



**HAL**  
open science

# Etude expérimentale et théorique de l'endommagement du graphite sous sollicitation dynamique - Application aux impacts hypervéloces

Gabriel Seisson

► **To cite this version:**

Gabriel Seisson. Etude expérimentale et théorique de l'endommagement du graphite sous sollicitation dynamique - Application aux impacts hypervéloces. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2014. Français. NNT : 2014ESMA0015 . tel-01127342

**HAL Id: tel-01127342**

**<https://theses.hal.science/tel-01127342>**

Submitted on 7 Mar 2015

**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.

THÈSE  
Pour l'obtention du Grade de  
DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET  
D'AÉROTECHNIQUE  
(Diplôme National – Arrêté du 7 août 2006)

École Doctorale :  
Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique et Aéronautique  
Secteur de Recherche : Mécanique des Matériaux

Présentée par :  
Gabriel SEISSON

---

Étude expérimentale et théorique de  
l'endommagement du graphite sous sollicitation  
dynamique – Application aux impacts hypervéloces

---

Directeurs de thèse : Michel BOUSTIE, Laurent BERTHE  
Co-encadrant : David HÉBERT

\*\*\*\*\*

Soutenue le 10 octobre 2014  
devant la Commission d'Examen

\*\*\*\*\*

JURY

Dr. Jérôme GATTACCECA	Directeur de recherche, CNRS-CEREGE	Rapporteur
Dr. Pierre CHEVRIER	Directeur de l'ENI de Metz	Rapporteur
Dr. Alessandra BENUZZI-MOUNAIX	Chargée de recherche, CNRS-LULI	Examineur
Dr. Daniel VANDERHAEGEN	Chef de département, CEA-DIF	Examineur
Dr. Christian DURIN	Chef de service, CNES	Examineur
Dr. Michel BOUSTIE	Directeur de recherche, CNRS-PPRIME	Examineur
Dr. Laurent BERTHE	Directeur de recherche, CNRS-PIMM	Examineur
M. David HÉBERT	Ingénieur de recherche, CEA-CESTA	Examineur



*« Eo quod in multa sapientia multa sit indignatio,  
et qui addit scientiam addat et laborem. »*

| L'Ecclésiaste (III<sup>e</sup> s. av. J.-C.)



# Remerciements

« Ainsi as-tu fait au vase à Soissons. »

| Clovis I<sup>er</sup> (466-511), à un ami

« A Lannister always pays his debts. »

| Tywin Lannister (242-300 AL), *Game of Thrones*

L'écriture des remerciements reste l'exercice le plus difficile d'une thèse : après des mois de rédaction studieuse et sérieuse (hum), on a forcément la tentation de *s'y lâcher*. Il faut pourtant garder à l'esprit que ce sont les seules pages que l'immense majorité des lecteurs se donnera la peine de lire. De la dignité donc !

Dans l'ordre protocolaire, je commencerai par remercier le président du jury et rapporteur Jérôme GATTACCECA pour avoir accepté de relire cette thèse dont le contenu était parfois bien éloigné de son domaine de prédilection. Quant à la soutenance, nous n'aurions pu trouver meilleur maître de cérémonie que lui.

Merci aussi à Pierre CHEVRIER, rapporteur, pour sa lecture attentive du manuscrit et ses remarques constructives. Son absence forcée le jour de la soutenance fait que nous ne nous sommes jamais rencontrés, mais j'espère sincèrement que nous en aurons bientôt l'occasion.

Je remercie les autres membres du jury, Alessandra BENUZZI-MOUNAIX, Daniel VANDERHAEGEN et Bruno MORTAIGNE pour le vif intérêt qu'ils ont manifesté pour mes travaux, ainsi que pour avoir fait l'effort de participer à une soutenance de thèse au bout du monde – enfin, au milieu de la forêt des Landes. Merci aussi à Christian DURIN d'avoir accepté de faire partie du jury bien qu'il n'ait pu être présent à la soutenance.

Ensuite, je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Michel BOUSTIE mon directeur de thèse pour la confiance qu'il m'a témoignée dès notre premier entretien téléphonique et tout au long de ces trois années. J'ai rapidement découvert quelqu'un de particulièrement humain et attentif aux autres. La conséquence directe de cela est sa capacité à faire collaborer des personnes qui ne perdent pas de vue que la science avance plus vite dans un climat détendu et de confiance tout en restant conscientes des enjeux et des objectifs de chaque projet. Pourtant, ce serait par trop réducteur de le résumer à ses qualités humaines, alors je n'oublie pas ses précieux conseils scientifiques et professionnels ainsi que sa disponibilité qui trop souvent le pousse à faire passer ses thésards avant lui-même.

Je souhaite aussi remercier mon co-directeur de thèse, Laurent BERTHE – *the war machine* ou *bourreau de travail* pour les non-adeptes d'anglicismes – dont l'efficacité devenue légendaire a fortement contribué au succès de cette thèse et de la campagne expérimentale sur l'installation Luliz000 et à bien d'autres. Merci aussi pour ses conseils avisés, son sens aigu de la diplomatie, ses encouragements et son optimisme particulièrement stimulant.

J'en viens naturellement à David HÉBERT, à qui échet la lourde tâche de m'encadrer au quotidien, « dans [mes] bons jours comme dans les moins bons ». Ce travail n'aurait pas été ce qu'il est sans lui, sans ses connaissances scientifiques, sa pédagogie et sa curiosité, son humour, sa patience et sa bienveillance, son sens de la mesure et sa quasi obsession pour les calculs de coin de table – obsession qu'il m'a transmise et que je compte bien conserver ! Il me faut aussi le remercier pour tous ces bons moments partagés dans le train, dans une voiture ou en attendant un avion, dans les salles d'un musée ou autour d'une bière, à l'autre bout de la France ou du monde à discuter de tout et de rien, mais surtout de tout. Les mots me manquent pour dire à quel point le côtoyer fut enrichissant, tant professionnellement que personnellement. Je retiendrai longtemps notre capacité commune à s'entraîner dans des plans *lose* mémorables qui nous ont valu quelques frayeurs et douleurs plantaires, mais aussi beaucoup de rires !

Chers David, Michel et Laurent, je ne le dirai jamais assez, mais je n'aurais pu rêver meilleurs encadrant et directeurs de thèse que vous. Au moment de juger une thèse, on parle trop du doctorant et pas assez de ceux qui ont très largement inspiré son travail. J'espère que ces remerciements vous rendent un tant soit peu justice.

Il convient aussi de remercier le CEA et le général DE GAULLE qui l'a créé. En octobre 1945, s'est-il douté un instant que cette prestigieuse institution financerait mes travaux quelques 70 années plus tard ? Hum ! Je remercie les chefs et adjoints de mon service et de mon laboratoire – Xavier, Michel, Nicolas, Pierre-Henri et Ludovic – pour m'avoir accueilli dans leurs unités. Je remercie aussi mes chefs et adjoints de département successifs et notre chef de projet qui a soutenu financièrement mes travaux.

J'aimerais aussi exprimer ma gratitude à tous les membres du service dans lequel j'ai passé tant d'années. Il serait trop long de tous les citer, mais ils ont tous contribué aux succès de cette thèse grâce à l'excellente ambiance qu'ils font régner entre eux et à l'aide précieuse que certains m'ont apporté. À ce titre, je ne saurais suffisamment remercier Isabelle pour son soutien tant scientifique et technique que moral – soutien moral sublimement incarné par son succulent gâteau aux fruits – pour sa gentillesse et sa disponibilité. Je n'oublie pas notre secrétaire Anne-Pascale (remerciement du coq à la coccinelle), pour sa gentillesse et son efficacité qui m'aura maintes fois sauvé la

mise, ni Jean-Marc pour tous mes vœux informatiques exaucés. Merci aussi à Fred, pour ses conseils et les dégustations de cabécous (cabécoux?) et de pâtés. Je me dois de citer Julien et Marina, mes *co-bureaux* successifs : merci pour votre soutien et les bons moments passés ensemble. Merci à tous les autres que je ne cite pas.

Un grand merci à *l'équipe du 500* qui a réalisé d'une main de maître tous les essais d'impact de plaques et de billes présentées dans cette thèse. Ils font un travail remarquable dans un contexte parfois difficile. J'élargis mes remerciements à toutes les personnes du service expérimental avec qui j'ai eu la chance de travailler, en particulier Jean-Marc et Christian, Stéphanie, Cécile et Jean-Hugue, Luc, Alain et Baptiste.

Je souhaite aussi remercier mes collègues du centre CEA du Ripault qui ont accepté qu'un petit jeune vienne traîner dans leurs pattes dans le seul but d'apprendre de nouvelles choses : François, Anne-Marie, Évelyne et Catherine.

De mes trois années de thèse, ce dont je suis le plus fier, c'est peut-être la campagne expérimentale sur le laser Luliz000. Ce fut un merveilleux travail d'équipe – depuis sa conception jusqu'à son exploitation en passant par sa réalisation – impliquant des scientifiques pour qui j'ai le plus grand respect. Merci à eux de m'avoir fait confiance en me laissant les rênes de ce projet. Merci à David, Michel et Laurent (encore!), Patrick et Gabriel, Émilien et Arnaud (Tic et Tac), Laurent. En dernier, je cite Pierre-Antoine avec qui j'ai eu particulièrement de plaisir à travailler et à échanger. J'espère en avoir encore l'occasion. Merci aussi aux équipes administratives et techniques du Luli, spécialement Matthieu et Fabien – qui cherche certainement encore son adhésif.

Merci à ceux qu'on appelle *les Rennais*, Jean-Christophe, Jean-Pierre et Mariette qui sont entrés dans la communauté des chocs récemment, et Didier qui les a rejoints. Je me souviendrai longtemps des longues – trop longues pour ma santé mentale – nuits de la campagne Elfie sur les verres, ainsi que de cet excellent forum de la fédération Laser et Plasma 2014. J'espère que nous aurons encore d'autres collaborations fructueuses.

Merci au personnel scientifique et technique de l'ENSMA, de l'Institut P' et de l'Université de Poitiers que j'ai occasionnellement côtoyé et notamment Audrey, Francine et Yannick. Je tiens plus particulièrement à remercier François pour ses formations très enrichissantes, sa disponibilité et tous les échanges sincères que nous avons pu avoir autour d'excellents repas.

Il me faut aussi citer les deux stagiaires de Master que j'ai eu la chance d'encadrer, Mathilde et Benjamin. Merci pour leur participation active à mes travaux, leur sympathie et leurs nombreuses questions déstabilisantes !

J'en viens à mes coreligionnaires thésards et postdocs du CEA et de l'Université qui ont permis que cette thèse se déroule dans la joie et la bonne humeur. Un grand merci à Pascal (qui ne m'a pas transmis que de mauvaises habitudes), François et François, Cyril, Nicolas et Nicolas, Didier et Damien. Une mention spéciale à Matthieu, partenaire de squash, de dégustation viticole, d'escalade, de sushi et de roadtrip, qui me supporte tant bien que mal depuis trois ans (un exploit s'il en est) : merci beaucoup pour tous ces supers souvenirs et bon courage pour la dernière ligne droite. Merci à Sébastien et à Romain pour ces bons moments sur les routes et les sentiers américains. Je tiens à dire à Romain que je n'oublierais pas son aide, ni les congrès auxquels nous avons participé, ni ses légendaires chorégraphies qui nous ont valu plusieurs moments de solitude partagés. Cloclo serait fier de toi !

Je souhaite aussi remercier Marion, Lionel, Youna, Florent, Matthieu, David et Antoine, les membres de notre petit club informel d'escalade, sans oublier nos mentors Agnès et Romuald (sauf pour les nœuds de chaise, bien sûr). Grâce à votre bonne humeur, nos sorties ont été un vrai bol d'air tout au long de ma période de rédaction.

En passant, merci à un certain papy du Lot et à son épouse qui ont récupéré bien malgré eux la lourde charge d'élever – mais de ne pas tuer, j'insiste ! – un gentil canard de barbarie nommé Piou-Piou.

Bien entendu, je remercie profondément tous les membres de ma famille pour leur soutien constant et pour l'organisation de la soutenance, en particulier ma mère. Je lui dédie cet ouvrage, ainsi qu'à mon père. Les encouragements de mes plus vieux amis ont aussi beaucoup compté : merci à eux, ils se reconnaîtront sans mal. Et plus particulièrement, merci à Fabrice mon meilleur et plus vieil ami qui s'est toujours rendu disponible, dans les moments difficiles comme dans les meilleurs. Je n'ai qu'une chose à te dire : *Champignons, Cornichons, Saucisson !*

Ouf, voici la fin ! En dernier, je souhaite remercier chaleureusement Georges CLOONEY et Sandra BULLOCK et toutes les personnes qui m'ont témoigné leur sympathie ce vendredi 10 octobre de l'an de grâce 2014 en assistant à ma soutenance de thèse. Je terminerai par une citation d'Antoine de Saint-Exupéry que j'espère ne jamais oublier :

« La grandeur d'un métier est peut-être, avant tout, d'unir les hommes :  
il n'est qu'un luxe véritable, et c'est celui des relations humaines. »

l Antoine de Saint-Exupéry (1900 – 1944), *Terre des hommes*

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>Table des matières</b>	<b>ix</b>
<b>Table des figures</b>	<b>xiii</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xvii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Revue bibliographique</b>	<b>5</b>
<b>1 En vrac : impacts, matériaux et modèles</b>	<b>7</b>
1.1 Les impacts hypervéloces . . . . .	7
1.1.1 Phénoménologie et ordres de grandeur . . . . .	8
1.1.2 Blindages, satellites et autres joyeusetés . . . . .	9
1.2 Matériaux fragiles et poreux . . . . .	12
1.2.1 Porosité et fragilité . . . . .	13
1.2.2 Le graphite . . . . .	15
1.3 Modèles numériques usuels . . . . .	15
1.3.1 Notion d'endommagement . . . . .	16
1.3.2 Modèles pour matériaux fragiles . . . . .	16
1.3.3 Modèles pour matériaux poreux . . . . .	18
1.4 Conclusion . . . . .	20
<b>II Matériel et méthodes</b>	<b>21</b>
<b>2 Moyens expérimentaux</b>	<b>23</b>
2.1 Accusé EDM <sub>3</sub> , levez-vous! . . . . .	23
2.1.1 Structure et porosité . . . . .	23
2.1.2 Propriétés mécaniques statiques . . . . .	26
2.2 Les impacts hypervéloces en laboratoire . . . . .	31
2.2.1 Le lanceur MICA . . . . .	31
2.2.2 Les lanceurs SYLEX et Garance . . . . .	33

2.3	Les chocs par dépôt d'énergie . . . . .	33
2.3.1	Par lumière laser . . . . .	33
2.3.2	Par faisceau d'électrons . . . . .	35
2.4	Les diagnostics de vitesse . . . . .	36
2.4.1	Principe . . . . .	36
2.4.2	IDL . . . . .	37
2.4.3	VISAR . . . . .	37
2.4.4	VH . . . . .	37
2.5	Conclusion . . . . .	37
<b>3</b>	<b>Code et modèle</b>	<b>39</b>
3.1	Le code de dynamique rapide Hésione . . . . .	39
3.1.1	Généralités . . . . .	40
3.1.2	Composante lagrangienne . . . . .	41
3.1.3	Composante eulérienne . . . . .	41
3.2	Le modèle POREQST . . . . .	42
3.2.1	Les raisons d'un choix . . . . .	42
3.2.2	Le matériau dense . . . . .	43
3.2.3	Le poreux . . . . .	43
3.2.4	Algorithme général . . . . .	46
3.2.5	Limitations du modèle . . . . .	47
3.3	Conclusion . . . . .	47
<b>4</b>	<b>L'épreuve du feu : expériences 1D</b>	<b>49</b>
4.1	Construction d'un modèle dédié . . . . .	49
4.1.1	Représentation . . . . .	50
4.1.2	Déviateur des contraintes . . . . .	52
4.1.3	Énergie interne . . . . .	53
4.2	Sollicitation du modèle dense (SYLEX) . . . . .	53
4.2.1	Dispositif expérimental . . . . .	54
4.2.2	Résultats et discussions . . . . .	54
4.3	Sollicitation de la composante poreuse (Garance) . . . . .	56
4.3.1	Description . . . . .	56
4.3.2	Résultats et discussions . . . . .	56
4.4	Sollicitation de la partie élastique (César) . . . . .	59
4.4.1	Configuration expérimentale . . . . .	59
4.4.2	Calibration sur aluminium . . . . .	59
4.4.3	Simulation numérique . . . . .	60
4.5	Conclusion . . . . .	61
<b>III</b>	<b>Impacts hypervéloces</b>	<b>63</b>
<b>5</b>	<b>Campagne expérimentale MICA</b>	<b>65</b>
5.1	Description et résultats . . . . .	65
5.2	Discussion des résultats expérimentaux . . . . .	66
5.2.1	Profondeur et diamètre des cratères . . . . .	66
5.2.2	Volume . . . . .	68

5.2.3	Profondeur de pénétration . . . . .	69
5.2.4	Endommagement et érosion du projectile . . . . .	72
5.3	Analyse phénoménologique . . . . .	75
5.3.1	Régimes de pénétration . . . . .	75
5.3.2	Bilan énergétique . . . . .	79
5.4	Endommagement de la cible . . . . .	83
5.4.1	Tirs à basse vitesse . . . . .	83
5.4.2	Tirs à haute vitesse . . . . .	85
5.4.3	Synthèse . . . . .	86
5.5	Bonus : tirs de perforation . . . . .	87
5.5.1	Description et résultats . . . . .	87
5.5.2	Discussions et analyses . . . . .	87
5.6	Conclusion . . . . .	89
<b>6</b>	<b>MICA : volet numérique</b>	<b>93</b>
6.1	Calculs préliminaires . . . . .	93
6.1.1	Généralités . . . . .	94
6.1.2	Modélisation du projectile . . . . .	94
6.1.3	Profondeur de pénétration . . . . .	96
6.2	Endommagement . . . . .	98
6.2.1	Critère . . . . .	98
6.2.2	Traitement . . . . .	99
6.3	Résultats et discussions . . . . .	100
6.3.1	Tirs de pénétration . . . . .	100
6.3.2	Refermeture du canal . . . . .	103
6.3.3	Tirs de perforation . . . . .	104
6.3.4	Effet de la limite élastique . . . . .	105
6.3.5	Modèle de Grady . . . . .	107
6.3.6	Synthèse . . . . .	111
6.4	De l'intérêt des chocs lasers . . . . .	112
6.4.1	Similitudes aux IHV . . . . .	112
6.4.2	Pseudo-équivalence . . . . .	113
6.5	Conclusion . . . . .	114
<b>IV</b>	<b>Chocs lasers</b>	<b>117</b>
<b>7</b>	<b>Campagne expérimentale Luliz000</b>	<b>119</b>
7.1	Description . . . . .	119
7.1.1	Équipement et diagnostics . . . . .	120
7.1.2	Tirs et configurations . . . . .	123
7.2	Exploitation de la vélocimétrie . . . . .	123
7.2.1	CN <i>versus</i> CS . . . . .	123
7.2.2	Niveaux de sollicitation . . . . .	125
7.2.3	Écaillage . . . . .	128
7.3	Corrélation des diagnostics et discussions . . . . .	130
7.3.1	Dépouillement de tirs représentatifs . . . . .	130

---

7.3.2	Régimes d'endommagement . . . . .	133
7.3.3	Caractérisation de l'endommagement . . . . .	138
7.4	Conclusion . . . . .	140
<b>8</b>	<b>Luliz000 : volet numérique</b>	<b>143</b>
8.1	Chaîne de calcul et calibration . . . . .	143
8.1.1	Méthodologie . . . . .	144
8.1.2	Description de la chaîne de calcul . . . . .	145
8.1.3	Prolongation des lois de pression . . . . .	147
8.1.4	Calibration . . . . .	148
8.2	Simulations sans endommagement . . . . .	151
8.2.1	Tirs représentatifs . . . . .	152
8.2.2	Vérification de la calibration . . . . .	152
8.2.3	Influence de la détente du plasma . . . . .	154
8.2.4	Mise en évidence du problème . . . . .	155
8.3	Proposition d'évolution de POREQST . . . . .	157
8.3.1	Modèle non-poreux . . . . .	157
8.3.2	Utilisation sur chocs lasers . . . . .	159
8.3.3	Suggestion d'un modèle hybride . . . . .	162
8.4	En attendant... l'endommagement . . . . .	163
8.4.1	Résultats . . . . .	163
8.4.2	Discussions . . . . .	164
8.5	Conclusion . . . . .	166
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>169</b>
	<b>Références</b>	<b>173</b>

# Table des figures

1.1	Exemple d'IHV orthogonal sur cible mince . . . . .	9
1.2	Vue aérienne du <i>Meteor Crater</i> . . . . .	10
1.3	Endommagement après IHV d'une lame de protection du LMJ . . . . .	13
2.1	Mise en évidence par traitement d'image de la porosité de l'EDM <sub>3</sub> . . . . .	24
2.2	Porosité cumulée dégressive de l'EDM <sub>3</sub> en fonction du diamètre de pore . . . . .	26
2.3	Essais de traction et de compression sur EDM <sub>3</sub> . . . . .	27
2.4	Compression confinée simple et cyclée sur EDM <sub>3</sub> . . . . .	28
2.5	Effet de la vitesse de déformation sur EDM <sub>3</sub> . . . . .	29
2.6	Détermination expérimentale des paramètres de Weibull de l'EDM <sub>3</sub> . . . . .	30
2.7	Schéma de principe du lanceur MICA . . . . .	32
3.1	Schéma de principe du modèle POREQST . . . . .	44
3.2	Algorithme général de POREQST . . . . .	46
4.1	Représentation du modèle POREQST de l'EDM <sub>3</sub> . . . . .	50
4.2	Configuration expérimentale du tir SYLEX . . . . .	54
4.3	Résultats expérimentaux et numériques du tir SYLEX . . . . .	55
4.4	Configuration expérimentale du tir Garance . . . . .	56
4.5	Comparaison expérience-simulation du tir Garance . . . . .	57
4.6	Diagramme <i>P-u</i> dans l'EDM <sub>3</sub> du tir Garance . . . . .	58
4.7	Configuration expérimentale du tir César . . . . .	59
4.8	Calibration sur aluminium du tir César . . . . .	60
4.9	Résultats expérimentaux et numériques du tir César . . . . .	61
5.1	Profondeurs et diamètres de cratère en fonction de la vitesse d'impact . . . . .	68
5.2	Volume de cratère en fonction de la vitesse d'impact . . . . .	70
5.3	Profondeur de pénétration en fonction de la vitesse d'impact . . . . .	70
5.4	Profondeur de pénétration en fonction de la vitesse d'impact (3D) . . . . .	71
5.5	Écaillage dans le projectile du tir 72_13 . . . . .	72
5.6	Micrographie optique du tir 41_01 . . . . .	73
5.7	Illustration de l'érosion du projectile lors du processus de pénétration . . . . .	74
5.8	Observation MEB des résidus de l'érosion du projectile . . . . .	74
5.9	Coefficient de forme $\alpha$ en fonction de la vitesse d'impact . . . . .	77
5.10	Vues 3D de côté du projectile du tir 38_01 . . . . .	78
5.11	Énergie de fragmentation en fonction de la taille des fragments . . . . .	82
5.12	Coupes tomographiques du tir 72_13 . . . . .	84
5.13	Micrographies électroniques du tir 03_12 . . . . .	85
5.14	Micrographies électroniques du tir 02_12 . . . . .	85

5.15	Coupes tomographiques du tir 38_01 . . . . .	86
5.16	Profondeurs et diamètres des cratères des tirs de perforation . . . . .	88
5.17	Tomographie du tir de perforation 86_12 . . . . .	89
6.1	Déformation plastique du projectile . . . . .	95
6.2	Influence de $Y$ sur la profondeur de pénétration . . . . .	96
6.3	Prédominance de la limite élastique du solide . . . . .	97
6.4	Pertinence du critère de porosité limite . . . . .	99
6.5	Simulations avec le modèle d'endommagement en traction . . . . .	101
6.6	Diamètre de cratère en fonction de la vitesse d'impact . . . . .	102
6.7	Simulations avec le modèle d'endommagement en traction . . . . .	102
6.8	Compaction résiduelle de l'EDM <sub>3</sub> après tir . . . . .	103
6.9	Simulation du tir de perforation 86_12 . . . . .	104
6.10	Effet de la limite élastique de la cible sur son endommagement . . . . .	106
6.11	Contrainte à la rupture en fonction de la vitesse de déformation . . . . .	108
6.12	Effet du modèle de Weibull sur l'étendue de l'endommagement . . . . .	110
6.13	Refermeture du cratère par endommagement . . . . .	111
6.14	Tomographie du tir Luliz000 préliminaire . . . . .	113
7.1	Schéma simplifié de la campagne Luliz000 sur graphite . . . . .	120
7.2	Caractéristiques des impulsions lasers . . . . .	121
7.3	Différence entre CN et CS . . . . .	125
7.4	Signaux VISAR des tirs sur EDM <sub>3</sub> . . . . .	126
7.5	Déformation après tir de la face arrière de l'EDM <sub>3</sub> . . . . .	128
7.6	Spectrogramme VH du tir S7 . . . . .	129
7.7	Imagerie et ombroscopie lasers du tir S7 . . . . .	131
7.8	Résultats du tir S15 . . . . .	132
7.9	Résultats du tir S17 . . . . .	132
7.10	Résultats du tir N13 . . . . .	133
7.11	Les quatre régimes d'endommagement . . . . .	135
7.12	Appartenance de S10 et N16 au seuil entre E1 et E2. . . . .	136
7.13	Tomographies des tirs S5, N6, S12, et S14 . . . . .	137
7.14	Volume cumulé de débris en fonction du volume de particule . . . . .	139
7.15	Reconstruction de la face arrière du tir S27 . . . . .	140
8.1	Chaîne de calcul pour la simulation des tirs Luliz000 . . . . .	146
8.2	Extrapolation de la pression d'ablation après 10 ns . . . . .	148
8.3	Vitesse de surface libre du tir N20 . . . . .	150
8.4	Simulation du tir de calibration N20 . . . . .	151
8.5	Première confrontation expérience-simulation sur graphite . . . . .	153
8.6	Différentes extrapolations des lois de pression sur EDM <sub>3</sub> . . . . .	154
8.7	Effets de l'extrapolation de la pression sur la vitesse de surface libre . . . . .	155
8.8	Vitesse de surface libre du tir S14 avec POREQST . . . . .	157
8.9	Illustration du modèle MG-EPP pour l'EDM <sub>3</sub> . . . . .	158
8.10	Résultats du modèle MG-EPP appliqué au tir Garance M1 . . . . .	159
8.11	Vitesse de surface libre du tir S14 avec MG-EPP . . . . .	160
8.12	Confrontation expérience-simulation sur la vitesse de surface libre . . . . .	160
8.13	Vaporisation de la face avant du tir S17 . . . . .	161

---

8.14 Schéma de principe d'une possible évolution du modèle POREQST . . .	163
8.15 Simulations avec endommagement des tirs S14 et S7 . . . . .	165



# Liste des tableaux

1.1	Comparaison d'ordres de grandeur entre <i>crash-test</i> et IHV . . . . .	8
1.2	Exemples de résistance mécanique en traction et de ténacité . . . . .	14
2.1	Grandeurs mécaniques de l'EDM <sub>3</sub> par essais de traction/compression .	27
2.2	Trois jeux de paramètres de Weibull . . . . .	30
2.3	Vitesses d'onde et constantes élastiques usuelles de l'EDM <sub>3</sub> . . . . .	31
2.4	Caractéristiques des installations lasers . . . . .	35
4.1	Principales caractéristiques mécaniques de l'EDM <sub>3</sub> . . . . .	50
4.2	Limite élastique de l'EDM <sub>3</sub> dans POREQST . . . . .	52
4.3	Module de cisaillement de l'EDM <sub>3</sub> dans POREQST . . . . .	53
5.1	Principales caractéristiques de l'EDM <sub>3</sub> et du 100Cr6 . . . . .	66
5.2	Résumé des tirs MICA sur EDM <sub>3</sub> . . . . .	67
5.3	Résumé des tirs MICA de perforation sur EDM <sub>3</sub> . . . . .	88
6.1	Comparaison expérience-simulation des tirs de perforation . . . . .	105
6.2	Six jeux de paramètres de Weibull . . . . .	108
6.3	Récapitulatif des modèles d'endommagement testés . . . . .	112
7.1	Résumé des tirs sur aluminium, tantale et EDM <sub>3</sub> . . . . .	124
7.2	Pression en face arrière et pression d'ablation . . . . .	127
7.3	Attribution de dix tirs aux quatres régimes d'endommagement . . . . .	134
8.1	Caractéristiques des trois tirs de calibration sur Al et Ta . . . . .	149
8.2	Calibration des tirs Luliz000 sur aluminium et tantale . . . . .	149
8.3	Principales caractéristiques de quatre tirs Luliz000 représentatifs . . . . .	152
8.4	Principales caractéristiques du tir S14 . . . . .	156



*À Hélène et à la mémoire de Michel, mes parents.*



# Introduction

« Vous qui entrez ici, abandonnez toute espérance. »

| Dante Alighieri (1265 – 1321), *L'Enfer - Chant III*

**L**ES impacts hypervéloces (IHV) sont des phénomènes que l'on rencontre principalement dans les domaines de l'aéronautique, de l'aérospatial, de la défense ou encore de la planétologie. De par la gamme des vitesses concernées – de quelques centaines de mètres à plusieurs dizaines de kilomètres par seconde – ils génèrent des sollicitations locales importantes et variées dont les conséquences sur les matériaux ne peuvent être négligées.

Dans le cas spécifique des engins spatiaux, des débris issus d'anciennes constructions humaines et des météoroïdes se déplaçant à des vitesses de l'ordre de dix kilomètres par seconde peuvent heurter les satellites et les stations spatiales. Les objets dont la taille est supérieure à la dizaine de centimètres sont recensés et des manœuvres d'évitement peuvent être effectuées au cas par cas. Pour les plus petits, dont la taille varie d'une dizaine de microns à quelques centimètres, le recensement est impossible et les structures doivent être dimensionnées pour résister à d'éventuelles collisions.

Parmi les matériaux exposés aux agressions de micro-débris et de micro-météoroïdes, les métaux ont été très largement étudiés par le passé, tant expérimentalement que numériquement. Les verres constituant les panneaux solaires et les hublots ont aussi fait l'objet d'études approfondies. Mais, l'emploi de plus en plus fréquent de matériaux composites variés dans la construction d'engins spatiaux fait d'eux un sujet d'étude important et relativement nouveau.

Les matériaux composites sont généralement représentés numériquement par des modèles homogènes anisotropes. Cette approche est toutefois délicate dans le cas des micro-impacts où la taille des projectiles est du même ordre de grandeur que celle des torons de fibres et des blocs élémentaires de matrice. À ce propos, la thèse de Gratton [1] a démontré l'intérêt des simulations mésoscopiques pour l'étude des IHV sur composites à base carbone-carbone, où les sous-constituants – torons et matrice – sont

modélisés de manière spécifique. Mais cela nécessite des modèles numériques fiables et prédictifs pour chacun d'eux.

C'est dans ce cadre que s'inscrivent les travaux de thèse résumés dans ce mémoire. En effet, le carbone sous sa forme graphitique est un sous-constituant de base des composites, que ce soit sous la forme de fibre ou de matrice ou bien les deux. Notre objectif est donc l'obtention de modèles numériques capables de reproduire le comportement dynamique et l'endommagement du graphite soumis à des IHV. Pour cela, nous nous intéressons à un matériau école : l'EDM<sub>3</sub>, une nuance de graphite poreux macroscopiquement isotrope fabriquée et commercialisée par la société POCO [2].

Notre approche, à la fois expérimentale et numérique, s'articule autour de cinq axes :

- Compréhension phénoménologique des processus d'endommagement lors des IHV à partir d'observations expérimentales et de considérations théoriques ;
- Utilisation des chocs lasers comme moyen d'obtenir des résultats expérimentaux précis et complémentaires aux impacts hypervéloces ;
- Construction et discussion d'un modèle de comportement dynamique adapté à l'EDM<sub>3</sub> à partir d'essais statiques et dynamiques simples ;
- Adjonction et test d'un modèle d'endommagement capable de reproduire les IHV et les chocs lasers ;
- Discussion des éventuelles limites des différentes modélisations proposées et, le cas échéant, proposition de pistes d'amélioration.

Ainsi, ce mémoire<sup>1</sup> est divisé en quatre parties et huit chapitres. La première partie est une revue bibliographique. La seconde présente le matériel et les méthodes utilisées dans la suite de l'ouvrage. La troisième partie aborde les aspects expérimentaux et numériques des impacts hypervéloces. La quatrième et dernière partie est consacrée aux chocs générés par laser.

**Partie I** Nous abordons au chapitre 1 les différentes applications des IHV, quelques caractéristiques des matériaux fragiles et du graphite en particulier, ainsi que les modèles numériques usuels qui leur sont adaptés.

**Partie II** Le chapitre 2 présente les moyens expérimentaux mis en œuvre : lanceurs, lasers et diagnostics. Il donne aussi une vue d'ensemble des caractéristiques du matériau étudié par le biais d'analyses de porosité et de mécanique statique.

---

1. Le lecteur malheureux voudra bien excuser le style fleuri, l'humour et l'autodérision patents de l'auteur qui transparaissent tout au long de ce mémoire sous la forme de titres étranges, d'apartés douteux, de citations sans rapport direct avec le contenu des chapitres – ou peut-être bien que si – et de notes de bas de page pompeuses. Il est vrai qu'il en va de l'humour comme des couleurs : c'est une affaire de goût. Et bien que tout cela soit peu adapté au cadre formel de l'Université, c'est le seul moyen qu'a trouvé l'auteur pour ne pas devenir (trop ?) fou pendant la période de rédaction.

Quant à lui, le chapitre 3 présente les moyens numériques utilisés lors de cette thèse : le code de dynamique rapide Hésione et le modèle pour matériaux poreux POREQST.

Au cours du chapitre 4, une version du modèle POREQST adaptée à notre matériau est développée à partir des essais statiques du chapitre 2. Il est ensuite testé sur des expériences de choc 1D variées et ses avantages et limites sont discutés.

**Partie III** Le chapitre 5 présente les résultats d'une campagne expérimentale d'impacts hypervéloces. Des analyses phénoménologiques sont menées grâce à diverses observations *post-mortem* des cibles. Elles permettent d'identifier certains mécanismes de pénétration, de cratérisation et d'endommagement.

Au chapitre 6, nous poursuivons l'identification de ces mécanismes grâce aux simulations hydrodynamiques des impacts hypervéloces. La construction d'un modèle d'endommagement est par ailleurs discutée. Nous y démontrons aussi l'intérêt des chocs générés par laser.

**Partie IV** Une vaste campagne expérimentale de chocs générés par laser est présentée au chapitre 7. Nous nous attachons à interpréter et à corrélérer les nombreux diagnostics *in-situ* et *post-mortem* afin d'identifier des phénomènes d'endommagement caractéristiques.

Nous décrivons au chapitre 8 notre démarche numérique pour simuler les chocs lasers. Certaines limites des modèles sont soulevées et de possibles améliorations sont proposées. La question de l'endommagement est aussi abordée.

Avant de commencer, signalons que l'ensemble de ces travaux a été réalisé au sein du Centre d'études scientifiques et techniques d'Aquitaine (CESTA) du Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives (CEA). Leur direction a été assurée par le DPMM<sup>2</sup> de l'Institut P' de Poitiers basé à l'ENSMA<sup>3</sup> et le laboratoire PIMM<sup>4</sup> de l'ENSAM<sup>5</sup> ParisTech. Les résultats obtenus sont le fruit d'une étroite collaboration entre ces trois instituts et les centres de la Direction des applications militaires (DAM) du CEA au Ripault (CEA LR) et en Île-de-France (CEA DIF).

---

2. Département physique et mécanique des matériaux.

3. École nationale supérieure de mécanique et d'aérotechnique.

4. Procédés et ingénierie en mécanique et matériaux.

5. École nationale supérieure des arts et métiers.



**Première partie**

**Revue bibliographique**



# Chapitre 1

## En vrac : impacts, matériaux et modèles

« La lecture encombre la mémoire et empêche de penser. »

| Herbert George Wells (1866 – 1946), *Le Joueur de croquet*

**L**E premier des chapitres de cette thèse a pour objectif de décrire plus précisément le contexte scientifique et technique et l'état de l'art. Nous donnons ainsi un aperçu des domaines concernés par les impacts hypervéloces (IHV) et quelques ordres de grandeur qui permettent d'appréhender le caractère extraordinaire des sollicitations étudiées. Les propriétés des matériaux fragiles et poreux sont ensuite abordées. Nous passons enfin en revue les principaux modèles numériques de comportement et d'endommagement dédiés à ces matériaux.

### 1.1 Les impacts hypervéloces

Il n'existe pas réellement de consensus sur la définition des impacts hypervéloces. L'encyclopédie collaborative en ligne Wikipédia – une référence en matière de fiabilité de l'information – place le seuil de l'hypervitesse aux alentours de  $3000 \text{ m.s}^{-1}$ , soit  $10\,800 \text{ km.h}^{-1}$  [3]. La communauté scientifique définit généralement le régime hypervélocé comme l'ensemble des vitesses pour lesquelles les contraintes générées à l'impact sont supérieures à la résistance mécanique des matériaux considérés. Le seuil de l'hypervitesse peut ainsi aisément varier du simple au décuple selon les propriétés du couple projectile-cible [4, 5]. Si l'on en croit les publications de l'*Hypervelocity Impact Symposium* [6], auquel nous avons eu la chance de participer en 2012, ce sont toutes les vitesses au-delà de quelques centaines de mètres par seconde qui sont concernées.

L'Académie Française ne s'étant pas encore prononcée, nous nous rallions à la définition la plus vaste. Par conséquent, les sollicitations mécaniques produites couvrent un large spectre et les domaines concernés par cette problématique sont assez variés.

### 1.1.1 Phénoménologie et ordres de grandeur

Quand l'on sait les dégâts que provoque la collision d'un véhicule avec un mur à  $50 \text{ km.h}^{-1}$ , soit moins de  $14 \text{ m.s}^{-1}$ , les impacts hypervéloces acceptent tous les superlatifs. Évidemment, dans le cas qui nous intéresse, où les projectiles sont de taille inférieure au millimètre, les dégâts engendrés sont moins spectaculaires car les volumes concernés sont moins importants. Mais les sollicitations locales sont bien supérieures à celles observées lors d'un *crash test*, comme le montre la table 1.1.

TABLE 1.1 – Ordres de grandeur des sollicitations générées par les *crash-tests* et les impacts hypervéloces.

	<i>Crash-test</i>	IHV
Pression (GPa)	0,1 - 1	1 - 1 000
Température (K)	10 - 100	100 - 10 000
Vitesse de déformation ( $\text{s}^{-1}$ )	$10^{-2}$ - $10^3$	$10^4$ - $10^6$

Ainsi, les pressions à l'impact peuvent allègrement dépasser la centaine de gigapascals. Les températures locales s'élèvent alors de plusieurs centaines voire milliers de degrés, entraînant potentiellement la fonte ou la vaporisation de tout ou partie du projectile et/ou de la cible. En terme de densité d'énergie, on parle de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de kilojoules par centimètre carré.

L'effet le plus évident des impacts hypervéloces est la création d'un cratère autour du point d'impact dû à des éjections de matière et aux fortes déformations de la cible. Cette dernière peut aussi subir des dégâts en profondeur à cause de l'onde de choc provoquée par l'impact. D'un point de vue phénoménologique, on distingue généralement trois familles d'IHV [5] :

- les impacts sur cibles semi-infinies, où la face arrière de la cible – la face avant étant celle où a lieu l'impact – et ses bords sont assez éloignés de la zone d'impact pour ne pas influencer la formation du cratère ;
- les impacts sur des cibles suffisamment minces pour que la réflexion de l'onde de choc sur la face arrière y provoque un éventuel endommagement et influence la formation du cratère en face avant ;

- les impacts sur cibles minces aboutissant à la perforation de celles-ci et à des éjections de matière depuis l'arrière.

Dans chacune de ces trois familles il faut encore distinguer les impacts obliques des impacts orthogonaux. En effet, si les impacts orthogonaux provoquent généralement des cratères et un endommagement axisymétriques – à condition que le projectile le soit lui-même et que la cible soit isotrope – les impacts obliques ont des conséquences asymétriques. Enfin, s'il n'est pas fondu ou vaporisé, le projectile peut soit s'étaler en fond de cratère, soit rebondir, soit encore pénétrer la cible jusqu'à une profondeur supérieure à la profondeur du cratère apparent. Cela dépend notamment de la vitesse et de l'angle d'impact ainsi que de la nature des matériaux utilisés.

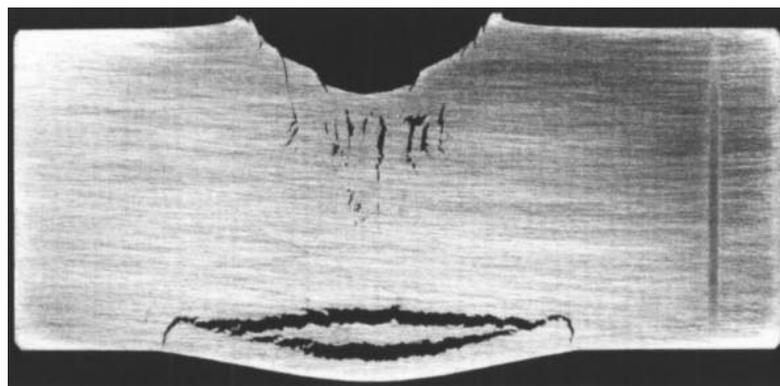


FIGURE 1.1 – Exemple d'IHV orthogonal sur cible mince issu des travaux de Moritoh et al. [7]. Projectile : cylindre de polycarbonate de diamètre 12 mm et de longueur 5 mm. Cible : cylindre d'acier de 70 mm de diamètre et de 30 mm d'épaisseur. L'impact a eu lieu sur la face supérieure à une vitesse de  $5,9 \text{ km.s}^{-1}$ .

La figure 1.1 donne un exemple d'IHV orthogonal d'un cylindre de polycarbonate sur une cible mince d'acier. La cible n'a pas été perforée mais son endommagement se manifeste sous la forme d'un cratère en face avant, de fissures en profondeur et d'une écaïlle non-éjectée en face arrière.

### 1.1.2 Blindages, satellites et autres joyeusetés

**Planétologie** Parmi toutes les applications des IHV, commençons par ce qui fait sans doute le plus rêver, la planétologie. Dans l'espace, des corps célestes immenses tels que les comètes et les astéroïdes se déplacent à des vitesses relatives dépassant aisément plusieurs dizaines de kilomètres par seconde. Par exemple, l'astéroïde Toutatis, d'une masse proche de 50 milliards de tonnes voyage à environ  $17 \text{ km.s}^{-1}$ . Il est dit géocroiseur car son orbite autour du Soleil croise celle de la Terre. S'il venait à pénétrer l'atmosphère et à percuter le sol, il deviendrait une météorite.

Le *Meteor Crater* en Arizona [8] est certainement le cratère de météorite terrestre le plus célèbre, car le mieux conservé (cf. figure 1.2). Formé il y a 50 000 ans, son diamètre mesure entre 1,2 et 1,4 km pour une profondeur de 190 m. Des études ont montré qu'il est issu de l'impact quasi perpendiculaire d'un objet d'environ 50 m de diamètre et 300 000 tonnes à une vitesse de  $12 \text{ km.s}^{-1}$  [9]. L'énergie dégagée lors de l'impact est estimée à 2,5 mégatonnes en équivalent TNT, soit plus de 150 fois la bombe nucléaire d'Hiroshima. Les effets de l'onde de choc produite se sont fait sentir dans tout le sud-est du continent nord-américain et la végétation a été totalement anéantie dans un rayon de 20 km.



FIGURE 1.2 – Vue aérienne du *Meteor Crater* en Arizona, États-Unis [10]. Son diamètre est d'environ 1,3 km et sa profondeur d'environ 200 m.

L'éventualité d'un impact d'une immense météorite est prise très au sérieux par la communauté scientifique. Elle étudie depuis longtemps les conséquences physiques d'un tel évènement qui par le passé a probablement abouti à l'extinction des dinosaures [11]. Collins et al. [12] ont proposé un programme en ligne [13] permettant d'évaluer les effets d'une chute de météorite à une distance donnée selon la géologie du point d'impact. Si, par Toutatis (l'astéroïde), le ciel venait à nous tomber sur la tête au-dessus de la fosse des Mariannes, un tsunami géant serait créé et des vagues de 150 à 300 m de haut atteindraient les côtes japonaises, chinoises et philippines en à peine plus d'une heure. Pour comparaison, le tsunami de 2011 qui est à l'origine de l'accident nucléaire de Fukushima portait des vagues de 38 m maximum.

Pour éviter ce type de scénario catastrophe, de nombreuses études portent sur la déviation d'éventuels astéroïdes menaçant la Terre. Il s'agirait par exemple de leur transférer une quantité de mouvement suffisante pour les écarter de leur trajectoire initiale grâce à un impact puissant – donc hypervélocé – en surface [14] ou à une forte explosion à proximité [15].

Dans un registre moins anxiogène, les IHV permettent de comprendre certains phénomènes observés dans l'univers. Ainsi l'hypothèse la plus sérieuse pour expliquer la formation de la Lune est l'impact d'un objet de la taille de la planète Mars, il y a plus de 4,5 milliards d'années, à une vitesse de plus de  $10 \text{ km.s}^{-1}$ . Des débris issus de cette collision seraient restés en orbite et se seraient agglomérés. La simulation numérique a montré la vraisemblance de ce scénario [16]. On peut citer un autre phénomène lié aux IHV concernant notamment la Lune : son champ magnétique présente des disparités qui sont corrélées aux positions des cratères issus d'impacts de météorites. Cela peut s'expliquer par la magnétisation ou la démagnétisation des roches sous choc [17].

**Armement et blindages** Les impacts hypervéloces et leurs conséquences intéressent particulièrement les militaires. Des études sont actuellement menées sur l'amélioration des protections personnelles des soldats, comme le casque ou le gilet pare-balle. Ceux-ci sont soumis à des impacts de balles ou de débris issus d'explosions à des vitesses allant de plusieurs centaines à un millier de mètres par seconde. Par exemple, la résistance à la pénétration du kevlar qui constitue les gilets peut être nettement améliorée en l'imprégnant d'un fluide non-newtonien [18, 19].

