Finite Elements and the SPH (*Smoothed Particles Hydrodynamics*) formulation, still very scarcely applied to microjetting, more empirical than the first approach but more suitable to the high strains in the jets and allowing access to size distributions of the debris.

Keywords:

- Microjetting
- Metals
- Laser shocks
- Dynamic fragmentation
- Smoothed Particles Hydrodynamics
- 2D shocks theory
- Richtmyer-Meshkov Instabilities

Formation de micro-jets depuis des défauts de surface dans des échantillons métalliques soumis à des chocs laser

Résumé :

Lorsqu'un matériau solide est soumis à un chargement dynamique (par l'impact d'un projectile, la détonation d'un explosif ou l'irradiation par un laser intense), il se forme une onde de choc, qui se propage dans le matériau depuis la surface chargée. Si cette onde débouche sur une surface libre comportant des défauts géométriques tels que des rugosités, des rayures ou des cavités, son interaction avec ces défauts conduit à l'éjection, sous forme de jets de matière, de débris dont la taille caractéristique est de l'ordre du micromètre et dont la vitesse est typiquement de quelques km/s. La maîtrise de ce processus, appelé *microjetting* ou micro-éjection, est essentielle pour de nombreuses applications (conception de blindage, découpe pyrotechnique, usinage à très haute vitesse, expériences de Fusion par Confinement Inertiel...).

Dans le cadre de cette thèse, menée en collaboration avec le centre CEA de Bruyères-le-Châtel, ce phénomène est étudié dans quatre métaux (Aluminium, Etain, Cuivre et Plomb) à partir de rainures calibrées de deux types : triangulaires isolées de demi-angles d'ouverture contrôlés (20°, 30° et 45°) ou sinusoïdales périodiques. Les influences du matériau, de la forme et de l'ouverture des défauts, de la pression de choc et de l'état du milieu (solide ou fondu sous choc ou en détente) sur les propriétés balistiques des éjectas (vitesses de jet, distribution en taille et densité surfacique des débris constituant les jets) sont évaluées via trois approches complémentaires : expérimentale, théorique et numérique.

L'étude expérimentale comporte plusieurs campagnes de chocs laser, effectuées sur l'installation LULI2000 du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (Ecole Polytechnique, Palaiseau), avec plusieurs techniques de diagnostic : Ombroscopie Transverse, Vélocimétrie Hétérodyne, radiographie X rapide in-situ, récupération d'éjectas dans des gels (analysés ensuite en microtomographie). Les résultats sont confrontés à des prédictions théoriques (hydrodynamique des chocs obliques et des charges creuses pour les rainures triangulaires, instabilités de Richtmyer-Meshkov pour les rainures sinusoïdales). Enfin, les simulations numériques réalisées avec le code Radioss utilisent deux approches complémentaires : les Eléments Finis Lagrangiens et la formulation SPH (*Smoothed Particles Hydrodynamics*), encore très peu appliquée au microjetting, plus empirique que la première mais mieux adaptée aux grandes déformations dans les jets et permettant d'accéder à des distributions de tailles de fragments.

Mots-clefs :

- Micro-éjection
- Métaux
- Chocs laser
- Fragmentation dynamique
- Smoothed Particles Hydrodynamics
- Théorie des chocs obliques
- Instabilités de Richtmyer-Meshkov