Le blindage des véhicules est aussi un sujet d'étude important. Dans ce cas, ce sont surtout les métaux, tels que les alliages d'acier et d'aluminium [20], et les céramiques [21–23] qui sont concernés. Ces dernières peuvent être notamment transparentes pour tenir lieu de vitre de véhicule [24]. Parmi les menaces auxquelles doivent faire face les blindages on peut citer les obus à charges creuses qui projettent un jet de métal en fusion à presque  $10 \text{ km.s}^{-1}$  [25].

D'autres études se sont intéressées à la capacité de pénétration des armes automatiques des soldats dans les matériaux de construction tels que les briques d'adobe [26], un mélange d'argile et de paille séché. Dans le même esprit, les géopénétrateurs sont des missiles ayant pour but de perforer les épaisses parois de béton d'une installation stratégique ennemie. Leur capacité pénétrante s'avère dépendre largement de leur vitesse, qui ne doit pas être trop élevée pour éviter leur désagrégation prématurée [27, 28].

**Engins spatiaux** Dans l'espace, des météoroïdes peuvent impacter les engins spatiaux tels que les satellites ou les stations, navettes, télescopes et sondes spatiales à des vitesses de plusieurs kilomètres par seconde [29]. Ce phénomène peut mener à l'endommagement, voire la destruction d'équipements vitaux comme les réservoirs de carburant [30], les hublots [31], les miroirs [32] et les panneaux solaires [33]. De

plus, les débris produits par ces impacts peuvent rester en orbite et menacer à leur tour d'autres engins spatiaux [34].

La taille des météoroïdes et des débris est variée allant de quelques dizaines ou centaines de microns à plusieurs mètres. Les plus gros – de taille centimétrique au minimum – sont recensés par les puissances spatiales qui peuvent alors manœuvrer leurs engins pour éviter une collision. Ceux dont la taille est inférieure au centimètre ne peuvent être suivis. Les structures menacées doivent donc être capables de résister à leur impact.

C'est pourquoi, on trouve dans la littérature de nombreuses études numériques et expérimentales sur des matériaux très variés tels que les verres et silices [35, 36], les métaux [37, 38], les matériaux de protection thermique [39] ou encore les composites [40–42]. Pour ces derniers, la modélisation numérique est généralement plus complexe que pour les matériaux homogènes. En effet, la taille des débris considérés est proche de celle des torons de fibres ce qui requiert des simulations mésoscopiques où chaque sous-constituant – toron et matrice – est représenté séparément [1]. Cela nécessite des modèles numériques prédictifs pour chacun d'eux. D'où notre intérêt pour le graphite qui est un des sous-constituants communs des composites, comme évoqué en introduction.

**Autres** On pourrait certainement citer d'autres domaines où les impacts hypervéloces sont des menaces non négligeables, mais nous ne parlerons que du projet de Laser MégaJoule du CEA [43]. Lors d'une expérience de fusion par confinement inertiel laser, le support de la cible sera pulvérisé en de multiples débris projetés à des vitesses de plusieurs kilomètres par seconde. Afin de protéger les optiques laser présentes dans la chambre, des protections sacrificielles transparentes placées devant elles doivent résister le mieux possible à ces impacts [44]. La figure 1.3 montre l'état de la face arrière d'une de ces protections en silice fondue après sa perforation sous l'effet d'un IHV à  $1,9 \text{ km.s}^{-1}$ .

## 1.2 Matériaux fragiles et poreux

Le matériau école que nous étudions, l'EDM<sub>3</sub>, est un graphite poreux. Comme tous les graphites, c'est un matériau fragile. Dans cette section, nous donnons quelques généralités à propos de la fragilité et de la porosité des matériaux, ainsi que sur le graphite.

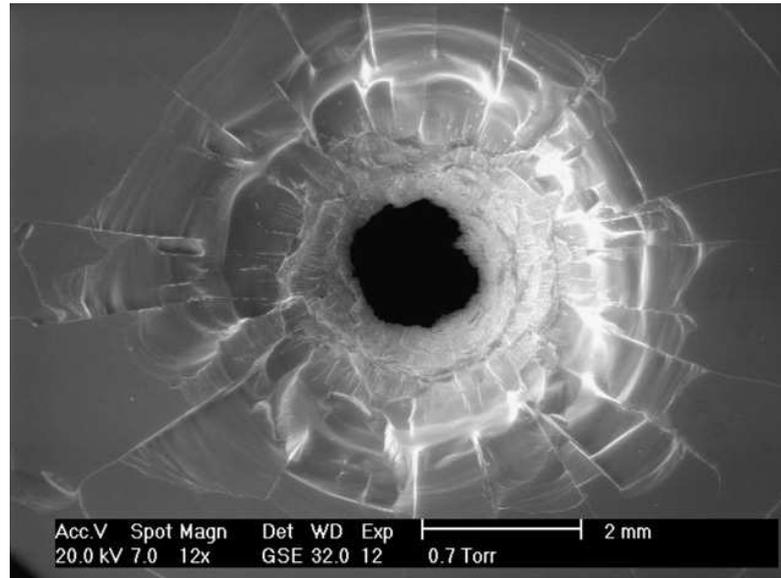


FIGURE 1.3 – Microscopie électronique de la face arrière d'une lame de protection des optiques du LMJ après un impact à  $1,9 \text{ km.s}^{-1}$ . Projectile : bille d'acier de  $0,5 \text{ mm}$  de diamètre. Cible : lame de silice fondue de  $2 \text{ mm}$  d'épaisseur. Image issue des travaux de Michel et al. [33].

### 1.2.1 Porosité et fragilité

**Fragilité** Les matériaux fragiles se caractérisent par leur incapacité à subir des déformations plastiques importantes. Leur déformation à la rupture est donc très faible en comparaison de celle des matériaux ductiles. Toutefois, le terme fragilité ne doit pas laisser penser que la résistance mécanique de ces matériaux est obligatoirement faible. Leur contrainte à la rupture peut en effet atteindre plusieurs centaines ou milliers de MPa, tout comme les matériaux ductiles.

La fragilité d'un matériau peut être constatée par des essais de traction où la courbe de contrainte  $\sigma$  en fonction de la déformation  $\epsilon$  ne présentera pas de long infléchissement typique des matériaux ductiles. Leur énergie de déformation à la rupture  $E_r$ , donnée par l'équation 1.1, est donc très limitée.

$$E_r = \int \sigma(\epsilon) d\epsilon \quad (1.1)$$

Mais la grandeur qui est généralement utilisée pour caractériser la fragilité ou la ductilité d'un matériau est la ténacité  $K_{Ic}$ . Celle-ci s'évalue par des essais de flexion par choc de Charpy ou par indendation. Elle peut valoir de quelques  $\text{MPa.m}^{1/2}$  ou moins pour les matériaux fragiles à plusieurs dizaines, voire centaines de  $\text{MPa.m}^{1/2}$  pour les ductiles. La table 1.2 donne des exemples de résistance mécanique en traction pour des matériaux variés ainsi que leur ténacité.

TABLE 1.2 – Exemples de résistance mécanique en traction  $\sigma_r$  et de ténacité  $K_{Ic}$  pour différents matériaux. Les deux ne sont pas forcément corrélées.

	Acier 100Cr6 (trempé) [45]	Aluminium 2014-T6 [46]	Béton [47, 48]	Quartz fondu [49, 50]
$\sigma_r$ (MPa)	2300	436	5	50-8000
$K_{Ic}$ (MPa.m <sup>1/2</sup> )	15-20	19,5	2	0,7

La fragilité d'un matériau est déterminée par un certain nombre de facteurs. Elle dépend bien entendu de ses propriétés physico-chimiques, telles que les forces de liaison entre les atomes, et peut être modifiée par des traitements thermiques renforçant ou affaiblissant les joints de grain. Ainsi, un matériau qui a été trempé afin d'accroître sa dureté et sa limite élastique sera moins ductile. La fragilité dépend aussi de la température car tous les matériaux présentent une température de transition en-dessous de laquelle ils deviennent fragiles – phénomène qu'ignoraient visiblement les constructeurs du Titanic [51]. Enfin, cette température de transition fragile-ductile peut être liée à la vitesse de déformation [52].

**Porosité** On désigne par porosité l'ensemble des vides d'un matériau solide. Le taux de porosité  $\gamma$  est défini comme le rapport du volume occupé par le vide et du volume total d'une fraction de ce matériau, soit  $\gamma = V_{vide}/V_{total}$ .

La porosité prend la forme de cavités appelées pores, vides ou défauts dont la forme peut être très aléatoire. On distingue généralement la porosité *ouverte*, qui est l'ensemble des pores reliés directement ou indirectement aux surfaces extérieures du bloc de matière considéré, de la porosité *fermée*. La première peut être mesurée au moyen de porosimètres au mercure [53]. Mais la porosité globale est généralement évaluée grâce au rapport de la densité observée sur la densité théorique du ou des constituants du matériau :

$$\gamma = 1 - \frac{\rho_{obs}}{\rho_{th}} \quad (1.2)$$

Il existe de nombreux matériaux poreux. Parmi ceux qui le sont à l'état naturel on peut citer certaines roches comme le basalte et le schiste dont la capacité à stocker des fluides intéresse particulièrement l'exploitation pétrolière et gazière [54, 55]. On trouve aussi dans l'industrie toute une variété de matériaux dont la porosité est induite – volontairement ou non – par leur processus de fabrication, notamment des céramiques [56], les mousses métalliques [57] ou polymériques, les bétons [58], etc.

### 1.2.2 Le graphite

Le matériau écale utilisé dans ces travaux est le graphite EDM<sub>3</sub>. Il sera présenté spécifiquement au chapitre 2. Néanmoins, nous développons ici quelques généralités [59, 60] sur le graphite qui est un matériau fragile et le plus souvent poreux.

Le graphite est l'une des trois formes naturelles du carbone<sup>1</sup>, les deux autres étant le carbone amorphe et le diamant. Il faut aussi noter l'existence de formes artificielles telles que les nanotubes et les fullerènes qui sont de plus en plus utilisées dans l'industrie mais que cette étude ne concerne pas. Alors que la structure cristalline du diamant est de forme cubique à face centrée, celle du graphite prend la forme de plans parallèles à structure hexagonale. Par conséquent, un monocristal de graphite a un comportement mécanique fortement anisotrope. Sa densité théorique est de 2260 kg.m<sup>-3</sup>.

À grande échelle le carbone amorphe est obtenu par carbonisation des coques, les résidus de distillation du pétrole ou de la houille. Ceux-ci sont ensuite broyés et comprimés. Puis, un processus de graphitisation, consistant à maintenir le carbone amorphe à une température de 2000 à 3000°C pendant plusieurs semaines, permet aux atomes de se réorganiser en structure cristalline hexagonale typique de graphite. Un monocristal étant difficile à obtenir à grande échelle, le graphite est généralement polycristallin et sa densité est plus faible que la densité théorique. Chaque cristal est anisotrope mais le comportement macroscopique peut être différent et dépend principalement de l'étape de compression. Ainsi, l'EDM<sub>3</sub> est macroscopiquement isotrope car comprimé de manière isostatique. La présence de porosités dépend de la pression appliquée mais une porosité nulle est difficilement obtainable, particulièrement si l'isotropie est souhaitée.

Signalons que des données de chocs de plaques sur des graphites poreux de densités variées sont disponibles dans la littérature, par exemple en référence [61]. De plus, il s'agit bien d'un matériau fragile puisque de nombreuses études ont montré que sa ténacité  $K_{Ic}$  est toujours proche de 1 MPa.m<sup>1/2</sup> quelles que soient la nuance considérée et la méthode de caractérisation employée [62–67].

## 1.3 Modèles numériques usuels

Au cours des dernières décennies, de nombreux modèles numériques ont été mis au point pour représenter le comportement et l'endommagement sous choc des matériaux poreux et/ou fragiles. Nous décrivons brièvement ceux qui ont retenu notre attention.

---

1. Dans la suite de ce manuscrit, par abus de langage, nous utiliserons indistinctement les termes *graphite* et *carbone* pour désigner le graphite.

### 1.3.1 Notion d'endommagement

Dans le cas d'un matériau isotrope, on peut décrire l'endommagement dans un volume élémentaire de matière par une variable  $D$  définie comme le rapport du volume endommagé et du volume total  $D = V_{endo}/V_{tot}$  [68]. Cela donne lieu à la définition du tenseur des contraintes effectives de la façon suivante, avec  $\bar{\sigma}$  le tenseur des contraintes :

$$\bar{\sigma}' = \frac{\bar{\sigma}}{1 - D} \quad (1.3)$$

où  $\bar{\sigma}'$  est la contrainte nécessaire pour atteindre dans un matériau sain le niveau de déformation  $\bar{\epsilon}$  d'un matériau endommagé soumis à une contrainte  $\bar{\sigma}$ . Ceci est généralement traduit dans la littérature par l'adoucissement ou la dégradation d'une ou plusieurs caractéristiques mécaniques du matériau comme suit :

$$\pi' = (1 - D)\pi - D\pi_{endo} \quad (1.4)$$

avec  $\pi$  une caractéristique mécanique,  $\pi'$  sa valeur adoucie pour un niveau d'endommagement  $D$  et  $\pi_{endo}$  sa valeur lorsque le matériau est entièrement endommagé (nulle ou non). La ou les caractéristiques mécaniques dégradées peuvent être les modules élastiques, la limite élastique, la contrainte à la rupture ou tout autre seuil d'endommagement comme le niveau de déformation plastique, le taux de porosité, *etc.* En effet, dans les codes de calculs, on distingue généralement les critères d'endommagement – et leurs seuils – des traitements mis en œuvre pour modéliser cet endommagement.

La description de l'endommagement que nous venons de donner est valable pour les matériaux fragiles comme pour les matériaux ductiles. Il existe ensuite des modèles spécifiquement fragiles qui reposent sur cette définition.

### 1.3.2 Modèles pour matériaux fragiles

**Modèle de Grady** Le modèle de Grady [55] permet de modéliser un comportement souvent observé chez les matériaux fragiles, à savoir que leur résistance mécanique augmente avec la vitesse de déformation. Il repose sur la théorie de Weibull [69], où le nombre de défauts ou de porosités  $n$  activables dans un mètre cube pour une déformation  $\epsilon$  est défini par une loi de Poisson :

$$n = k\epsilon^m \quad (1.5)$$

avec  $k$  et  $m$  le paramètre et le module de Weibull. Grady en déduit une expression de la contrainte à la rupture en traction  $\sigma_w$  en fonction de la vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}$  :

$$\sigma_w = K(m+3)(m+4)^{-(m+4)/(m+3)}\beta^{-1/(m+3)}\dot{\epsilon}^{3/(m+3)} \quad (1.6)$$

$$\text{avec } \beta = \frac{8\pi C_g k}{(m+1)(m+2)(m+3)}$$

où  $K$  est le module de compressibilité et  $C_g$  la vitesse maximum de propagation des fissures. Il est généralement admis que celle-ci est de l'ordre de 40% de la vitesse du son dans le matériau [70]. Développé à l'origine en géométrie 1D, il a été étendu en 3D par Melosh et al. [71], qui ont fait le choix de considérer dans l'équation 1.6 la vitesse de déformation volumique. Ce modèle présente l'avantage d'être indépendant du modèle de comportement du matériau et donc adaptable à de nombreux cas. Néanmoins, si la détermination de ses paramètres est assez simple dans le principe (cf. section 2.1), il arrive souvent que leurs valeurs pour un même matériau diffèrent franchement d'une équipe de recherche à l'autre, car elles sont très dépendantes des conditions expérimentales.

**Modèle de Denoual** Contrairement au modèle de Grady, le modèle de Denoual [72] est un modèle global. L'évolution de l'endommagement est décrite de façon à reproduire le fait que le nombre de départ de fissures constaté expérimentalement est bien inférieur au nombre de défauts de taille suffisante pour amorcer une fissure. Ceci est expliqué par un mécanisme d'*occultation* qui consiste à ce que la propagation d'une fissure relaxe les contraintes autour de sa pointe, ce qui interdit la rupture sur les défauts de la zone environnante dont l'étendue dépend du temps, de la vitesse de propagation de la fissure et de la vitesse des ondes. Ce modèle présente l'avantage d'être très rigoureux d'un point de vue thermodynamique. Il est aussi capable de gérer l'endommagement isotrope et anisotrope en faisant varier le seuil d'endommagement selon la théorie de Weibull (d'une façon différente du modèle de Grady) qui est une approche probabiliste de la rupture bien adaptée aux matériaux fragiles et poreux. Cependant, il ne prend pas en compte la refermeture des fissures et le comportement du matériau est uniquement élastique jusqu'à la rupture. De plus, sa complexité rend difficile la détermination des paramètres sans une gamme importante d'essais à disposition. Enfin, il n'est pas en mesure de gérer la porosité et les phénomènes qui lui sont associés comme le compactage.

**Modèle de Johnson-Holmquist 2** Le modèle JH-2 [73] est une évolution du modèle original de Johnson-Holmquist. Il s'agit d'un modèle global lui aussi très connu, conçu particulièrement pour les matériaux fragiles soumis à de grandes déformations,

de hautes vitesses de déformation et de fortes pressions. Il prévoit un adoucissement progressif du matériau en fonction de l'évolution d'une variable d'endommagement en déformation plastique. La résistance du matériau est une fonction analytique de la pression hydrostatique, de la résistance de matériau sain et du matériau endommagé, de la vitesse de déformation et de paramètres empiriques. C'est d'ailleurs là un des défauts de ce modèle qui nécessite donc un grand nombre d'essais pour déterminer ces paramètres. Lui non plus n'est originellement pas prévu pour les matériaux poreux, mais une évolution a déjà été proposée dans ce sens [74]. Néanmoins, l'un et l'autre manquent de consistance thermodynamique puisqu'ils reposent sur l'hypothèse que la contribution de l'énergie interne est négligeable. En effet, le modèle JH-2 exprime la pression uniquement en fonction de la densité et non de la température ou de l'énergie interne, ce qui ne permet pas l'utilisation d'une véritable équation d'état. C'est une hypothèse d'autant plus forte pour les matériaux poreux que l'élévation de température avec la pression peut être très importante dans la phase de compactage.

### 1.3.3 Modèles pour matériaux poreux

**Modèle de Thouvenin** Le plus simple des modèles poreux est probablement le modèle de Thouvenin [75]. On pourrait le qualifier de *géométrique*, car il consiste tout simplement à modéliser géométriquement un matériau poreux comme un ensemble de plaques fines du matériau dense séparées de vide. Le rapport des volumes est ajusté afin que la densité globale soit équivalente à la densité initiale du poreux. Originellement conçu pour des chocs de plaques soutenus sur des métaux poreux – aluminium, cuivre, nickel et uranium – il a notamment été testé pour des chocs lasers sur aluminium [76]. Il a aussi été évalué positivement pour des chocs de plaques sur le graphite et notamment l'EDM<sub>3</sub> [77]. Son intérêt se limite toutefois aux pressions inférieures à la transition de phase graphite-diamant car le modèle suppose la symétrie de l'Hugoniot et de l'isentrope de détente du matériau solide, ce qui n'est peut-être pas vrai au-delà de cette transition. De plus, son incapacité à modéliser les vitesses d'ondes acoustiques et les phénomènes de compaction partielle le rend inefficace aux basses pressions. Enfin, son caractère géométrique le limite à l'étude de cas 1D sans endommagement.

**Modèle P-alpha** Le modèle  $P-\alpha$  est certainement le plus connu des modèles pour matériaux poreux. Introduit pour la première fois par Herrmann [78], il a notamment été conçu pour palier aux lacunes du modèle de Thouvenin aux basses pressions. Pour cela il introduit une courbe de compactage plastique permettant de passer de l'état initial poreux à l'état densifié, ce dernier étant représenté par l'équation d'état

du matériau dense  $P = f(v_s, e)$ , avec  $P$  la pression hydrostatique et où  $v_s$  et  $e$  sont respectivement le volume et l'énergie interne spécifiques. Dans la partie poreuse, les retours à pression nulle après compaction se font suivant des surfaces élastiques définies de la manière suivante :

$$P = f\left(\frac{v}{\alpha}, e\right) \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{v}{v_s} \quad (1.7)$$

où  $f$  est la même fonction que pour l'équation d'état du dense,  $\alpha$  la distension,  $v$  le volume spécifique courant et  $v_s$  le volume spécifique du solide dans les mêmes conditions d'énergie et de température. Cela revient à négliger la contribution de l'énergie de surface des porosités à l'énergie interne spécifique, ce qui est une hypothèse forte. Notons qu'une légère modification de ce modèle a été proposée par Carroll and Holt [79] sans toutefois apporter la consistance thermodynamique qui manque à l'original. De plus, c'est un modèle gourmand en ressources de calcul et qui nécessite de nombreuses données expérimentales pour établir la courbe de compactage exprimée comme  $\alpha = g(P, e)$  fermant le système. Sur ces points, une amélioration du modèle appelée  $\epsilon$ - $\alpha$  a été proposée par Wünnemann et al. [80] et semble donner de bons résultats pour les impacts sur du sable. Néanmoins, le principal défaut de ces modèles est qu'ils négligent la partie déviatorique du tenseur des contraintes, ce qui peut être tout à fait discutable, particulièrement dans la partie poreuse.

**Modèle POREQST** Le modèle POREQST a été mis au point par Seaman et al. [81]. Son fonctionnement sera détaillé en section 3.2, mais nous donnons ici quelques informations le concernant. Il fait lui aussi appel à une courbe de compactage plastique et à des surfaces élastiques de détente et de recompression. Cependant, celles-ci sont définies plus simplement par une équation d'état de Mie-Grüneisen. Cela permet de s'affranchir du calcul de la distension par l'intermédiaire d'un algorithme en le remplaçant par le calcul analytique d'une porosité intermédiaire. Cette simplicité fait que sa consommation de ressources informatiques est moins lourde que celle de  $P$ - $\alpha$ . POREQST introduit une courbe de ré-ouverture de pores décrivant le comportement particulier du poreux en traction – diminution simultanée de la pression et de la densité. Ce modèle que l'on pourrait qualifier de modèle *d'ingénieur* repose sur un nombre limité de paramètres ayant tous un sens physique, certains étant déterminables au premier ordre par des essais statiques. Plusieurs modèles pour matériaux poreux reposent peu ou prou sur les mêmes principes que POREQST. On citera par exemple les modèles ARMOR [82] et KST [83] qui ont donné de bons résultats sur géomatériaux et bétons. Tout comme POREQST, ils ont l'avantage d'être compatibles avec la prise en compte du déviateur des contraintes et de l'endommagement, ce que nous verrons plus tard.

## 1.4 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de présenter les impacts hypervéloces et leurs applications qui vont de la formation des planètes, à l'étude des blindages en passant par la protection des engins spatiaux. C'est cette dernière application qui nous intéresse plus particulièrement.

Nous avons ensuite vu ce qui caractérise les matériaux fragiles et poreux auxquels appartient l'isographite EDM<sub>3</sub> qui fait office de matériau école dans cette étude. Celui-ci sera présenté plus largement au chapitre suivant.

Enfin, nous avons brièvement discuté les points forts et les lacunes de différents modèles numériques conçus pour représenter le comportement des matériaux poreux et ou fragiles. Il ressort qu'aucun d'entre eux n'est parfait dans le sens où aucun n'est à la fois léger, rigoureux thermodynamiquement et capable de gérer la porosité et la fragilité. Néanmoins, certains d'entre eux seront utilisés par la suite.

## **Deuxième partie**

# **Matériel et méthodes**



## Chapitre 2

# Moyens expérimentaux

« Si on bricolait plus souvent, on en aurait moins la tête aux bêtises, hein. »

| Bernard Blier *alias* Raoul Volfoni, *Les Tontons flingueurs*

**D**ANS ce second chapitre, nous détaillons les moyens expérimentaux utilisés lors de nos travaux. Il s'agit tout d'abord de proposer au lecteur une vue d'ensemble du matériau concerné, de ses caractéristiques et de ses propriétés mécaniques. Nous nous intéressons ensuite à la reproduction des impacts hypervéloces (IHV) en laboratoire en présentant le fonctionnement de MICA, SYLEX et Garance, les lanceurs utilisés pour cette étude. Enfin, nous expliquons les intérêts et mécanismes des chocs générés par lasers (CGL) et par faisceaux d'électrons, ainsi que les installations auxquelles nous avons accédé.

### 2.1 Accusé EDM<sub>3</sub>, levez-vous !

L'objectif de cette étude est de comprendre et de modéliser le comportement sous choc du graphite en tant que matrice de matériaux composites à base carbone-carbone. Pour cela, nous utilisons comme matériau *école* un isographe commercial, fabriqué par la société POCO [2] : l'EDM<sub>3</sub>. Le constructeur ainsi que le CEA l'ont largement caractérisé par le passé [59, 84] et nous présentons ici les résultats les plus pertinents.

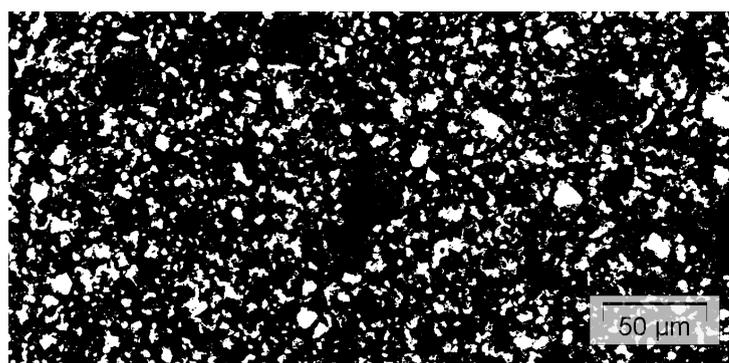
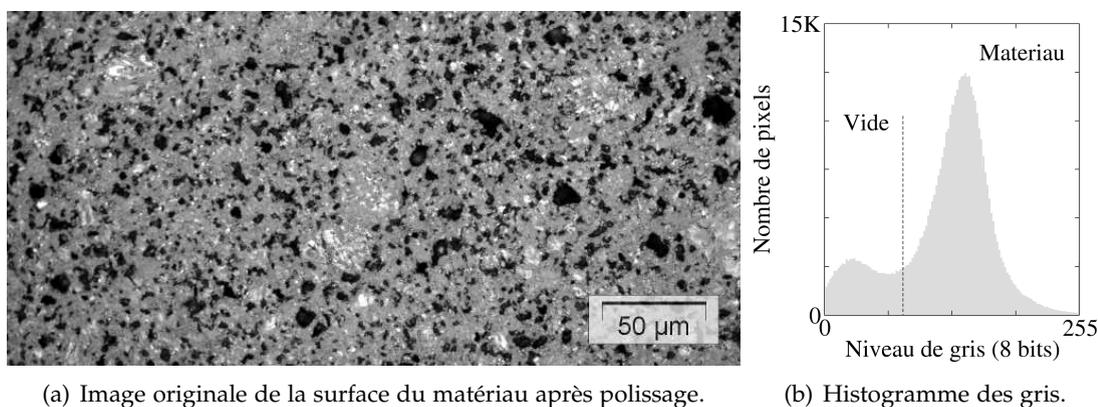
#### 2.1.1 Structure et porosité

**Structure** La structure cristalline de l'EDM<sub>3</sub> est de type hexagonale classique (*cf.* section 1.2.2) et sa taille caractéristique de grain est inférieure à 5  $\mu\text{m}$  [59].

**Porosité** Comme la plupart des graphites, l'EDM<sub>3</sub> est poreux et présente à ce titre une densité apparente moyenne  $\rho_0$  égale à  $1762 \text{ kg.m}^{-3}$  – écart type de 11 – inférieure à la densité théorique  $\rho_s$ , à  $2260 \text{ kg.m}^{-3}$  [59, 85]. On définit comme suit son taux de porosité moyen s'élevant donc à 22% :

$$\gamma_0 = 1 - \frac{\rho_0}{\rho_s} \quad (2.1)$$

Cette valeur peut être facilement confirmée en utilisant des images micrographiques de la surface du matériau après polissage. Cette technique, s'appuyant sur les principes de la stéréologie [86], a été utilisée la première fois au XIX<sup>e</sup> siècle – de manière plus rustique néanmoins – par Delesse [87] pour l'analyse de la composition des roches. Elle est maintenant largement répandue dans la plupart des domaines qui font appel à la microscopie tels que la biologie, la métallographie, *etc.*



(c) Image binaire mettant en évidence les porosités (en blanc).

FIGURE 2.1 – Mise en évidence par traitement d'image de la porosité de l'EDM<sub>3</sub> après découpe et polissage d'un échantillon de matériau vierge.

En figure 2.1, l'image originale de la surface de l'EDM<sub>3</sub> après polissage met en évidence deux distributions distinctes de niveaux de gris. Elles sont réparties de part et d'autre de la valeur 78 et correspondent respectivement aux porosités et à la matière. La conversion de l'image en binaire permet de comparer la surface  $S_p$  occupée par les

porosités à la surface totale considérée  $S_t$ . En supposant une distribution parfaitement aléatoire des pores en taille et en espace sur une surface infinie, on peut exprimer la porosité ainsi :

$$\gamma_0 = 1 - \frac{S_p}{S_t} \quad (2.2)$$

De cette façon,  $\gamma_0 = 20,6\%$ , une valeur très proche de celle issue de la méthode des densités. La différence peut provenir de plusieurs points :

- la marge d’erreur résultant de la valeur seuil choisie pour la binarisation de la micrographie ;
- la taille restreinte de la surface observée invalidant notre hypothèse de distribution ;
- la résolution de l’image limitée à 255 nm/px et ne permettant pas d’observer les pores les plus petits.

**Statistiques** Malgré tout, l’analyse statistique des porosités à partir des micrographies nous permet d’estimer la population des porosités et leur participation au volume de vide total en fonction de leur taille dans l’hypothèse de formes sphériques. Ainsi, la figure 2.2 montre que 80 % du taux de porosité provient de pores dont le diamètre équivalent est compris entre 2 et 10  $\mu\text{m}$ . Cela dénote d’une population relativement homogène comme le suggère le fabricant et contrairement aux graphites conventionnels.

Néanmoins, ce résultat ne peut être qu’indicatif car il présente un biais lié à l’hypothèse de forme et à la connectivité des vides. Il apparaît sur les micrographies que certains gros pores sont reliés par de plus petits de forme allongée. Une telle structure est considérée dans notre analyse comme un seul et même élément. Mais cela pourrait être sujet à discussion étant donné que POCO annonce que la porosité ouverte – soit le volume de vide relié d’une manière ou d’une autre à la surface de l’échantillon – représente entre 75 et 95 % de la porosité totale. En réalité, la population est peut-être plus resserrée que ce que nous avançons et centrée sur un diamètre plus petit.

Comme vu en section 1.2, la conséquence des fortes porosités est la différence de comportement sous sollicitation mécanique que présentent ces matériaux par rapport à des matériaux denses. Il s’agit donc de caractériser la réponse de l’EDM3 lorsqu’il est soumis à ces sollicitations.

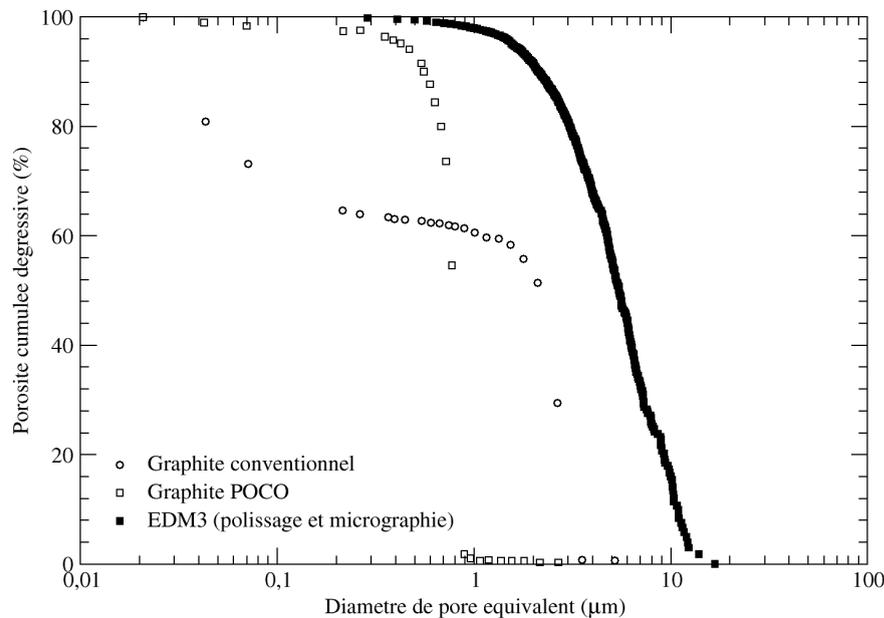


FIGURE 2.2 – Porosité cumulée dégressive de l'EDM3 en fonction du diamètre équivalent de pore dans l'hypothèse de formes sphériques obtenues grâce à la figure 2.1. Sont aussi fournies une courbe typique des graphites fabriqués par POCO et une autre des graphites conventionnels [59].

### 2.1.2 Propriétés mécaniques statiques

**Isotropie** La société POCO précise que l'EDM3, comme tous ses graphites de la gamme EDM, a un facteur d'anisotropie  $\delta$  compris entre 0,97 et 1,03 [59]. Il s'agit du rapport des valeurs longitudinale  $X_l$  et transverse  $X_t$  de la même grandeur mécanique  $X$ . Un  $\delta$  égal à 1 signifie une isotropie parfaite. Cette donnée est très importante car elle orientera par la suite le choix du modèle numérique. Elle est étayée par la microscopie de surface de la figure 2.1 dont l'orientation des pores ne présente à première vue aucune direction privilégiée. Elle est surtout confirmée par les essais de traction et de compression en contrainte uniaxiale réalisés dans les années 90 au CEA [84] dont un exemple est donné en figure 2.3 et les résultats résumés en table 2.1. D'après ceux-ci,  $\delta$  est compris entre 0,86 et 1,09. C'est un peu moins bien que ce qu'annonce POCO mais nous autorise à considérer sans risque que le matériau est isotrope.

**Compactage et viscosité** Nous avons fait réaliser des essais de compression confinée sur EDM3 – donc en déformation uniaxiale – au centre CEA du Ripault. L'objectif de ces essais était triple :

- obtenir une courbe de compression à bas et moyen niveau qui servirait de point de départ à la constitution d'une équation d'état pour la simulation numérique ;

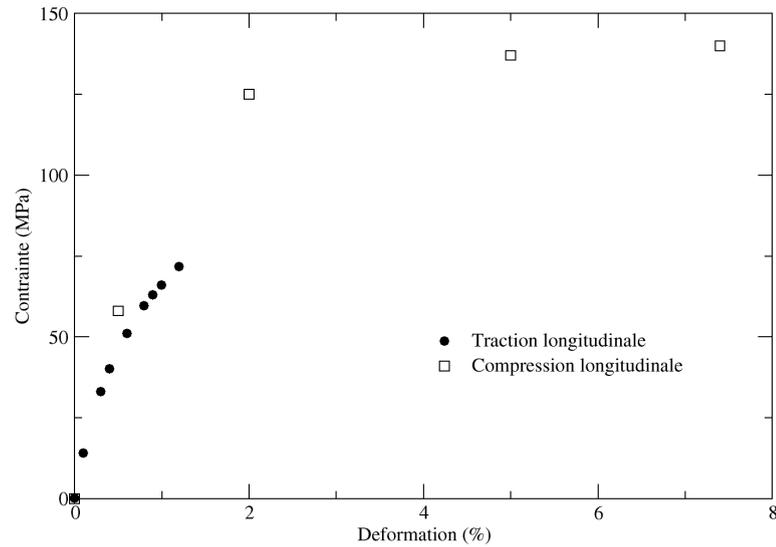


FIGURE 2.3 – Données expérimentales de la contrainte appliquée en fonction de la déformation lors d’une compression et d’une traction sur EDM<sub>3</sub> dans le sens longitudinal. Essais réalisés à 20°C [84].

TABLE 2.1 – Grandeurs mécaniques de l’EDM<sub>3</sub> obtenues par essais de traction et de compression. Sont présentées les valeurs obtenues lors des essais faits par le CEA [84] ainsi que les données issues de la documentation du matériau [59].

		CEA	POCO
Module de Young $E$ (GPa)	$\rightarrow\leftarrow$	//	11,2
		$\perp$	10,7
	$\leftarrow\rightarrow$	//	12
		$\perp$	12,2
Contraite à rupture $\sigma_r$ (MPa)	$\rightarrow\leftarrow$	//	140
		$\perp$	144
	$\leftarrow\rightarrow$	//	71,7
		$\perp$	68
Déformation à la rupture $\epsilon_r$ (%)	$\rightarrow\leftarrow$	//	7,4
		$\perp$	8,6
	$\leftarrow\rightarrow$	//	1,2
		$\perp$	1,1
Coefficient de poisson $\nu$		0,3	-

- mettre en évidence un éventuel phénomène de compactage très courant pour les matériaux poreux, c’est-à-dire une augmentation permanente de la densité après compression ;

- constater une éventuelle viscosité du matériau en variant la vitesse de déformation.

La figure 2.4 présente deux compressions confinées, l'une simple (essai CC2) et l'autre cyclée (CC4), dans le plan contrainte-déformation. Le pilotage en déplacement était indisponible pour raisons techniques donc c'est le pilotage en effort ( $6923 \text{ N}\cdot\text{min}^{-1}$ ) qui a été utilisé. À la fin de chaque cycle de chargement-déchargement, on constate que la densité revient à une valeur proche de sa valeur initiale ce qui signifie que le matériau ne se compacte que très peu. Cependant, les hystérésis partielles indiquent qu'une part importante de l'énergie de déformation est consommée.

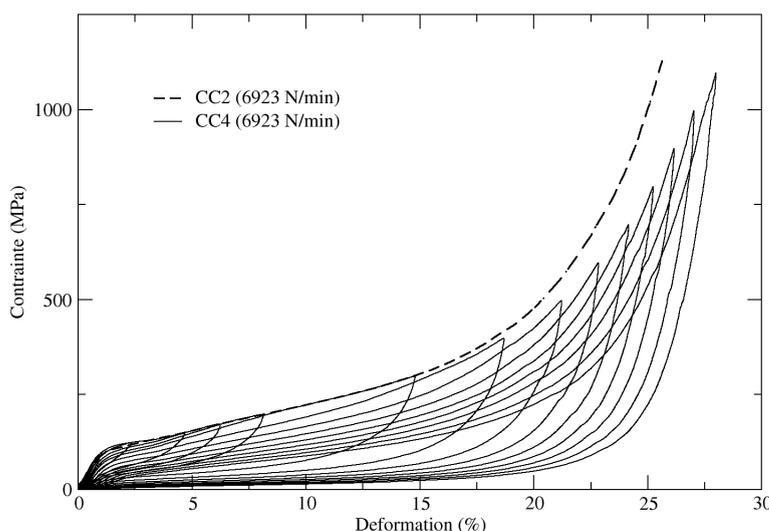


FIGURE 2.4 – Résultats en contrainte-déformation des essais de compression confinée simple (CC2) et de compression confinée cyclée (CC4) sur EDM3.

Une autre compression (CC3) a été menée à une vitesse d'effort plus de dix fois supérieure à la précédente ( $90\,000 \text{ N}\cdot\text{min}^{-1}$ ) afin d'estimer l'effet de la vitesse de déformation sur la réponse du matériau. La figure 2.5(a) compare les résultats obtenus lors de CC2 et CC3. Le lecteur objectera certainement que, compte tenu du pilotage en effort, la vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}$  n'est pas constante au cours de la déformation. C'est d'ailleurs ce que montre la figure 2.5(b). Mais nous pouvons tout de même statuer car pour toute valeur de déformation,  $\dot{\epsilon}$  varie d'environ un ordre de grandeur d'un essai à l'autre. Ainsi, la différence de contrainte à  $\epsilon = 0,25$  est d'environ 15% pour  $\dot{\epsilon}$  passant de  $10^{-4}$  à  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Cela suggère une viscosité non négligeable, confirmée par d'anciens essais de compression – en contrainte uniaxiale cette fois-ci – réalisés au CEA [84], d'autant plus que les vitesses de déformation subies par un matériau sous IHV peuvent atteindre  $10^5$  ou  $10^6 \text{ s}^{-1}$ .

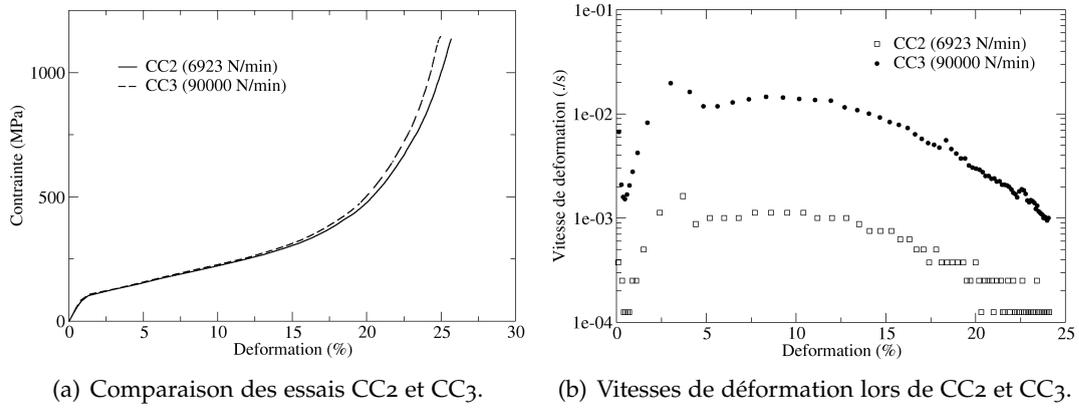


FIGURE 2.5 – Effet de la vitesse de déformation sur la réponse de l'EDM<sub>3</sub> lors d'une compression confinée.

**Weibull** En section 1.3, nous avons évoqué le modèle d'endommagement pour matériaux fragiles de Grady [55] se basant sur la théorie probabiliste de Weibull [69]. Celle-ci repose sur une loi de Poisson à deux paramètres  $k$  et  $m$ , appelés respectivement *paramètre* et *module* de Weibull. Elle permet d'estimer la probabilité de rupture  $\mathcal{P}_r$  d'un matériau soumis à une contrainte de traction uniaxiale  $\sigma$  par l'équation :

$$\mathcal{P}_r = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^m \right] \quad \text{avec} \quad \sigma_0 = \frac{E}{kV_f} \quad (2.3)$$

où  $E$  est le module de Young et  $V_f$  le volume efficace, c'est-à-dire le volume équivalent soumis à la contrainte maximale. Une méthode simple pour déterminer  $k$  et  $m$  est la régression linéaire [88, 89]. Elle utilise le fait qu'appliquer deux fois le logarithme à l'équation 2.3 la transforme en une relation linéaire fonction de  $\ln \sigma$  :

$$\ln \left[ \ln \left( \frac{1}{1 - \mathcal{P}_r} \right) \right] = m \ln \sigma - m \ln \sigma_0 \quad (2.4)$$

Ainsi,  $m$  est la pente et  $-\ln \sigma_0$  l'ordonnée à l'origine. Une série de  $n$  essais de traction ou de flexion quatre points doit fournir autant de valeurs différentes de contrainte à la rupture  $\sigma$ . En classant celles-ci dans l'ordre croissant, on peut approcher la probabilité de rupture du matériau, lorsqu'il est soumis à la contrainte de rang  $i$ , par l'estimateur de probabilité suivant :

$$\mathcal{P}_i = \frac{i - 0,5}{n} \quad (2.5)$$

21 essais de flexion quatre points ont été commandés au CEA du Ripault. Les résultats obtenus ont permis de tracer la courbe de la figure 2.6(a). La régression linéaire appliquée à la totalité des données – hors *extremum* – permet de déterminer un premier jeu de paramètres de Weibull  $W_c$  dont les valeurs de  $m$  et  $k$  sont données en table 2.2.

Cependant, il apparaît clairement que les résultats ne sont pas homogènes et qu'il existe deux groupes se recouvrant légèrement dont chacun peut fournir son propre jeu de paramètres, qu'on nomme  $W_{d1}$  et  $W_{d2}$  (cf. table 2.2). En terme de porosité, cela signifie que la population de défauts se scinde en deux distributions de Poisson. La figure 2.6(b) le prouve, où le nombre cumulé de pores en fonction de leur taille issu de la figure 2.1 et tracé en *log-log*, présente deux tangentes distinctes.

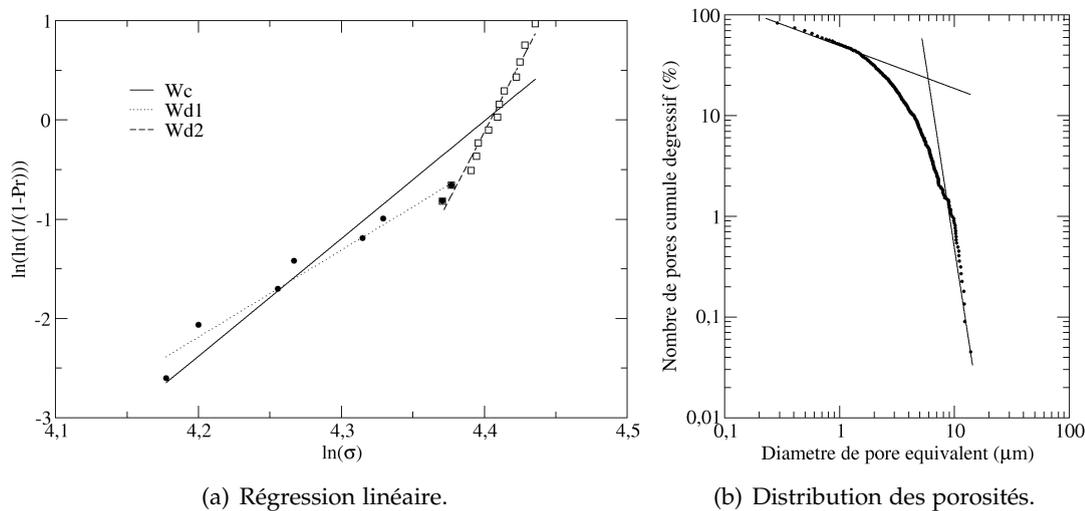


FIGURE 2.6 – Détermination expérimentale des paramètres de Weibull de l'EDM3 par la méthode de la régression linéaire.

TABLE 2.2 – Trois jeux de paramètres de Weibull, selon si l'on considère une seule distribution de défauts ( $W_c$ ) ou deux distributions distinctes ( $W_{d1}$  et  $W_{d2}$ ). Le volume efficace  $V_f$  utilisé pour le calcul de  $k$  a été estimé à  $17,8 \text{ mm}^3$ .

	$W_c$	$W_{d1}$	$W_{d2}$
$m$	11,9	8,8	27,8
$k \text{ (m}^{-3}\text{)}$	$2,02 \cdot 10^{33}$	$2,90 \cdot 10^{26}$	$3,89 \cdot 10^{67}$

**Ultrasons** Des analyses ultrasonores ont par ailleurs été menées au CEA [84] afin de mesurer les vitesses des ondes longitudinales  $c_l$  et transversales  $c_s$  à température ambiante. Leurs valeurs permettent de déterminer celles des constantes élastiques de l'EDM3 dont les principales sont présentées en table 2.3. Notons que par cette méthode, le module de Young et le coefficient de Poisson sont légèrement différents, bien que proches, de ceux déterminés par essais de traction et compression.

TABLE 2.3 – Valeurs des vitesses d’onde et des constantes élastiques usuelles dans le graphite EDM3.  $c_l$  et  $c_s$  ont été mesurés par ultrason à température ambiante [84]. Les autres sont calculées à partir d’une densité de  $1754 \text{ kg.m}^{-3}$ .

Vitesse des ondes ( $\text{m.s}^{-1}$ )	Longitudinales $c_l$	2950
	Transverses $c_s$	1690
	Son $c_0$	2212
	Bulk $c_b$	2678
Modules (GPa)	Young $E$	12,58
	Compression $K$	8,58
	Cisaillement $G$	5,01
	Longitudinal $F = K + \frac{4}{3}G$	15,26
Coefficient de Poisson $\nu$		0,26

**Dureté** Signalons enfin que la dureté Shore de l’EDM3 a été testée par POCO et que sa valeur est de 73 SSH [59], soit une dureté Rockwell d’environ 52 HRC.

## 2.2 Les impacts hypervéloces en laboratoire

La gamme de pression et de vitesse de déformation atteinte lors d’impacts hypervéloces (*cf.* section 1.1.1) ne peut être reproduite en laboratoire par des moyens d’essais conventionnels tels que les machines de compression, d’indentation ou les barres d’Hopkinson. Outre les générateurs d’onde plane à explosif (GOP) que nous n’évoquerons pas ici, les lanceurs sont les plus à même d’atteindre les régimes de sollicitation souhaités. Ceux que nous présentons ici ont notamment servi lors d’études antérieures [74, 90, 91].

### 2.2.1 Le lanceur MICA

MICA – qu’on ne doit pas confondre avec Mika, le chanteur de musique *pop* – est un lanceur bi-étage du CEA CESTA dont le nom est l’abréviation de mini-canon. La figure 2.7 présente un schéma simplifié de l’installation. Ce type de petit lanceur et ses variantes sont ce qui reproduit le plus fidèlement les impacts hypervéloces [42, 92].

Un premier étage contenant de la poudre est mis à feu. La détente de ses produits de détonation met en mouvement un piston en polycarbonate ou polyéthylène qui vient comprimer le second étage rempli d’un gaz léger, généralement le dihydrogène. Lorsque la pression du second étage devient critique, le diaphragme séparant la

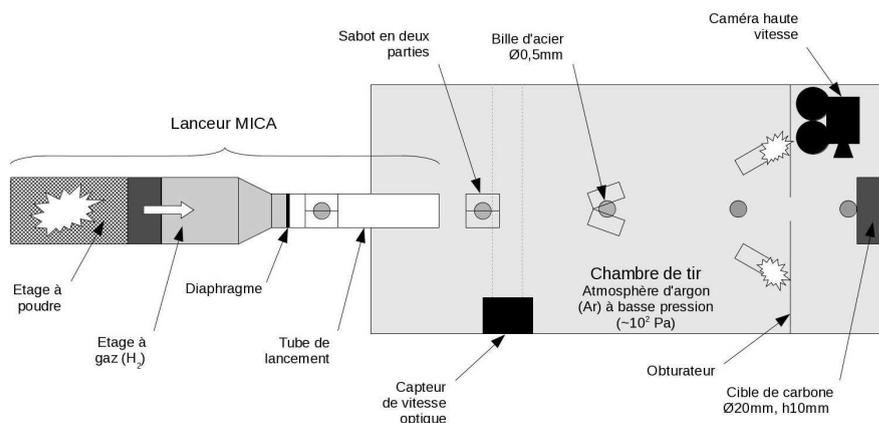


FIGURE 2.7 – Schéma de principe du lanceur bi-étage *poudre-gaz* MICA.

chambre de compression et le tube de lancement se rompt. Une forte poussée s'exerce alors au cul du projectile, le propulsant au long du tube, jusqu'à sa sortie dans la chambre d'expansion. Dans notre cas, le projectile est une bille d'acier de 0,5 mm de diamètre contenue dans un sabot de polycarbonate cylindrique de 2 mm de diamètre et de 4 mm de long. Ce dernier est fait de deux parties qui se séparent au contact de l'atmosphère de la chambre d'expansion. La bille est ainsi libérée et continue sa course jusqu'à sa cible, tandis que les deux demi-sabots s'écartent radialement de la trajectoire pour être arrêtés par la cloison de la chambre d'expérience. Deux barrières optiques relèvent la vitesse du projectile avant et après la séparation des sabots. Une caméra rapide à 40 000 images par seconde associée à une lampe flash enregistre l'impact et les éventuelles éjections de débris. Notons qu'avec ce système, il est possible de lancer des projectiles sphériques jusqu'à 1 mm de diamètre. Il est aussi possible de propulser directement des projectiles cylindriques ou sphériques de 2 mm de diamètre. Mais dans ce cas, leur érosion due aux frottements lors de la traversée du tube est inévitable.

Cependant, ce type d'installation présente des difficultés. Bien que certains paramètres – quantité de poudre, pression initiale de dihydrogène, nature du diaphragme, *etc.* – permettent de régler la vitesse d'impact de 1000 à 5000 m.s<sup>-1</sup>, la connaissance *a priori* de cette dernière n'est pas garantie à moins de quelques centaines de mètres par seconde. De plus, l'usage de poudre dont la vitesse de combustion dépend fortement de l'hygrométrie, la friction que rencontre le projectile dans le tube de lancement ou encore son freinage dans la chambre de séparation rendent difficile la synchronisation d'éventuels diagnostics. La précision toute relative du point d'impact, de l'ordre de quelques millimètres, peut encore compliquer les choses.

### 2.2.2 Les lanceurs SYLEX et Garance

**SYLEX** Le système de lancement sur explosif SYLEX est un lanceur de grande dimension du CEA CESTA qui permet notamment de générer des chocs plans sur des matériaux cibles. Il ne s'agit donc pas de reproduire des IHV mais d'utiliser ces chocs pour la détermination d'équations d'état et de lois de comportement [93] ou encore de seuils d'endommagement [94]. Son fonctionnement est très proche de celui de MICA à la différence qu'il peut être utilisé soit en configuration mono-étage (poudre ou gaz, calibre 110 mm) soit en bi-étage (poudre-gaz, 50 mm). Grâce à cette modularité, il couvre des vitesses d'impact de 40 à 4000 m.s<sup>-1</sup> produisant des sollicitations mécaniques – en terme de vitesse de déformation et de pression – de l'ordre de celles constatées lors d'IHV. La mesure de la vitesse d'impact se fait par boucle magnétique ou par impacts successifs sur des sondes piézoélectriques placées en amont de la cible. La vitesse de surface libre ou d'interface est enregistrée au cours du temps par un des diagnostics lasers présentés brièvement en section 2.4 – IDL, VISAR ou VH.

**Garance** Le CEA CESTA possède un autre lanceur appelé Garance. Contrairement à SYLEX, il n'est disponible que dans une seule configuration : mono-étage à gaz en calibre 110 mm. Il permet d'atteindre des vitesses d'impact comprises entre 50 et 600 m.s<sup>-1</sup>. Celles-ci sont mesurées de la même façon que pour le lanceur SYLEX (boucle magnétique et/ou sondes piézoélectriques). Les systèmes de mesure de surface libre ou d'interface IDL, VISAR et VH sont aussi disponibles.

## 2.3 Les chocs par dépôt d'énergie

Nous présentons maintenant les principes de la génération de choc par dépôt d'énergie – lasers et faisceaux d'électrons – et donnons les principales caractéristiques des installations utilisées lors de cette étude.

### 2.3.1 Par lumière laser

**Principe** Les chocs générés par laser (CGL) sont depuis longtemps utilisés, en complément de moyens plus classiques que sont les barres d'Hopkinson et les chocs de plaques, pour la caractérisation du comportement dynamique des matériaux. Un faisceau laser est focalisé sur une cible au moyen d'une lentille. L'interaction du faisceau et de la matière chauffe une couche superficielle de cette dernière la faisant passer de l'état solide ou liquide à l'état de plasma. La matière ainsi ablatée va se détendre

violemment et générer par réaction un choc en surface de la matière restée solide dont la durée et l'intensité découlent directement de celles de l'impulsion. On parle de pression d'ablation. Un des principaux avantages des CGL est aussi un de leurs principaux inconvénients : ils sont *projectile free*. C'est-à-dire qu'ils peuvent être assimilés à des chocs suivis de détente *purs*, ce qui affranchit de toutes les difficultés expérimentales et numériques liées aux projectiles. Néanmoins, la connaissance et la modélisation du dépôt d'énergie, et donc du choc équivalent, présentent des difficultés qui apparaîtront par la suite.

**Généralités** C'est à la fin des années 60 et au début des années 70 qu'apparaissent les premiers travaux suggérant l'utilisation des lasers de puissance de type nanoseconde comme générateurs de choc, à des intensités supérieures au gigawatt par centimètre carré [95]. La ressemblance des cratères générés par laser avec ceux issus d'impacts hypervéloces est constatée. Suit alors une première équivalence théorique entre IHV et CGL proposée par Pirri [96] qui relie les paramètres lasers aux conditions d'impact. Il a été démontré expérimentalement que cette démarche donne dans certains cas des résultats satisfaisants [97]. Ces premiers auteurs ont vu dans les lasers des installations flexibles et relativement *low cost*, à la précision temporelle et spatiale supérieure à celle des lanceurs : une opportunité pour étudier les impacts multiples ou pour cibler des zones plus spécifiques, comme la matrice ou les fibres dans le cas des matériaux composites [98].

Au-delà de la simulation des IHV, les lasers ont connu un franc succès dans l'étude du comportement sous choc des matériaux, avec la complétion d'équations d'état [99–101] et la détermination de seuils d'endommagement [102, 103]. En effet, avec des taches focales homogènes et suffisamment plus grandes que l'épaisseur de la cible, la compression résultante est comparable – dans une certaine limite – à celle issue d'un choc de plaques. C'est une utilisation plus simple qui ne nécessite pas la validation d'équivalences comme pour les IHV. Encore une fois, c'est la flexibilité et la fiabilité des lasers qui sont mises en avant. Pourtant, la technique présente une difficulté majeure : la connaissance du chargement mécanique équivalent, directement lié aux propriétés d'absorption du matériau. Ainsi, un certain nombre d'études a été conduit afin d'établir des relations empiriques entre l'intensité laser et la pression d'ablation [104] dont la plus populaire est la loi de Grün [105]. L'effet d'un confinement mécanique contraignant et ralentissant la détente du plasma a aussi été étudié mettant en évidence une augmentation de la durée et de l'intensité du choc transmis au matériau cible [106, 107].

Au fil des ans et de la littérature, de nombreuses études scientifiques ont fleuri dans le domaine des CGL, accompagnées du développement continu des technologies et diagnostics associés et des codes de calcul pour l'interaction laser-matière comme Esther [108]. Les applications sont très diversifiées mais on peut citer plus particulièrement la fusion par confinement inertiel [109], l'étude des microjets [110], le grenailage laser [111], les tests d'adhérence sur revêtements ou assemblages collés [91, 112, 113]. Ou encore des études plus prospectives sur la réponse mécanique des matériaux soumis à des chocs lasers ultra brefs [114] – pico ou femtoseconde.

**Installations** C'est bien sûr la génération de chocs et détente *purs* qui nous intéresse ici, que ce soit pour simuler des IHV ou chocs de plaques. Lors de nos travaux, nous avons eu l'occasion d'accéder à différents équipements lasers gérés par des laboratoires variés. Mais les résultats les plus significatifs – les seuls présentés ici (*cf.* partie IV) – ont été obtenus sur le laser Luliz2000 du Laboratoire pour l'utilisation des lasers intenses (LULI) de l'École Polytechnique. Ses principales caractéristiques sont données en table 2.4 avec, pour comparaison, celles des lasers ENSMA 25J de l'Institut P' de Poitiers et Héphaïstos du laboratoire PIMM de Paris.

TABLE 2.4 – Principales caractéristiques des installations lasers dans les configurations utilisées dans cette étude.

Installation	Longueur d'onde $\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	Énergie maximum (J)	Durée d'impulsion $\tau$ (ns)	Temps entre deux tirs (min)
ENSMA 25J	1,053	20	25	5
LULI2000	0,532	1000	5	45
Héphaïstos	0,532	14	10	1

### 2.3.2 Par faisceau d'électrons

**Principe** Contrairement aux CGL, la production de plasma induite par l'interaction électrons-matière joue un rôle anecdotique dans la création de choc par faisceaux d'électrons. En effet, le dépôt d'un flux d'électrons de haute énergie dans une cible se fait principalement en profondeur – quelques centaines de  $\mu\text{m}$  à 1 mm – et se concrétise par le chauffage isochore de la matière. Un choc suivi d'une détente est alors créé, dépendant de l'intensité et de la durée de l'impulsion. Pour les tirs présentés en section 4.4, c'est le générateur César du CEA CESTA qui a été utilisé.

**Le générateur César** César est un générateur de Marx associé à une ligne de mise en forme. Il peut délivrer des impulsions reproductibles jusqu'à 350 kA, 700 kV en 100 ns – 65 ns à mi-hauteur – produisant une énergie sur cible de l'ordre de 12 kJ sur un diamètre allant de 50 à 100 mm [115–117]. Pour la génération de choc, le flux d'électrons est généralement déposé dans une plaque d'aluminium de plusieurs millimètres. Celle-ci joue donc le rôle de matériau sacrificiel et de transmetteur de choc vers le matériau étudié. La vitesse de surface libre ou d'interface de ce dernier est relevée par un système de vélocimétrie hétérodyne à quatre voies [118]. La principale difficulté, pour l'interprétation d'essais sur cet équipement, est de connaître le niveau et la durée du choc produit. Cela peut être fait par des codes modélisant l'interaction particule-matière mais dans notre cas, le plus simple est de réaliser des tirs de calibration sur aluminium seul afin de déterminer une loi de pression équivalente, comme exposé en section 4.4. On peut ainsi parler de générateur de choc calibré (GCC).

## 2.4 Les diagnostics de vitesse

La propagation d'une onde de choc a pour conséquence la mise en vitesse de la matière qu'elle traverse. La mesure de cette vitesse matérielle, soit en surface libre, soit en interface, donne accès à l'historique des contraintes vues par le matériau et permet l'ajustement des modèles numériques. Dans la suite, nous décrivons brièvement les trois différents systèmes de vélocimétrie laser qui ont été utilisés lors des essais que nous présenterons dans les chapitres 4, 5 et 7. Il s'agit de l'interférométrie Doppler laser (IDL) [119], du *velocity interferometer system for any reflector* (VISAR) [120] et de la vélocimétrie hétérodyne (VH) aussi appelée *photonic Doppler velocimetry* (PDV) [121, 122].

### 2.4.1 Principe

Ces trois diagnostics reposent sur le principe de l'effet Doppler : depuis un point d'observation fixe, la longueur d'une onde dépend de la vitesse de la source dont elle est émise. Ainsi, lorsque l'on fait se réfléchir un laser continu sur une surface en mouvement, la longueur d'onde de sa réflexion est modifiée en conséquence de la vitesse de cette surface. Le signal *retour* est collecté et mis en interférence avec lui-même (VISAR, IDL) ou avec le signal *aller* (VH) afin de produire des franges. Celles-ci sont ensuite interprétées par des systèmes propres à chaque diagnostic.

### 2.4.2 IDL

L'IDL a le principal mérite de sa fiabilité. L'interprétation des signaux bruts ne posent généralement pas de problème et il est difficile de commettre des erreurs de mesure. De plus, elle permet de relever plusieurs vitesses simultanément sur la surface de mesure mais requiert un signal retour intense. Sa résolution – temporelle et en vitesse – réserve son intérêt aux vitesses élevées ne subissant pas de variations trop brusques.

### 2.4.3 VISAR

Le VISAR ne présente pas les mêmes difficultés. Ses résolutions sont excellentes mais le principe même de son fonctionnement nécessite une connaissance *a priori* de la vitesse que l'on s'apprête à mesurer. Sans cela, les signaux peuvent présenter des anomalies appelées *sauts de frange* difficile à détecter et à corriger. Par ailleurs, il fait l'hypothèse d'une vitesse homogène sur la surface mesurée – de quelques  $\mu\text{m}^2$  – ce qui crée parfois des aberrations.

### 2.4.4 VH

Ce n'est pas le cas de la VH qui, suite à une transformée de Fourier sur les signaux bruts, donne immédiatement accès à la vitesse absolue. Sa résolution temporelle est principalement limitée par celle de l'oscilloscope qui lui est associé et par la *largeur* de la transformée de Fourier qui privilégie soit la précision en vitesse soit la résolution temporelle, mais pas les deux. La VH peut se contenter d'un signal retour plus faible que les deux autres, de l'ordre de quelques pourcents. Enfin, elle est multivitesse et son aire de mesure peut aisément couvrir une surface de quelques millimètres carrés, selon la sonde utilisée.

Dans la suite, nous utiliserons l'un et/ou l'autre de ces diagnostics de vitesse en fonction des phénomènes que nous souhaiterons observer, et de leur disponibilité au moment des essais.

## 2.5 Conclusion

Ce chapitre a été l'occasion de présenter le matériau étudié. Sa microstructure a été évoquée et des essais mécaniques statiques ont été menés afin de caractériser son comportement tels que des essais de traction, de compression – confinée ou non – des

analyses par ultrasons ou de Weibull. Les résultats obtenus confirment les données du constructeur et serviront de point de départ pour la construction d'un modèle numérique de l'EDM<sub>3</sub>.

Nous avons ensuite exposé le fonctionnement de deux lanceurs. L'un, de petit calibre, a pour but de reproduire des impacts hypervéloces en laboratoire. Le second, de plus grand calibre, est utilisé pour la mise en vitesse de plaques afin de générer des chocs plans dans des matériaux cibles.

Puis, le principe des chocs générés par laser et par faisceau d'électron a été expliqué. Les installations auxquelles nous avons eu accès ont aussi été présentées. Concernant les lasers, leurs faisceaux respectifs développent des énergies de l'ordre de quelques joules, en quelques nanosecondes sur des surfaces de quelques millimètres carrés, à l'exception du Luliz000, nettement plus énergétique.

Enfin, puisque la vitesse matérielle permet de remonter à l'histoire du choc à travers un matériau, nous avons présenté les trois diagnostics de vitesse que nous avons utilisé lors des différentes campagnes d'essais.

## Chapitre 3

# Code et modèle

« Tout dans la vie est une affaire de choix,  
ça commence par la tétine ou le téton, ça finit par le chêne ou le sapin. »

| Pierre Desproges (1939 – 1988), *Que choisir ?*

**N**OUS présentons ici le code de dynamique rapide qui a été utilisé pour réaliser la totalité des simulations numériques de propagation de choc et d'endommagement de l'étude. Puis nous justifierons notre choix d'un modèle de comportement pour matériaux poreux et nous détaillerons son fonctionnement et son intégration dans le code.

### 3.1 Le code de dynamique rapide Hésione

Hésione est un code d'hydrodynamique développé au CEA permettant de réaliser des calculs de dynamique rapide explicites en temps. Il comprend une composante lagrangienne dans laquelle le maillage suit la matière en mouvement et une composante eulérienne caractérisée par un maillage fixe. Ces composantes permettent de traiter les petites et grandes déformations pour des écoulements multi-matériaux. Le passage de l'une à l'autre s'effectue par le biais d'un remaillageur. Il gère les cas 1D, 2D plan et axisymétrique, et 3D. Une bibliothèque de modèles physiques lui est associée. La visualisation et le dépouillement des résultats s'effectue grâce à un moniteur d'exploitation des cas de calculs.

### 3.1.1 Généralités

Hésione résout les trois équations de conservation – aussi appelées équations d'Euler :

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad \text{Masse} \quad (3.1)$$

$$\frac{d(\rho \vec{v})}{dt} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v} - \bar{\sigma}) = \vec{0} \quad \text{Quantité de Mouvement} \quad (3.2)$$

$$\frac{d(\rho e_t)}{dt} + \nabla \cdot (\rho e_t \vec{v} - \bar{\sigma} \vec{v}) = 0 \quad \text{Énergie Totale} \quad (3.3)$$

où  $d/dt$  est la dérivée particulaire,  $\rho$  est la masse volumique et  $\vec{v}$  le vecteur vitesse des particules.  $\bar{\sigma}$  est le tenseur des contraintes tel que :

$$\bar{\sigma} = -P\bar{I} + \bar{S} \quad \text{avec} \quad \text{tr}(\bar{S}) = 0 \quad (3.4)$$

$P$  est la pression hydrodynamique,  $\bar{S}$  le déviateur des contraintes et  $\bar{I}$  la matrice identité.  $e_t$  est l'énergie totale par unité de masse exprimée en fonction de la vitesse et de l'énergie interne spécifique  $e$  :

$$e_t = e + \frac{1}{2} \vec{v}^2 \quad (3.5)$$

D'autre part, les matériaux isotropes sont définis par une loi de comportement incrémentale sur le déviateur des contraintes :

$$\frac{d\bar{S}}{dt} = 2G \left( \bar{D} - \frac{1}{3} \text{tr}(\bar{D}) \bar{I} \right) + \bar{\Omega} \bar{S} - \bar{S} \bar{\Omega} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \bar{D} = \frac{1}{2} (\bar{\nabla} \vec{v} + {}^t \bar{\nabla} \vec{v}) \\ \bar{\Omega} = \frac{1}{2} (\bar{\nabla} \vec{v} - {}^t \bar{\nabla} \vec{v}) \end{cases} \quad (3.6)$$

où  $G$  est le module de cisaillement. On notera par ailleurs que l'expression

$$D_t \bar{S} = \frac{d\bar{S}}{dt} - (\bar{\Omega} \bar{S} - \bar{S} \bar{\Omega}) \quad (3.7)$$

est la dérivée de Jaumann du tenseur  $\bar{S}$  qui satisfait le principe d'objectivité ou d'indifférence matérielle. Elle permet la restitution du mouvement d'un solide soumis à une rotation pure sans incrémenter les contraintes. Le critère de plasticité associé à la loi de comportement utilise l'expression de Von Mises :

$$\sigma_{eq} = \sqrt{\frac{3}{2} \bar{S} : \bar{S}} \leq Y \quad (3.8)$$

où  $\sigma_{eq}$  est la contrainte équivalente de Von Mises et  $Y$  la limite élastique du matériau – les deux points représentant le produit tensoriel contracté sur deux indices.

Finalement, le système d'équation est fermé par une équation d'état de la forme :

$$P = P(\rho, e) \quad (3.9)$$

qui peut être exprimée analytiquement ou sous forme tabulée.

### 3.1.2 Composante lagrangienne

La composante lagrangienne de Hésione repose sur la méthode des éléments finis classique, les matériaux sont donc représentés par un maillage mobile non structuré et déformable au cours du temps. Le schéma numérique est celui de Wilkins [123] d'ordre 2 en temps et en espace. Les positions et vitesses sont définies aux sommets des éléments quand les grandeurs thermodynamiques le sont aux mailles. Un pas de temps est divisé en trois étapes lors desquelles différentes grandeurs sont calculées :

1. Temps  $t + \Delta t/4$ 
  - Valeurs intermédiaires de vitesse ;
2. Temps  $t + \Delta t/2$ 
  - Volume spécifique et énergie interne ;
  - Déviateur par la loi de comportement incrémentale ;
  - Pression par l'équation d'état ;
  - Nouvelles valeurs de vitesse ;
3. Temps  $t + \Delta t$ 
  - Valeurs finales par reproduction de l'étape précédente.

La conversion de l'énergie cinétique en énergie interne lors de processus irréversibles tels que les chocs est assurée grâce à l'ajout d'une viscosité artificielle [124]. Ainsi, un terme tensoriel de pseudoviscosité est ajouté à la pression hydrodynamique dans les équations d'Euler afin de neutraliser les instabilités. Il peut s'apparenter à une représentation du saut d'entropie présent lors de la propagation d'un choc orienté. La principale conséquence est l'étalement des fronts de choc sur quelques éléments – trois ou quatre en moyenne – ce qui doit être pris en compte lors d'un calcul pour l'élaboration du maillage.

### 3.1.3 Composante eulérienne

La composante eulérienne est basée sur la méthode des différences finies. Les matériaux se déplacent sur une grille cartésienne fixe. À chaque pas de temps, la résolution des équations d'Euler s'effectue en deux phases :

**Phase lagrangienne :** résolution du système d'équations sans les termes d'advection.

Les grandeurs sont définies sur un maillage qui a suivi la matière ;

**Phase de projection :** redéfinition des grandeurs sur la grille cartésienne. Cela repose sur un algorithme de reconstruction d'interface basé sur la méthode de Youngs [125] et pouvant gérer les mailles mixtes.

Pour résoudre la phase lagrangienne nous utilisons le schéma BBC [126] d'ordre 2 en temps et en espace. Les vitesses sont définies au centre des faces tandis que les autres grandeurs sont centrées aux mailles. La résolution d'un pas de temps se fait selon les mêmes étapes que le schéma de Wilkins de la composante lagrangienne. Tout comme lui, il est adapté à l'hydrodynamique et l'élastoplasticité et comporte de la pseudoviscosité.

La gestion multi-matériaux nécessite une méthode de pondération de ces grandeurs physiques dans les mailles mixtes. Il en existe plusieurs, mais toutes s'accommodent assez mal de la présence de vide dans la maille. Pour cela, elles sont associées à une prise en compte partielle du vide jusqu'à un seuil d'influence absolu – en pourcentage de vide dans le volume de la maille considérée. Au-delà, la pression moyenne est imposée à 0. Les développeurs du code proposent deux combinaisons :

- Pondération par le module de rigidité, seuil de 99% ;
- Pondération par les volumes, seuil de 10%.

Si la première solution est généralement jugée plus fiable, il s'avère que dans notre cas les meilleurs résultats sont donnés par la pondération par les volumes associée au seuil d'influence de 10%.

## 3.2 Le modèle POREQST

Le modèle POREQST – pour *porous equation of state* – est, comme son nom l'indique, un ensemble de relations constitutives permettant de représenter dans l'espace énergie-pression-volume le comportement sous choc de matériaux poreux, tenant compte notamment des phénomènes de compactage et de fracturation. Il a été développé dans les années soixante-dix par Seaman et al. [81]

### 3.2.1 Les raisons d'un choix

Le choix d'utiliser le modèle POREQST pour représenter le comportement sous choc du graphite s'explique par plusieurs raisons. La première est que des modèles similaires ont déjà fait la preuve de leur efficacité dans la modélisation des matériaux

poreux, comme nous l'avons évoqué au chapitre 1. Ensuite, il s'agit d'un modèle relativement simple dont tous les paramètres ont une signification physique. Le plus souvent, leurs valeurs sont d'ailleurs aisément accessibles par des essais statiques, même s'il convient bien sûr de les distinguer de leurs valeurs dynamiques. Enfin, ce modèle est implémenté dans Hésione ce qui permet de faire reposer nos futurs développements sur une structure de code éprouvée. C'est pour toutes ces raisons que le modèle POREQST nous a semblé être un excellent point de départ pour la modélisation numérique du graphite poreux.

### 3.2.2 Le matériau dense

Avant toute chose, signalons la figure 3.1 qui représente dans le plan pression-densité – ou contrainte-densité selon les cas – le comportement du modèle POREQST à énergie interne nulle. On y adopte la convention d'une contrainte/pression positive en compression. Le lecteur pourra s'y référer tout au long de la description qui va suivre, ou s'il préfère les bons vieux schémas aux longs discours.

Définissons  $\rho_s$  comme étant la densité initiale du matériau dense – ou solide – à pression  $P$  et énergie interne  $e$  nulles. L'équation d'état du dense est une Mie-Grüneisen dont l'expression est la suivante :

$$P_s(\rho, e) = K_s \left( \frac{\rho}{\rho_s} - 1 \right) + \Gamma \rho (e - e_H) \quad (3.10)$$

ou encore,

$$P_s(\rho, e) = K_s \left( \frac{\rho}{\rho_s} - 1 \right) \left( 1 - \frac{\Gamma}{2} \left( \frac{\rho}{\rho_s} - 1 \right) \right) + \Gamma \rho e \quad (3.11)$$

avec  $\rho$  la densité courante,  $K_s$  le module de compressibilité du solide et  $\Gamma$  le coefficient de Grüneisen. Les paramètres du déviateur sont tabulés et dépendent de  $P$  et de  $e$  :

- $Y_s(P, e) = Y_s(P) f_1(e)$  : la limite élastique du dense ;
- $G_s(P, e) = G_s(P) f_2(e)$  : son module de cisaillement.

$f_1$  et  $f_2$  sont des fonctions tabulées de ramollissement comprises entre 0 à l'énergie interne de fusion et 1 à énergie nulle.

### 3.2.3 Le poreux

Le matériau poreux est représenté par une succession de surfaces intermédiaires élastiques qui sont limitées par deux autres surfaces, l'une représentant son compactage et l'autre l'ouverture des pores.

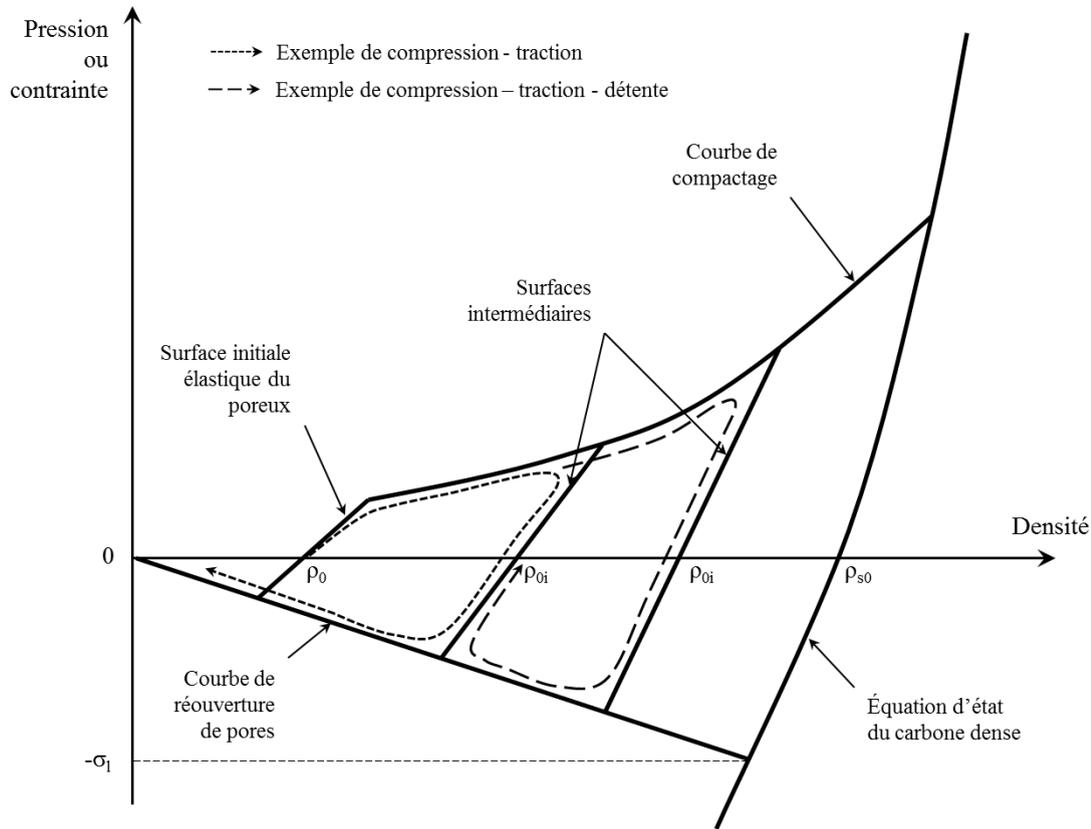


FIGURE 3.1 – Schéma de principe du modèle POREQST [81] à énergie interne nulle. La contrainte/pression est positive en compression. Des flèches pointillées représentent des cycles de sollicitations typiques. Notons que sans endommagement en traction, le matériau peut théoriquement atteindre une densité nulle.

**Surfaces intermédiaires** La première des surfaces intermédiaires  $i$  est la surface élastique du poreux. Leur densité à pression et énergie nulles, appelée densité intermédiaire, est notée  $\rho_i$ . Sur ces surfaces intermédiaires, la pression est aussi exprimée sous la forme d'une équation d'état de Mie-Grüneisen :

$$P_i(\rho, e, \rho_i) = K_i \left( \frac{\rho}{\rho_i} T_f - 1 \right) \quad (3.12)$$

avec

$$T_f = 1 + \frac{\Gamma \rho_s e}{K_s}, \quad K_i = \frac{K_s f_3(e)}{\alpha_i + L_1(\alpha_i - 1)}, \quad L_1 = \frac{K_s/K_0 - \alpha_0}{\alpha_0 - 1} \quad (3.13)$$

où  $T_f$  est un terme de dilatation thermique et  $f_3$  une fonction tabulée de ramollissement similaires à  $f_1$  et  $f_2$ . En outre, nous notons  $\alpha_i = \rho_s/\rho_i$  la distension – ou par abus de langage, la porosité – du matériau poreux à la densité intermédiaire  $\rho_i$ . Dans le cas particulier de la première surface intermédiaire, c'est-à-dire de la surface élastique initiale du poreux, l'on a  $K_i = K_0$ ,  $\rho_i = \rho_0$  et donc  $\alpha_i = \alpha_0 = \rho_s/\rho_0$ . On notera que l'hypothèse sous-jacente faite ici est que le coefficient de dilatation à pression nulle

est identique quelle que soit la surface intermédiaire. Cela signifie que le volume  $V$  s'exprime ainsi :

$$V = V_i(1 + \alpha_t \Delta T) \quad \text{avec} \quad \alpha_t = \frac{\Gamma \rho_s C_p}{K_s} \quad (3.14)$$

Concernant le déviateur, la limite élastique et le module de cisaillement évoluent en fonction de la densité intermédiaire et de l'énergie, de la même façon que le module de compressibilité :

$$Y_i = \frac{Y_s f_4(e)}{\alpha_i + L_2(\alpha_i - 1)} \quad \text{avec} \quad L_2 = \frac{Y_s/Y_0 - \alpha_0}{\alpha_0 - 1} \quad (3.15)$$

$$G_i = \frac{G_s f_5(e)}{\alpha_i + L_3(\alpha_i - 1)} \quad \text{avec} \quad L_3 = \frac{G_s/G_0 - \alpha_0}{\alpha_0 - 1} \quad (3.16)$$

De cette façon, lorsque  $\alpha_i = \alpha_0$  on retrouve les valeurs initiales  $Y_0$  et  $G_0$  correspondant au matériau poreux vierge. Lorsque  $\alpha_i = 1$ , on obtient les valeurs correspondant au matériau solide  $Y_s$  et  $G_s$ .

**Délimitation des surfaces intermédiaires** Utilisons la convention d'une contrainte positive en compression, ce qui revient à écrire que

$$\bar{\sigma} = P\bar{I} - \bar{S} \quad \text{avec} \quad \text{tr}(\bar{S}) = 0 \quad (3.17)$$

Dans le repère principal, notons les contraintes déviatoriques extrêmes :

$$S_{max} = \max(S_i)_{i=1,3} \quad \text{et} \quad S_{min} = \min(S_i)_{i=1,3} \quad (3.18)$$

En compression, la limitation des surfaces intermédiaires est faite par une surface de compactage que l'on écrit :

$$\sigma_c(\rho, e) = \Sigma_c(\rho) f_6(e) \quad (3.19)$$

où  $\Sigma_c(\rho)$  est une donnée expérimentale issue d'une compression confinée – c'est-à-dire en déformation uniaxiale – du matériau poreux en quasi-statique. En traction, la limitation se fait par une surface d'ouverture de pores dont l'intersection à énergie nulle avec la surface du matériau dense se fait à  $(\rho_l; \sigma_l)$  :

$$\sigma_o(\rho, e) = \Sigma_o(\rho) f_7(e) T_f \quad \text{avec} \quad \Sigma_o(\rho) = \rho \frac{\sigma_l}{\rho_l} \quad (3.20)$$

$\sigma_l$  étant le paramètre principal de cette surface. Signalons qu'en pratique,  $f_3(e) = f_6(e) = f_7(e)$ .

### 3.2.4 Algorithme général

Il est ensuite nécessaire de réaliser une série de tests – décrits par l’algorithme de la figure 3.2 – pour déterminer quelle valeur de pression utiliser. À cette fin, notons  $ID$  l’indice qui caractérise le type de comportement :

- $ID = 0$  : pas de changement de surface intermédiaire ;
- $ID = 1$  : ouverture de pores ;
- $ID = 2$  : compactage ;
- $ID = 3$  : densification complète.

```

début
  si  $e \geq e_{fusion}$  alors
    /* On utilise l'équation d'état du dense */
     $P \leftarrow P_s(\rho, e)$ 
     $ID \leftarrow 3$ 
  sinon
    /* On teste quel calcul de pression utiliser */
    si  $P_i(\rho, e) - S_{max} < \sigma_o(\rho, e) \ \& \ P_s(\rho, e) - S_{max} < \sigma_o(\rho, e) \ \& \ ID = 0$  alors
       $P \leftarrow \sigma_o(\rho, e) + S_{max}$ 
       $ID \leftarrow 1$ 
    fin
    si  $P_s(\rho, e) > P_i(\rho, e) \ \& \ ID = 0$  alors
       $P \leftarrow P_s(\rho, e)$ 
       $ID \leftarrow 3$ 
    fin
    si  $P_s(\rho, e) - S_{min} > \sigma_c(\rho, e) \ \& \ ID = 0$  alors
       $P \leftarrow P_s(\rho, e)$ 
       $ID \leftarrow 3$ 
    fin
    si  $P_i(\rho, e) - S_{min} > \sigma_c(\rho, e) \ \& \ ID = 0$  alors
       $P \leftarrow \sigma_c(\rho, e) + S_{min}$ 
       $ID \leftarrow 2$ 
    fin
    si  $P_i(\rho, e) - S_{min} < \sigma_c(\rho, e) \ \& \ ID = 0$  alors
       $P \leftarrow P_i(\rho, e)$ 
       $ID \leftarrow 0$ 
    fin
  fin
  si  $ID = 1 \ || \ ID = 2$  alors
    /* On calcule la nouvelle surface intermédiaire */
     $\rho_i \leftarrow (K_s f_1(e) \rho T_f - P \rho_s (1 + L_1)) / (K_s f_1(e) - P L_1)$ 
  fin
fin

```

FIGURE 3.2 – Algorithme général de POREQST, où  $e_{fusion}$  est l’énergie de fusion du matériau par unité de volume.

### 3.2.5 Limitations du modèle

Comme nous l'avons déjà dit, le modèle POREQST possède un certain nombre d'avantages, comme sa simplicité conceptuelle ou le fait de pouvoir utiliser une courbe de compression confinée expérimentale comme courbe de compactage et une équation d'état du carbone dense indépendante de la partie poreuse. Mais il présente aussi certaines limitations.

D'après la figure 3.1, il comporte une instabilité liée à la courbe de réouverture de pores. En effet, sans endommagement en traction qui limiterait son utilisation, celle-ci conduit à une diminution de la densité jusqu'à une valeur nulle. Ce comportement peut faire échouer certaines simulations.

La deuxième principale limitation est spécifique au comportement de l'EDM<sub>3</sub>. Nous avons vu dans l'essai de compression confinée cyclée du chapitre précédent – figure 2.4 – que le matériau a tendance à reprendre son volume initial après une compression et que la détente se fait le long d'une hystérésis. Quant à lui, POREQST modélise la détente suivant une surface élastique droite menant à une compaction résiduelle lorsque la pression redevient nulle. Ainsi, bien qu'il convienne de distinguer le comportement statique du matériau de son comportement dynamique, ce modèle pourrait introduire des erreurs dans la représentation des détentes de la partie poreuse, mais sur une plage de pression limitée. Nous verrons dans la suite quelle importance peuvent prendre ces erreurs.

## 3.3 Conclusion

Nous avons décrit ici le code de dynamique rapide Hésione dont nous nous servirons tout au long de cette étude pour la simulation d'impacts et de chocs. Selon les cas, nous l'utiliserons en mode 1D ou 2D-axisymétrique avec l'une ou l'autre des composantes – eulérienne et lagrangienne – ou bien successivement les deux grâce au remaillage.

Le choix a été fait d'utiliser POREQST comme modèle de matériau poreux, notamment car il est implémenté dans Hésione et qu'il peut être construit à partir de données d'essais statiques. Sa formulation originale, un schéma de principe et un algorithme décrivant son fonctionnement ont été fournis et ses limitations ont été discutées.

Le chapitre qui vient s'intéressera à la création d'une version de POREQST dédiée au graphite EDM<sub>3</sub>. Nous testerons et discuterons son fonctionnement sur des expériences dont le chargement dynamique est monodimensionnel.



## Chapitre 4

# L'épreuve du feu : expériences 1D

« Une quête commence toujours par la chance du débutant.  
Et s'achève toujours par l'épreuve du conquérant. »

| Paulo Coelho (1947 – ), *L'Alchimiste*

L'OBJECTIF des brèves études 1D que nous décrivons dans ce qui suit est la construction et la validation d'une version de POREQST adaptée au graphite EDM<sub>3</sub>. Dans un premier temps, nous présentons le choix des grandeurs mécaniques associées au matériau. Ensuite, nous utilisons des chocs de plaques à hauts niveaux de pression afin de solliciter principalement l'équation d'état du matériau dense. Puis un choc de plaque à un niveau de pression plus faible nous permet d'étudier la partie poreuse du modèle. Enfin, un choc généré par faisceau d'électrons, à plus bas niveau encore, est utilisé pour solliciter sa partie élastique<sup>1</sup>.

### 4.1 Construction d'un modèle dédié

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, les valeurs des grandeurs mécaniques de l'EDM<sub>3</sub> peuvent varier selon le mode de caractérisation utilisé. Nous choisissons d'utiliser principalement les données obtenues lors des analyses par ultrasons. Cependant, la valeur de la contrainte à la rupture est une moyenne issue des essais de traction du CEA. Ces choix sont résumés en table 4.1.

---

1. Une partie de ce chapitre a été publiée dans les actes d'un congrès [77].

TABLE 4.1 – Principales caractéristiques mécaniques de l'EDM<sub>3</sub> tirées du chapitre 2.

Densité (kg.m <sup>-3</sup> )	Poreux $\rho_0$	1754
	Dense $\rho_s$	2250
Porosité $\gamma_0$ (%)		22
Vitesse du son $c_0$ (m.s <sup>-1</sup> )		2212
Modules (GPa)	Compression $K_0$	8,58
	Cisaillement $G_0$	5,01
	Longitudinal $F_0 = K_0 + \frac{4}{3}G_0$	15,26
Contrainte de traction à la rupture $\sigma_r$ (MPa)		-70
Coefficient de Poisson $\nu$		0,26

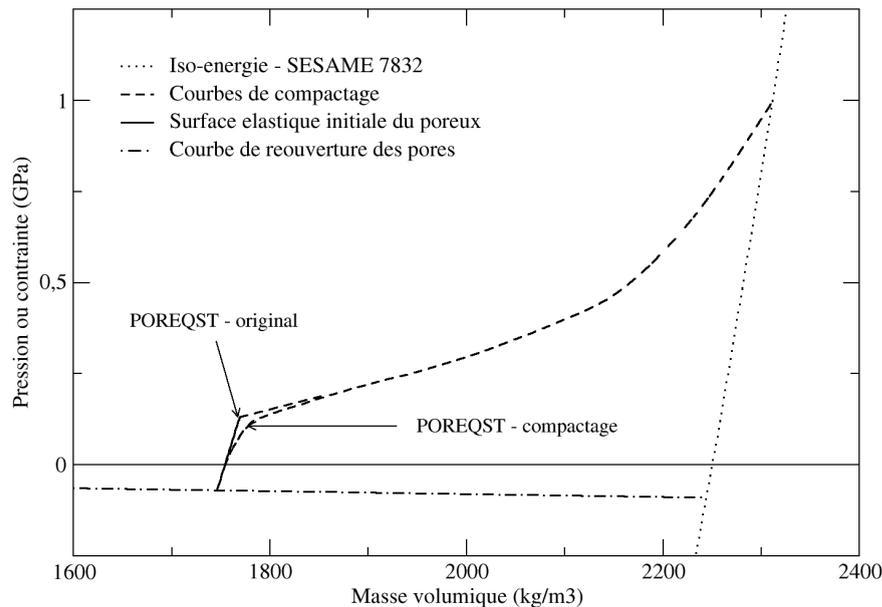


FIGURE 4.1 – Représentation du modèle POREQST adapté à l'EDM<sub>3</sub>. Les surfaces élastiques intermédiaires ainsi que les surfaces de compactage et de réouverture des pores sont représentées en contrainte-densité, tandis que la surface du matériau dense est en pression-densité. Cette dernière n'apparaît pas complètement.

#### 4.1.1 Représentation

**En compression** Le modèle POREQST de l'EDM<sub>3</sub> est présenté en figure 4.1 dans le plan pression-densité – ou contrainte-densité selon les cas – pour une énergie interne nulle. Sauf indication contraire, il est tel qu'utilisé dans la suite de cette étude.

Contrairement à la description du chapitre précédent, l'équation d'état du matériau dense n'est pas une Mie-Grüneisen mais la table américaine SESAME 7832 du carbone

– représentée ici en pression-densité. Elle est mieux adaptée aux très fortes pressions car elle tient compte de la transition graphite-diamant située entre 18 et 28 GPa.

La courbe de compactage est issue de l'essai de compression confiné CC1. À la différence de CC2, CC3 et CC4 que nous avons présentés au chapitre 2, il a été piloté en déplacement et non pas en effort. La vitesse de déformation était donc constante au cours de l'essai, ce qui est plus cohérent pour son utilisation dans le modèle. Toutefois, l'utilisation d'une courbe statique dans un modèle dynamique fait l'hypothèse d'une viscosité négligeable, ce qui pourrait ne pas être le cas.

La surface élastique initiale du poreux, vue au chapitre précédent en figure 3.1, est définie à partir du module de compression  $K_0$  et de l'équation 3.12. Mais sur la figure 4.1 – et uniquement ici –  $K_0$  a été remplacé par le module longitudinal  $F_0$  afin de la représenter elle aussi dans le plan contrainte-densité.

Nous nous proposons d'étudier deux variantes distinctes de POREQST. La première, qui correspond à la version originale de POREQST, utilise en compression comme en traction la surface élastique initiale pour modéliser la réponse mécanique du poreux soumis à des faibles pressions. La courbe de compactage est donc légèrement modifiée pour n'être utilisée qu'au-delà d'une contrainte de 130 MPa. La seconde a pour objectif de mieux représenter le comportement non-linéaire de l'EDM3 en-dessous de cette valeur. La courbe de compactage est alors utilisée dans son intégralité, neutralisant la surface initiale du poreux en compression. Cette dernière reste toutefois active en traction. Nous verrons par la suite que chaque version présente des avantages et des inconvénients selon la sollicitation étudiée.

**En traction** Si l'on suit la logique initiale du modèle POREQST, lorsque l'on entame une traction sur un volume de matériau vierge, la valeur absolue de la contrainte doit augmenter jusqu'à atteindre la réouverture des pores puis diminuer. Or, ce n'est pas ce qui a été constaté lors de l'essai de traction du chapitre 2. Pour représenter la fragilité du matériau, nous interdisons la réouverture des pores en faisant l'hypothèse d'une courbe contrainte-déformation linéaire jusqu'à la contrainte de rupture expérimentale. Cette dernière est donc favorisée au dépend de la déformation à la rupture. Et la différence entre déformation uniaxiale (essai de traction) et contrainte uniaxiale (POREQST) ainsi que l'influence de l'élastoplasticité dans le modèle sont négligées. Ainsi, l'intersection de la surface de réouverture de pore et de la surface élastique initiale à énergie nulle représente la résistance à la traction du matériau. D'après la version modifiée de l'équation 3.12, ses coordonnées  $(\rho_r ; \sigma_r)$  sont telles que :

$$\sigma_r = F_0 \left( \frac{\rho_r}{\rho_0} - 1 \right) \quad (4.1)$$

D'après l'équation 3.20, le coefficient directeur de la droite de réouverture de pore  $\sigma_r/\rho_r = \sigma_l/\rho_l$  est donc égal à  $-40,09.10^3 \text{ Pa.m}^3.\text{kg}^{-1}$ . Cela fixe son intersection avec l'équation d'état du dense à la valeur  $\sigma_l \sim -95 \text{ MPa}$ , paramètre d'entrée de POREQST.

#### 4.1.2 Déviateur des contraintes

**Limite élastique** Comme nous l'avons évoqué au chapitre précédent, Hésione limite la valeur du déviateur des contraintes par le critère de plasticité de Von-Mises. Dans POREQST, il est possible de faire évoluer la valeur seuil de ce critère – c'est-à-dire la limite élastique. À cette fin, nous utiliserons deux jeux de paramètres LE1 et LE2 donnés en table 4.2. Pour le poreux, c'est l'équation 3.15 et les valeurs de  $Y_0$  et  $Y_s$  qui la déterminent. Quant à elle,  $Y_s$  varie linéairement en fonction de la pression hydrostatique, jusqu'à atteindre 5 GPa à  $P = 25 \text{ GPa}$ , puis reste constante.

TABLE 4.2 – Deux jeux de paramètres différents pour décrire la limite élastique de l'EDM3 dans le modèle POREQST.

	LE1 (GPa)	LE2 (GPa)
$Y_0$	0,085	1
$Y_s(P = 0)$	0,085	1,5
$Y_s(25 \text{ GPa})$	5	5

Le jeu de paramètres LE1 est construit à partir de données d'essais statiques. Ainsi, la limite élastique  $Y_0$  s'exprime de la façon suivante :

$$Y_0 = \frac{1 - 2\nu}{1 - \nu} \sigma_{LEH} \quad (4.2)$$

Or, sur la figure 4.1, la limite élastique de Hugoniot  $\sigma_{LEH}$  est matérialisée par la jonction entre la surface élastique initiale du poreux et la courbe de compactage, soit 130 MPa. Dans ce cas,  $Y_0$  vaut 85 MPa.

LE2 résulte d'une construction arbitraire visant à ce que la limite élastique intervienne le moins possible dans la partie poreuse du modèle. Par conséquent, sa valeur est toujours supérieure ou égale à la contrainte du point de consolidation – environ 1 GPa – qui marque l'intersection de la courbe de compactage et de l'équation d'état du dense à énergie nulle.

**Module de cisaillement** Le module de cisaillement est décrit dans la table 4.3 d'une manière tout à fait identique à la limite élastique. C'est l'équation 3.16 qui le détermine

dans la partie poreuse.  $G_0$  est déduit des analyses par ultrasons du chapitre 2.  $G_s$  évolue linéairement par morceau en fonction de la pression hydrostatique jusqu'à atteindre 280 GPa pour  $P = 27,5$  GPa puis reste constant. Son ajustement a été réalisé antérieurement sur des données de chocs de plaques afin de reproduire fidèlement la vitesse des ondes de détente en fonction de la pression [127]. Sa brutale augmentation entre 18 et 27,5 GPa est due à la transition graphite-diamant.

TABLE 4.3 – Jeu de paramètres pour décrire le module de cisaillement de l'EDM3 dans le modèle POREQST.

	$G_s(P = 0)$	$G_s(18 \text{ GPa})$	$G_s(27,5 \text{ GPa})$
(GPa)	20	50	280

### 4.1.3 Énergie interne

Jusqu'à présent nous n'avons pas abordé la question de la troisième dimension, c'est-à-dire de l'énergie interne. En ce qui concerne le matériau dense, celle-ci est prise en compte dans la table SESAME 7832. Pour le matériau poreux, elle est gérée par les fonctions de ramollissement  $f_i(e)$  qui apparaissent au chapitre précédent. Dans notre cas, elles sont toutes identiques et valent 1 lorsque  $e$  vaut 0, et 0 lorsque  $e$  est égale à l'énergie de fusion à pression nulle  $e_f = 8.10^6 \text{ J.kg}^{-1}$ . Entre les deux, nous utilisons une interpolation linéaire. C'est une description sommaire mais suffisante dans notre cas où le matériau ne s'échauffe que très peu ou très localement et qui a le mérite de la simplicité.

Avant de passer à la simulation d'impacts hypervéloces, le modèle de comportement adapté à l'EDM3 que nous venons de développer doit être en grande partie validé sur des expériences simples, donc 1D. C'est tout l'objectif de ce qui suit, que ce soit en ce qui concerne la propagation des ondes de choc ou l'endommagement.

## 4.2 Sollicitation du modèle dense (SYLEX)

Afin de valider le principe de l'utilisation de l'équation d'état SESAME 7832 pour représenter le comportement du graphite EDM3 soumis à des chocs forts et soutenus, nous utilisons une expérience de chocs de plaques réalisée sur le lanceur SYLEX du CEA CESTA en configuration mono-étape à poudre – cf. chapitre 2.

### 4.2.1 Dispositif expérimental

La configuration expérimentale du tir 909 est schématisée en figure 4.2. Le projectile est composé d'une plaque de PMMA de 5 mm d'épaisseur et d'une plaque d'acier de 0.5 mm collées l'une à l'autre. Sa vitesse, mesurée par des sondes piézoélectriques, est d'environ  $2094^{+/-150}$  m.s<sup>-1</sup>. La cible est constituée de deux plaques d'EDM<sub>3</sub> distinctes – d'épaisseurs respectives 1 et 5 mm – derrière lesquelles sont collées des fenêtres de fluorure de lithium (LiF) de 15 mm. Le LiF est un matériau transparent dont l'impédance de choc est supérieure à celle de l'EDM<sub>3</sub>. Sa face avant, à l'interface de l'EDM<sub>3</sub>, est recouverte d'une très fine couche d'aluminium permettant la réflexion de la vélocimétrie laser (IDL ou VISAR) passant à travers lui. La vitesse mesurée est donc celle de l'interface entre l'échantillon de carbone et la fenêtre transparente. Notons que les épaisseurs de colle, de l'ordre du micromètre, sont largement négligeables en comparaison de la durée du choc.

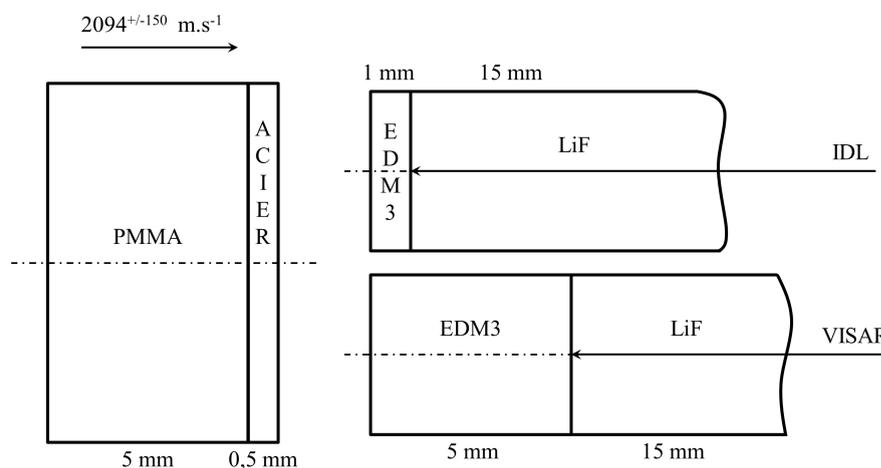


FIGURE 4.2 – Configuration expérimentale du tir SYLEX 909. Les vitesses d'interface entre l'EDM<sub>3</sub> et le LiF sont mesurées par IDL et VISAR.

### 4.2.2 Résultats et discussions

Nous avons réalisé des simulations numériques lagrangiennes 1D avec le code Hésione décrit précédemment. Le PMMA, l'acier et le LiF sont des matériaux bien connus pour lesquels nous possédons des modèles numériques éprouvés et validés. Concernant l'EDM<sub>3</sub>, nous utilisons le modèle POREQST tel qu'il est décrit en section 4.1.

À l'impact, le niveau de contrainte en face avant des échantillons d'EDM<sub>3</sub> atteint les 15 GPa. Le choc se propage ensuite jusqu'à l'interface EDM<sub>3</sub>-LiF où la contrainte avoisine 23 GPa pour l'échantillon d'1 mm et 12 GPa pour celui de 5 mm. Toutes ces

valeurs sont largement supérieures à la contrainte du point de consolidation. Cela indique que le modèle poreux n'est quasiment pas sollicité pour ce tir au profit du modèle dense. L'utilisation de l'une ou l'autre représentation du pied de la courbe de compactage – compactage ou élasticité – n'a donc aucune influence. La figure 4.3 compare les vitesses d'interface EDM<sub>3</sub>-LiF obtenues expérimentalement et numériquement. Seuls les calculs réalisés avec la limite élastique LE1 sont présentés ici, la différence avec LE2 étant marginale.

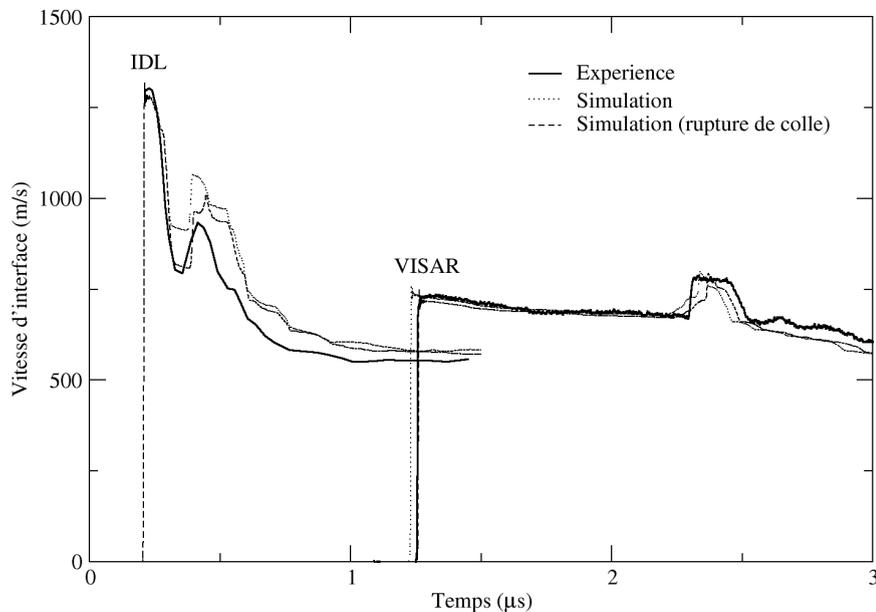


FIGURE 4.3 – Résultats expérimentaux et numériques du tir SYLEX 909. L'EDM<sub>3</sub> est modélisé par POREQST lors de simulations lagrangiennes 1D avec le code Hésione.

L'accord entre la mesure VISAR et la simulation est très bon. En ce qui concerne la mesure IDL, la simulation reproduit très bien le niveau du choc, mais l'amplitude de la détente qui le suit est sous-estimée. L'hypothèse la plus probable pour expliquer cela est la rupture prématurée de la colle entre le PMMA et l'acier lors de la mise en vitesse du projectile. Une faible épaisseur de vide se serait ainsi créée et d'après les simulations, elle pourrait être de l'ordre de 120  $\mu\text{m}$ . Dans ce cas, la correspondance entre expérience et simulation est tout à fait acceptable.

Au vu de ces résultats, l'utilisation de l'équation d'état SESAME 7832 pour représenter le comportement du graphite sous choc intense se justifie parfaitement. Néanmoins, nous n'avons pas encore mis à l'épreuve la composante poreuse du modèle POREQST. C'est ce que nous faisons dans la suite.

### 4.3 Sollicitation de la composante poreuse (Garance)

Dans la section précédente, la partie poreuse du modèle POREQST n'a été que très peu sollicitée puisque le niveau de pression était élevé. Nous étudions maintenant des chocs plus faibles, générés par le lanceur Garance du CEA CESTA.

#### 4.3.1 Description

La figure 4.4 donne la configuration expérimentale du tir Garance M1 sur EDM3. Une plaque de cuivre de 2 mm d'épaisseur est projetée à  $332^{+/-2}$  m.s<sup>-1</sup> sur un échantillon de graphite de 3 mm d'épaisseur. La vitesse de la surface libre de ce dernier est relevée par l'intermédiaire d'une sonde VH. Une plaque de mousse Klegecell d'épaisseur 6 mm, dont l'impédance de choc est très faible, est placée entre le boulet qui sert de support à l'impacteur et celui-ci. Elle a pour rôle de simuler la présence de vide directement derrière la plaque de cuivre. Ainsi, l'impact génère un choc dans l'impacteur et la cible d'EDM3, suivi d'une détente due à l'aller et retour de l'onde dans l'impacteur de cuivre.

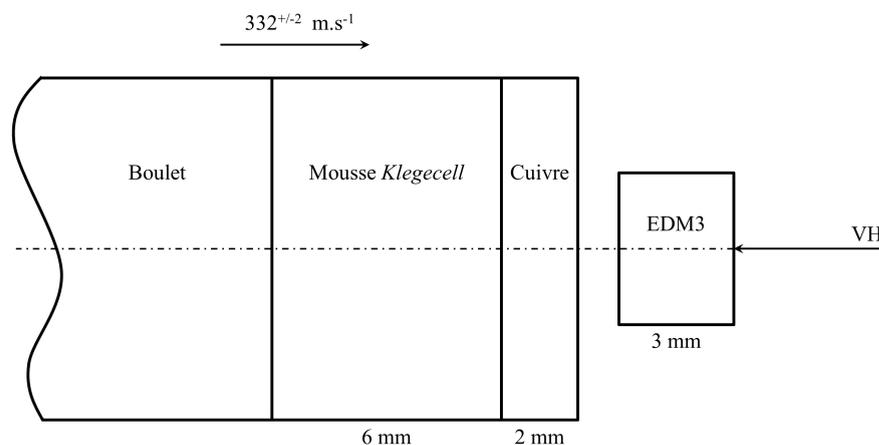


FIGURE 4.4 – Configuration expérimentale du tir Garance M1. La vitesse de surface libre de l'EDM3 est mesurée par VH.

#### 4.3.2 Résultats et discussions

La vitesse de surface libre expérimentale du tir M1 est comparée à celles obtenues par des simulations Hésione en figure 4.5. La contrainte exercée par la plaque de cuivre sur la face avant de l'EDM3 est d'un peu plus de 800 MPa et s'atténue pour n'être plus que de 300 MPa en arrivant en face arrière.

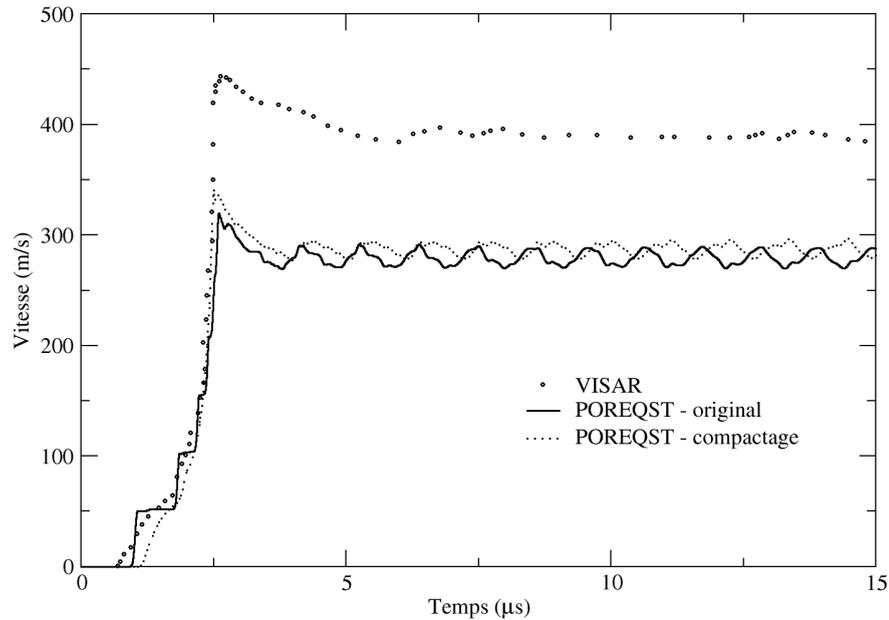


FIGURE 4.5 – Comparaison expérience-simulation du tir Garance M1. Le modèle POREQST original restitue mieux l'instant de débouché du choc, tandis que le modèle sans surface élastique initiale reproduit mieux la courbure du front de montée en vitesse.

Pour ce tir non plus, la valeur de la limite élastique n'a presque aucun effet, contrairement à la représentation du pied de la courbe de compactage. Ainsi, le modèle POREQST original génère des marches d'escalier qui proviennent des rebonds successifs du précurseur élastique sur la face arrière de la cible. Elles sont lissées lorsque l'on modélise le matériau sans surface élastique initiale, mais cela retarde l'instant de débouché du choc. Les rebonds de vitesse observés autour de  $285 \text{ m.s}^{-1}$  sont dus aux allers et retours de l'onde de choc dans la cible de graphite.

On note toutefois que la vitesse maximum de la surface libre est largement sous-estimée par les deux variantes du modèles puisqu'elle est systématiquement inférieure de 25 à 30% à la vitesse expérimentale. Cette différence peut avoir deux origines. La première serait expérimentale : une vitesse d'impact de  $450 \text{ m.s}^{-1}$  au lieu de 332 permettrait d'atteindre le bon niveau de vitesse. Une telle erreur est hautement improbable puisque la vitesse d'impact est mesurée par trois systèmes de sondes piézoélectriques. Elle est aussi confirmée par un choc symétrique réalisé simultanément sur une plaque de cuivre, dont la vitesse de surface libre donne la vitesse d'impact.

La seconde hypothèse est numérique, et peut-être plus plausible. Elle est liée à l'une des limitations du modèle que nous avons soulevées au chapitre précédent. Nous avons vu, grâce à l'essai de compression confinée cyclée du chapitre 2 (*cf.* figure 2.4),

que l'EDM<sub>3</sub> a tendance à reprendre sa densité initiale après déchargement. En supposant que le matériau conserve le même comportement lors d'une sollicitation dynamique. La partie poreuse du modèle POREQST ne serait pas en mesure de représenter ce phénomène, car le retour à pression nulle s'y fait le long de surfaces intermédiaires qui induisent un compactage résiduel.

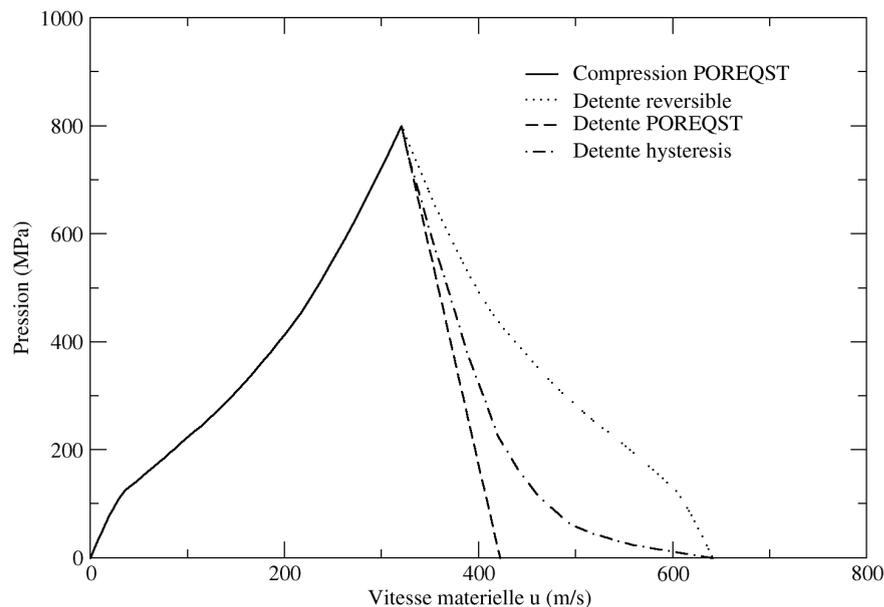


FIGURE 4.6 – Diagramme  $P-u$  dans l'EDM<sub>3</sub> du tir Garance M1. Trois modèles de détente sont discutés (voir texte pour plus de détails).

La figure 4.6 représente, dans le plan pression-vitesse matérielle  $P-u$ , la montée en pression de l'EDM<sub>3</sub> simulée avec POREQST sans surface élastique initiale. Trois modèles de détente sont proposés. La première, la moins raide, est donnée à titre indicatif et suppose que la compression est totalement réversible. La seconde, la plus raide, est celle qui est générée par les surfaces intermédiaires du modèle POREQST. La dernière est déduite de l'essai de compression confinée cyclée en supposant qu'une détente dynamique s'effectue en suivant une hystérésis. La différence entre ces deux dernières courbes pourrait suggérer que le modèle POREQST surestime fortement la vitesse des ondes de détente pour certaines gammes de pression. Dans ce cas, l'onde de choc qui se propage dans la plaque d'EDM<sub>3</sub> se serait atténuée trop vite, ce qui expliquerait la vitesse de surface libre trop faible. Toutefois, un seul essai n'est pas suffisant pour tirer des conclusions définitives sur cet aspect.

## 4.4 Sollicitation de la partie élastique (César)

Nous avons montré que le fait de mieux représenter le pied de la courbe de compactage au détriment de la surface élastique initiale du poreux donne d'assez bons résultats pour les chocs de niveau intermédiaire. Mais qu'en est-il des chocs faibles qui sollicitent le modèle principalement dans cette zone ?

### 4.4.1 Configuration expérimentale

Pour étudier les chocs de plus faible intensité, nous avons à notre disposition des tirs de faisceaux d'électrons réalisés sur le GCC César du CEA CESTA (cf. section 2.3) à des fluences de  $170 \text{ J.cm}^{-2}$ . Un schéma de l'expérience est fourni en figure 4.7.

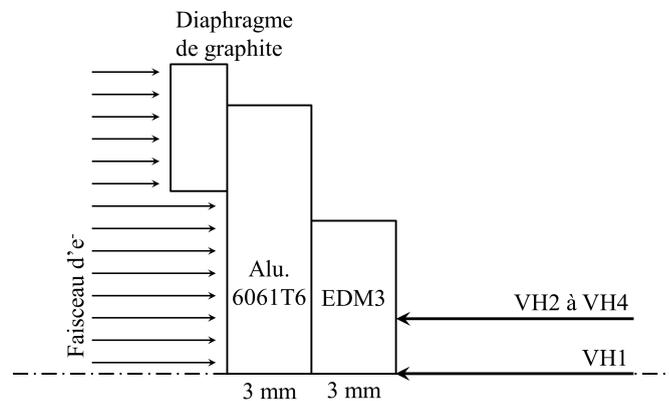


FIGURE 4.7 – Configuration expérimentale du tir César 3060 sur EDM3. Le dépôt d'électrons est fait dans l'aluminium qui sert de transmetteur de choc.

L'absorption du faisceau d'électrons a lieu dans le premier millimètre d'un transmetteur d'aluminium 6061-T6 d'épaisseur 3 mm et de diamètre 50 mm. Le chauffage isochore de la matière génère un choc suivi d'une détente qui se propage dans le matériau. Ceux-ci sont transmis à une cible carrée d'EDM3 de même épaisseur et de côté 30 mm collée au transmetteur. La face arrière de la cible est laissée libre et recouverte d'une très fine couche de revêtement réfléchissant. Quatre sondes VH – une au centre et trois placées à  $120^\circ$  les unes des autres sur un diamètre de 10 mm – mesurent la vitesse de la surface libre.

### 4.4.2 Calibration sur aluminium

Nous n'utilisons pas de code de calcul simulant l'interaction particule-matière pour connaître le choc généré par le dépôt d'électrons. Au lieu de cela, un tir de calibration

sur le transmetteur d'aluminium, auquel était collée une fenêtre de LiF, a été réalisé dans les mêmes conditions que le tir avec EDM3.

Une loi de pression équivalente, tracée en figure 4.8(a), a été ajustée avec Hésione afin de reproduire au mieux la vitesse de l'interface aluminium-LiF. Sa durée à mi-hauteur est de 150 ns et elle atteint 1 GPa. Malgré sa faible résolution temporelle, l'accord entre la vitesse d'interface expérimentale et numérique est très bon, comme le montre la figure 4.8(b). On notera que les quatre sondes VH donnent des vitesses similaires ce qui signifie que le faisceau est assez homogène.

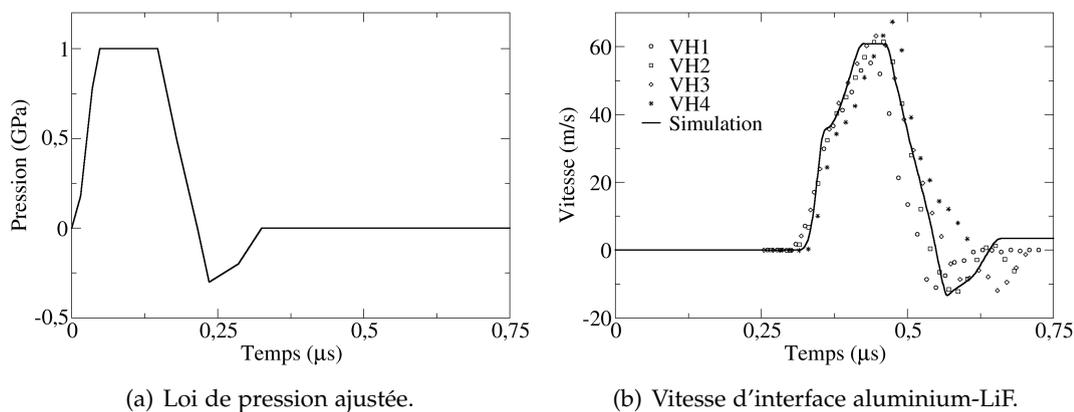


FIGURE 4.8 – Tir de calibration César pour la détermination d'une loi de pression équivalente permettant de reproduire la vitesse d'interface aluminium-LiF.

La profondeur à laquelle est créé le choc dans le transmetteur est directement reliée à l'instant de débouché du choc sur l'interface, soit 0,9 mm. Puisque lors de la simulation, la loi de pression est déposée sur sa face avant, l'épaisseur de l'aluminium est réduite à 2,1 mm. Toutefois, cette modélisation n'est valide que pour la propagation du premier choc et aura tendance à anticiper l'arrivée du second dû à la réflexion de l'onde de détente sur la face avant. C'est ce que nous verrons pour le tir avec EDM3.

#### 4.4.3 Simulation numérique

La loi de pression équivalente est ensuite utilisée pour la simulation du tir avec la cible d'EDM3 dont le résultat est présenté en figure 4.9 au côté de la vitesse de surface libre expérimentale. La simulation numérique donne la contrainte à l'interface de l'aluminium et de l'EDM3 qui est de l'ordre de 250 MPa.

Le modèle POREQST sans surface initiale élastique est incapable de reproduire le niveau de vitesse ni la chronologie du choc. Cela est dû à l'irréversibilité de la compression dès son commencement. Ainsi, la vitesse des ondes de détente est toujours

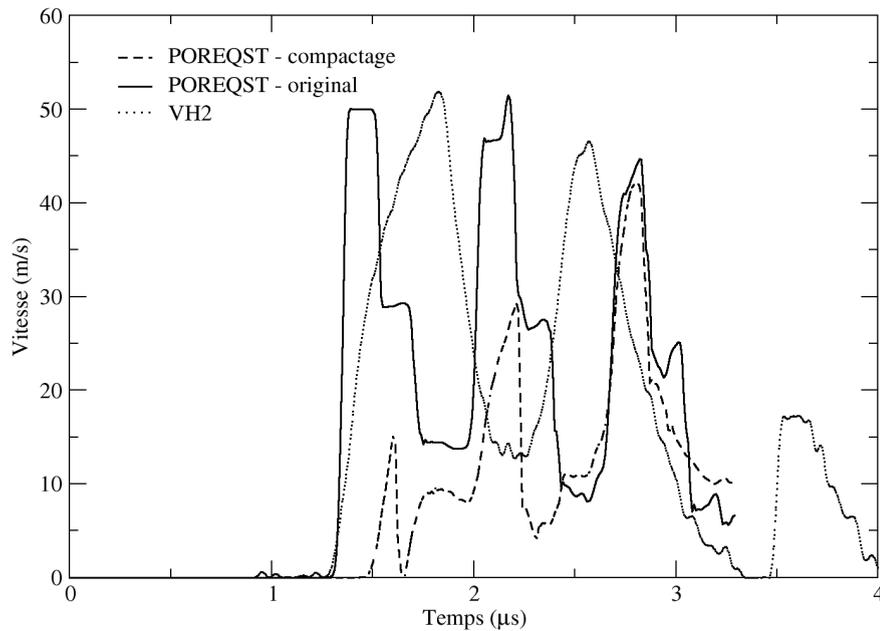


FIGURE 4.9 – Résultats expérimentaux et numériques du tir César 3060. L'EDM<sub>3</sub> est modélisé par POREQST lors de simulations lagrangiennes 1D avec le code Hésione.

supérieure à celle du choc, et l'atténuation est présente même aux basses pressions. Si l'on utilise le modèle POREQST original, il apparaît que la vitesse est bien meilleure car c'est une onde élastique qui arrive sur la face arrière. La contrainte vue par la surface libre est alors de 130 MPa. L'instant de débouché du premier choc est lui aussi très bien reproduit. Comme nous l'avons prédit plus haut, le second et le troisième chocs arrivent trop tôt à cause de l'épaisseur d'aluminium réduite lors de la simulation. L'utilisation de la limite élastique LE1 ou LE2 n'a pas d'influence, si ce n'est un écart de 5% sur le premier pic de vitesse.

Cependant les fronts de montée en vitesse de la simulation avec POREQST original sont droits alors que, expérimentalement, ils sont courbes. Cela suggère que l'EDM<sub>3</sub> a un comportement élastique non-linéaire en-dessous de 130 MPa. Le phénomène a d'ailleurs été constaté sur des monocristaux de graphite lors d'essais d'indentation cyclés [128, 129], mais à notre connaissance pas sur des graphites poreux sous choc.

## 4.5 Conclusion

Ce chapitre avait pour but la construction d'une version du modèle POREQST adaptée à l'EDM<sub>3</sub> que nous pourrions utiliser par la suite. Pour ce faire, nous avons sélectionné des données d'essais statiques et les avons utilisées comme paramètres d'entrée du modèle. Puis, nous nous sommes intéressés à des expériences dynamiques 1D variées,

capables de solliciter des parties spécifiques du modèle : impacts de plaques, chocs générés par laser et par faisceau d'électrons. Les vitesses de surface libre ou d'interface ont été enregistrées par VISAR, VH ou IDL puis comparées aux simulations.

Lors des chocs de plaques SYLEX, il est apparu que l'utilisation de l'équation d'état SESAME 7832 du carbone permet de reproduire correctement la propagation de chocs intenses – supérieurs à plusieurs GPa. Dans ce cas, la partie poreuse du modèle n'est presque pas sollicitée et n'influence pas le résultat de la simulation.

Un tir avec le lanceur Garance a permis de générer un choc modéré dans l'EDM<sub>3</sub> et de solliciter sa représentation poreuse sous le point de consolidation (1 GPa). Si le modèle POREQST original donne des résultats tout à fait corrects en ce qui concerne le front de montée en vitesse de la surface libre, il le reproduit toutefois assez grossièrement. Celui-ci est nettement affiné si l'on modélise plus fidèlement la courbe de compactage et que l'on neutralise la surface élastique initiale du poreux. Cependant, la vitesse est sous-estimée par la simulation, quel que soit la variante du modèle utilisée. On peut supposer que cela est lié à l'inadéquation des détetes du modèle. Mais l'absence d'expériences 1D supplémentaires où le matériau serait sollicité en choc-détente dans cette gamme de pression ne permet pas de confirmer cette hypothèse.

La représentation sans surface élastique initiale n'est pas adaptée aux chocs de faible intensité. Elle fait que l'onde de choc s'atténue trop vite dans les simulations du tir réalisé avec le GCC César. La vitesse de la surface libre est alors trop faible. POREQST original permet de corriger cela mais ne reproduit pas la courbure du signal de vitesse. Ceci nous a donc fait poser l'hypothèse d'une élasticité non-linéaire de l'EDM<sub>3</sub>.

La version originale de POREQST convient donc mieux aux faibles niveaux de choc tandis que sa version sans surface élastique initiale est plus adaptée aux chocs modérés. Lors de fortes sollicitations, il n'y a pas de différence entre ces deux représentations. Pour chaque simulation, nous avons aussi testé deux modèles de limite élastique. Il s'avère que cette dernière n'a que très peu d'influence sur la vitesse de surface libre ou d'interface, quelle que soit la sollicitation. En terme de propagation du choc, on peut donc utiliser indistinctement l'un ou l'autre jeu de paramètres.

Finalement, le modèle que nous venons de construire et de tester donne de bons résultats dans ses différentes variantes, hormis lors de chocs très faibles. Il servira de point de départ pour la simulation des impacts hypervéloces et des chocs lasers que nous présentons expérimentalement aux chapitres 5 et 7. Néanmoins, un doute subsiste quant à sa capacité à reproduire fidèlement la propagation des détetes dans le matériau. Et en l'absence d'expériences d'écaillage, aucun seuil d'endommagement n'a été déterminé.

**Troisième partie**

**Impacts hypervéloces**



## Chapitre 5

# Campagne expérimentale MICA

« Les expérimentateurs sont des gens sérieux. Ils savent que la physique est impitoyable et ne laisse rien passer. Ils redoublent donc de précautions pour réaliser les expériences qu'ils ont conçues [...] »

! Jacques Thouvenin, *Les Mécanismes élémentaires de la détonique*

**S**'IL est impropre de parler de *campagne* lorsque celle-ci s'est épisodiquement étalée sur plusieurs années, nous tenterons néanmoins de démontrer la cohérence des essais de cratérisation et de pénétration que nous compilons ici. Nous commencerons par un bref descriptif de la campagne en donnant une vue générale des résultats. Nous les discuterons ensuite afin d'acquérir une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu, comme l'évolution de la taille des cratères et de la profondeur de pénétration des projectiles en fonction de la vitesse d'impact. Nous essaierons enfin d'identifier l'endommagement de la cible grâce à différents moyens d'analyse<sup>1</sup>.

### 5.1 Description et résultats

Des expériences d'impact et de pénétration ont été menées au CEA CESTA sur l'isographite EDM<sub>3</sub>. C'est le lanceur bi-étage MICA, présenté en section 2.2, qui a été utilisé avec pour projectile des billes de 0,5 mm de diamètre. Elles proviennent de roulement à bille et sont faites d'acier 100Cr6 durci à 60-65 HRC – dureté Rockwell échelle C. La table 5.1 donne les caractéristiques de ce type d'acier utiles aux discussions qui vont suivre [45, 61], de même qu'elle rappelle celles de l'EDM<sub>3</sub> présentées plus largement en section 2.1.

---

1. La majeure partie des travaux que nous présentons dans ce chapitre a fait l'objet de deux publications que le lecteur trouvera en références [130, 131].

TABLE 5.1 – Principales caractéristiques mécaniques de l'EDM<sub>3</sub> et du 100Cr6.

	EDM <sub>3</sub>	100Cr6 durci [45]
Densité $\rho_0$ (kg.m <sup>-3</sup> )	Poreux	1754
	Compact	2250
Module de Young $E$ (GPa)	Tension	11
	Compression	12
Contrainte à la rupture $\sigma_r$ (MPa)	Tension	70
	Compression	140
Déformation à la rupture $\epsilon_r$ (%)	Tension	1
	Compression	8
Vitesse du son $C_0$ (m.s <sup>-1</sup> )		2212
Ténacité $K_{Ic}$ (MPa.m <sup>1/2</sup> )		0,8-1,2
Porosité (%)		22
Taille de grain ( $\mu$ m)		<5

Les impacts sont orthogonaux et les cibles de graphite cylindriques de diamètre 30 mm et de hauteur 15 mm peuvent être considérées comme semi-infinies par rapport au projectile. Des tomographies *post-mortem* ont été réalisées au CEA LR. Leur analyse a révélé que dans la plupart des cas, le projectile est resté piégé dans la cible suite à la refermeture de la matière après son passage. Les tomographies nous ont aussi fourni les dimensions principales des cratères apparents telles que le diamètre, la profondeur et le volume ainsi que la profondeur de pénétration des projectiles. Ces mesures apparaissent en table 5.2 avec les numéros de tir et les vitesses d'impact. On remarquera que le projectile n'a pas été retrouvé pour les tirs 38\_09 et 41\_09.

## 5.2 Discussion des résultats expérimentaux

Nous analysons dans cette partie l'évolution des profondeurs, diamètres et volumes de cratère et de la profondeur de pénétration du projectile en fonction de la vitesse d'impact en comparant nos résultats à ceux obtenus par d'autres auteurs sur des matériaux semblables.

### 5.2.1 Profondeur et diamètre des cratères

Les diamètres et profondeurs des cratères normalisés par le diamètre du projectile sont représentés en figure 5.1. Comme l'on pouvait s'en douter, ils augmentent avec

TABLE 5.2 – Résumé des principales caractéristiques et dimensions des tirs MICA sur EDM<sub>3</sub>. Sont aussi donnés les profondeurs, diamètres et volumes adimensionnés.

Numéro du tir	Vitesse d'impact $v_0$ (m.s <sup>-1</sup> )	Prof. de cratère $p_c$ (mm)	Diam. de cratère $d_c$ (mm)	Vol. de cratère $V_c$ (mm <sup>3</sup> )	Prof. de projectile $p_p$ (mm)	Grandeurs adimensionnées			
						$p_c/d_p$	$d_c/d_p$	$p_p/d_p$	$V_c/V_p$
02_12	1168	0,26	0,96	0,05	2,53	0,52	1,92	5,06	0,76
03_12	1695	0,40	1,28	0,15	4,02	0,80	2,56	8,04	2,29
01_12	1753	0,38	1,20	0,11	4,07	0,76	2,40	8,14	1,68
68_13	1872	0,43	1,38	0,21	4,36	0,86	2,75	8,72	3,21
70_13	2445	0,54	1,69	0,33	4,52	1,08	3,38	9,04	5,04
72_13	2685	0,74	1,86	0,59	4,22	1,48	3,72	8,44	9,01
71_13	2856	0,94	2,07	0,71	3,84	1,88	4,13	7,68	10,85
38_09	3072	1,29	3,21	3,43	-	2,58	6,42	-	52,41
120_12	3446	1,34	3,16	3,68	2,59	2,68	6,31	5,18	56,23
41_09	3788	0,94	2,94	2,80	-	1,88	5,88	-	42,78
41_01	3895	1,42	3,42	3,60	2,62	2,84	6,84	5,24	55,00
38_01	4003	1,46	3,37	3,90	2,75	2,92	6,74	5,50	59,59
39_09	4348	1,42	3,64	5,16	2,28	2,84	7,28	4,56	78,84
21_01	4512	1,85	3,95	6,30	2,31	3,70	7,89	4,62	96,26

la vitesse d'impact et suivent apparemment une loi de puissance. Dans la littérature concernant l'impact de projectiles sphériques sur des cibles ductiles, les auteurs ont noté une évolution de ces grandeurs selon une loi de puissance  $2/3$  de la vitesse, directement reliée à la forme hémisphérique des cratères [37, 38]. Cependant, dans le cas d'impacts de billes d'acier sur des cibles de graphite, Tanabe et al. [132] ont montré que cette même loi s'appliquait à leurs cratères de forme conique. Dans notre cas, bien que les cratères soient aussi coniques – cf. figure 5.7 – les lois de puissance correspondant respectivement aux diamètres et aux profondeurs sont plus proches de 1,2 et 1,6. Quant aux tirs 38\_09 et 41\_09 pour lesquels le projectile n'a pas été retrouvé dans la cible, on peut remarquer qu'ils sont éloignés de la tendance générale en diamètre et en profondeur. Cela peut s'expliquer par l'impact d'un débris du sabot contenant la bille au lieu de la bille elle-même. Quoiqu'il en soit, nous avons choisi de ne pas considérer ces deux tirs dans les discussions et analyses qui suivent.

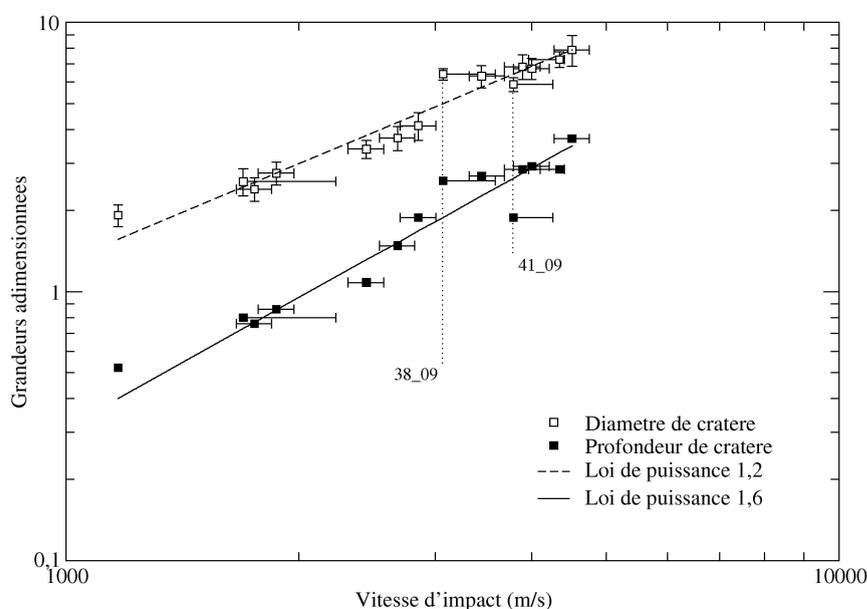


FIGURE 5.1 – Profondeurs et diamètres de cratère, normalisés par le diamètre du projectile, en fonction de la vitesse d'impact. Les barres d'erreur sur la vitesse d'impact et le diamètre de cratère sont données lorsqu'elles sont disponibles. Les tirs 38\_09 et 41\_09 sont ignorés dans la suite de l'étude.

### 5.2.2 Volume

De nombreuses études sur les matériaux ductiles ont mis en évidence que, dans le régime hypervélocé, la forme du cratère s'apparente à une demi-sphère et que son volume est proportionnel à l'énergie cinétique du projectile, c'est-à-dire  $V_c \propto v_0^2$  [37, 38]. Dans le cas des matériaux fragiles – et particulièrement du graphite – les choses

sont assez différentes. En effet, Latunde-Dada et al. [133] ont montré que, pour des impacts de billes d'acier sur graphite, une approximation conique du cratère avec pour base le diamètre et pour hauteur la profondeur donne de bons résultats sur la valeur du volume. En ce qui nous concerne, compte tenu des dimensions présentées en table 5.2 et de la figure 5.7, l'approximation conique semble plus pertinente que l'hémisphérique car cette dernière surestimerait franchement le volume du cratère.

Prolongeant le travail d'autres auteurs, Tanabe et al. [132] ont relié le volume de cratère non seulement à la vitesse d'impact mais aussi aux propriétés mécaniques statiques de la cible telles que la résilience, la dureté et le module élastique. Cela a abouti à un exposant sur la vitesse proche de  $5/2$ . Dans leur article, Latunde-Dada et al. [133] n'ont proposé aucune corrélation entre la vitesse d'impact et le volume de cratère. Néanmoins, leurs données sont tracées en figure 5.2 au côté de nos propres données. Pour eux comme pour nous, le projectile est une bille d'acier et les cibles sont en graphite de densités proches. Dans les deux cas, il apparaît que le volume  $V_c$  n'est pas proportionnel au carré de la vitesse d'impact. Plus surprenant encore, l'exposant de la loi de puissance est proche de 2.6 pour Latunde-Dada alors qu'il est de 4 pour nous et ce, malgré la forte ressemblance des matériaux utilisés. Nous n'avons pas d'explication satisfaisante à cette différence mais cela montre clairement que les densités respectives du projectile et de la cible ne sont pas les seuls paramètres pertinents pour prédire l'évolution du volume de cratère. Cependant, le phénomène de piégeage du projectile qui a lieu lors de nos tirs nous oblige à considérer les résultats avec précaution. C'est particulièrement vrai puisque Latunde-Dada n'a rien mentionné de ce genre dans son article, mais peut-être car aucune analyse sous-surfacique n'a été menée.

### 5.2.3 Profondeur de pénétration

Exception faite des tirs 38\_09 et 41\_09, tous les projectiles ont été retrouvés dans les cibles, qu'ils soient alors fragmentés ou non. Nous appelons la profondeur de pénétration (PDP) la distance entre la surface d'impact de la cible et le point appartenant au projectile – ou à ses débris – le plus éloigné de cette surface.

La figure 5.3 présente la PDP en fonction de la vitesse d'impact. Contrairement aux diamètres, profondeurs et volumes de cratères, celle-ci n'augmente plus après  $2.2 \text{ km.s}^{-1}$ . Ce phénomène a déjà été observé précédemment pour des projectiles et des cibles de genre varié, par exemple : des géo-pénétrateurs d'acier sur des cibles d'aluminium [20, 134] ou de béton [28]; des sphères d'aluminium, d'acier et de titane de différents diamètres sur des briques d'adobe [135]; des sphères d'acier sur des matériaux de faible densité tels que le sable [136]. Les auteurs de ces recherches ont

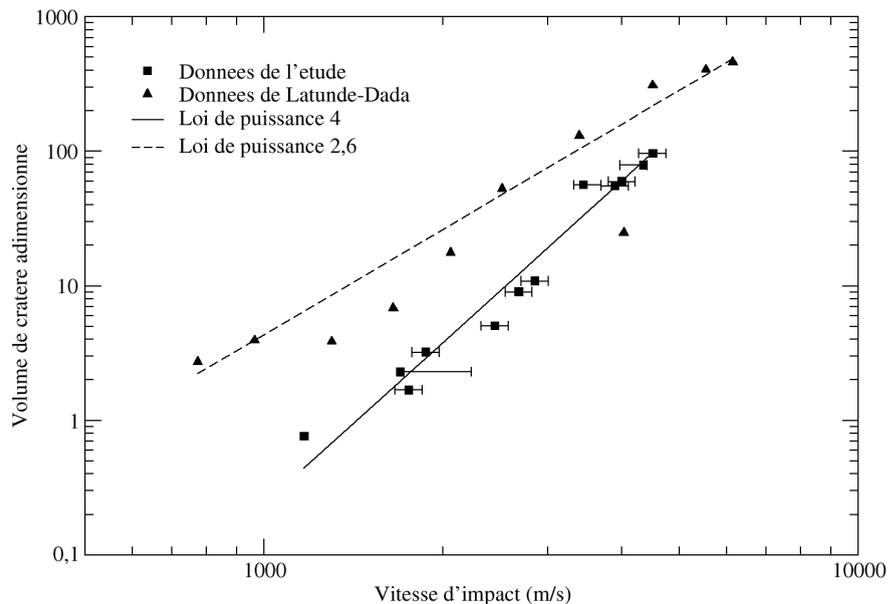


FIGURE 5.2 – Volume de cratère normalisé par le volume du projectile en fonction de la vitesse d'impact. Les données issues des travaux de Latunde-Dada et al. [133] sont aussi présentées.

généralement mis ces résultats sur le compte de l'érosion, de la déformation et de la fragmentation du projectile au-delà d'un seuil de vitesse, mais sans analyse phénoménologique quantitative.

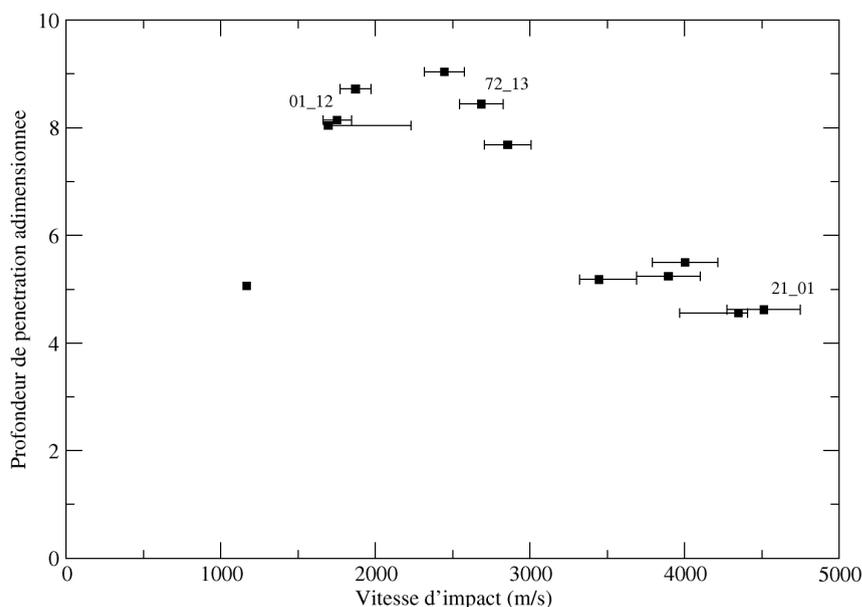


FIGURE 5.3 – Profondeur de pénétration normalisée par le diamètre du projectile en fonction de la vitesse d'impact.

Néanmoins, Trucano and Grady [137], grâce à des radiographies X *in-situ*, ont mis

en évidence trois régimes de pénétration lors d'impacts de sphères de cuivre sur une mousse de polyuréthane. Dans le premier régime, aux vitesses d'impact les plus faibles, ils constatent l'érosion du projectile provoquant une faible perte de masse mais pas de déformation. Dans le second, l'érosion est toujours présente – la perte de masse est multipliée par 4 – mais cette fois le projectile subit de fortes déformations l'aplatissant du côté de l'impact. Enfin, dans le troisième et dernier régime, aux vitesses les plus élevées, ils observent la fragmentation multiple du projectile.

Grâce à la figure 5.3, on peut identifier trois intervalles de vitesse correspondant probablement aux trois régimes de pénétration décrits par Trucano et Grady :

- le premier – que nous appellerons R<sub>1</sub> – va de 0 à environ 2,2 km.s<sup>-1</sup>, où la PDP semble croître linéairement avec la vitesse d'impact ;
- dans le second (R<sub>2</sub>) la PDP diminue fortement jusqu'à la vitesse de 3,2 km.s<sup>-1</sup> ;
- finalement, au-delà de cette vitesse (R<sub>3</sub>), la PDP diminue moins vite et reste presque constante.

Cette description est corroborée par la figure 5.4. Elle présente les reconstructions 3D des projectiles obtenues par tomographies et les place dans le plan vitesse-profondeur de pénétration. Par souci de clarté, seuls les tirs représentatifs de chaque régime sont donnés. Cela confirme que dans le régime R<sub>1</sub>, le projectile n'est pas ou presque pas déformé. Logiquement, dans le régime R<sub>2</sub>, les déformations plastiques augmentent avec la vitesse d'impact tandis que la PDP diminue. Dans le régime R<sub>3</sub>, le projectile est divisé en multiples fragments et la PDP semble se stabiliser. Enfin, grâce à cette figure, nous sommes en mesure de défendre l'existence d'un quatrième régime – appelons-le R<sub>3</sub>'. Ainsi, au-delà de 4,1 km.s<sup>-1</sup>, le projectile est toujours fragmenté mais l'aspect très lisse des fragments laisse penser qu'ils ont fondu, au moins partiellement.

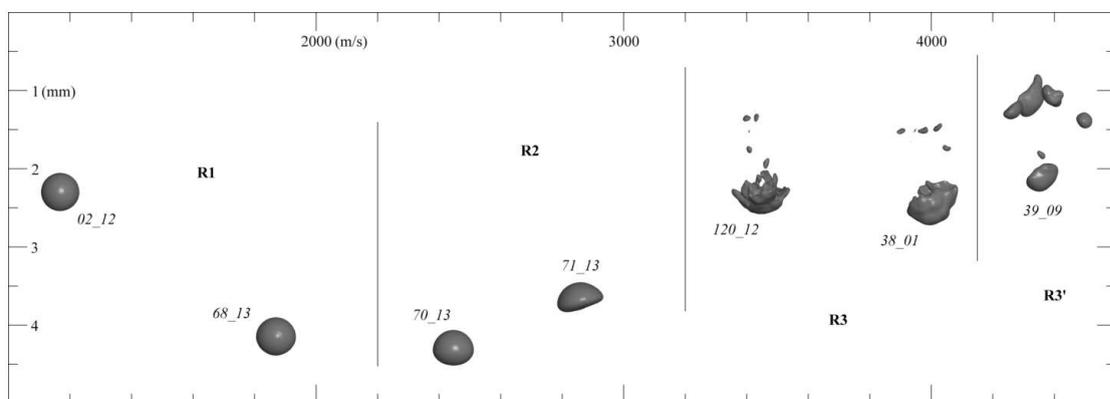


FIGURE 5.4 – Représentation 3D de la profondeur de pénétration en fonction de la vitesse d'impact. Les données sont issues de tomographies *post-mortem*. L'axe des abscisses supérieur symbolise la surface d'impact.

### 5.2.4 Endommagement et érosion du projectile

**Endommagement** Si l'endommagement du projectile ne fait aucun doute pour les régimes R3 et R3', on peut se demander s'il existe pour les régimes R1 et R2. C'est pourquoi des tomographies très résolues –  $3,5 \mu\text{m}/\text{px}$  – des tirs 01\_12 (R1) et 72\_13 (R2) ont été réalisées à l'European Synchrotron Research Facility (ESRF) de Grenoble. Pour le premier, hormis l'érosion superficielle du projectile aucun endommagement n'est détectable en son cœur. Cependant, la tomographie du tir 72\_13 présentée en figure 5.5(a) laisse apparaître une zone sombre au centre du projectile qui se distingue clairement des formes géométriques circulaires créées artificiellement par la mesure et appelées *ring artefacts*. Elle suggère la présence de vide et donc l'endommagement du projectile par écaillage. Ce phénomène s'explique simplement par le schéma de la figure 5.5(b) : l'impact génère un onde de choc dans la bille ; l'onde se réfléchit sur l'arrière de la bille sous la forme d'ondes de détente ; leur croisement va produire une forte traction dans la matière et l'endommager.

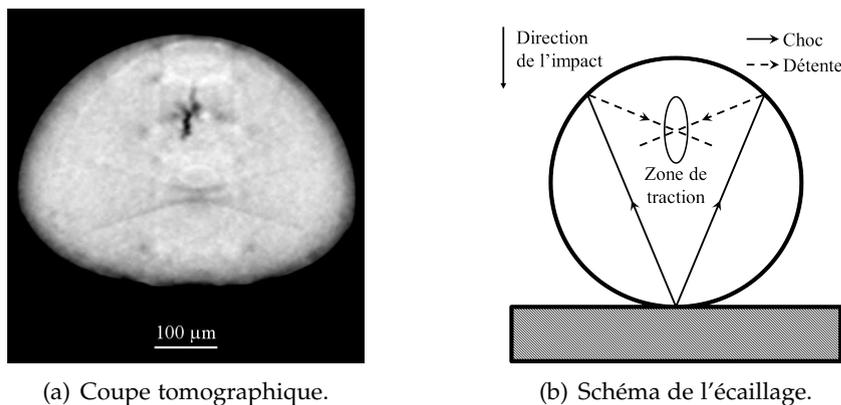


FIGURE 5.5 – Phénomène d'écaillage au cœur du projectile du tir 72\_13 (R2). Sur la tomographie, les formes géométriques circulaires sont des artefacts de mesure.

La résolution des tomographies est généralement limitée par la taille des échantillons et la finesse des détails est en réalité moins bonne que la résolution théorique annoncée. Ainsi, elles ne permettent pas d'étudier précisément l'endommagement des projectiles. C'est pourquoi, pour réaliser des observations microscopiques du plan perpendiculaire à la surface d'impact et passant par le centre du cratère, nous avons découpé, enrobé et poli les cibles des tirs 03\_12 (R1) et 41\_01 (R3). Grâce au chapitre 2, nous connaissons la propension du graphite à réoccuper son volume initial après compression. Lorsque le projectile est entier dans la cible, les contraintes résiduelles sont très importantes autour de lui et font que celui-ci est éjecté lors du polissage. C'est

pourquoi nous n'avons pas pu effectuer de micrographie du cœur du projectile pour le tir 03\_12.

La figure 5.6 présente une micrographie optique du tir 41\_01 après découpe et polissage. L'aspect acéré des fragments de la bille laisse supposer qu'ils ont été créés par rupture fragile. C'est d'ailleurs ce qu'ont constaté Kenkmann et al. [138] dans le cas d'impacts de billes d'acier de taille centimétrique sur des cibles de grès à des vitesses semblables. Ils ont aussi confirmé la fonte superficielle du projectile qu'on devine ici grâce aux veines blanches mélangées au graphite au-dessus des débris.

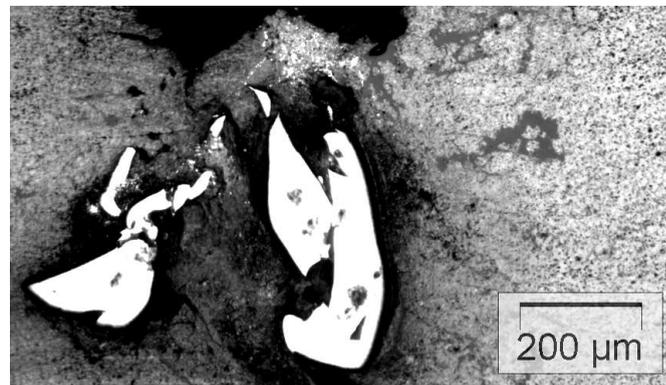


FIGURE 5.6 – Micrographie optique du tir 41\_01. L'acier est blanc, gris clair le graphite et gris foncé la résine. Les zones noires sont hors de la profondeur de champ.

**Érosion** L'érosion est clairement présente pour les régimes R1 et R2. Sur la figure 5.7, elle apparaît sous la forme d'une traînée blanche marquant la pénétration du projectile à travers le matériau cible. Elle est toujours présente pour R3 bien qu'elle soit moins évidente à cause de la plus faible PDP. Dans le dernier régime, l'érosion n'est pas observable car les débris sont localisés juste sous la surface du cratère.

Afin d'étudier plus précisément l'érosion du projectile nous utilisons les découpes des tirs 03\_12 (R1) et 41\_01 (R3). La figure 5.8 présente des micrographies obtenues avec le microscope électronique à balayage (MEB) FEG du CHU de Tours. Il permet d'obtenir des résolutions bien supérieures à ce qu'on peut espérer avec un système optique classique. On constate que dans le cas du tir 03\_12, la traînée blanche est en fait une accumulation de particules d'acier micrométriques assez espacées les unes des autres qui semblent avoir fondu. Le volume de matière concerné est certainement faible contrairement à ce que laissent penser les tomographies. Sur celles-ci la moindre particule métallique a tendance à fortement rayonner autour d'elle, ce qui peut être trompeur en terme de volume. Pour le tir 41\_01, l'érosion semble plus importante. Le

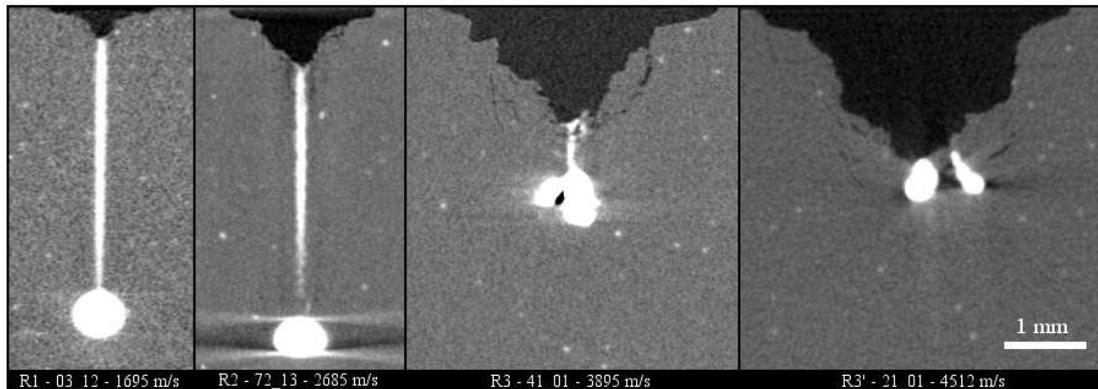
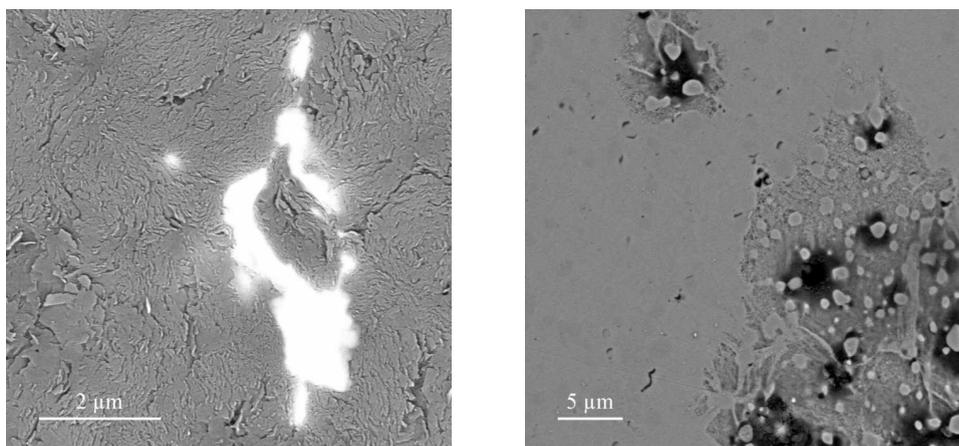


FIGURE 5.7 – Tomographies mettant en évidence l'érosion du projectile dans les régimes R1 à R3. Le noir représente l'air ambiant, le gris le graphite et le blanc les particules métalliques. Les inclusions blanches dans le graphite sont des particules de vanadium et de titane dues au processus de fabrication.

MEB révèle la présence de sphérules sur les veines métalliques observées précédemment, ce qui confirme la fonte superficielle de la bille lors de la pénétration. Ainsi, l'érosion du projectile semble principalement due au fort échauffement de sa surface et non à de l'abrasion purement mécanique.



(a) Particule métallique (en blanc) dans le graphite (en gris) lors du passage de la bille du tir 03\_12.

(b) Veine métallique du tir 41\_01 où apparaissent des sphérules, signe de la fonte du matériau.

FIGURE 5.8 – Observation au MEB FEG (CHU de Tours) des résidus de l'érosion du projectile. Celle-ci est due à la fonte superficielle de l'acier lors de la pénétration.

Quoi qu'il en soit, la perte de masse liée à l'érosion est difficilement mesurable, mais le volume des projectiles après reconstruction 3D des tomographies semble indiquer qu'elle est inférieure à 10% de la masse initiale. Cependant, cette estimation est fortement dépendante de la résolution des tomographies – ici comprise entre 3,5 et 20  $\mu\text{m}/\text{px}$  selon les tirs.

Pour conclure, nous avons expérimentalement mis en évidence trois différents régimes de pénétration qui ont déjà été observés par d'autres auteurs sur d'autres matériaux. Néanmoins, nous avons identifié un quatrième régime qui se distingue par la fonte à tout le moins partielle des débris issus du projectile.

### 5.3 Analyse phénoménologique

Nous allons maintenant étudier les liens qui existent entre l'évolution de la profondeur de pénétration et les différents phénomènes que nous avons décrits précédemment. Puis nous tenterons de mieux comprendre la phénoménologie d'un impact à haute vitesse et les mécanismes dominants en faisant un bilan d'énergie.

#### 5.3.1 Régimes de pénétration

**Sans fragmentation : R1 et R2** Essayons d'expliquer par deux méthodes différentes la diminution de la profondeur de pénétration aux vitesses comprises entre 2,2 et 3,2 km.s<sup>-1</sup>.

Prenons par exemple deux tirs aux profondeurs de pénétration équivalentes mais aux vitesses d'impact sensiblement différentes, les tirs 68\_13 (R1) et 72\_13 (R2). L'énergie cinétique mise en jeu pour le second est supérieure à celle du premier d'environ 1 J. La PDP du second devrait donc être plus importante mais ce n'est pas le cas. Puisque le tir 72\_13 appartient au régime où le projectile subit des déformations plastiques, on peut supposer que celles-ci ont *consommé* le surplus d'énergie cinétique. Dans l'hypothèse d'une déformation plastique majorante du projectile de l'ordre de  $\epsilon_p^p \sim 1$ , prenant une limite élastique  $Y_p \sim 2,5$  GPa et un volume de projectile de l'ordre de  $V_p \sim 6.10^{-11}$  m<sup>3</sup>, l'énergie de déformation plastique maximum est

$$E_p^p = Y_p \epsilon_p^p V_p \sim 150 \text{ mJ} \quad (5.1)$$

Cette valeur est nettement inférieure à la différence d'énergie cinétique qui existe entre les deux tirs. Ainsi, l'énergie de déformation plastique ne peut pas entièrement expliquer le fait que deux tirs à différentes vitesses d'impact aient une PDP quasiment identique.

Toutefois, si nous supposons que l'aplatissement du projectile a lieu aux tout premiers instants du processus de pénétration, l'augmentation de sa surface apparente et l'évolution de sa forme peut être responsable de la diminution de la profondeur de

pénétration. D'après la seconde loi de Newton, on peut décrire la variation de vitesse du projectile en fonction du temps par,

$$-\alpha PS = m \frac{dv}{dt} \quad (5.2)$$

où  $P$  est la pression à l'interface du projectile et de la cible.  $S$  est la surface apparente du projectile dans la direction de pénétration,  $m$  sa masse,  $v$  sa vitesse et  $\alpha$  un coefficient de forme. Nous négligeons les effets de friction et d'érosion du projectile. Ainsi, en approximation acoustique, la pression peut être approchée par  $P = \rho_0 C_0 u$  avec  $\rho_0$  et  $C_0$  la densité initiale et la vitesse du son du matériau cible. Il faut par ailleurs noter que l'utilisation de la théorie des chocs pour estimer la pression n'est valable que lorsque cette dernière est supérieure à la limite élastique de la cible. Pour le tir à la vitesse la plus basse, la pression est de l'ordre de 4 GPa. Cela suggère que l'hypothèse de choc est valable pour tous les tirs à l'exception de la toute fin de la pénétration quand la pression devient inférieure à  $\sim 100$  MPa. La vitesse matérielle  $u$  est reliée à la vitesse du projectile par  $u = Zv$ , où l'impédance de choc réduite  $Z$  est égale à 0,88. Ainsi dans la suite, nous approximons la pression par  $P = \rho_0 C_0 v$ . L'équation 5.2 devient donc une équation différentielle de la profondeur du projectile  $p_p(t)$  en fonction du temps :

$$\frac{d^2 p_p(t)}{dt^2} + A \frac{dp_p(t)}{dt} = 0 \quad \text{avec} \quad A = \frac{\alpha \rho_0 C_0 S}{m} \quad (5.3)$$

La résolution de cette équation mène à la solution générale suivante :

$$p_p(t) = \frac{v_0}{A} \left( 1 - e^{-At} \right) \quad (5.4)$$

On obtient finalement une relation linéaire entre la profondeur de pénétration  $p_p$  et la vitesse initiale du projectile  $v_0$  quand  $t \rightarrow \infty$  :

$$p_p = \frac{v_0}{A} = \frac{m}{\alpha \rho_0 C_0 S} v_0 \quad (5.5)$$

Pour les sept tirs sans fragmentation, l'équation 5.5 permet d'étudier l'évolution du coefficient de forme  $\alpha$  en fonction de  $v_0$  comme en figure 5.9. Pour le régime R1, la surface apparente  $S$  est constante et égale à celle du projectile sphérique.  $\alpha$  s'avère être constant à l'exception du tir o2\_12. Cela peut s'expliquer par seulement 5% d'incertitudes sur la vitesse d'impact et confirme que les effets de friction et d'érosion sont des phénomènes négligeables. On notera que  $\alpha$  a le même ordre de grandeur que le coefficient de traînée d'une sphère dans un fluide en régime subsonique laminaire ( $C_D \sim 0,5$ ). Cependant, on ne peut pousser plus loin l'analogie car les écoulements sont sensiblement différents dans les solides. Dans R2,  $S$  est mesurée par tomographie mais son augmentation ne peut expliquer seule la diminution de PDP. C'est pourquoi

$\alpha$  augmente aussi montrant l'importance de l'effet de forme du projectile.

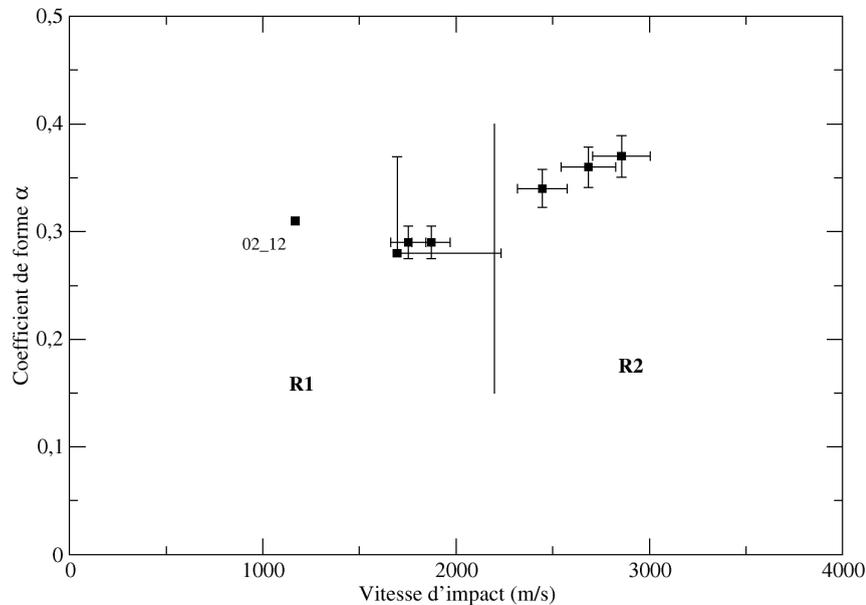


FIGURE 5.9 – Coefficient de forme  $\alpha$  en fonction de la vitesse d'impact  $v_0$ . Les barres d'erreur viennent des incertitudes sur  $v_0$ .

Au-delà de  $3,2 \text{ km.s}^{-1}$ , la fragmentation multiple du projectile et sa fonte probable ne permettent plus l'usage de ce simple modèle de pénétration pour comprendre l'évolution de la profondeur de pénétration.

**Fragmentation multiple : R3 et R3'** Précédemment, nous avons appelé R3 le régime de pénétration aux vitesses d'impact comprises entre  $3,2$  et  $4,1 \text{ km.s}^{-1}$  où le projectile est fragmenté. Dans ce cas, la profondeur de pénétration est plus faible que pour les régimes R1 et R2. Comme nous l'avons démontré, la part de l'énergie cinétique du projectile consommée par sa déformation plastique ne suffit pas à expliquer cette différence. Néanmoins, il semble évident que sa fragmentation doit jouer un rôle substantiel dans la diminution de la PDP.

La raison la plus immédiate de ce phénomène est la division de la masse originale entre de multiples débris. Il est fort probable que la fragmentation ait lieu aux tout premiers instants après l'impact. Dans ce cas et en supposant une forme sphérique de débris, ceux-ci ont un pouvoir de pénétration plus faible à cause de la diminution du rapport  $m/S \propto r$  dans l'équation 5.5, où  $r$  est le rayon du projectile ou d'un débris. Il s'agit donc d'un phénomène d'échelle accentué par la forme aplatie des débris – cf. figure 5.10 – qui diminue encore le rapport  $m/S$  et augmente leur traînée. Cependant,

la complexité de ce phénomène rend impossible sa modélisation par un simple calcul de pénétration comme nous l'avons fait précédemment, bien qu'il n'y ait aucune contradiction avec celui-ci.

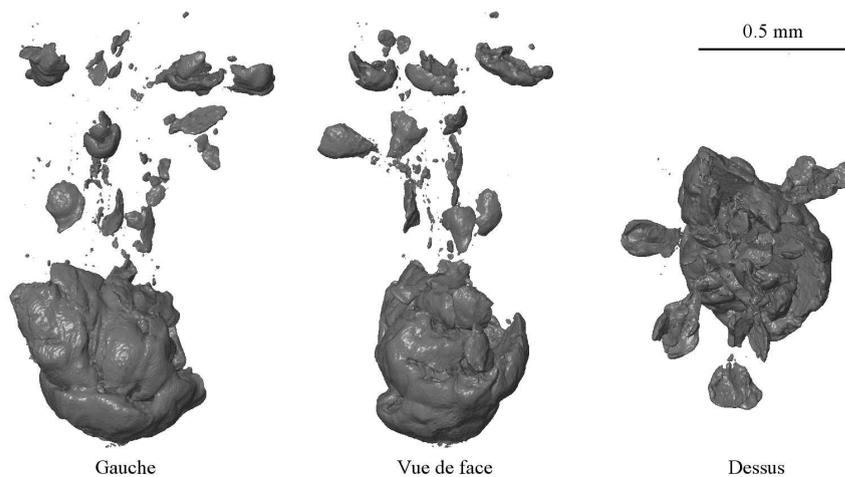


FIGURE 5.10 – Vues 3D de côté du projectile du tir 38\_01. Données obtenues par tomographie haute-résolution réalisée à l'ESRF. Direction de l'impact : vers le bas sur la vue de face et la vue de gauche.

Une raison supplémentaire pourrait être la consommation d'une part non négligeable de l'énergie cinétique du projectile par la création de nouvelles surfaces. La figure 5.10 présente trois vues des débris du projectile du tir 38\_01. Ces données issues de tomographies haute-résolution ( $3,5 \mu\text{m}/\text{px}$ ) permettent d'estimer la création de surface par fragmentation. Mais elles la sous-évaluent forcément à cause d'une résolution qui n'est pas infinitésimale. Ainsi, la surface créée par fragmentation  $S_{frag} \geq 2,25 \text{ mm}^2$  est au moins trois fois supérieure à la surface originelle. L'énergie de rupture par unité de surface  $\gamma$  est donnée par la formule d'Irwin comme une fonction de la ténacité  $K_{Ic}$ , du coefficient de Poisson  $\nu$  et du module de Young  $E$  du matériau considéré :

$$\gamma = K_{Ic}^2 \frac{(1 - \nu^2)}{2E} \quad (5.6)$$

D'après Bhadeshia [45], la plupart des aciers 100Cr6 durcis à 60-65 HRC ont une ténacité comprise entre 15 et 20  $\text{MPa}\cdot\text{m}^{1/2}$ . Avec  $\nu = 0,3$  et  $E = 208 \text{ GPa}$ , l'énergie de surface du matériau est de l'ordre de 500 à 900  $\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$ . Dans ces conditions, la part de l'énergie cinétique dissipée par la fragmentation du projectile n'est guère plus grande que quelques mJ, ce qui est négligeable devant les 4,1 J de l'énergie cinétique du projectile. Il apparaît donc que l'énergie de fragmentation ne joue pas un rôle majeur dans la diminution de la PDP.

Auparavant, nous avons défini  $R3'$  comme étant le régime de pénétration aux vitesses supérieures à  $4,1 \text{ km.s}^{-1}$  et comparable en tout point à  $R3$  à l'exception de l'apparence des débris qui suggère leur fonte. Dans ce cas, leur malléabilité a sans doute induit une forte aplatissement et donc, là aussi, une augmentation du rapport  $m/S$ . En effet, il est très probable que leur forme que l'on observe *a posteriori* soit très différente de celle obtenue lors du processus de pénétration à cause de la refermeture du graphite après tir. Leur pouvoir pénétrant devait être bien moindre que celui de fragments solides et cela peut expliquer en partie la stabilisation de la PDP entre  $R3$  et  $R3'$ . De plus, la différence d'énergie cinétique entre les tirs 39\_09 ( $R3'$ ) et 38\_01 ( $R3$ ) est de  $0,8 \text{ J}$ . Pour le tir 21\_01 ( $R3'$ ), elle est d'un Joule. Dans les deux cas, cela correspond à peu près à l'énergie requise pour fondre intégralement le projectile, c'est-à-dire  $0,6 \text{ J}$  [139].

Finalement, la diminution de la profondeur de pénétration au-delà de  $3,2 \text{ km.s}^{-1}$  est principalement due à la fragmentation multiple du projectile provoquant la diminution du rapport  $m/S$  et l'augmentation des effets de forme dans l'équation 5.5. En outre, passé  $4,1 \text{ km.s}^{-1}$ , la fonte des débris est une sérieuse hypothèse pouvant expliquer la non évolution de la PDP.

### 5.3.2 Bilan énergétique

Pour l'instant, l'analyse phénoménologique des tirs à haute vitesse que nous avons faite est très qualitative. Elle n'a pas permis d'identifier les mécanismes dominants mais seulement de proposer une explication à la forte diminution de la profondeur de pénétration. Un bilan énergétique devrait nous permettre de compléter notre compréhension.

L'énergie cinétique d'une bille d'acier de  $0,5 \text{ mm}$  de diamètre projetée à  $v_0 = 4 \text{ km.s}^{-1}$  est d'environ  $E_p^{cin} = 4,1 \text{ J}$ , c'est l'énergie d'entrée du système. En accord avec les données expérimentales, nous considérons que le projectile ne rebondit pas. Ainsi, le bilan d'énergie s'écrit :

$$E_p^{cin} - E_p^{cd} - E_p^{plas} - E_p^{frag} - E_c^{cin} - E_c^{cd} - E_c^{frag} - E_f^{cin} = 0 \quad (5.7)$$

$E_p^{cd}$  et  $E_p^{plas}$  sont respectivement l'énergie dissipée dans le projectile par choc et détente successives et par déformation plastique, ce qui inclut donc l'énergie de dissipation thermique.  $E_p^{frag}$  est l'énergie de fragmentation – ou de création de nouvelle surface – du projectile. Quant à elle, l'énergie transférée à la cible est répartie entre le cycle de compression-détente  $E_c^{cd}$ , la mise en vitesse de la cible  $E_c^{cin}$  et des fragments éjectés hors du cratère  $E_f^{cin}$  et la fragmentation  $E_c^{frag}$ . L'énergie thermique peut être bien plus élevée dans un matériau poreux que dans un matériau dense [140] à cause de l'importante

variation de volume lors de sa compression. Même si elle n'apparaît pas explicitement, nous ne la négligeons pas car elle est comprise dans  $E_c^{cd}$ .

À l'impact, la pression locale maximale peut largement dépasser le GPa nécessaire à la densification complète de l'EDM<sub>3</sub> : 15 GPa en utilisant l'approximation sonique de la section 5.3.1; 40 GPa en considérant des données expérimentales de chocs de plaques [61]. Même en supposant une forte atténuation de la pression en profondeur de la cible, le volume de matière voyant des pressions supérieures à 1 GPa sera certainement important. Or, les hystérésis partielles qui sont apparus lors des compressions confinées cyclées de la figure 2.4 laissent penser que le cycle de compression-détente du graphite est un grand consommateur d'énergie. Nous allons donc estimer la contribution de chacun des termes du bilan d'énergie, en faisant des hypothèses délibérément exagérées afin de montrer que seule l'énergie de compression-détente de la cible  $E_c^{cd}$  est vraiment significative.

**Énergie thermique du projectile** L'énergie stockée dans le projectile après l'impact consiste principalement en une part thermique qui inclut l'énergie de choc-détente  $E_p^{cd}$  et l'énergie de déformation plastique  $E_p^{plas}$ . Cette dernière a déjà été évaluée en section 5.3.1 à environ 150 mJ.

À partir de l'équation d'état de Mie-Grüneisen de l'acier, on peut estimer l'énergie interne spécifique à  $10^4 \text{ J.kg}^{-1}$ . La masse du projectile étant de 0,5 mg, on trouve  $E_p^{cd} < 5 \text{ mJ}$ . L'énergie dissipée thermiquement dans le projectile ne représente finalement que 3,9% de l'énergie apportée au système.

**Énergies cinétiques** L'enregistrement vidéo d'un tir à  $4,9 \text{ km.s}^{-1}$  a révélé que la vitesse maximum des débris éjectés lors de l'impact est  $v_f = 200 \text{ m.s}^{-1}$ . Supposons que le volume de fragments est égal au volume du cratère, soit  $3,9 \text{ mm}^3$ . L'énergie cinétique de ceux-ci est alors  $E_f^{cin} \sim 130 \text{ mJ}$ .

Puisque le projectile est piégé dans la cible, on peut estimer l'énergie cinétique de la cible par la conservation de la quantité de mouvement et les résultats expérimentaux :

$$m_p v_0 = m_c v_c - m_f v_f \quad (5.8)$$

La masse de la cible étant de 18,6 g, sa vitesse est  $v_c \sim 0,18 \text{ m.s}^{-1}$  et son énergie cinétique  $E_c^{cin} \sim 0,3 \text{ mJ}$ . Finalement, les énergies cinétiques des fragments et de la cible représentent 3,3% de l'énergie cinétique du projectile. Par ailleurs, on peut remarquer que la quantité de mouvement des particules éjectées est inférieure à 50% de la quantité de mouvement du projectile. Cela signifie que le rapport entre la quantité

de mouvement transmise à la cible et celle du projectile – appelé en anglais *momentum enhancement* – est inférieur à 1,5. Ceci est cohérent avec les résultats de Walker and Chocron [141] à des vitesses d'impact et un matériau de résistance similaires.

**Énergies de fragmentation** L'énergie de fragmentation augmente avec la création de surface, c'est-à-dire lorsque la taille des fragments diminue. D'après la formule d'Irwin, l'énergie de fragmentation par unité de surface  $\gamma$  est donnée par l'équation 5.6. Dans le cas du projectile d'acier,  $\gamma_p$  est autour de 500 à 900 J.m<sup>-2</sup> ce qui implique une valeur maximum de  $E_p^{frag}$  d'environ 2 mJ.

La ténacité  $K_{Ic}$  de l'EDM3 n'est pas connue. Toutefois, de nombreuses études ont montré que celle des graphites polycristallins obtenue par différents moyens est proche de 1 MPa.m<sup>1/2</sup> [62–67]. L'énergie de fragmentation de l'EDM3 est donc  $\gamma_c \sim 40$  J.m<sup>-2</sup>. Supposons que la cratérisation est totalement gouvernée par la fragmentation et non par la compaction. Pour produire le cratère de volume  $V_c$ , l'énergie de fragmentation requise est

$$E_c^{frag} = \gamma \frac{V_c S_f}{V_f} \quad (5.9)$$

où  $V_f$  et  $S_f$  sont respectivement le volume et la surface d'un fragment de taille caractéristique. Pour des débris sphériques de rayon  $r$ , l'énergie de fragmentation devient

$$E_c^{frag} = \frac{3\gamma}{r} V_c \quad (5.10)$$

La figure 5.11 donne l'énergie de fragmentation en fonction du diamètre  $d = 2r$  d'un fragment de taille caractéristique pour un cratère de volume 3,9 mm<sup>3</sup>. L'hypothèse d'une fragmentation intergranulaire suppose que la taille minimum des fragments est égale à la taille de grain de l'EDM3, soit 5  $\mu$ m.  $E_c^{frag}$  est alors de l'ordre de 190 mJ. Sur la base d'un équilibre entre l'énergie de création de surface et l'énergie cinétique, Grady [142] a proposé une relation entre la taille caractéristique des fragments et la vitesse de déformation :

$$d = \left( \frac{24G_c}{\rho_0 \dot{\epsilon}^2} \right)^{1/3} \quad (5.11)$$

où  $G_c = 2\gamma$  est le taux de restitution de l'énergie de déformation par unité de surface. Dans l'hypothèse d'une vitesse de déformation de 10<sup>7</sup> s<sup>-1</sup>, la taille caractéristique des fragments devrait être proche de 20  $\mu$ m. D'après la figure 5.11, cela implique une énergie de fragmentation d'environ 50 mJ. Ainsi, la quantité d'énergie consommée par fragmentation de la cible et du projectile est comprise entre 1 et 4,5 %.

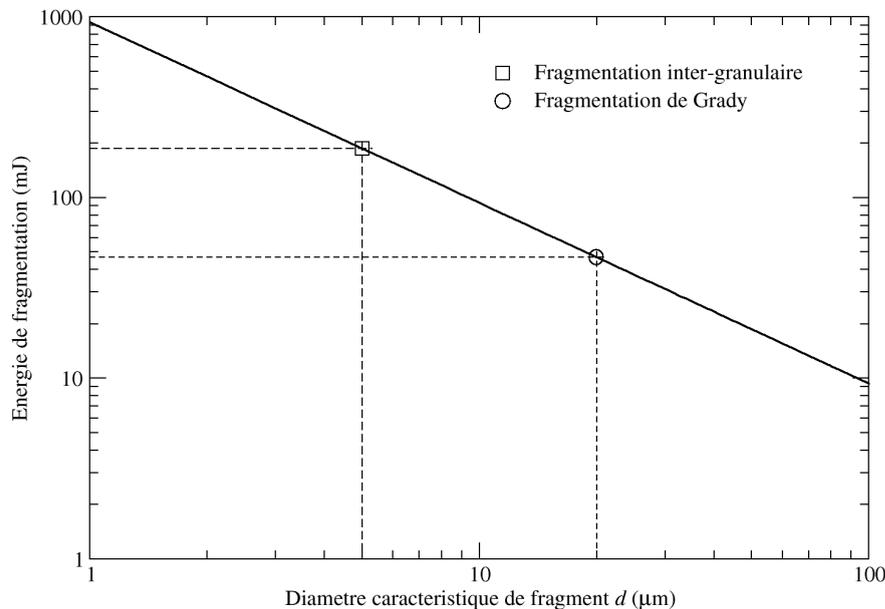


FIGURE 5.11 – Énergie de fragmentation en fonction de la taille caractéristique des fragments  $d = 2r$  pour un cratère de volume  $3,9 \text{ mm}^3$ .

Finalement, c'est bien l'énergie consommée par le cycle de compression-détente de l'EDM3  $E_c^{cd}$  qui est la principale consommatrice de l'énergie cinétique du projectile transférée au système à hauteur d'au moins 88%.

**Énergie de compression-détente** Négligeons l'élastoplasticité, la part minoritaire d'énergie restituée par l'hystérésis de la courbe de compression confinée cyclée et la viscosité du matériau. L'énergie de compression-détente d'une unité de volume soumise à des pressions supérieures à 1 GPa peut donc être estimée par l'aire sous la courbe de compactage, présentée au chapitre précédent en figure 4.1, soit  $e_c^{cd} = 10^8 \text{ J.m}^{-3}$ . Or, l'impact d'une bille d'acier crée une onde de choc – qu'on suppose sphérique divergente bien que la réalité soit plus complexe – qui se propage dans le matériau. Le volume hémisphérique de matière affecté par de telles pressions est donc :

$$V_c^{GPa} = \frac{2}{3}\pi R^3 = \frac{0,88E_p^{cin}}{e_c^{cd}} = 36 \text{ mm}^3 \quad (5.12)$$

Ainsi, au-delà d'un rayon  $R = 2.6 \text{ mm}$ , les pressions vues par la cible sont inférieures à 1 GPa. La zone fortement affectée mécaniquement est finalement restreinte à une demi-sphère dont le rayon est de l'ordre de la profondeur de pénétration du projectile.

**Conclusion sur le bilan d'énergie** Il est intéressant de remarquer que la répartition de l'énergie d'entrée entre chaque phénomène consommateur est franchement

différente de celle constatée par Gault and Heitowit [143] et Braslau [144] pour qui l'énergie cinétique des fragments était plus importante. L'écart vient probablement des plus grands cratères obtenus lors de leurs expériences sur du basalte et du sable. La masse totale éjectée était respectivement de 370 et 4000 fois la masse de l'impacteur alors que pour nous, le rapport est d'environ 14.

Pour conclure, on peut dire que ce bilan d'énergie nous a permis d'identifier le phénomène dominant lors d'un impact hypervélocé sur de l'EDM<sub>3</sub> : le cycle de compression-détente de la cible. Les données expérimentales sur le matériau nous ont aidé à déterminer le volume de matière fortement affecté mécaniquement. Néanmoins, il est difficile de se prononcer *a priori* sur les conséquences de cette affectation. Modification de la porosité? Présence de macro-fissures? Détérioration de la cohérence du matériau? Le suspens est insoutenable.

## 5.4 Endommagement de la cible

Concernant l'endommagement de la cible, on distinguera deux familles d'impacts. La première correspond aux tirs à basse vitesse (régimes R<sub>1</sub> et R<sub>2</sub>) où la profondeur de pénétration du projectile est bien plus importante que la profondeur du cratère, sans toutefois donner lieu à sa fragmentation. La deuxième famille correspond aux vitesses supérieures (R<sub>3</sub> et R<sub>3'</sub>) pour lesquelles le projectile fragmenté se trouve à une profondeur à peine plus importante que celle du cratère lui-même.

### 5.4.1 Tirs à basse vitesse

La figure 5.12 présente des coupes tomographiques du tir 72\_13 (R<sub>2</sub>). Il apparaît que la structure matérielle de la cible est fortement affectée et ce, de différentes façons selon les zones observées.

Lorsque le projectile percute la cible, il se fraye un passage – ou canal – à travers la matière qui se referme ensuite spontanément. La bille reste ainsi piégée à plusieurs millimètres de profondeur. La tomographie révèle que la microstructure du graphite situé sous et autour du projectile est modifiée car les porosités naturelles ne sont plus visibles. Cependant, aucun signe de fissuration ou de fragmentation n'est visible ce qui suggère que le graphite est simplement comprimé par la présence du projectile.

La tomographie de la figure 5.12 met aussi en évidence entre cinq et dix longues fissures radiales qui se sont formées en partant du cratère. L'une d'entre elles est visible sur la coupe longitudinale et est exagérément surlignée de jaune sur la coupe

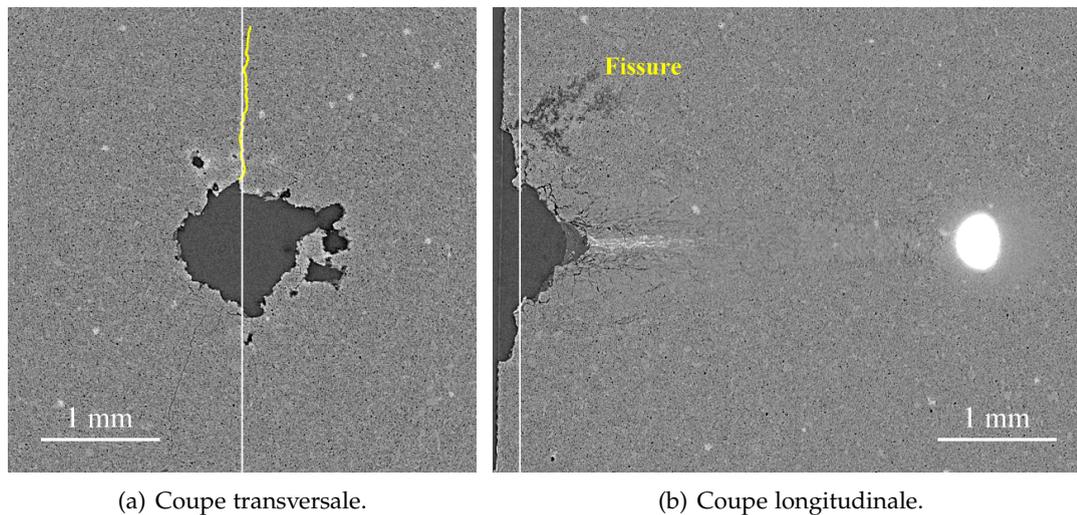


FIGURE 5.12 – Tomographie (ESRF) du tir 72\_13 (R2). Une fissure radiale est surlignée en jaune sur la coupe transversale (voir texte). Les axes blancs marquent sur chaque coupe la position de l'autre.

transversale. Leur largeur – de l'ordre de quelques micromètres – les rend difficilement visibles sur une image réduite. Elles semblent s'étendre dans un hémisphère centré sur le point d'impact dont le rayon est environ deux fois celui du cratère, soit 2 mm. Néanmoins, il n'est pas exclu qu'elles soient plus longues que cela si leur largeur sur les grands diamètres devient inférieure à la résolution de la tomographie.

Dans la partie basse du canal, dont le diamètre en cet endroit est de l'ordre de celui du projectile, les porosités ont disparu. On note la présence de micro-fissures qui donnent un aspect fragmenté au graphite. Dans la partie haute du canal – qui inclut les parois de la moitié basse du cratère – on voit apparaître de nombreuses fissures de taille plus importante. Ici aussi, la matière semble totalement fragmentée mais le canal est plus large, atteignant environ la moitié du diamètre du cratère. La figure 5.13 illustre les changements structuraux du graphite induits par le passage du projectile dans le canal en comparant trois micrographies électroniques obtenues après découpe et polissage de la cible du tir 03\_12 (R1). La première présente le matériau vierge et la seconde provient de la zone située sous le fond du cratère. La troisième est issue d'une de ces zones où, lors du polissage, des fractions de matière du canal ont été arrachées localement, traduisant ainsi la dégradation de la cohérence du matériau. Ces micrographies confirment la disparition des porosités dans les zones endommagées au profit de multiples fissures de taille micrométrique.

Revenons à la tomographie de la figure 5.12. Sur celle-ci, la ligne de rupture des bords supérieurs du cratère semble relativement nette. Néanmoins, la figure 5.14 montre que, aux abords du cratère du tir 02\_12 (R1), de minuscules fissures courent de pore en

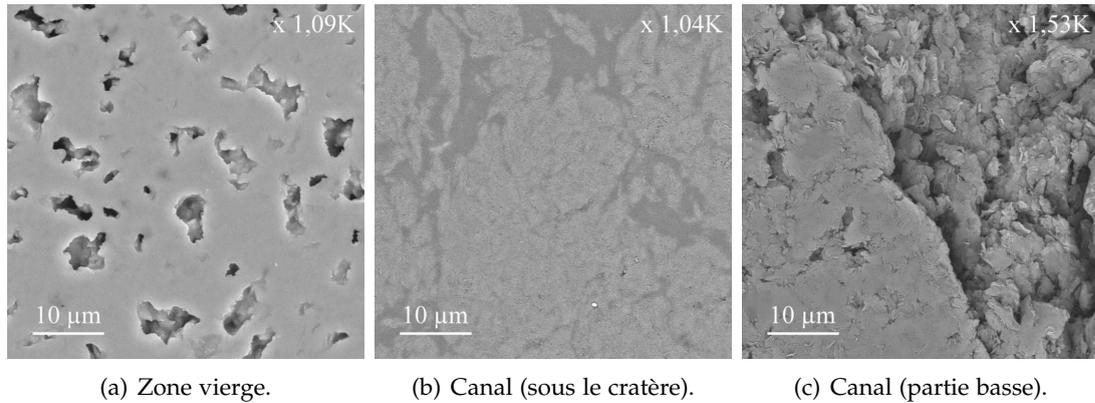


FIGURE 5.13 – Micrographies électroniques (CHU de Tours) du tir 03\_12 (R1). La microstructure de l'EDM<sub>3</sub> est fortement affectée par le passage du projectile dans le canal. En (b), la résine d'enrobage apparaît en gris foncé (absente sur les deux autres).

pore. Celles-ci ne sont pas visibles dans les zones très éloignées de l'impact. Elles sont le signe d'une amorce de coalescence des porosités et d'un début d'endommagement.

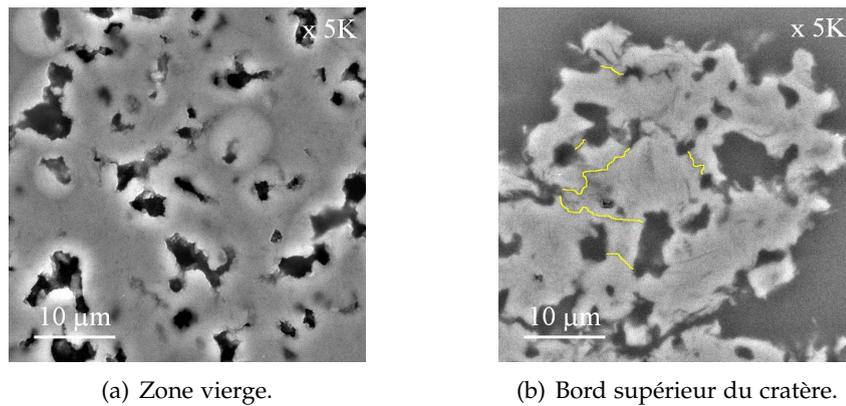


FIGURE 5.14 – Micrographies électroniques (CEA LR) du tir 02\_12 (R1). Aux abords du cratère, un début de coalescence des porosités naturelles du graphite se manifeste par la formation de nano-fissures. Certaines sont marquées en jaune. En (b), la résine d'enrobage apparaît en gris foncé (absente sur l'autre).

#### 5.4.2 Tirs à haute vitesse

La figure 5.15 présente une tomographie du tir 38\_01 (R3) à  $4003 \text{ m.s}^{-1}$ . Malheureusement, l'échantillon a été partiellement endommagé lors de l'usinage qui était destiné à réduire son diamètre et ainsi permettre une tomographie haute résolution. Néanmoins, les zones dont nous allons parler ici ne semblent pas avoir été affectées par cet

incident. Avant tout, on note que l'endommagement de la cible de graphite présente un certain nombre de similitudes avec les tirs à basse vitesse.

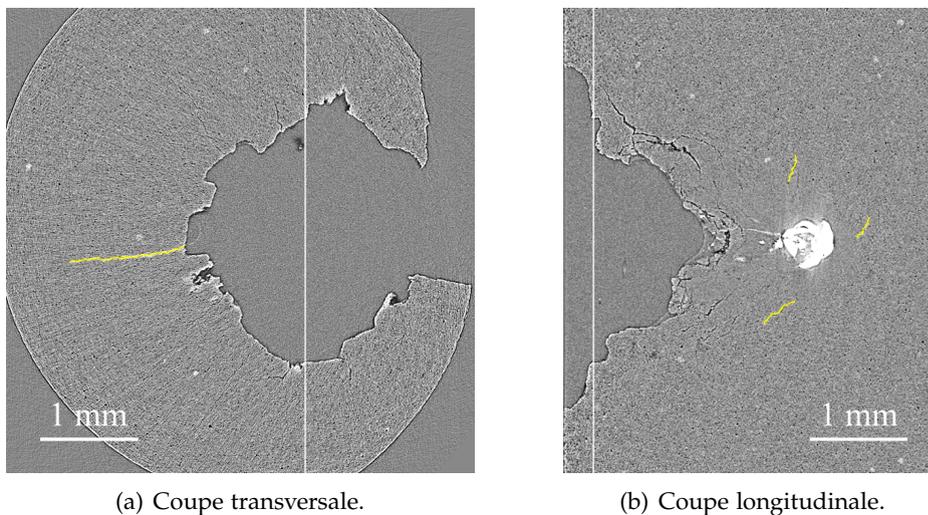


FIGURE 5.15 – Tomographie (ESRF) du tir 38\_01 (R3). Les axes blancs marquent sur chaque coupe la position de l'autre. Une fissure radiale est surlignée en jaune sur la coupe transversale. Un réseau de fissures s'est formé autour du canal et des débris du projectile. Certaines d'entre elles sont surlignées en jaune sur la coupe longitudinale.

De longues fissures radiales apparaissent aussi dans le cas des impacts à haute vitesse et atteignent près de 3 mm. L'une d'entre elles apparaît en jaune sur la coupe transversale. Le canal et les parois inférieures du cratère présentent le même état multi-fissuré et fragmenté que lors des tirs à basse vitesse. Les parois supérieures du cratère connaissent un début d'endommagement qui se matérialise une fois encore par une amorce de coalescence des pores (non présentée ici). Cependant, dans le cas des tirs à haute vitesse, le graphite situé sous et autour du projectile ne semble plus seulement comprimé mais aussi fragmenté. De plus, des fissures sont apparues à la périphérie de cette zone – dont certaines sont marquées en jaune sur la coupe longitudinale.

### 5.4.3 Synthèse

Les tomographies et les micrographies nous ont permis d'identifier différentes manifestations de l'endommagement de la cible selon les zones observées : multi-fissuration des volumes proches du passage du projectile ; longues fissures radiales atteignant plusieurs millimètres ; nano-fissuration et début de coalescence des porosités sur les parois de la partie haute du cratère. Il existe cependant des différences selon les vitesses d'impact : le long et fin canal de matière endommagée sur le passage des tirs à

basse vitesse ; la fragmentation et la fissuration du graphite autour du projectile des tirs à haute vitesse.

De plus, ces résultats montrent que les calculs d'ordre de grandeur utilisés lors du bilan d'énergie donnent une bonne estimation du volume de matière affecté mécaniquement lors d'un impact à haute vitesse. Toutefois, l'importante profondeur de pénétration des tirs à basse vitesse invalidant totalement l'hypothèse d'une onde de choc sphérique divergente centrée sur le point d'impact, le résultat serait moins bon pour un tir à basse vitesse.

Enfin, il est intéressant de remarquer qu'aucune fissure conique partant de la surface d'impact et formant un cône de Hertz n'a été repérée, que ce soit sur les tirs à haute ou à basse vitesse. C'est pourtant un phénomène qui apparaît couramment lors d'essais d'indentation statiques sur des matériaux fragiles et qui a déjà été identifié lors d'impacts sur des verres [33, 145] et des céramiques [146].

## 5.5 Bonus : tirs de perforation

Nous présentons maintenant des tirs de perforation sur cibles minces. Bien qu'ils ne soient pas assez nombreux pour constituer une étude complète, ils peuvent apporter un éclairage sur les mécanismes d'endommagement et de formation des cratères.

### 5.5.1 Description et résultats

Trois tirs de perforation ont été réalisés sur des échantillons d'EDM<sub>3</sub> carrés de côté 18 mm et d'épaisseur 4 mm à des vitesses d'impact comprises entre 1600 et 2300 m.s<sup>-1</sup>. Dans chacun des cas, le projectile d'acier – identique à ceux des tirs présentés précédemment – a traversé la cible. Ce faisant, il a créé un cratère sur les deux faces de cette dernière. Comme pour les tirs sur cibles épaisses, des tomographies *post-mortem* des cibles ont été réalisées. La table 5.3 donne les caractéristiques des tirs et les principales dimensions des cratères formés dans l'EDM<sub>3</sub>.

### 5.5.2 Discussions et analyses

Logiquement, on constate que la profondeur et le diamètre du cratère de la face avant croissent avec la vitesse d'impact. À des vitesses comparables, ces cratères sont de même taille que ceux produits lors des tirs sur cibles semi-infinies comme le prouve la figure 5.16. La présence d'une surface libre à quelques millimètres seulement de la

TABLE 5.3 – Résumé des principales caractéristiques et dimensions des tirs MICA de perforation sur EDM<sub>3</sub>. Sont aussi données toutes les grandeurs adimensionnées par le diamètre du projectile.

Tir	$v_0$ (m.s <sup>-1</sup> )	Cratère de la face avant				Cratère de la face arrière			
		$p_c^{av}$ (mm)	$p_c^{av}/d_p$	$d_c^{av}$ (mm)	$d_c^{av}/d_p$	$p_c^{avr}$ (mm)	$p_c^{ar}/d_p$	$d_c^{ar}$ (mm)	$d_c^{ar}/d_p$
86_12	1661	0,42	0,84	1,21	2,42	0,62	1,24	1,46	2,92
94_12	1799	0,56	1,12	1,54	3,08	0,66	1,32	1,90	3,80
87_12	2311	0,64	1,28	1,66	3,32	0,74	1,48	2,02	4,04

surface d'impact n'a donc pas d'influence notable sur la formation des cratères. Cela suggère que le cratère est déjà formé lorsque l'onde de détente issue de la réflexion du choc sur la face arrière revient sur la face avant.

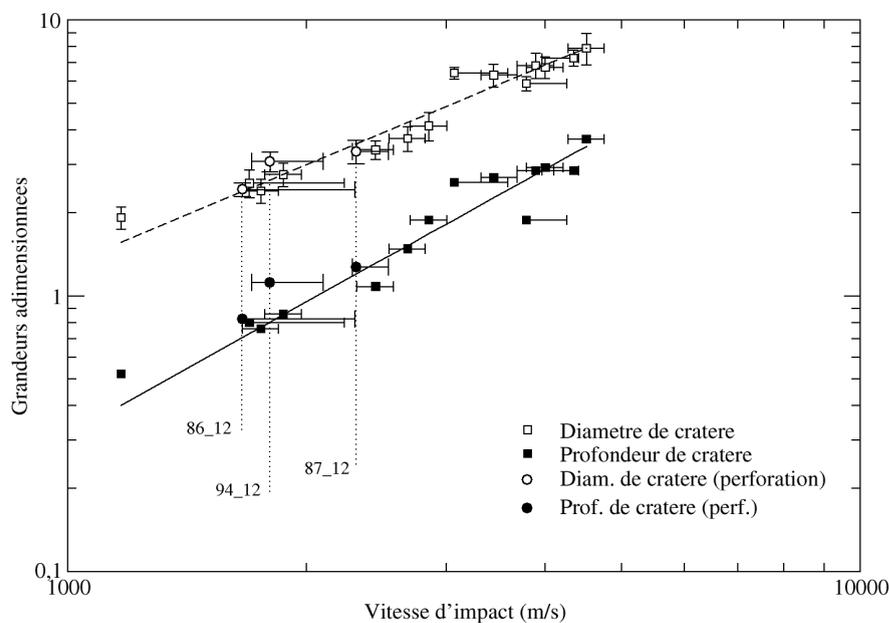


FIGURE 5.16 – Profondeurs et diamètres des cratères en face avant générés lors des tirs de perforation sur EDM<sub>3</sub>. L'influence de la face arrière se manifeste par des cratères plus petits que lors de tirs sur cibles épaisses à des vitesses similaires.

La figure 5.17 présente une tomographie de la cible d'EDM<sub>3</sub> du tir 86\_12. L'érosion du projectile est de nouveau visible dans le passage du projectile sous la forme d'une traînée blanche. Si l'on excepte la face arrière de la cible et son cratère, l'endommagement créé par l'impact et la traversée du projectile est en tout point comparable à celui constaté lors des tirs à des vitesses similaires sur cibles épaisses. Ainsi, le graphite s'est refermé après le passage de la bille et le canal présente le même aspect fragmenté sur un diamètre proche de celui du projectile. De longues fissures radiales, non visibles

ici, partent du cratère de la face avant et se propagent dans le matériau. Enfin, on retrouve les zones de multi-fissuration autour et sous ce même cratère.

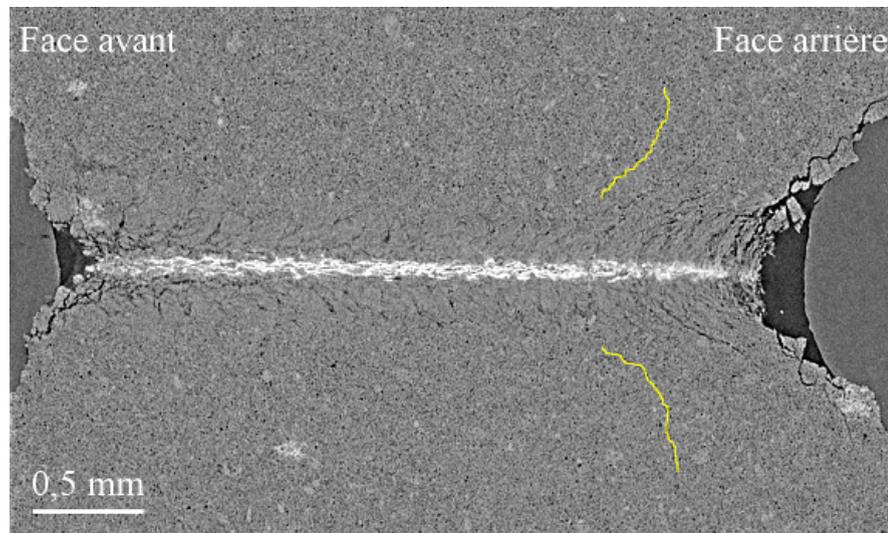


FIGURE 5.17 – Tomographie ESRF du tir de perforation 86\_12 à  $1661 \text{ m.s}^{-1}$ . À l'exception du cratère en face arrière et de fissures coniques, dont une est ici surlignée en jaune, l'endommagement du graphite est comparable à celui observé lors de tirs sur cibles épaisses.

La nouveauté réside donc dans le cratère de la face arrière. Bien que sa forme s'apparente aussi à celle d'un cône, il est plus grand et plus profond que celui de l'impact. Il présente sous sa surface des zones multi-fissurées ainsi que d'importantes fissures coniques dont la plus profonde – parmi celles que la tomographie peut détecter – est marquée en jaune sur la figure 5.17. La formation de ce second cratère peut s'expliquer de deux façons :

- l'arrivée du projectile sur la face arrière de la cible y génère de fortes flexions arrachant de la matière qui est entraînée devant lui et à sa suite ;
- le croisement de l'onde de détente incidente – qui suit l'onde de choc produite par l'impact – et de l'onde de détente réfléchi provoque l'écaillage de la cible et l'éjection de débris, accentuée par le passage plus tardif du projectile.

Par ailleurs, il est tout à fait possible que ce soit la conjugaison de ces deux phénomènes qui soit responsable de la formation du cratère de la face arrière. Les simulations numériques du chapitre 6 pourront nous éclairer à ce propos.

## 5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté des résultats de pénétration et de cratérisation du graphite EDM3 soumis à des impacts hypervéloces de billes d'acier de 0,5 mm.

Des tomographies *post-mortem* réalisées sur différents équipements ont montré que les projectiles étaient piégés dans la cible après la refermeture du graphite. Les tailles caractéristiques des cratères telles que le volume, la profondeur et le diamètre ont été mesurées. Sans surprise, elles augmentent toutes avec la vitesse d'impact. Toutefois, contrairement aux impacts sur matériaux ductiles, les diamètres et les profondeurs n'obéissent pas à une loi de puissance  $2/3$  et les volumes évoluent suivant une loi de puissance 4, au lieu de 2.

Grâce à des reconstructions 3D, les tomographies ont aussi donné accès à la profondeur de pénétration et à la forme du projectile et de ses éventuels débris. Leur analyse a mis en évidence quatre régimes de pénétration. D'abord, le projectile ne se déforme pas et la PDP augmente avec la vitesse d'impact. Ensuite, les déformations plastiques qu'il subit modifient sa forme ce qui entraîne une forte diminution de la profondeur de pénétration jusqu'à sa fragmentation puis sa fonte substantielle. À notre connaissance, ces régimes n'ont jamais été observés sur le graphite jusqu'à présent.

Une discussion approfondie basée sur les observations expérimentales et des calculs d'ordre de grandeur a permis de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu lors du processus de cratérisation et de pénétration. Ainsi, dans les deux premiers régimes, la pénétration s'apparente à un phénomène d'écoulement dont le facteur déterminant est la forme du projectile. Pour les impacts au-delà de  $3,2 \text{ km.s}^{-1}$ , un bilan énergétique a souligné la prépondérance du cycle de compression-détente du graphite dans la consommation de l'énergie cinétique que le projectile apporte au système. De cette façon, une première estimation du volume de matière fortement sollicité par l'impact a été réalisée.

Des tomographies à haute résolution et des micrographies optiques et électroniques ont été réalisées après découpage et polissage des cibles. Elles ont mis en avant plusieurs types d'endommagement : multi-fissuration ; longues fissures radiales ; nano-fissuration et début de coalescence des porosités. Toutefois, contrairement à ce qui a été constaté sur d'autres matériaux fragiles de la littérature, aucun cône de Hertz n'a été repéré.

Enfin, quelques tirs à basse vitesse ont été réalisées sur cibles minces dans des conditions similaires. Dans chacun des cas, la bille d'acier a totalement traversé l'échantillon créant un cratère sur sa face arrière. Le mécanisme responsable de sa formation reste toutefois mal identifié. Hormis cela, l'endommagement de la cible semble très proche de celui des tirs sur cibles épaisses aux vitesses comparables.

Certains phénomènes ne trouvent pas d'explication précise dans ces discussions. C'est tout particulièrement le cas de l'endommagement de la cible de graphite. Le comportement complexe de ce dernier nous conforte dans l'idée que des modèles numériques fiables doivent être développés pour chacun des sous-constituants des matériaux composites soumis à des IHV dont la taille des projectiles et de l'ordre de grandeur de la taille caractéristique du tissage. Les simulations du chapitre suivant devraient nous permettre de mieux comprendre la formation des cratères, des zones multi-fissurées ou encore des fissures coniques sur la face arrière des cibles minces. Elles devraient aussi nous renseigner sur les principales caractéristiques des matériaux qui influencent la cratérisation, la pénétration et l'endommagement. Compte tenu de la géométrie de l'expérience, nous nous dirigeons vers des simulations 2D axisymétriques qui sont moins coûteuses que les simulations 3D. Cependant, elles ne permettront pas de représenter correctement les longues fissures radiales observées expérimentalement ni de reproduire l'endommagement des projectiles d'acier des régimes  $R_3$  et  $R_3'$  qui sont des phénomènes 3D.



## Chapitre 6

# MICA : volet numérique

« [...] Les théoriciens sont beaucoup plus à l'aise. Ils peuvent laisser tomber les épiphénomènes qui les gênent, et échafauder leurs modèles dans la tranquillité d'un cadre d'hypothèses qu'ils peuvent limiter à loisir. »

! Jacques Thouvenin, *Les Mécanismes élémentaires de la détonique*

**L**ES observations expérimentales et les calculs d'ordre de grandeur du chapitre précédent nous ont apporté une nouvelle compréhension de la phénoménologie des impacts MICA sur l'EDM<sub>3</sub>. Néanmoins, ils n'ont pas le bon goût d'être prédictifs et certains aspects restent encore mal compris. Les simulations de ce chapitre ont donc pour objectif d'identifier les mécanismes qui gouvernent la profondeur de pénétration, la formation de l'endommagement et des cratères. Nous présenterons d'abord quelques calculs préliminaires que nous comparerons aux essais. Puis nous discuterons différents modèles d'endommagement et argumenterons l'intérêt des chocs générés par laser dans l'étude des impacts hypervéloces.

### 6.1 Calculs préliminaires

Au cours du chapitre 4, nous avons construit une version du modèle POREQST adaptée à l'EDM<sub>3</sub> à partir de données d'essais statiques. Elle a ensuite été testée sur des expériences de choc 1D et nous avons constaté son bon fonctionnement à différents niveaux de sollicitation. Toutefois, il n'a pas été possible de choisir entre plusieurs variantes de ce modèle. Les calculs préliminaires que nous présentons maintenant vont nous permettre d'observer leur influence respective lors de la simulation des essais de pénétration du chapitre 5 et de discuter la modélisation du projectile.

### 6.1.1 Généralités

Les simulations que nous présentons par la suite ont été réalisées avec la composante eulérienne du code Hésione afin de pouvoir représenter aisément les grandes déformations générées par les processus de pénétration et de cratérisation ainsi que les éjections de matière. Vu la géométrie des essais et dans un souci de maîtrise des coûts, les calculs sont tous 2D-axisymétriques plutôt que 3D. Sauf indication contraire, nous utilisons un maillage cartésien 2D convergé : autour du point d'impact et du passage du projectile, les mailles sont carrées de  $12,5 \mu\text{m}$  de côté ; au-delà, elles suivent une progression géométrique lente.

Notons que la modélisation de la courbe de compactage – avec ou sans surface élastique initiale – n'a presque aucune influence sur les simulations d'essais de pénétration. Par conséquent, les calculs présentés dans la suite ont tous été réalisés avec le modèle POREQST original.

### 6.1.2 Modélisation du projectile

Jusqu'à présent nous n'avons pas évoqué la question du modèle numérique du projectile d'acier. En réalité, celui-ci présente quelques difficultés notamment en ce qui concerne l'élastoplasticité et l'endommagement.

Pour mémoire, le projectile des tirs MICA est une bille de roulement à billes de  $0,5 \text{ mm}$  de diamètre. Elle est faite en acier 100Cr6 durci par trempe jusqu'à 60-65 HRC. Aucun essai de caractérisation n'a été réalisé sur celle-ci, mais la littérature indique que la limite élastique de cet acier durci est généralement comprise entre 1,4 et 2,2 GPa. Sans autre donnée disponible, nous choisissons de tester une loi de comportement élastique parfaitement plastique (EPP) associée au critère de Von-Mises dont la valeur seuil est fixée à 2,2 GPa. Signalons que l'équation d'état est une Mie-Grüneisen adaptée à ce type d'acier. La figure 6.1 présente une simulation du dernier tir du régime R1, le 68\_13 à  $1872 \text{ m.s}^{-1}$ . Pour l'EDM3 on utilise le jeu de limite élastique LE1 du chapitre 4 mais nous ne modélisons pas l'endommagement. Toutefois, ce dernier point peut rendre instable le modèle POREQST : lorsque la courbe de réouverture de pore est trop fortement sollicitée, la densité chute rapidement et devient nulle. Pour éviter ce phénomène, le paramètre  $\sigma_l$  est temporairement abaissé à -5 GPa.

On note que la déformation plastique du projectile est très sévère ce qui ne correspond pas aux observations expérimentales du régime R1. Seule une limite élastique au moins égale à 3 GPa réduit son aplatissement sans toutefois supprimer les déformations. Une telle différence avec les valeurs de la littérature peut s'expliquer par

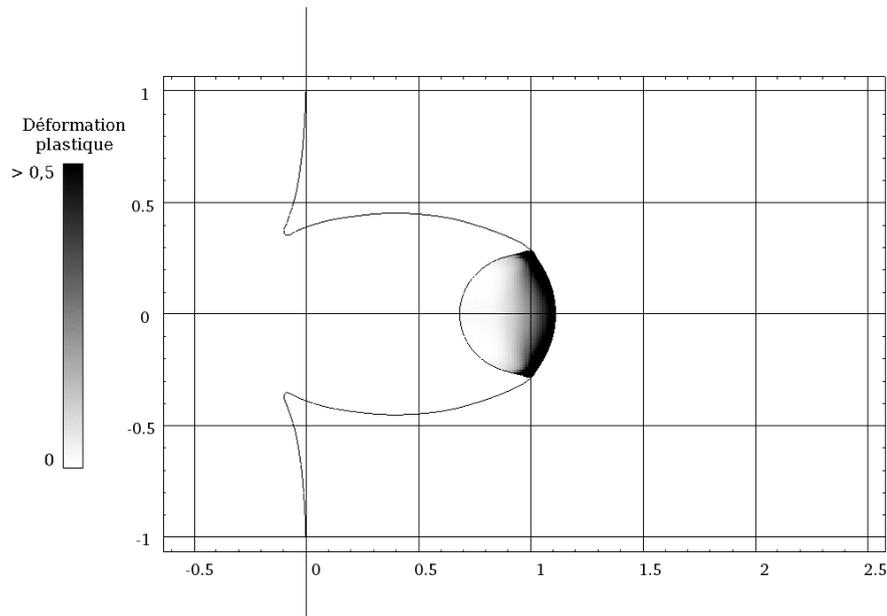


FIGURE 6.1 – Déformation plastique du projectile après 800 ns pour le dernier tir de R1 (68\_13 à  $1872 \text{ m.s}^{-1}$ ) avec une limite élastique de l'acier de 2,2 GPa. Pour l'EDM3 : pas d'endommagement;  $\sigma_l = -5 \text{ GPa}$ ; limite élastique LE1. Le projectile arrive de la gauche et percute la face avant de la cible à l'abscisse zéro. Les échelles sont en millimètres.

le mode de fabrication des billes de roulement. Ainsi, les étapes de rectification et de rodage par abrasion qui interviennent après le traitement thermique peuvent induire une augmentation de la limite élastique sur des profondeurs relativement faibles mais significatives compte tenu de la taille de nos billes.

Ce résultat illustre bien la difficulté de la modélisation du projectile. En fait, le comportement de celui-ci n'est pas plus connu *a priori* que celui du matériau qui constitue la cible. De plus, tout ajustement du modèle d'acier que nous réaliserions serait dépendant d'un modèle d'EDM3 non validé. Le même problème se présente d'ailleurs pour le seuil d'endommagement puisque, au chapitre précédent, de l'écaillage a été détecté dans un projectile du régime R2. Une solution envisagée à moyen terme serait de réaliser une série de tirs sur un matériau cible bien connu comme l'eau, afin d'ajuster les paramètres du modèle d'acier.

D'ici là, il reste possible de s'intéresser aux régimes R1, R3 et R3' (cf. section 5.2.3). Nous n'avons pas constaté de déformation conséquente du projectile sur les tirs de R1. Pour ceux-ci, la limite élastique de l'acier peut donc être considérée comme infinie. Pour R3 et R3', le projectile est très déformé et multi-fragmenté ce qui dans la réalité peut fortement dégrader sa limite élastique. De plus, lorsque la pression à l'impact – au-delà de 10 GPa dans ces régimes – est bien supérieure à la limite élastique du projectile, il est généralement admis que le comportement de ce dernier se rapproche

de celui d'un fluide compressible, au moins aux premiers instants [4]. Dans les calculs qui suivent, nous considérerons donc la limite élastique du projectile comme nulle. De cette façon, nous allons pouvoir étudier l'influence de la limite élastique de l'EDM<sub>3</sub> sur la profondeur de pénétration.

### 6.1.3 Profondeur de pénétration

La figure 6.2 compare la profondeur de pénétration expérimentale avec celle obtenue par le calcul pour les deux jeux de limite élastique de l'EDM<sub>3</sub>, LE<sub>1</sub> et LE<sub>2</sub> (cf. table 4.2). Seuls les régimes R<sub>1</sub>, R<sub>3</sub> et R<sub>3</sub>' sont étudiés et les simulations sont réalisées sans endommagement de l'acier et du graphite.

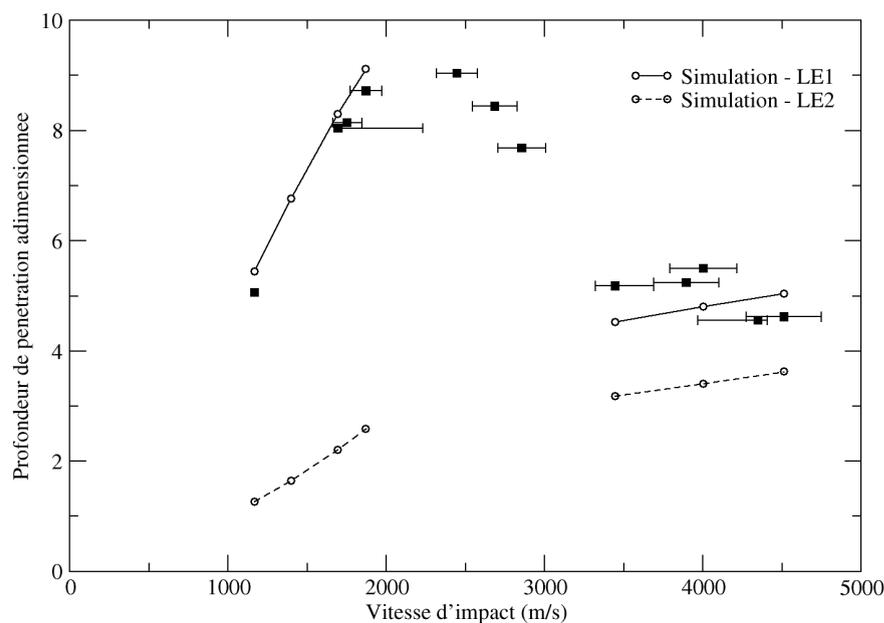


FIGURE 6.2 – Influence de la limite élastique de l'EDM<sub>3</sub> sur la profondeur de pénétration du projectile : confrontation expérience/simulation avec deux jeux de limite élastique LE<sub>1</sub> et LE<sub>2</sub>. Pour le régime R<sub>1</sub>, la limite élastique du projectile est infinie tandis qu'elle est nulle pour les régimes R<sub>3</sub> et R<sub>3</sub>'.

Alors qu'elle n'avait aucune influence sur la propagation des chocs plans, la limite élastique de l'EDM<sub>3</sub> semble être le principal paramètre régissant la profondeur de pénétration du projectile. C'est elle qui autorise ou interdit les écoulements de matière dans la cible. Ainsi, avec LE<sub>1</sub> qui est plus basse, les écoulements sont facilités et les résultats ne présentent qu'une erreur de l'ordre de 5% par rapport à l'expérience. Avec LE<sub>2</sub>, beaucoup plus haute, les simulations sous-estiment sévèrement la PDP, particulièrement pour le régime R<sub>1</sub>.

Toutefois, au cours de  $R_3$  et  $R_3'$ , la PDP expérimentale a tendance à diminuer quand la vitesse d'impact augmente alors que c'est l'inverse qui se produit numériquement. Il est possible que l'hypothèse d'une limite élastique du projectile nulle soit légèrement excessive pour  $R_3$  mais qu'elle se confirme pour  $R_3'$  en tendant peu à peu vers 0 sur ces deux régimes. Il est donc probable qu'à plus haute vitesse d'impact, la limite élastique soit vraiment égale à 0 et que la PDP augmente de nouveau.

Nous avons vu précédemment que  $LE_1$  et  $LE_2$  sont définis par la limite élastique initiale du poreux  $Y_0$  et par celle du solide  $Y_s(P)$ . La figure 6.3 montre que c'est particulièrement cette dernière qui est importante et non la première. En effet pendant la pénétration, la densité du graphite situé sous la bille – là où les écoulements sont les plus importants – est supérieure à la densité initiale du solide, soit  $2250 \text{ kg.m}^{-3}$ . C'est donc  $Y_s(P)$  qui est utilisée dans cette zone.

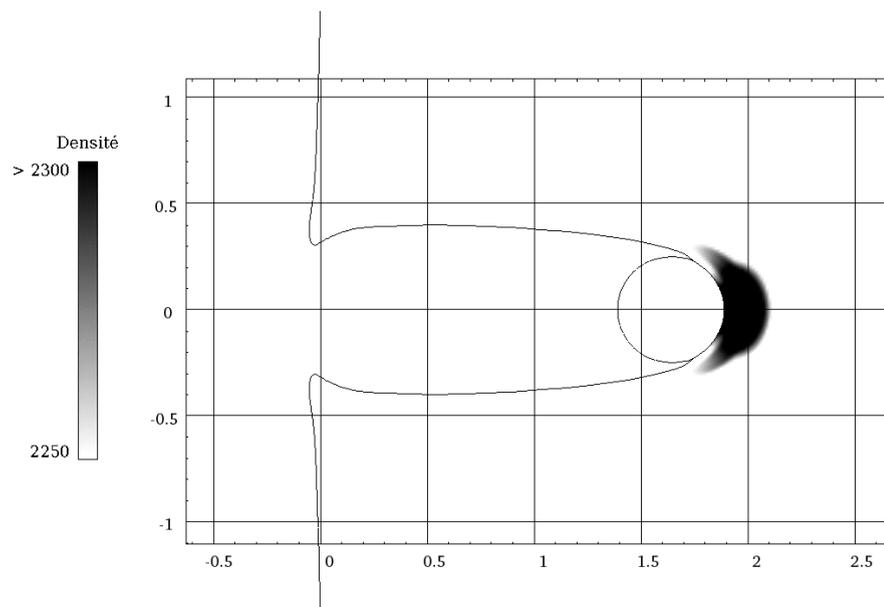


FIGURE 6.3 – Carte des densités dans l'EDM3 lors du tir 03\_12 (R1) à  $1695 \text{ m.s}^{-1}$  ( $1,5 \mu\text{s}$ ). Les zones sombres sont celles où la densité du matériau est supérieure à la densité initiale du solide ( $2250 \text{ kg.m}^{-3}$ ). C'est donc  $Y_s(P)$  qui y est utilisée.

Sur les simulations que nous avons présentées jusqu'à présent, aucun endommagement n'était modélisé. Or, grâce aux observations expérimentales, nous savons que la formation des cratères résulte de la fragmentation du matériau cible et de l'éjection des débris produits. Leur reproduction par la simulation nécessite donc l'utilisation d'un modèle d'endommagement adapté.

## 6.2 Endommagement

Les modèles d'endommagement nécessitent des critères pour lesquels le dépassement d'une valeur seuil marque le début du processus de rupture du matériau et fait progressivement évoluer une variable d'endommagement de 0 à 1. Puis un traitement est mis en œuvre, consistant à faire rétroagir cette dernière sur les propriétés mécaniques du matériau afin de les dégrader (*cf.* chapitre 1).

### 6.2.1 Critère

Comme nous l'avons évoqué plusieurs fois déjà, le modèle POREQST est instable lorsque sa courbe de réouverture de pore est sollicitée sans endommagement, car la densité chute alors jusqu'à une valeur nulle. La solution à ce problème est généralement de restreindre l'utilisation de cette courbe par l'introduction du critère d'endommagement en porosité – ou distension – limite suivant :

$$\alpha_i = \frac{\rho^s}{\rho_i} \leq \alpha_{seuil} \quad (6.1)$$

où  $\alpha_{seuil}$  est la valeur seuil du critère en-deçà de laquelle la réouverture de pore est interdite. C'est un critère d'endommagement qui n'est activé que lorsqu'une maille subit une traction.

Nous évaluons sa pertinence grâce à la figure 6.4 qui présente des simulations sans endommagement des tirs 02\_12 (R1) à 1168 m.s<sup>-1</sup> et 120\_12 (R3) à 3446 m.s<sup>-1</sup>. Elles sont issues des calculs préliminaires précédents, où la courbe de réouverture de pore est neutralisée artificiellement par une valeur très basse du paramètre  $\sigma_l$ .

La grandeur affichée est la contrainte principale minimum  $\sigma_{min}$  au temps courant que l'algorithme de POREQST compare à la contrainte sur la surface de réouverture de pore  $\sigma_o(\rho, e)$ , soit  $P_i - S_{max}$  d'après les notations que nous avons adoptées au chapitre 2. Les zones qui apparaissent en gris et noir sont celles où la valeur de  $\sigma_{min}$  est inférieure à  $\sigma_r = -70$  MPa, c'est-à-dire là où la courbe de réouverture de pore serait sollicitée si elle n'était pas neutralisée. Il s'agit donc des zones susceptibles d'être endommagées par le critère de porosité limite. Comme on peut le voir, des tractions suffisantes pour satisfaire ce dernier sont présentes sur une zone conique autour du point d'impact dès avant 1  $\mu$ s. Puis, tout au long de la pénétration du projectile, ce sont les abords du canal qui sont sollicités. Le critère en porosité limite, en sus de stabiliser le modèle POREQST, est donc pertinent pour la modélisation de la cratérisation du graphite lors d'une pénétration, mais il nécessite un traitement.

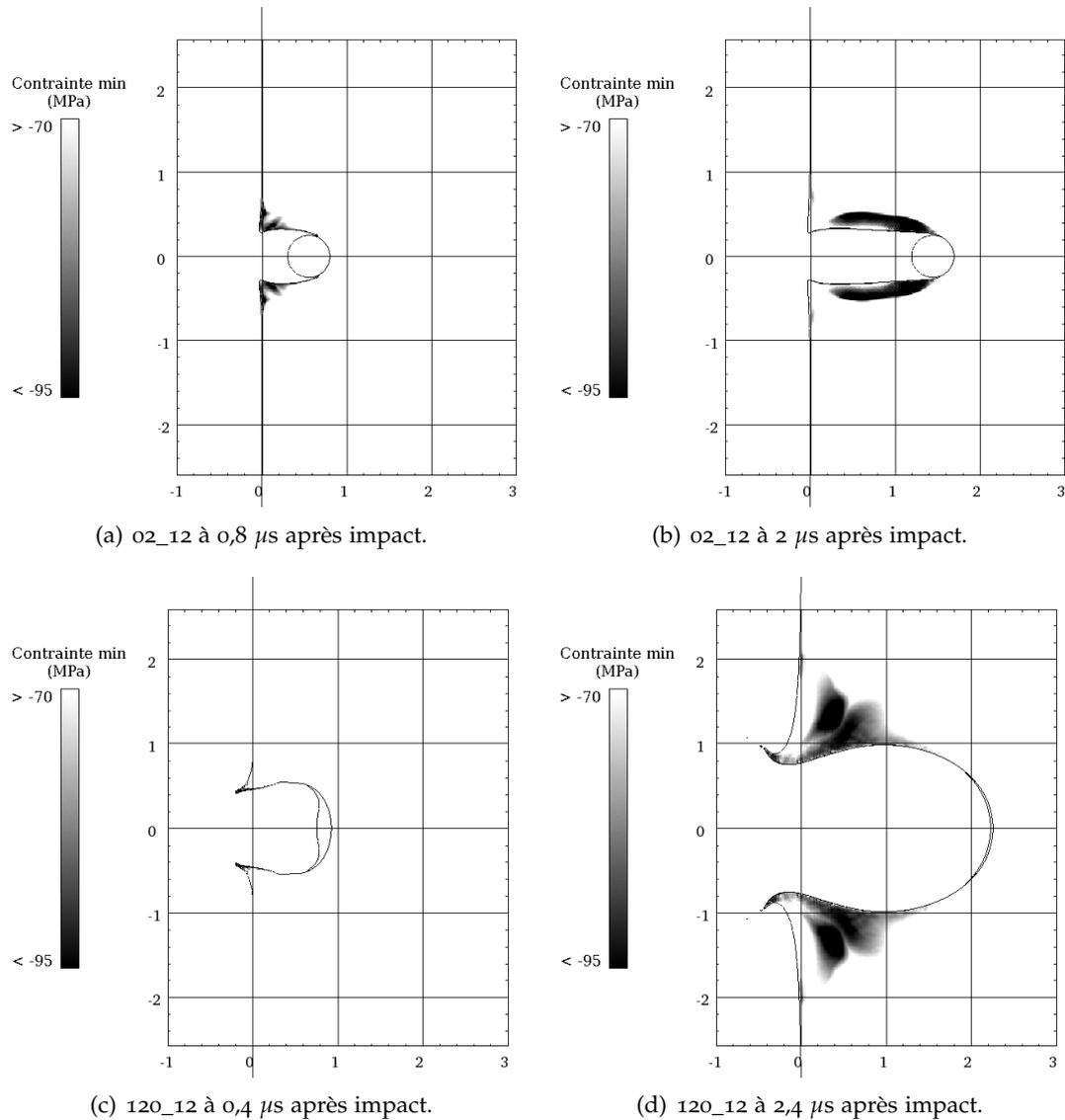


FIGURE 6.4 – Pertinence du critère de porosité limite. Simulations sans endommagement des tirs 02\_12 (R1) à  $1168 \text{ m.s}^{-1}$  (en haut) et 120\_12 (R3) à  $3446 \text{ m.s}^{-1}$  (en bas) avec  $\sigma_l = -5 \text{ GPa}$ . Les zones noires et grises sont les zones susceptibles de s'endommager avec un critère de porosité limite (voir texte).

### 6.2.2 Traitement

Pour traiter l'endommagement de l'EDM<sub>3</sub>, nous faisons appel à l'algorithme de cavitation de la composante eulérienne d'Hésione. Il consiste à ramener la pression et le déviateur des contraintes d'une maille endommagée à zéro, en réduisant le volume de matière présent dans celle-ci. C'est un processus itératif faisant appel à l'équation d'état et s'effectuant à masse et énergie interne constantes. Il reproduit assez bien les phénomènes de fracturation des matériaux poreux. Pour traduire l'effet de l'endommagement du matériau sur ses propriétés mécaniques, la résistance à la traction

des mailles endommagées est dégradée par l'annulation du paramètre  $\sigma_l$ . Ainsi, une maille soumise à une traction – même minimale – après un premier endommagement subira une nouvelle cavitation.

Finalement, ce couple critère-traitement revient à dire que dans le cas où  $\alpha_{seuil}$  vaut 1, l'utilisation de la courbe de réouverture de pore n'est jamais autorisée. Si  $\alpha_{seuil} = \rho_s / \rho_0 \sim 1,28$ , alors elle n'est utilisable que dans les fractions de matériau sain et pour des densités intermédiaires supérieures à la densité initiale du poreux.

Le lecteur aura sûrement remarqué que nous modélisons l'endommagement comme une variable binaire et non continue : le matériau est soit totalement sain, soit totalement endommagé. C'est un choix qui se justifie par le fait que, lors des analyses *post-mortem* du chapitre 5, nous n'avons pas observé de progressivité dans l'endommagement, à l'exception de l'amorce de coalescence des pores dans des zones très restreintes autour des cratères. Dans le code Hésione, la variable d'endommagement peut prendre des valeurs comprises entre 0 et 1 à cause des reprojctions qui ont lieu à chaque pas de temps. Mais pour limiter les effets de la diffusion numérique, une maille n'est considérée endommagée que si la variable d'endommagement qui lui est associée est supérieure à 0,5.

## 6.3 Résultats et discussions

Après avoir jeté les bases d'un modèle d'endommagement nous discutons maintenant les résultats qu'il produit et tentons de l'améliorer.

### 6.3.1 Tirs de pénétration

Le modèle d'endommagement tel qu'il a été décrit précédemment est utilisé pour les simulations des tirs 02\_12 et 38\_01 reproduites en figure 6.5. Le paramètre  $\sigma_l$  est ramené à sa valeur originale -95 MPa, déterminée au chapitre 4. La valeur seuil de porosité limite est fixée à  $\alpha_{seuil} = 1$ , ce qui interdit totalement l'utilisation de la courbe de réouverture de pore et traduit la fragilité du matériau. La limite élastique utilisée est LE1, car c'est celle qui semble le mieux restituer la profondeur de pénétration.

Comme attendu, l'endommagement en traction sur un critère de porosité limite provoque la rupture du matériau autour du point d'impact, formant ainsi les prémices d'un cratère. Dans les deux cas présentés ici, le faciès du cratère se rapproche de ceux observés expérimentalement. Pour le régime R1, on constate la fragmentation

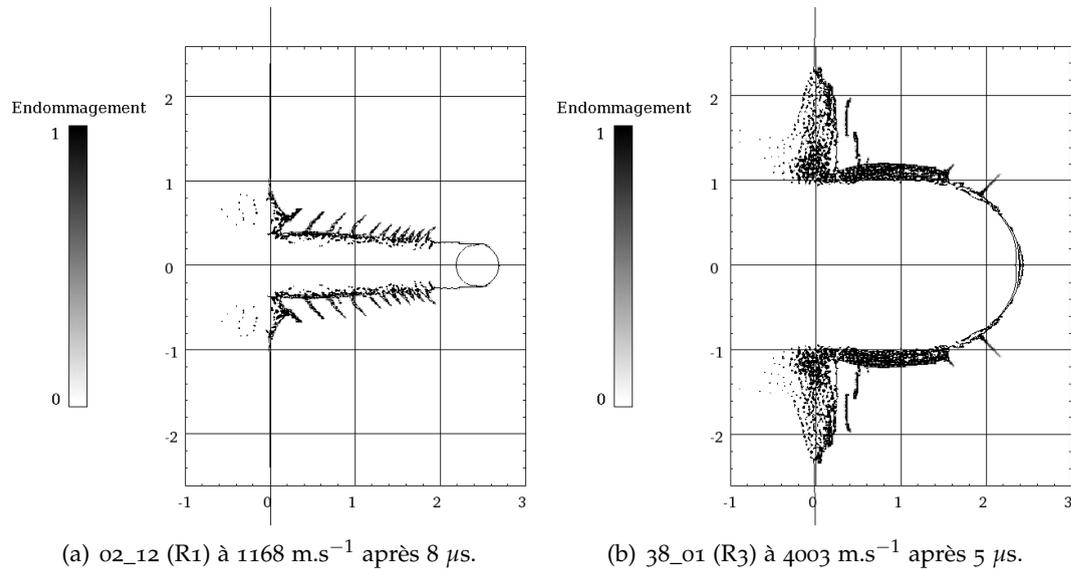


FIGURE 6.5 – Simulation des tirs 02\_12 et 38\_01 avec un critère d’endommagement en porosité limite (traction) :  $\alpha_{seuil} = 1$  et  $\sigma_l = -95$  MPa. Limite élastique LE1.

de la paroi du canal ainsi que l’apparition de courtes fissures autour de celle-ci, qui ressemblent fortement à celles révélées par les tomographies (*cf.* figure 5.12).

Dans le cas présent, le diamètre du cratère peut être assimilé au diamètre de la zone endommagée sur la surface d’impact. Mais dans certains cas, il n’y pas de continuité de l’endommagement entre la paroi du canal et le plus grand diamètre où l’on trouve de l’endommagement sur la surface. Pour ceux-là, nous considérerons tout de même le plus grand diamètre d’endommagement. La figure 6.6 compare les diamètres de cratère expérimentaux à ceux obtenus numériquement pour les régimes R1, R3 et R3’ avec ce modèle d’endommagement et différentes valeurs de  $\sigma_l$ .

Les diamètres calculés sont sensiblement plus grands que la réalité pour un  $\sigma_l$  de -95 MPa, ce qui signifie que le matériau s’endommage trop aisément. Or, il est commun que la tension à la rupture d’un matériau – ce à quoi correspond indirectement  $\sigma_l$  – soit différente selon la vitesse de déformation. En l’abaissant à -135 MPa, l’endommagement de surface qui provoque la formation du cratère est très limité. Les diamètres de R1 correspondent alors assez bien à l’expérience, tandis qu’ils sont trop petits pour R3 et R3’. Pour ces derniers, une valeur intermédiaire de -120 MPa est plus adaptée. L’endommagement de surface qui provoque la formation du cratère semble donc très sensible au paramètre  $\sigma_l$ .

La diminution de  $\sigma_l$ , c’est-à-dire indirectement la diminution de la tension à la rupture, améliore effectivement le diamètre des cratères. Mais elle réduit l’étendue des

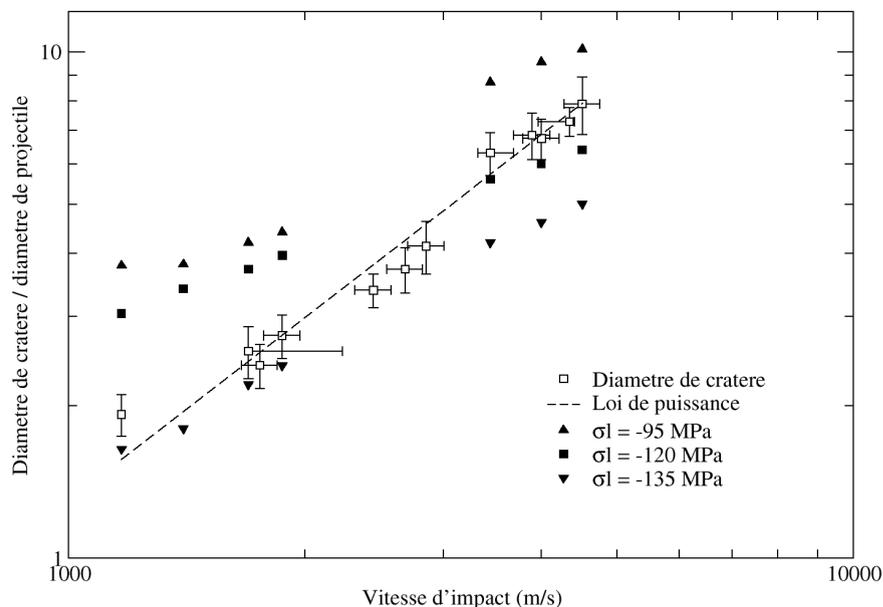
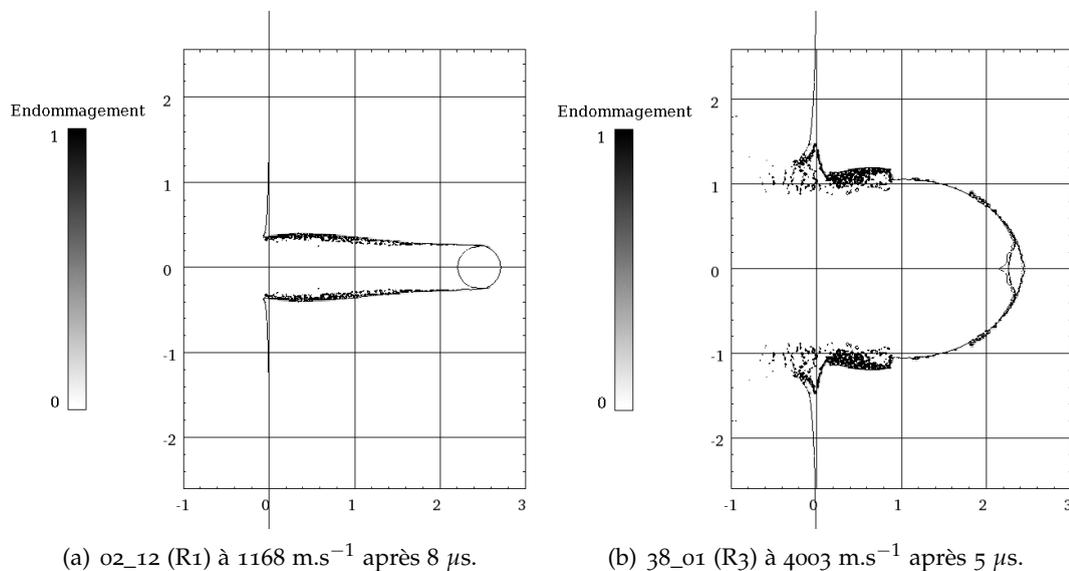


FIGURE 6.6 – Diamètre de cratère normalisé par le diamètre du projectile en fonction de la vitesse d’impact : expérience *versus* simulation. Trois valeurs de  $\sigma_l$  sont testées : -95, -125 et -135 MPa.

zones endommagées en profondeur comme le montre la figure 6.7 qu’il convient de comparer avec la figure 6.5.



(a) o2\_12 (R1) à  $1168 \text{ m.s}^{-1}$  après  $8 \mu\text{s}$ .

(b) 38\_01 (R3) à  $4003 \text{ m.s}^{-1}$  après  $5 \mu\text{s}$ .

FIGURE 6.7 – Simulation des tirs o2\_12 et 38\_01 avec un critère d’endommagement en porosité limite (traction) :  $\alpha_{seuil} = 1$ ,  $\sigma_l = -135 \text{ MPa}$  pour o2\_12 et  $\sigma_l = -120 \text{ MPa}$  pour 38\_01. Limite élastique LE1.

Pour le tir à basse vitesse, seules les parois du canal sont encore endommagées, les courtes fissures qui en partaient ayant disparu. Les zones endommagées en surface

n'existent plus. L'endommagement semble légèrement plus réduit que ce que révélaient les tomographies. Au contraire, l'endommagement en profondeur du tir à haute vitesse est très largement sous-estimé. Les parois du cratère ne sont presque pas endommagées ni les zones situées autour et sous les débris du projectile.

### 6.3.2 Refermeture du canal

Nous avons évoqué la profondeur de pénétration des projectiles ainsi que le diamètre des cratères mais pas encore la profondeur de ceux-ci. En fait, c'est une grandeur que nous ne pouvons estimer dans ces simulations car, contrairement aux expériences, la matière ne se referme pas après le passage du projectile. La figure 6.8 donne une carte des densités finales dans la cible d'EDM<sub>3</sub> après les tirs 02\_12 et 38\_01.

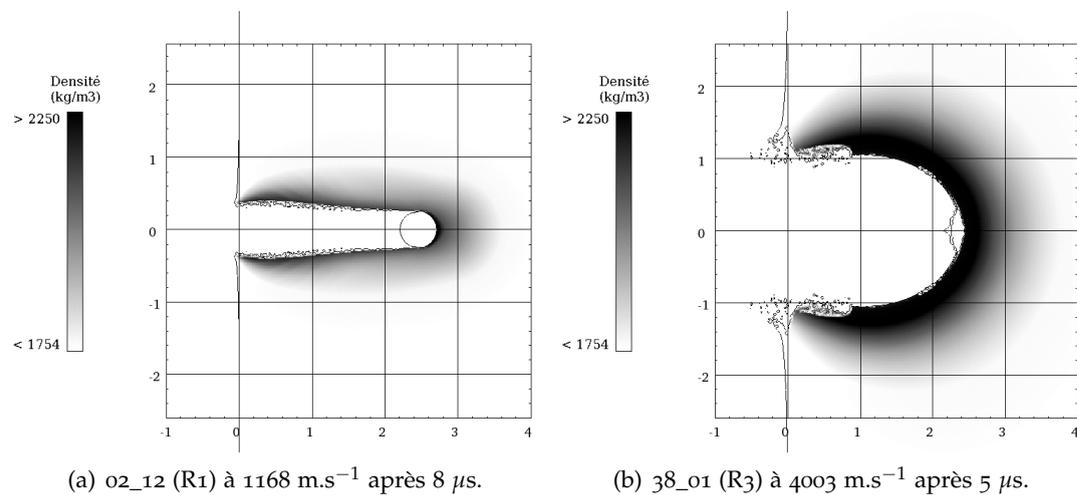


FIGURE 6.8 – Carte des densités dans la cible d'EDM<sub>3</sub> après les tirs 02\_12 et 38\_01 avec leurs valeurs de  $\sigma_1$  ajustées respectives. Une forte compaction résiduelle est présente autour du canal.

Il apparaît que le matériau conserve une compaction résiduelle autour de la bille du tir à basse vitesse, comme pouvaient le suggérer les tomographies présentées au chapitre 5.

À basse comme à haute vitesse, la compaction est aussi importante dans la zone autour du canal, à l'exception de la plupart des zones endommagées. Ce phénomène est directement lié au modèle POREQST qui considère que, en-dessous du point de consolidation, la détente qui suit une compression se fait le long d'une surface élastique intermédiaire dont la densité est supérieure à la densité initiale du matériau. Or, d'après l'essai statique de compression confinée cyclée du chapitre 2, l'EDM<sub>3</sub> a

tendance à reprendre son volume initial après une compression. Si le même comportement était observé en dynamique, cela pourrait expliquer la refermeture du canal constatée sur les tomographies. Dans cette hypothèse, le diamètre du cratère resterait inchangé car aucune compaction résiduelle n'est visible sur son pourtour en surface.

Une seconde hypothèse serait que le volume de matière endommagée autour du canal soit plus important que ce que prévoit la simulation. Dans ce cas, on peut imaginer que la matière pulvérisée par le passage du projectile reprenne son volume initial tout en restant bloquée dans le canal par l'effet des frottements entre particules. Cela irait dans le sens des observations expérimentales du chapitre 5, mais augmenter l'endommagement agrandirait le diamètre des cratères alors qu'ils sont déjà trop importants pour un  $\sigma_I = -95$  MPa.

### 6.3.3 Tirs de perforation

Nous avons mis en avant, à la fin du chapitre précédent, quelques résultats expérimentaux concernant des tirs de perforation sur cibles minces d'EDM<sub>3</sub>. D'après leurs vitesses d'impact et bien que le plus rapide d'entre eux soit à la limite de R1 et R2, ils peuvent tous être considérés comme appartenant au régime R1 où la bille ne se déforme pas. La figure 6.9 présente une simulation du tir 86\_12 à  $1661 \text{ m.s}^{-1}$  avec le modèle d'endommagement décrit plus haut et le paramètre  $\sigma_I$  fixé à  $-135$  MPa.

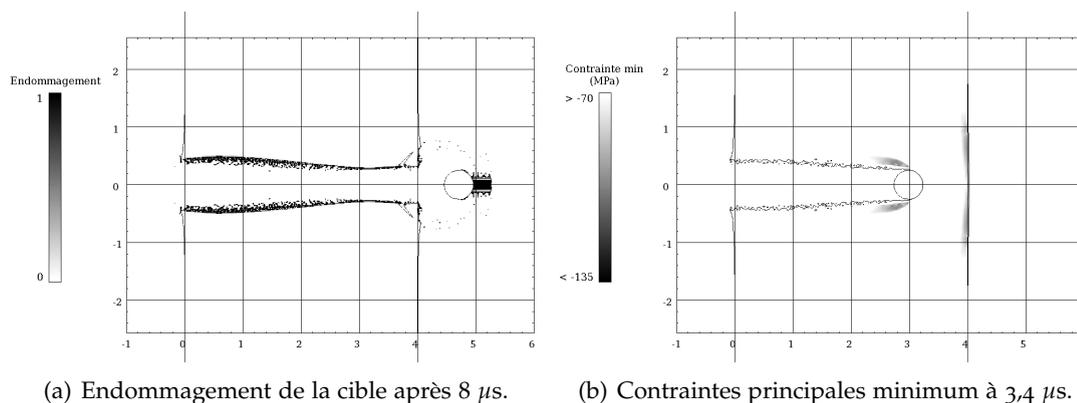


FIGURE 6.9 – Simulation du tir de perforation 86\_12 à  $1661 \text{ m.s}^{-1}$ . Endommagement sur critère de porosité limite avec  $\alpha_{seuil} = 1$  et  $\sigma_I = -135$  MPa.

Grâce à la figure 6.9(a), il apparaît que l'aspect des zones endommagées correspond assez bien aux observations expérimentales. Un canal s'est formé dont le diamètre en face avant peut correspondre au diamètre du cratère. Ses parois sont endommagées et il débouche en face arrière sur un cratère de taille plus importante. Contrairement à

la tomographie de ce tir, aucune fissure conique n'apparaît en profondeur, si ce n'est celle qui semble déboucher en face arrière.

À cette vitesse d'impact, la profondeur de pénétration du projectile dans une cible épaisse devrait être de 4 mm, soit l'épaisseur de la cible dans le cas présent. L'expérience a montré que le projectile a totalement traversé cette dernière et la simulation prédit une vitesse de sortie d'environ  $340 \text{ m.s}^{-1}$ . La présence de la surface libre arrière a donc une influence importante sur le comportement du projectile et sur l'endommagement de la cible.

Face à la tomographie, nous nous sommes interrogés sur les mécanismes de création du cratère arrière. La simulation en suggère deux. Le premier est que de la matière située à l'avant du projectile est entraînée par celui-ci. C'est un phénomène que l'on constate aussi sur les simulations sans endommagement – non présentées ici – et qui s'apparente à de l'arrachage. Le second mécanisme est similaire à l'écaillage plan. Le croisement de l'onde de détente incidente avec l'onde de détente issue de la réflexion du choc sur la face arrière provoque des tractions. Elles sont visibles en figure 6.9(b) à  $3,4 \mu\text{s}$  après l'impact, c'est-à-dire peu avant l'apparition des premiers signes d'endommagements sur la face arrière.

La table 6.1 compare les diamètres des cratères avants et arrières issus de la simulation à ceux relevés sur les tomographies. Compte-tenu des incertitudes expérimentales importantes sur la vitesse d'impact, la corrélation est assez bonne puisqu'elle reste dans une marge d'erreur d'environ 30%. Cela peut sembler important mais reste tout à fait correct pour des simulations d'impact.

TABLE 6.1 – Comparaison expérience-simulation des tirs MICA de perforation sur EDM3. Vitesses en  $\text{m.s}^{-1}$ , diamètres en mm, erreurs en %.

Tir	$v_0$	Diamètre en face avant			Diamètre en face arrière		
		Expérience	Simulation	Erreur	Expérience	Simulation	Erreur
86_12	1661	1,21	0,97	19,8	1,45	1,36	6,2
94_12	1799	1,54	1,04	32,5	1,90	1,46	23,2
87_12	2311	1,66	1,30	21,7	2,02	1,52	24,8

### 6.3.4 Effet de la limite élastique

Nous avons vu que l'ajustement de la pseudo-tension à la rupture  $\sigma_l$  sur le diamètre de cratère va dans le sens opposé à ce que l'on aurait pu attendre : à savoir que celle-ci augmente généralement en valeur absolue avec la vitesse de déformation – donc avec

la vitesse d'impact du projectile – ou reste pour le moins constante. De plus, les zones profondes endommagées sont très limitées. D'après les tomographies du chapitre 5, ce n'est pas très éloigné de la réalité pour R1 mais totalement erroné pour R3 et R3'.

Nous cherchons donc à augmenter l'endommagement autour des cratères de R3 et R3' sans augmenter leurs diamètres et en utilisant la même valeur de  $\sigma_1$  que les tirs à basse vitesse. Une façon d'arriver à nos fins est de modéliser un comportement plus fragile du matériau : une faible tension à la rupture pour une limite élastique élevée. Nous faisons donc appel à la limite élastique LE2 de la cible. Étant plus haute que LE1, elle doit débrider l'évolution des contraintes. Le résultat de la simulation pour le tir 21\_01 est présenté en figure 6.10.

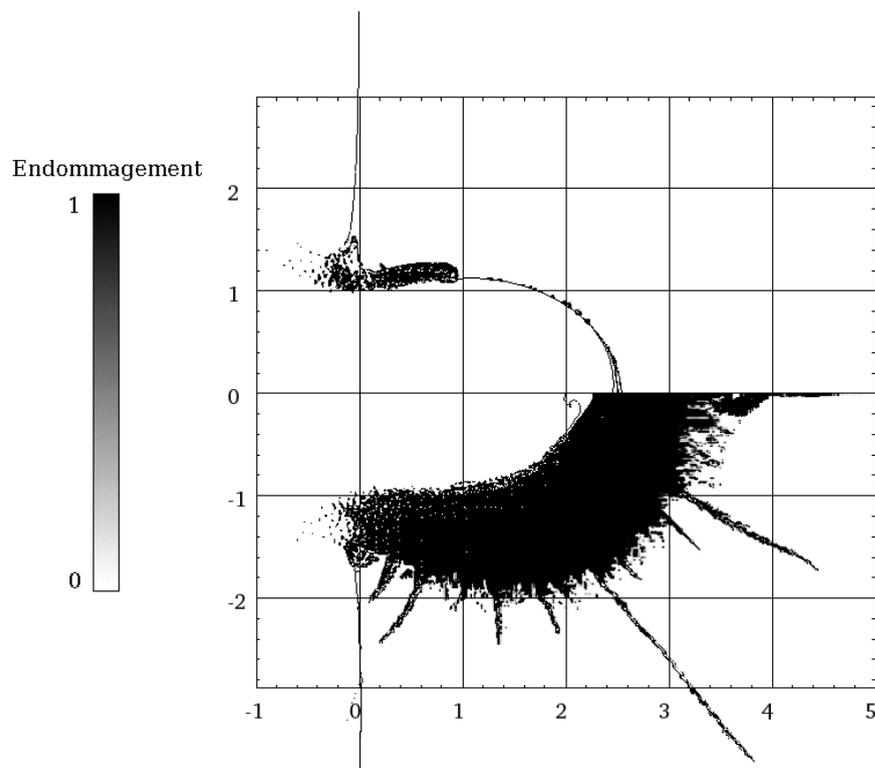


FIGURE 6.10 – Effet de la limite élastique de la cible sur son endommagement. Moitié supérieure : simulation du tir 21\_01 (R3') à  $4512 \text{ m.s}^{-1}$  après  $5 \mu\text{s}$  avec LE1 et  $\sigma_1 = -120 \text{ MPa}$ . Moitié inférieure : *idem* avec LE2 et  $\sigma_1 = -135 \text{ MPa}$ .

Comme prévu, le volume de matière endommagée a considérablement augmenté mais paraît maintenant trop important, particulièrement sous le projectile. On note aussi l'apparition de longues fissures coniques dirigées vers l'intérieur de la cible ainsi que des fissures conchoïdales remontant vers la face avant. Aucune d'elles n'a été observée expérimentalement et les secondes rendent difficile la détermination du diamètre de cratère. Si l'on considère uniquement la matière quasiment arrachée, il est très proche de l'expérience, soit 3,6 pour 3,37 mm. Alors que si l'on considère que les fissures ont

atteint la surface il peut être bien supérieur à 4 mm. La profondeur de pénétration du projectile reste trop faible, même si celle-ci est un peu plus grande que lors de la simulation sans endommagement avec la même limite élastique – 2,13 mm pour 1,7 auparavant et 2,31 expérimentalement. Le projectile semble moins *étalé* sur la paroi du cratère et plus ramassé sur lui-même, ce qui se rapproche des tomographies. La carte des vitesses matérielles (non présentée ici) indique que la matière endommagée ne se referme pas sur le projectile mais qu'au contraire le cratère aurait tendance à se vider. Toutes ces tendances sont aussi constatées sur les autres tirs des régimes R3 et R3'.

Une haute limite élastique et une faible résistance à la traction, comme nous venons de les utiliser, traduisent le comportement fragile du matériau. L'on sait cependant que, en sus de la limite élastique, la résistance à la traction de ce type de matériau peut augmenter fortement dans les hautes vitesses de déformation. Un tel comportement pourrait remédier au sur-endommagement constaté dans les dernières simulations. Nous nous proposons donc de tester un modèle d'endommagement dynamique adapté aux matériaux fragiles.

### 6.3.5 Modèle de Grady

Nous avons présenté au chapitre 1 le modèle de Grady [55] qui a fait ses preuves dans la représentation de la rupture fragile des matériaux en reliant la tension à la rupture à la vitesse de déformation. Nous avons décidé de l'implémenter dans Hésione afin d'évaluer son intérêt pour le graphite. Conçu au départ pour les sollicitations 1D il a fallu l'adapter aux cas 2D et 3D et au modèle POREQST. Ainsi, avec l'endommagement sur critère de porosité limite et un  $\alpha_{seuil}$  de 1, le paramètre  $\sigma_l$  peut être considéré peu ou prou comme la tension de rupture du matériau, devenant alors :

$$\sigma_l = \min(\sigma_{ls}, \sigma_w) \quad (6.2)$$

où  $\sigma_{ls}$  est la valeur statique du paramètre  $\sigma_l$  et  $\sigma_w$  la contrainte à la rupture dynamique selon Grady, s'exprimant comme :

$$\sigma_w = -F(m+3)(m+4)^{-(m+4)/(m+3)} \beta^{-1/(m+3)} \min(\dot{\epsilon}_1, \dot{\epsilon}_2, \dot{\epsilon}_3)^{3/(m+3)} \quad (6.3)$$

avec  $\beta = \frac{8\pi C_g k}{(m+1)(m+2)(m+3)}$  et  $F = K + \frac{4}{3}G$

Le choix que nous avons fait est de considérer, dans le repère principal, la plus petite des vitesses de déformation  $\dot{\epsilon}_i$  en traction – c'est-à-dire celle qui minimise la résistance du matériau. La vitesse de propagation des fissures dans le matériau  $C_g$  est supposée égale 0,4 fois la vitesse du son [70], soit environ 900 m.s<sup>-1</sup>.

$k$  et  $m$  sont les paramètres de Weibull et déterminent l'évolution de la résistance à la traction de chaque maille en fonction de la vitesse de déformation qu'elle subit. Les différents jeux de paramètres utilisés dans la suite sont résumés en table 6.2.

TABLE 6.2 – Six jeux de paramètres de Weibull. Trois ont été déterminés statiquement au chapitre 2 et trois autres ont été ajustés lors d'une étude antérieure.

Paramètre	Jeux statiques			Jeux ajustés		
	$W_c$	$W_{d1}$	$W_{d2}$	$W_b$	$W_1$	$W_2$
$m$	11,9	8,8	27,8	9	35	14
$k$ ( $m^{-3}$ )	$2,02 \cdot 10^{33}$	$2,90 \cdot 10^{26}$	$3,89 \cdot 10^{67}$	$9,40 \cdot 10^{10}$	$4,30 \cdot 10^{67}$	$1,00 \cdot 10^{34}$

Trois d'entre eux ont été déterminés au chapitre 2 par des essais de flexion quasi statiques et la méthode de la régression linéaire. Les trois autres ont été ajustés lors d'une étude antérieure publiée en référence [130] et dont les résultats ne sont pas présentés dans ces pages. Celle-ci utilisait un modèle POREQST de l'EDM<sub>3</sub> plus ancien pour lequel certaines données statiques manquaient, dont les paramètres de Weibull. De plus, elle ne reposait que sur deux tirs à des vitesses similaires, les seuls disponibles à l'époque. Ces jeux ajustés ont l'avantage d'être sensiblement différents de ceux déterminés expérimentalement, comme le souligne la figure 6.11.

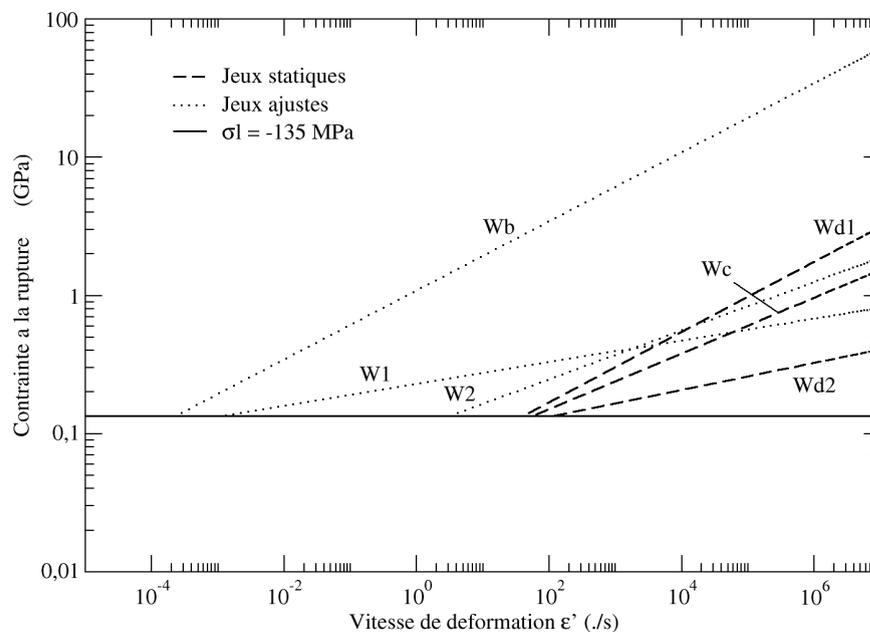


FIGURE 6.11 – Valeur absolue de la contrainte à la rupture en fonction de la vitesse de déformation pour six jeux de Weibull (cf. table 6.2).

Leurs principales différences résident dans le niveau de contrainte à la rupture pour une même vitesse de déformation, mais aussi dans la vitesse de déformation placée

à la transition entre rupture quasi-statique où  $\sigma_l = -135$  MPa et rupture dynamique. Les trois jeux ajustés représentent un matériau très sensible aux vitesses de déformation. Cela peut être rapproché de ce qui a été constaté au chapitre 2 où la courbe de compactage différait déjà selon des vitesses de déformation comprises entre  $10^{-4}$  et  $10^{-1} \text{ s}^{-1}$ . La figure 6.12 compare le résultat d'une simulation du tir 38\_01 (R3) sans modèle de Weibull et  $\sigma_l = -135$  MPa à des simulations réalisées avec chacun des jeux de paramètres de la table 6.2 et  $\sigma_{ls} = -135$  MPa.

Avant toute chose<sup>1</sup>, on remarque sur certaines simulations que le projectile prend une forme allongée anormale. Ses vitesses suivant  $x$  proches de l'axe sont en fait devenues négatives. Cela est dû à des problèmes numériques inhérents à l'axe de symétrie, favorisés par la modélisation hydrodynamique pure – sans déviateur – du projectile.

Les jeux statiques  $W_c$ ,  $W_{d1}$  et  $W_{d2}$  ont assez peu d'influence sur l'étendue de la zone endommagée qui est équivalente à celle de la simulation sans modèle de Weibull. C'est à peine s'ils sont en mesure de limiter le nombre et l'étendue des fissures coniques. Sans surprise, c'est le jeu le plus contraignant  $W_{d1}$  qui le fait le mieux. Concernant le diamètre du cratère, si l'on considère les fissures qui remontent à la surface, c'est encore  $W_{d1}$  qui donne le meilleur résultat. Quant à elle, la profondeur de pénétration du projectile varie très peu.

$W_1$  et  $W_2$  donnent des résultats similaires. L'extrapolation des fissures orientées vers la face avant anticipe un diamètre en adéquation avec l'expérience. Le volume endommagé est plus faible pour  $W_1$  mais reste trop important par rapport aux tomographies, particulièrement sous le projectile. La profondeur de celui-ci est peu changée. Les longues fissures radiales ont presque totalement disparu. Un résultat logique car ces jeux sont plus contraignants aux basses vitesses de déformation que les trois premiers, et plus l'on s'éloigne du point d'impact plus les vitesses de déformation sont faibles.

$W_b$  est le modèle de Weibull le plus sensible aux vitesses de déformation. Il dégrade légèrement la profondeur de pénétration du projectile mais fait totalement disparaître les longues fissures. C'est d'ailleurs lui qui donne les meilleurs résultats en terme de diamètre de cratère et d'étendue de l'endommagement qui semblent tous deux plus conformes à l'expérience (cf. figure 5.15). La figure 6.13 donne les cartes de vitesse suivant les axes  $x$  et  $y$  de la simulation avec  $W_b$  à  $5 \mu\text{s}$  après l'impact.

Comme on peut le voir, une partie de la matière fragmentée se dirige vers le fond du cratère ce qui devrait avoir pour conséquence de le reboucher et de piéger le projectile. Cela irait dans le sens de la deuxième hypothèse que nous avons formulée auparavant pour expliquer la refermeture du canal.

---

1. Toute ressemblance avec le test de Rorschach ne saurait être que fortuite. Néanmoins, l'auteur fera preuve d'écoute si le lecteur souhaite partager son interprétation personnelle de ces taches d'encre.

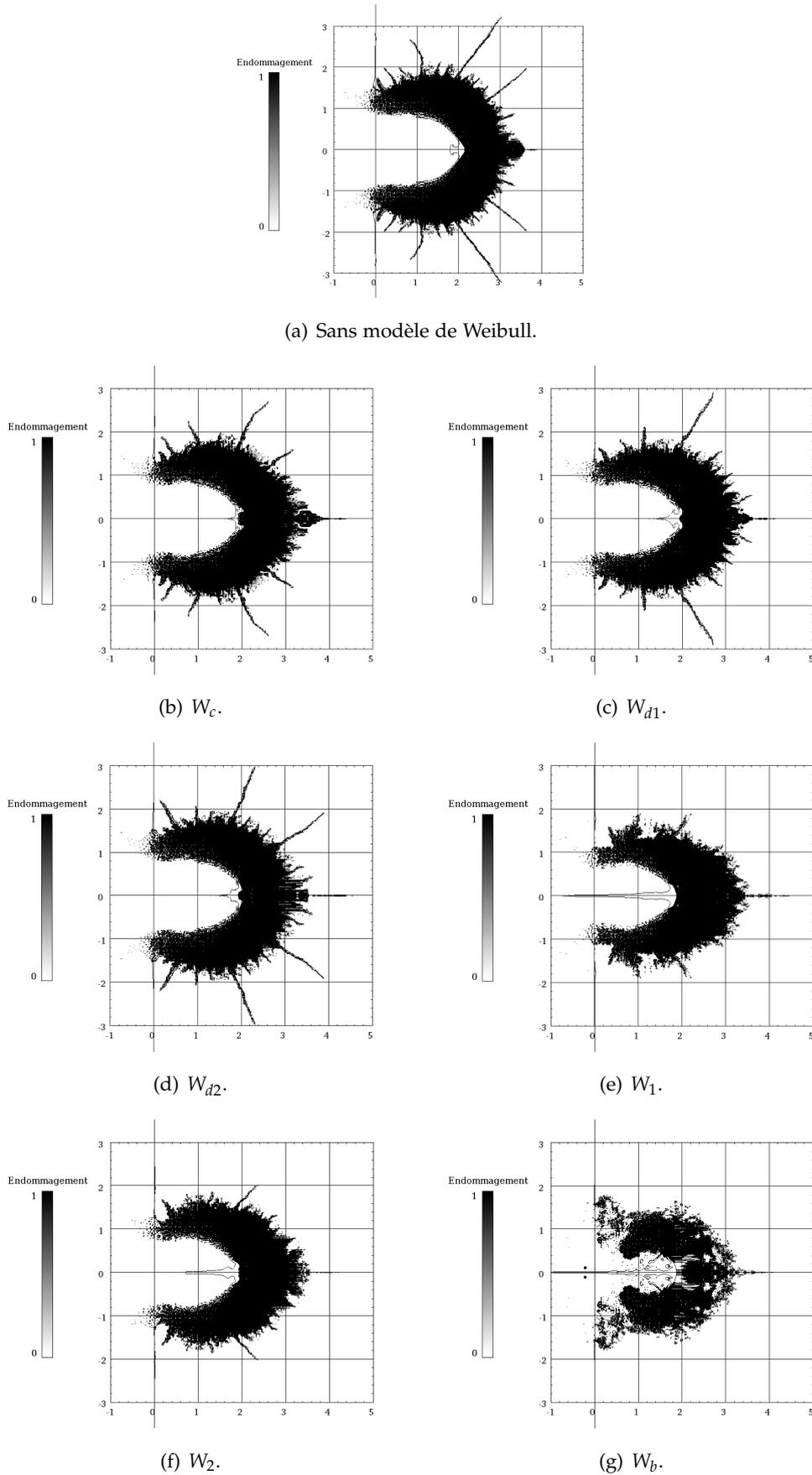


FIGURE 6.12 – Effet du modèle de Weibull sur l'étendue de l'endommagement. Simulations du tir 38\_o1 (R3) à  $4003 \text{ m.s}^{-1}$  avec et sans modèle de Weibull après  $5 \mu\text{s}$ .

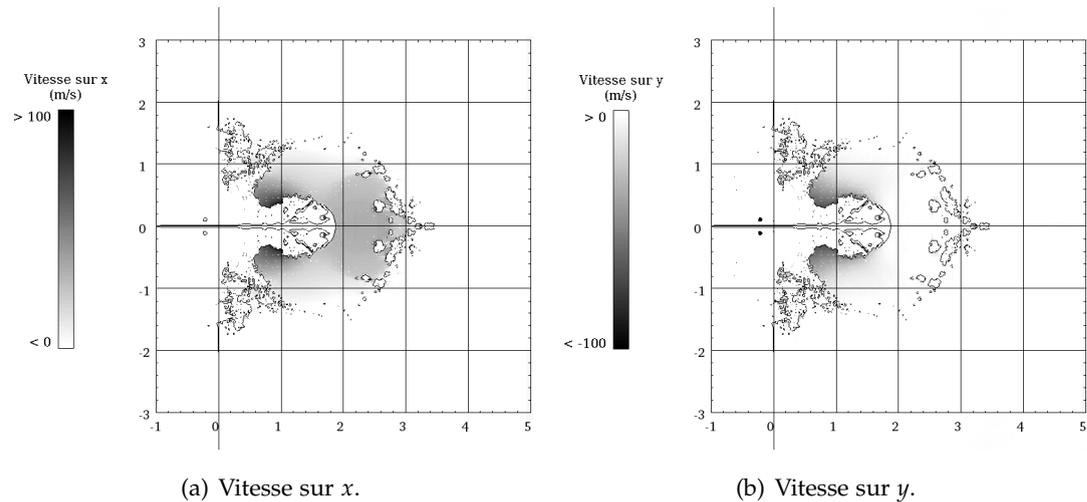


FIGURE 6.13 – Reformation du cratère par endommagement. Simulation du tir 38\_01 ( $R_3$  à  $4003 \text{ m.s}^{-1}$ ) à  $5 \mu\text{s}$  après l'impact. Modèle de Weibull  $W_b$ .

Nous sommes finalement tentés de favoriser les paramètres ajustés  $W_1$ ,  $W_2$  et  $W_b$ , ce dernier donnant les meilleurs résultats sur l'endommagement et fournissant une explication au mécanisme de piégeage des projectiles à haute vitesse. Les paramètres déterminés par essais de flexion statiques ne semblent pas adaptés. Mais ils ne doivent pas être négligés puisqu'il est évident que l'endommagement est aussi lié à la limite élastique. Signalons que les simulations des tirs 120\_12 et 21\_01 présentent les mêmes tendances que pour le tir 38\_01 et ce, quel que soit le modèle d'endommagement. Ces conclusions sont donc valables pour des vitesses d'impact allant de  $3400$  à  $4500 \text{ m.s}^{-1}$ .

### 6.3.6 Synthèse

Les discussions qui précèdent ont mis en avant la difficulté de simuler avec un seul et même modèle l'endommagement d'un matériau soumis à une gamme de sollicitation étendue. Le tableau 6.3 récapitule ceux qui donnent d'assez bons résultats en fonction des régimes étudiés.

Pour des impacts jusqu'à environ  $2000 \text{ m.s}^{-1}$ , un modèle d'endommagement avec une tension de rupture faible en valeur absolue – mais plus élevée que la valeur statique – et une limite élastique basse donne des résultats satisfaisants. À des vitesses d'impact comprises entre  $3,5$  et  $4,5 \text{ km.s}^{-1}$ , le même modèle reproduit assez bien le diamètre des cratères à condition de changer légèrement la tension limite. Toutefois, il sous-estime très largement l'étendue de l'endommagement.

TABLE 6.3 – Récapitulatif des modèles d’endommagement testés sur les régimes R1, R3 et R3’. Six jeux de paramètres de Weibull ont été testés. La valeur de  $\sigma_l$  déterminée lors d’essais de traction statiques était de -95 MPa.

Régime	Limite élastique	$\sigma_l$ (MPa)	Weibull (6 jeux)
R1	LE1	-135	-
R3 et R3’	LE1	-120	-
	LE2	-135	0

L’augmentation de la limite élastique de la cible réduit sévèrement la profondeur de pénétration à basse vitesse mais plutôt modérément à haute vitesse. En contre-partie elle favorise l’endommagement car elle débride l’évolution des contraintes. Pour les tirs à haute vitesse, le volume de matière endommagée est trop important mais peut être limité par l’utilisation d’un modèle de Weibull. Parmi les six modèles testés, trois sortent du lot car ils reproduisent mieux les diamètres des cratères et l’endommagement de profondeur, tout en faisant disparaître les longues fissures coniques qui n’ont pas été observées expérimentalement.

## 6.4 De l’intérêt des chocs lasers

Les tirs MICA à notre disposition ne dépassent pas les  $4,5 \text{ km.s}^{-1}$ . Or nous savons que les micro-météoroïdes et les micro-débris spatiaux susceptibles de heurter les satellites peuvent atteindre des vitesses supérieures, jusqu’à la dizaine de kilomètres par seconde. Les vitesses de déformation et les pressions seront alors sensiblement différentes de celles que nous avons rencontrées jusqu’à présent. Or, il ressort de ce qui précède qu’un modèle ajusté sur une gamme de sollicitation particulière n’est pas forcément adapté à une autre. Nous allons montrer que les lasers peuvent nous aider à accéder, de manière virtuelle, à des vitesses d’impact plus élevées.

### 6.4.1 Similitudes aux IHV

À titre de test, un tir préliminaire a été effectué en 2011 avec le laser Luliz000 que nous présentons plus particulièrement dans le chapitre suivant. La cible d’EDM3 était identique à celles utilisées pour les tirs MICA, à savoir un diamètre de 30 mm et une épaisseur de 15 mm, afin de simuler un milieu semi-infini. Les caractéristiques du laser étaient les suivantes : une longueur d’onde  $\lambda$  de 1054 nm ; une impulsion temporelle carrée  $\tau$  de 4 ns ; une intensité de  $5 \text{ TW.cm}^{-2}$  ; une tache focale de diamètre 2 mm non caractérisée mais que nous supposons homogène. La figure 6.14 présente

une coupe tomographique croisant le centre du cratère généré par le tir préliminaire décrit au-dessus.

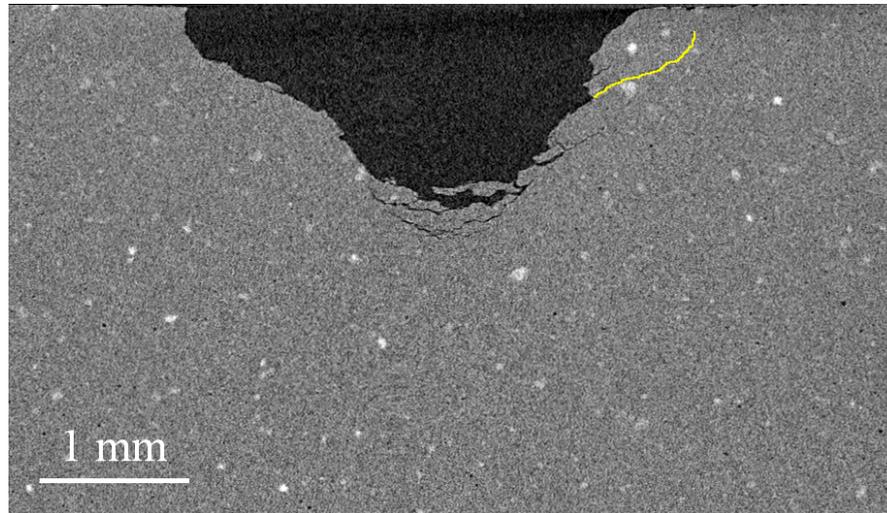


FIGURE 6.14 – Tomographie du tir Luliz000 préliminaire sur cible épaisse d'EDM3. Le cratère peut être considéré comme axisymétrique vu la fissure du côté droit (en jaune). Profondeur : 1,38 mm. Diamètre : 3,6 mm. Le laser arrive par le haut.

À droite, on note la présence d'une longue fissure (surlignée en jaune) remontant vers la surface qui correspond assez bien à la partie supérieure de la moitié gauche du cratère. Ce dernier est donc quasiment axisymétrique. Sa profondeur est de 1,38 mm et son diamètre de 3,6 mm (en considérant la fissure). À l'exception de quelques fissures aux abords du cratère, la cible d'EDM3 ne présente pas d'autre signe d'endommagement. La multi-fissuration observée en profondeur sous les cratères de bille n'existe pas, puisque celle-ci était due au passage du projectile dans la matière. D'un point de vue qualitatif, la ressemblance avec les cratères de billes du chapitre 5 est frappante : on retrouve la forme conique à  $45^\circ$  – ou presque – avec un léger décrochage à mi-hauteur. Les lasers sont donc capables de générer des cratères comparables à ceux d'impacts hypervéloces.

#### 6.4.2 Pseudo-équivalence

Nous pouvons estimer une pseudo-équivalence entre ce choc laser et l'impact virtuel d'un disque d'acier dont le diamètre serait égal au diamètre de la tache focale. Pour éviter de faire appel à la simulation numérique de l'interaction laser-matière, nous utilisons la formule de Grün (*cf.* chapitre 7) afin d'évaluer la pression d'ablation maximum. Celle-ci devrait être de l'ordre de 110 GPa. D'après les polaires de choc de l'acier

et d'un graphite poreux de densité proche de l'EDM3 [61], la vitesse d'impact générant une telle pression est de  $8 \text{ km.s}^{-1}$ . Dans ces conditions, la vitesse du choc dans l'acier  $U_s$  est de  $7,5 \text{ km.s}^{-1}$ . Si l'on associe la durée du pulse laser  $\tau$  au temps nécessaire à l'onde de choc pour faire un aller et retour dans la plaque d'acier – c'est-à-dire le temps nécessaire pour qu'une détente atteigne la face avant de la cible – l'épaisseur de la plaque  $\delta$  peut s'exprimer comme :

$$\delta \sim \frac{1}{2} \tau U_s \quad (6.4)$$

Soit environ  $15 \mu\text{m}$ . Ainsi, ce tir laser permet en théorie de simuler l'impact à  $8 \text{ km.s}^{-1}$  d'une plaque circulaire d'acier d'épaisseur  $15 \mu\text{m}$  et de diamètre  $2 \text{ mm}$  sur une cible de graphite.

Néanmoins, on ne peut parler d'une stricte équivalence entre impact hypervélocé et choc laser car la plaque d'acier ne cesse pas d'exister après  $4 \text{ ns}$ . Son endommagement et son éventuelle pénétration dans la cible peut avoir des conséquences qu'un tir laser n'est pas en mesure de reproduire.

Finalement, les chocs lasers présentent un véritable intérêt dans l'étude du comportement sous impact hypervélocé d'un matériau. Ils permettent de générer des cratères comparables et d'atteindre des niveaux de pression et de vitesse de déformation représentatifs d'agressions réelles tout en s'affranchissant des difficultés de modélisation inhérentes au projectile. De plus, il est beaucoup plus facile d'instrumenter des tirs lasers que des impacts de billes, comme nous le verrons par la suite.

## 6.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons tenté de reproduire par la simulation numérique les phénomènes de pénétration et de perforation, de cratérisation et d'endommagement observés lors des tirs MICA présentés au chapitre 5. Rappelons que quelques résultats expérimentaux n'ont pu être étudiés ici, comme la création de longues fissures radiales ou encore l'endommagement et la fragmentation du projectile car ce sont des phénomènes 3D se produisant sur une géométrie 2D-axisymétrique.

Il s'est avéré que la modélisation du comportement sous choc du matériau du projectile – ici un acier – issue de la bibliographie n'est pas adaptée et que son ajustement serait difficilement décorrélable du modèle numérique de la cible. Nous avons borné l'étude aux régimes R1, R3 et R3' car, compte tenu des tomographies, le projectile peut être considéré comme indéformable pour le premier, ou totalement fluide pour

les deux autres. Les premières simulations sans endommagement ont montré que la profondeur de pénétration du projectile est principalement gouvernée par la limite élastique de la cible et ce, bien que  $R_3$  et  $R_3'$  y soient bien moins sensibles.

Après observation de l'évolution des contraintes dans la cible, nous avons introduit un modèle d'endommagement adapté à POREQST et susceptible de reproduire la formation des cratères. Il repose sur un critère en porosité limite – assimilable à un critère en tension sur les contraintes principales – et sur un traitement introduisant du vide et relaxant les contraintes et la pression dans les mailles endommagées. De cette façon, le paramètre  $\sigma_l$  de POREQST peut être considéré comme une pseudo-tension à la rupture.

Les premières simulations avec endommagement et une valeur de tension à la rupture déterminée lors d'essais statiques ont montré la capacité de ce modèle à reproduire l'aspect de l'endommagement des cibles pour les trois régimes sélectionnés. Néanmoins, il surestime fortement le diamètre des cratères. La tension à la rupture dynamique d'un matériau pouvant être bien différente de sa valeur statique, nous l'avons ajustée afin de reproduire les diamètres. Mais la valeur adaptée à  $R_1$  ne l'est pas à  $R_3$  et  $R_3'$ , et réciproquement. Plus étonnant, elle est moins élevée pour les tirs à haute vitesse que pour ceux à basse vitesse. Le phénomène de refermeture de la matière après le passage du projectile n'a pas été reproduit avec succès avec ce modèle, empêchant l'évaluation de la profondeur des cratères. Cela peut venir de la compaction résiduelle induite par POREQST qui ne semble pas adaptée à l'EDM<sub>3</sub> ou parce que l'endommagement de la matière autour du canal n'est pas assez étendu.

L'effet de la limite élastique sur l'endommagement a aussi été discuté pour les tirs à haute vitesse, puisque dans leur cas, la profondeur de pénétration est moins sensible à ce paramètre. Une limite élastique élevée, traduisant la fragilité du matériau et son éventuelle sensibilité aux vitesses de déformation, permet d'augmenter considérablement l'étendue de l'endommagement de profondeur qui se rapproche ainsi de la réalité. Toutefois, la conséquence est l'apparition de longues fissures coniques non observées expérimentalement et l'augmentation des diamètres de cratère.

Afin de réduire l'endommagement tout en conservant une haute limite élastique, nous avons adapté le modèle de Grady au modèle POREQST et aux cas 2D et 3D, puis nous l'avons implémenté dans Hésione. Utilisé avec succès par le passé pour d'autres matériaux fragiles, il permet d'augmenter la tension de rupture avec les vitesses de déformation. Six jeux de paramètres de Weibull ont été testés, trois étant issus d'une analyse expérimentale statique et trois autres d'une analyse numérique dynamique antérieure. Ils donnent tous des résultats comparables, mais ce sont les plus contraignants qui sont les plus à même de faire disparaître les fissures. L'un d'eux fournit

même une possible explication à la refermeture des cratères, la matière fragmentée étant entraînée à la suite du projectile.

Il ressort de ces travaux la difficulté d'obtenir un modèle d'endommagement capable de reproduire tous les phénomènes observés pour toutes les gammes de sollicitations rencontrées. Un modèle d'endommagement simple et une limite élastique ajustée suffiraient à reproduire peu ou prou les diamètres de cratère et les profondeurs de pénétration. Néanmoins, les observations expérimentales fines réalisées grâce aux tomographies et aux découpes d'échantillons nous incitent à reproduire des phénomènes plus complexes, comme l'endommagement de profondeur ou la refermeture de la matière. Dans ce cas, un modèle sensiblement différent est nécessaire mais ne convient plus qu'aux tirs à haute vitesse.

Finalement, une autre approche que la nôtre aurait été possible : utiliser les paramètres de Weibull déterminés statiquement et ajuster sur tous les tirs une limite élastique évolutive en fonction de la vitesse de déformation. Ceci afin d'obtenir un modèle global reproduisant à la fois les caractéristiques de l'endommagement – étendue et diamètre de cratère – et la profondeur de pénétration. Une telle démarche, longue et fastidieuse, n'a pu être menée dans le temps imparti. Elle n'aurait d'ailleurs pas été complète car les vitesses d'impact limitées à  $4,5 \text{ km.s}^{-1}$  sont bien en-dessous de la réalité des agressions que peuvent subir les objets spatiaux. D'autres expériences, telles que les chocs lasers produisant des impacts virtuels proches de la dizaine de kilomètres par seconde peuvent donc être utiles. C'est l'objet de la partie suivante.

## **Quatrième partie**

### **Chocs lasers**



## Chapitre 7

# Campagne expérimentale Luliz000

« Faut arrêter ces conneries de nord et de sud !

Une fois pour toutes, le nord, suivant comment on est tourné, ça change tout ! »

| Frank Pitiot *alias* Perceval, *Kaamelott - Livre I*

La principale difficulté avec les lanceurs tels que MICA, est l'instrumentation des tirs. En effet, les systèmes à poudre sont difficilement synchronisables avec les diagnostics. Et la position du point d'impact n'est pas connue *a priori*. Dans ces conditions, l'observation *in-situ* des phénomènes d'endommagement n'est pas aisée. De plus, les vitesses d'impact représentatives d'agressions réelles subies par les satellites sont difficilement atteignables. Heureusement, il y a les lasers ! Nous donnons ici une vue d'ensemble de la campagne Luliz000 sur carbone qui a eu lieu en avril 2013 faisant suite à un appel à projet de septembre 2012. Après la description des objectifs de la campagne et de la configuration expérimentale, nous procédons à une première analyse des résultats de vélocimétrie. Nous nous attachons ensuite à interpréter et à corrélérer les résultats expérimentaux *in-situ* et *post-mortem* issus des nombreux diagnostics utilisés<sup>1</sup>.

### 7.1 Description

Des expériences de chocs lasers ont été réalisées au Luliz000 sur des cibles fines de graphite EDM3 menant à leur écaillage, leur fragmentation et/ou leur perforation. L'objectif principal est de caractériser la fragmentation dynamique du graphite. Les

---

1. La préparation et la réalisation de cette campagne ainsi que le dépouillement et l'interprétation de ses résultats ont été le fruit d'une intense collaboration entre trois départements du CEA et deux laboratoires CNRS (Institut P', Laboratoire PIMM). Elle s'est déroulée dans le cadre de trois thèses de doctorat : celle-ci et celles de Pierre-Antoine Frugier (École Polytechnique, CEA) et Gabriel Prudhomme (Arts et Métiers ParisTech, CEA). Le contenu de ce chapitre fera l'objet d'une prochaine publication [147].

informations recueillies devaient permettre une confrontation constructive entre expérience et simulation afin de juger de l'efficacité et des limites du modèle. Pour cela, de nombreux diagnostics ont été utilisés pour la métrologie du faisceau laser, la visualisation de l'endommagement des cibles ou la mesure des différentes vitesses. Parallèlement, des tirs de référence ont été faits sur des matériaux mieux connus tels que l'aluminium et le tantale.

### 7.1.1 Équipement et diagnostics

La figure 7.1 donne un schéma simplifié de la configuration expérimentale. Le Luliz000 est un équipement du Laboratoire pour l'utilisation des lasers intenses (LULI) de l'École Polytechnique basée à Palaiseau [148].

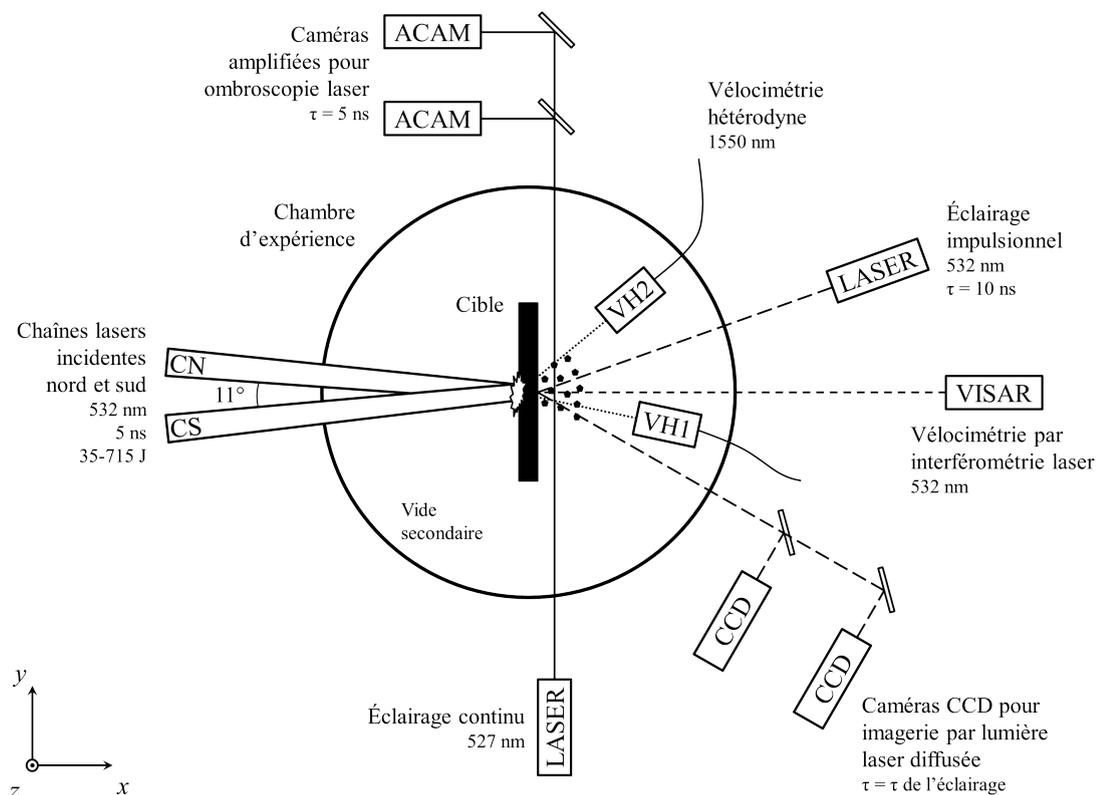


FIGURE 7.1 – Schéma simplifié de la configuration expérimentale lors de la campagne Luliz000 sur graphite. Deux types de diagnostic ont été utilisés : vélocimétrie laser et imagerie rapide éclairée par lumière laser.

**Installation** Ce laser de forte puissance génère des impulsions temporelles carrées réglables de 0,5 à 5 ns. L'énergie fournie peut atteindre 1 kJ à la fréquence  $1 \omega$ . Lors de cette campagne, le laser a été utilisé à  $2 \omega$  et à des énergies comprises entre 35 et

700 J dont environ 90% sont délivrés en 5 ns, comme le montre la figure 7.2(a). Les cibles sont placées au centre de la chambre d'expérience mise au vide secondaire, où deux faisceaux séparés sont alternativement focalisés. Ces derniers forment un angle négligeable de 5,5 degrés avec l'axe horizontal  $x$ . Ils partagent la même source laser mais ont leur propre chaîne amplificatrice – chaînes nord (CN) et sud (CS) – ce qui permet une fréquence de tir plus élevée. La tache focale de chaque chaîne est mise en forme à l'entrée de la chambre d'expérience par des lames de phase qui rendent les faisceaux axisymétriques et leur donnent une forme de pseudo-gaussienne – visible en figures 7.2(b) et 7.2(c). Cela permet de bien les caractériser mais rend difficile la comparaison entre des résultats provenant des deux chaînes comme nous le verrons par la suite. En effet, il est généralement difficile de connaître l'énergie exacte déposée à la surface de l'échantillon. Des absorptions substantielles d'énergie sont possibles dans les lames de phase et une part importante de l'énergie peut être contenue dans la périphérie de la tache focale, jusqu'à de grands rayons mais à des intensités très faibles. Pour information, le profil temporel a été mesuré à chaque tir par une photodiode. Très stables, les profils spatiaux ont été relevés à intervalles réguliers par des caméras CCD placées au centre chambre.

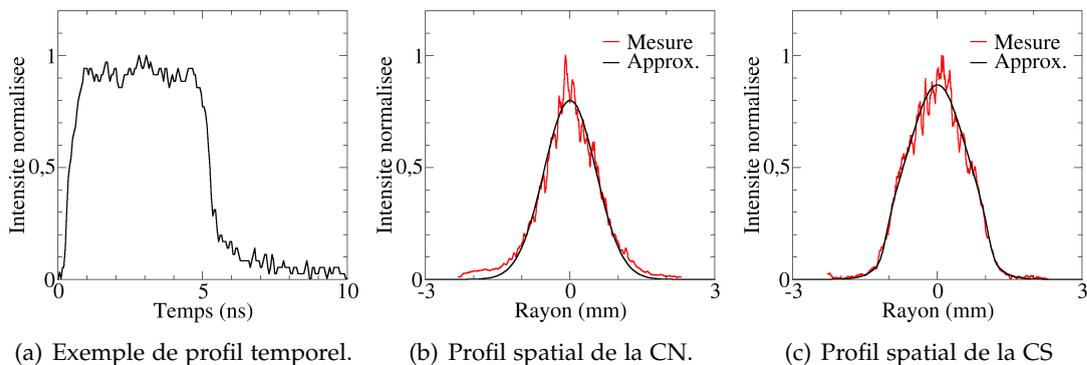


FIGURE 7.2 – Caractéristiques temporelles et spatiales des impulsions lasers des chaînes nord et sud. Plus de détails sur les approximations sont donnés au chapitre 8.

**Cibles** Comme nous l'avons évoqué plus haut, quelques tirs de calibration ont été réalisés sur des cibles d'aluminium 6061-T6 et de tantale d'épaisseurs respectives 250 et 125  $\mu\text{m}$ . Les autres tirs ont été principalement réalisés sur des cibles d'EDM<sub>3</sub> de dimension 18x18 mm pour des épaisseurs variant de 0,75 mm à 2,5 mm selon les cas. Compte-tenu de ces épaisseurs, du diamètre et du profil radial de la tache focale, le problème ne peut se résumer à un simple cas mono-dimensionnel. Enfin, la face arrière des échantillons est recouverte d'une fine couche de 1  $\mu\text{m}$  d'aluminium afin de mieux réfléchir les diagnostics lasers.

**Mesure de vitesse** La vitesse de la face arrière des échantillons est mesurée par un système VISAR. Celle-ci et l'instant de débouché du choc sont des données importantes qui nous renseignent sur le niveau de sollicitation et la résistance du matériau. Bien que le VISAR ait une excellente résolution temporelle, il nécessite un fort signal retour, ce qui le rend inutilisable lorsque la surface visée subit une forte déformation et perd en réflectivité. C'est pourquoi nous avons aussi utilisé la vélocimétrie hétérodyne (VH) qui a une moins bonne résolution temporelle mais est capable de mesurer des vitesses multiples avec un signal retour de l'ordre de quelques pourcents. Deux sondes VH de faisceau collimaté gaussien de 1 mm de diamètre en  $1/e^2$  sont placées dans le plan  $x-y$  formant chacune un angle  $-\alpha_1$  et  $\alpha_2$  – avec l'axe  $x$ . Elles sont orientées vers la face arrière de la cible mesurant ainsi la mise en vitesse de celle-ci puis la vitesse des fragments éjectés.

**Imagerie rapide** L'angle donné aux sondes VH et le fait qu'elles soient capables de mesurer des vitesses multiples peut parfois poser des problèmes d'interprétation des signaux. Dans ce cas, l'imagerie rapide résolue en temps peut aider.

L'ombroscopie laser enregistre l'éjection de fragments issus de la face arrière des cibles [149]. Pour ce faire, un laser de longueur d'onde 527 nm éclaire deux caméras amplifiées capturant, suivant le plan  $x-z$ , l'ombre des particules éjectées. Chaque caméra peut prendre deux images à différents instants avec un temps d'exposition de 5 ns. L'instant exact de la capture est connu grâce à un système de synchronisation relié à tous les diagnostics et l'on peut ainsi faire l'estimation d'une vitesse moyenne d'un fragment entre deux instants. Néanmoins, l'ombroscopie donne une information incomplète sur la forme et la taille des fragments. L'utilisation conjointe de l'imagerie laser résout en partie ce problème.

Le principe de l'imagerie laser est le même que celui de l'appareil photo. Elle enregistre la lumière diffusée par les surfaces qu'elle observe. Cependant, vues les vitesses de déplacement élevées de ces surfaces – ici quelques dizaines à quelques centaines de mètres par seconde – le temps de pose doit être suffisamment faible pour éviter les flous de bougé. Pour ce faire, un laser impulsionnel de longueur d'onde 532 nm et de puissance 10 W éclaire la zone d'observation. Sa durée de 10 ns sert de temps de pose à deux caméras CCD dont la durée d'ouverture est bien plus élevée et qui réalisent chacune une image par tir. L'ombre d'une grille lagrangienne est projetée sur la surface éclairée. Lorsque cette dernière se déforme, les lignes droites de la grille se déforment aussi. Ce système a été développé par Pierre-Antoine Frugier du CEA DIF [150] dans le but de mesurer, au cours même de l'expérience, les déformations d'une surface soumise à un choc.

**Collection de débris** Lors de certains tirs, le VISAR a été remplacé par un collecteur de débris en varagel – un gel de densité proche de celle de l’eau et dérivé de la paraffine – placé à quelques centimètres de la face arrière. Il permet de capturer les débris sans les endommager pour, par la suite, les mesurer et les analyser par tomographie afin d’obtenir de précieuses informations sur leurs forme, taille et quantité [151].

### 7.1.2 Tirs et configurations

Les tirs de la campagne sont résumés en table 7.1. Nous y précisons la nature des cibles ainsi que les paramètres du laser et des diagnostics. Tous les résultats de la campagne ne pourront pas être discutés ici mais l’ensemble des signaux VISAR est fourni dans la section suivante. Il donne un bon aperçu de l’étendue des sollicitations mécaniques et permet d’en tirer quelques premières interprétations.

## 7.2 Exploitation de la vélocimétrie

Les diagnostics de vitesse de surface libre donnent accès à l’historique des contraintes dans le matériau. À ce titre, il est bon qu’ils soient exploités les premiers.

### 7.2.1 CN *versus* CS

Avant de présenter les mesures VISAR, nous voulons insister une nouvelle fois sur la différence entre CN et CS. Les tirs réalisés sur chacune d’elle doivent être considérés comme deux séries distinctes. La preuve en est faite sur la figure 7.3 qui présente les mesures VISAR pour trois couples de tirs aux épaisseurs identiques. Pour chaque couple, l’énergie du tir réalisé sur la CN est légèrement supérieure à celle de la CS et pourtant, ce n’est pas le cas de la vitesse de surface libre. Ainsi, l’énergie du tir 8 est au-dessus de celle du tir 17 à hauteur de 20% mais sa vitesse est plus faible de 15%. C’est pourquoi, dans la suite, nous précisons la chaîne utilisée pour chaque tir en plaçant la lettre S ou N devant son numéro : S17 et N8 par exemple.

C’est là toute l’utilité des tirs de référence sur aluminium et tantale : estimer pour chaque chaîne la quantité d’énergie contenue dans le centre de la tache focale au moyen de simulations numériques, présentées en section 8.1. Elle est donc de 45% de l’énergie annoncée pour la CN et 85% pour la CS, ce qui va bien dans le sens des signaux VISAR.

TABLE 7.1 – Résumé des tirs sur aluminium, tantale et EDM<sub>3</sub>. Seul  $\alpha_2$  est donné,  $\alpha_1 = 13^\circ$  n'ayant jamais changé. L'énergie laser qui est donnée est celle qui a été mesurée, et non pas celle qui a été ajustée après calibration (cf. section 7.2.1).

Numéro de tir	Cible		Laser		Vélocimétrie		Temps ombroscopie ( $\mu s$ )				Temps imagerie ( $\mu s$ )		Collecteur de débris
	Matériau	Épaisseur ( $\mu m$ )	Chaîne	Énergie (J)	VISAR	$\alpha_2$	IMG1	IMG2	IMG3	IMG4	IMG1	IMG2	
3	Al	250	S	116	x	$15^\circ$	1,5	2	3	4	0,46	0,54	-
4	Al	250	N	572	-	$15^\circ$	0,6	1	1,4	1,8	-	0,48	-
5	EDM <sub>3</sub>	2500	S	215	x	$15^\circ$	5	16	30	50	10,44	16,44	-
6	EDM <sub>3</sub>	2500	N	715	x	$15^\circ$	5	16	30	50	10,44	16,44	-
7	EDM <sub>3</sub>	750	S	121	x	$15^\circ$	5	16	30	50	10,44	-	-
8	EDM <sub>3</sub>	750	N	652	x	$15^\circ$	4	7	10	13	3,36	9,36	-
9	EDM <sub>3</sub>	1000	N	636	x	$42^\circ$	3	5	8	10	2,36	8,36	-
10	EDM <sub>3</sub>	1000	S	235	x	$42^\circ$	3	8	15	20	4,36	10,34	-
11	EDM <sub>3</sub>	1500	N	608	x	$42^\circ$	4	10	15	20	4,36	10,34	-
12	EDM <sub>3</sub>	1500	S	189	x	$42^\circ$	10	20	30	50	-	-	-
13	EDM <sub>3</sub>	2000	N	564	x	$42^\circ$	10	30	50	100	10,34	30,34	-
14	EDM <sub>3</sub>	750	S	35	x	$42^\circ$	5	10	30	50	10,34	30,34	-
15	EDM <sub>3</sub>	750	S	259	-	$42^\circ$	5	16	30	50	10,34	30,44	x
16	EDM <sub>3</sub>	750	N	167	x	$42^\circ$	5	10	20	30	10,34	30,34	-
17	EDM <sub>3</sub>	750	S	547	x	$42^\circ$	2	4	8	10	2,4	8,4	-
18	EDM <sub>3</sub>	1000	N	342	x	$42^\circ$	3	9	15	20	3,4	9,4	-
20	Ta	125	N	644	x	$42^\circ$	1	2	4	7	1,44	7,36	-
26	EDM <sub>3</sub>	1000	N	415	-	$42^\circ$	-	-	-	-	-	9,4	x
27	EDM <sub>3</sub>	1000	S	467	-	$42^\circ$	-	-	-	-	3,4	9,4	x

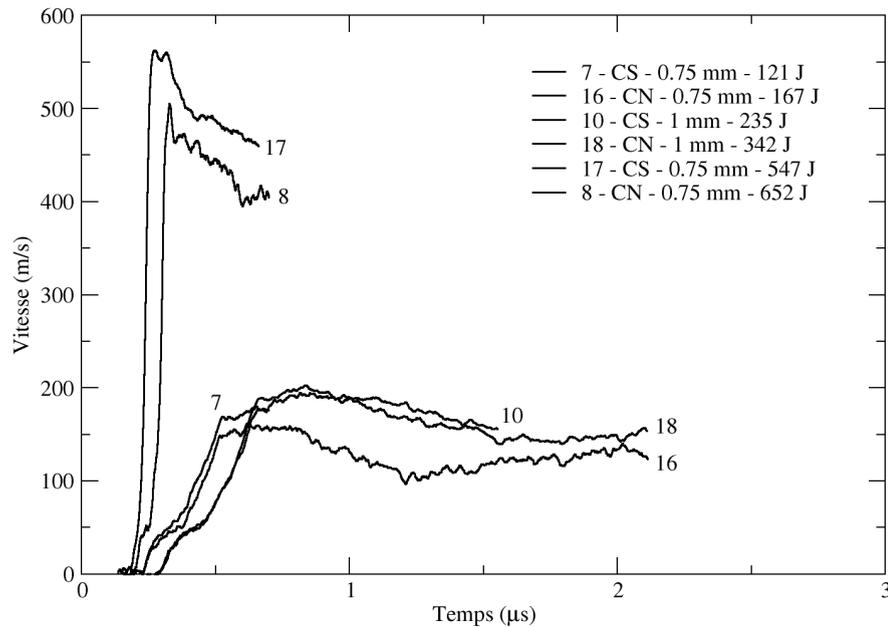


FIGURE 7.3 – Vitesses de surface libre pour trois couples de tirs similaires mais réalisés sur des chaînes différentes mettant en évidence la différence entre chaîne nord et chaîne sud. Pour la clarté, le bruit a été réduit.

### 7.2.2 Niveaux de sollicitation

Signalons que des efforts particuliers ont été menés afin de connaître les décalages temporels induits par le système de synchronisation de l'installation laser et par les optiques et l'électronique du VISAR lui-même. Cela nous a permis de trouver le  $t_0$  absolu et de recalibrer les signaux à  $\pm 2$  nanosecondes près. En effet, l'instant de débouché du choc par rapport au tir nous renseigne sur la vitesse de l'onde ce qui est utile pour la validation des modèles numériques. La figure 7.4 rassemble les mesures VISAR réalisées lors des tirs sur EDM<sub>3</sub>.

La campagne a couvert une grande étendue de sollicitation puisque les vitesses de surface libre vont de 50 à 560 m.s<sup>-1</sup>. En utilisant l'approximation acoustique, on peut estimer grossièrement la pression maximum  $P_m$  du choc débouchant en face arrière des cibles avec l'expression :

$$P_m = \frac{1}{2} \rho_0 C_0 U_m \quad (7.1)$$

avec  $\rho_0$  la densité initiale du graphite,  $C_0$  la vitesse du son et  $U_m$  la vitesse maximum de surface libre. La pression  $P_m$  de chaque tir est donnée en table 7.2 allant de 0,1 à 1,1 GPa. Toutefois, celle-ci doit être considérée avec précaution. Car si l'approximation acoustique est bien adaptée aux matériaux denses où la vitesse du son varie relativement peu avec la pression, elle est plus hasardeuse dans le cas de l'EDM<sub>3</sub> qui est un poreux. En effet, puisque  $C_0^2 = \partial P / \partial \rho$  et vu les essais de compression statique du

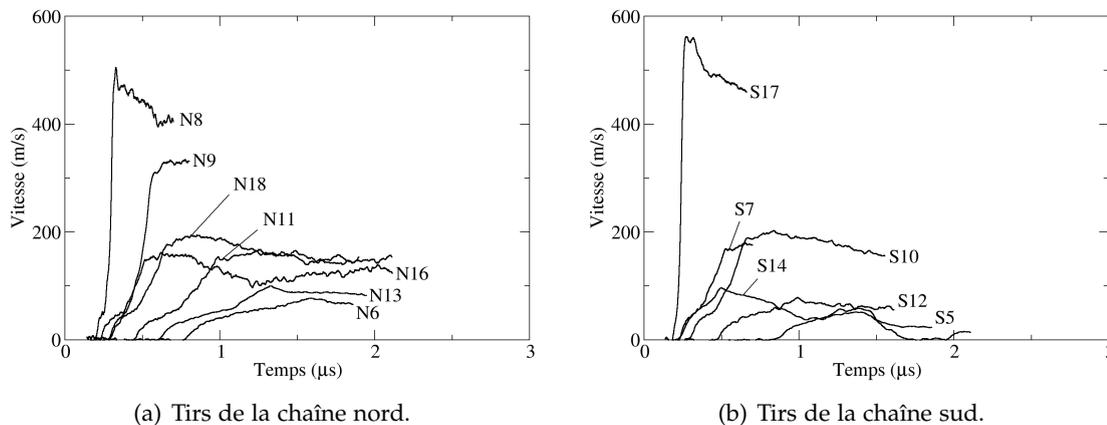


FIGURE 7.4 – Signaux VISAR des tirs sur graphite EDM3. Le bruit a été réduit.

chapitre 2, sa vitesse du son sous choc varie fortement en fonction de la pression, tout comme sa vitesse du son en détente.

Il peut être intéressant de comparer  $P_m$  à la pression d'ablation subie par la face avant. Dans le cas de l'aluminium la formule de Grün [105] donne de bons résultats :

$$P_{ab} = 1440 \left( 0,8 \frac{I_m}{10^5} \right)^{0,8} \quad (7.2)$$

où  $P_{ab}$  est la pression d'ablation en GPa et  $I_m$  l'intensité laser maximum exprimée en  $\text{GW.cm}^{-2}$ . Il n'existe pas de telle loi pour le graphite mais nous avons montré que pour des intensités proche du  $\text{TW.cm}^{-2}$ , la formule de Grün donne de bons ordres de grandeur [130]. Il est néanmoins difficile de déterminer une intensité maximum avec une tache focale gaussienne. L'intensité que nous utilisons ici est une intensité équivalente calculée après calibration dans le cas d'une tache focale homogène dont le diamètre permet de conserver la puissance. La table 7.2 donne la pression d'ablation de chaque tir calculée avec l'équation 7.2.

On remarquera qu'il y a une grande différence entre  $P_{ab}$  et  $P_m$ . Cela prouve une forte atténuation du choc lors de sa propagation dans le graphite. Ce phénomène est lié à l'épaisseur des cibles et à la faible durée de l'impulsion laser et donc du choc, mais aussi à une caractéristique des matériaux poreux bien connue à laquelle nous avons déjà fait allusion auparavant : les vitesses des ondes de détente sont très supérieures à celle des ondes de choc.

TABLE 7.2 – La pression maximum vue par la face arrière des cibles est estimée grâce à la vitesse de surface libre  $U_m$  et à l'équation 7.1. Lors des tirs sans VISAR qui apparaissent ici marqués d'un astérisque,  $U_m$  est relevée sur les spectrogrammes VH. La pression d'ablation  $P_{ab}$  est calculée à partir de l'intensité laser maximum calibrée  $I_m$  et de l'équation 7.2.

Numéro de tir	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15*	16	17	18	26*	27*
Chaîne laser	S	N	S	N	N	S	N	S	N	S	S	N	S	N	N	S
Épaisseur (mm)	2,5	2,5	0,75	0,75	1	1	1,5	1,5	2	0,75	0,75	0,75	0,75	1	1	1
$U_m$ (m.s <sup>-1</sup> )	51	77	169	511	332	201	163	78	99	97	272	162	564	194	190	320
$P_m$ (MPa)	99	149	327	991	644	390	316	151	192	188	528	314	1094	376	369	621
$I_m$ (TW.cm <sup>-2</sup> )	1,57	3,94	0,89	3,59	3,50	1,72	3,35	1,38	3,11	0,26	1,89	0,92	4,00	1,88	2,29	3,42
$P_{ab}$ (GPa)	43,5	90,6	27,4	84,2	82,5	46,7	79,6	39,2	74,9	10,2	50,4	28,3	91,7	50,2	58,6	80,8

### 7.2.3 Écaillage

La figure 7.5 montre la face arrière du tir S27 prise par l'imagerie laser à  $3,4 \mu\text{s}$  après le dépôt d'énergie. Comme on le voit, la forme gaussienne du faisceau engendre un fort bombement de la surface dégradant sa réflectivité. Celui-ci a certainement lieu dès le débouché du choc et explique que le signal soit perdu avant même que l'écaillage soit identifiable. Le VISAR est donc très utile pour enregistrer le front de montée du choc mais pour l'écaillage et les temps longs, c'est la VH qui doit prendre le relais.

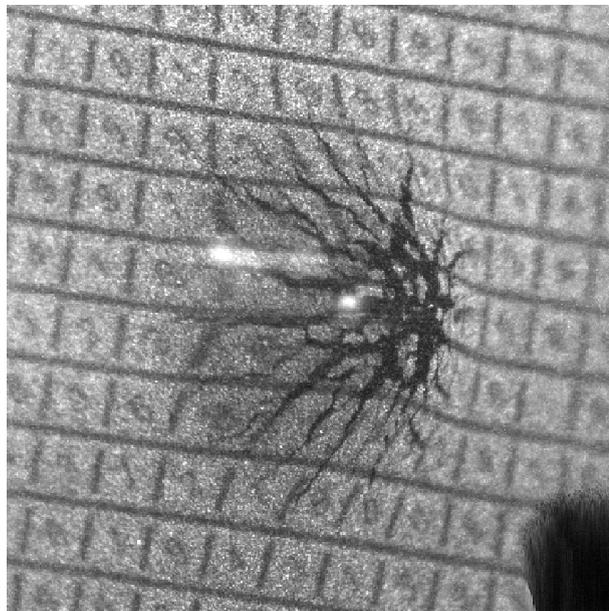


FIGURE 7.5 – Vue de  $3/4$  de la face arrière de la cible  $3,4 \mu\text{s}$  après le tir S27. La surface est fortement déformée sous l'effet du choc comme le montre la distortion des lignes de la grille projetée. La zone noire dans le coin inférieur droit est due à un endommagement du capteur de la caméra. Les traînées blanches sont un résidu du laser de pompage des sondes VH.

Rappelons que les sondes VH que nous avons employées utilisent un faisceau colimaté d'un diamètre supérieur à un millimètre. Cela signifie qu'elles enregistrent toutes les vitesses présentes sur une surface égale à la section du faisceau. Ainsi, on n'obtient pas une vitesse unique mais un spectre de vitesses dont la borne supérieure doit en théorie correspondre à la vitesse du centre de la zone sollicitée. Cependant, il faut effectuer une correction pour tenir compte des angles  $\alpha_i$  en divisant ces vitesses par leurs cosinus respectifs – dans l'hypothèse d'un déplacement de la surface et des débris colinéaire à l'axe  $x$ .

Le spectrogramme de la VH1 du tir S7 tracé en figure 7.6 présente plusieurs intérêts pour notre étude. Tout d'abord, il confirme la vitesse maximum d'environ  $170 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  mesurée par le VISAR. D'ailleurs, tous les signaux VISAR et VH que nous présentons

dans la suite sont en accord à  $\pm 10\%$  – le fait est suffisamment rare en expérience de choc laser pour être signalé. Ensuite, il fait clairement apparaître l’envol d’une écaille à une vitesse constante d’environ  $75\text{-}80\text{ m.s}^{-1}$  après  $4\ \mu\text{s}$ .

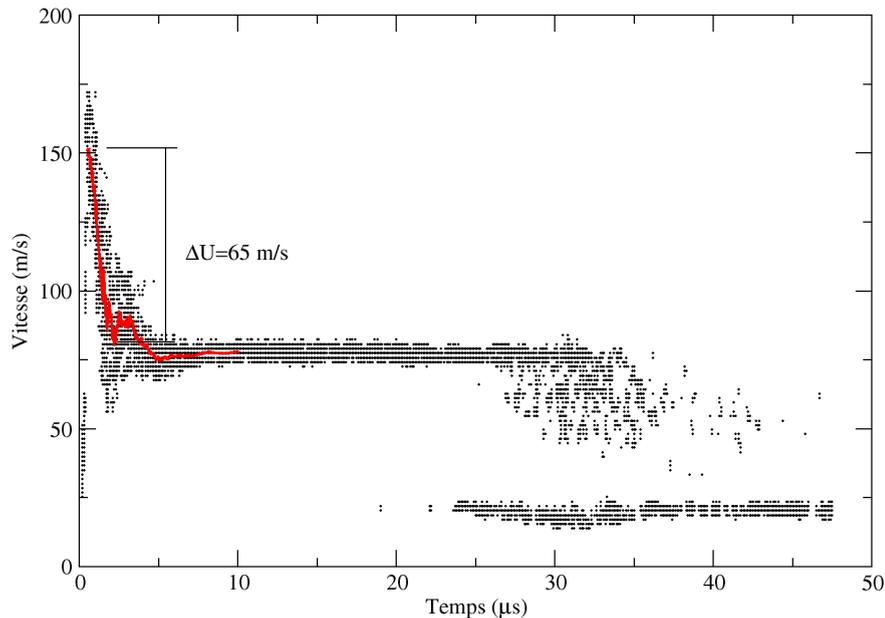


FIGURE 7.6 – Spectrogramme de la VH1 du tir S7. La présence d’un deuxième signal de vitesse constante après  $20\ \mu\text{s}$  est difficilement compréhensible sans l’aide de l’imagerie rapide. Les valeurs de vitesse sont corrigées du cosinus de l’angle  $\alpha_1$ .

Si l’on réalise une moyenne avant cet instant, on fait apparaître une vitesse unique où un *pull-back* est nettement visible avec un  $\Delta U \sim 65\text{ m.s}^{-1}$ . On peut estimer la valeur de la tension d’écailage par l’expression suivante :

$$\sigma_{ec} = -\frac{1}{2}\rho_0 C_0 \Delta U \quad (7.3)$$

Soit  $\sigma_{ec} = -125\text{ MPa}$ , une valeur proche des tensions à la rupture utilisées au chapitre 6 pour reproduire les diamètres des cratères MICA. Encore une fois, compte tenu de la porosité du matériau, cette approximation acoustique doit être prise avec prudence. D’ailleurs, il n’est pas certain que l’on puisse parler d’écailage plan à cause de la forme gaussienne du faisceau qui complexifie le phénomène. Ainsi, après  $20\ \mu\text{s}$ , le signal perd en intensité et une nouvelle trace se dessine progressivement autour de  $20\text{-}25\text{ m.s}^{-1}$ . C’est l’utilisation conjointe des imageries rapides qui va nous aider à comprendre ce phénomène.

### 7.3 Corrélation des diagnostics et discussions

Cette campagne a été réalisée avec de nombreux diagnostics *in-situ*. Chacun d'eux fournit une information partielle sur la propagation du choc dans l'échantillon et/ou sur sa fragmentation. Ils ont été complétés par des tomographies *post-mortem* des cibles et des débris nous renseignant sur l'endommagement. L'objectif de ce qui suit est de corréler tous les résultats afin de mieux comprendre la phénoménologie de la fragmentation du graphite sous choc laser.

#### 7.3.1 Dépouillement de tirs représentatifs

Le premier dépouillement des résultats de la campagne nous a permis d'identifier visuellement – grâce aux systèmes d'imagerie rapide – quatre régimes d'endommagement différents auxquels la quasi totalité des tirs peut se rattacher. Les quatre tirs discutés dans cette section sont chacun représentatifs d'un régime d'endommagement.

**Tir S7** La figure 7.7 présente les résultats des deux systèmes d'imagerie utilisés lors du tir S7. Contrairement à ce que l'on aurait pu attendre, ils mettent en évidence un double écaillage de la cible : un premier niveau ressemblant à un chapeau chinois et constitué de multiples débris est éjecté ; il est suivi d'une unique écaille ayant la forme d'une cymbale ou d'une soucoupe évidée de son centre. L'évolution au cours du temps de l'écart entre ces deux niveaux de fragments permet de dire que le premier se déplace plus rapidement que le second.

Nous avons représenté la position et la taille du faisceau VH sur les images d'ombroscopie. En réalité, les sondes sont placées dans le plan  $xy$  et non  $xz$  comme suggéré ici mais, compte tenu de l'axisymétrie de l'expérience, cela n'est pas gênant. On peut donc voir que c'est d'abord le *chapeau chinois* qui passe devant le faisceau, occupant ainsi la plus grande part de sa surface. Puis, entre 16 et 50  $\mu s$  c'est progressivement la *soucoupe* qui intercepte le plus de faisceau. Suivant cette lecture, le signal de vitesse à 75-80  $m.s^{-1}$  de la figure 7.6 doit correspondre au premier niveau d'écaille tandis que celui à 20-25  $m.s^{-1}$  appartient sûrement au second niveau. On peut le confirmer aisément car l'ombroscopie est résolue en temps et en espace, ce qui permet de connaître la vitesse moyenne d'un objet entre deux images par la simple formule :

$$V_{\text{débris}} = \frac{x_2 - x_1}{\Delta t} \quad (7.4)$$

Soit, 88  $m.s^{-1}$  pour le premier niveau de débris et 28  $m.s^{-1}$  pour le second. L'ordre de grandeur est le bon, bien qu'un léger écart existe. Il vient certainement du fait

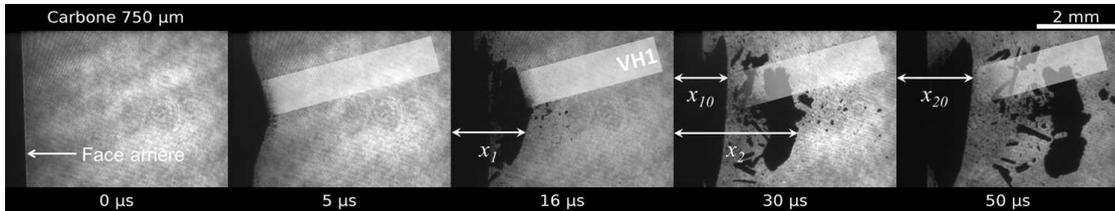
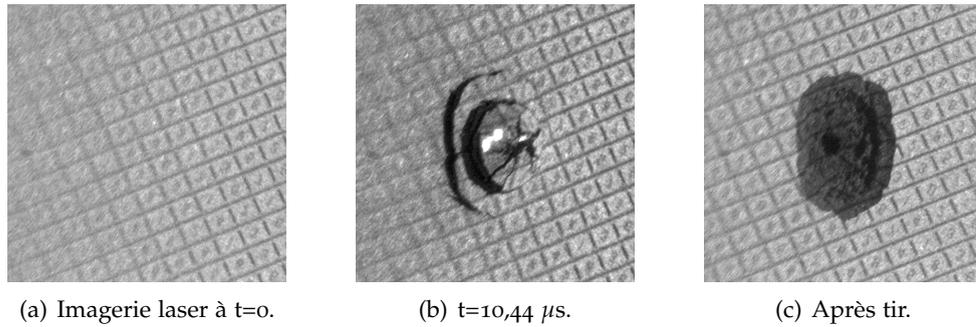


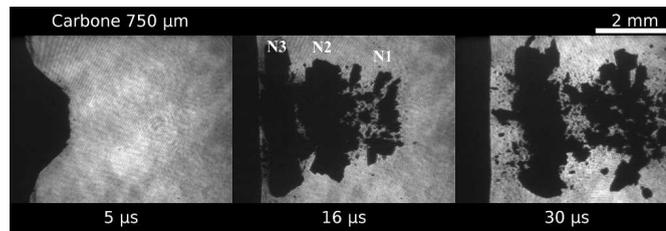
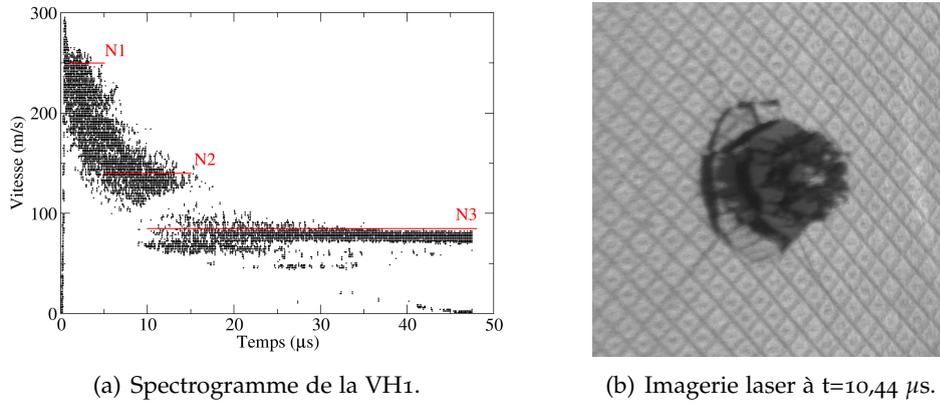
FIGURE 7.7 – Résultats de l'imagerie et de l'ombroscopie lasers du tir S7 à différents instants après l'impact laser.

que les deux méthodes ne relèvent pas la vitesse des mêmes points, celle-ci pouvant légèrement varier malgré la quasi axisymétrie de l'expérience.

**Tir S15** La même analyse est possible sur des tirs totalement différents. Par exemple le tir S15, réalisé à une énergie plus élevée et dont les résultats sont donnés en figure 7.8. Sur l'ombroscopie, on constate trois niveaux successifs de débris ayant des vitesses respectives d'environ  $250 \text{ m.s}^{-1}$  pour le premier (N1),  $140 \text{ m.s}^{-1}$  (N2) et  $85 \text{ m.s}^{-1}$  (N3). Celles-ci sont représentées sur le spectrogramme de la VH1 sous la forme de droites horizontales. Seule l'identification des débris les plus lents est aisée car ce sont ceux qui restent le plus longtemps devant le faisceau – à partir de  $10 \mu\text{s}$ .

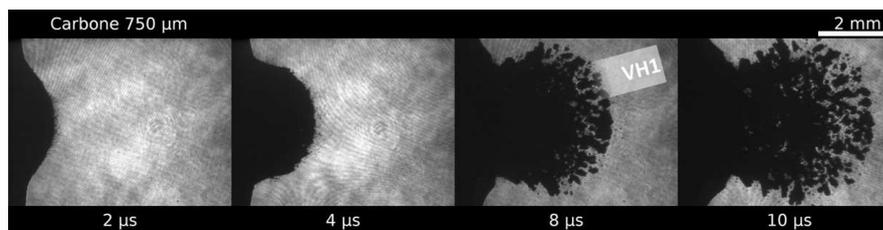
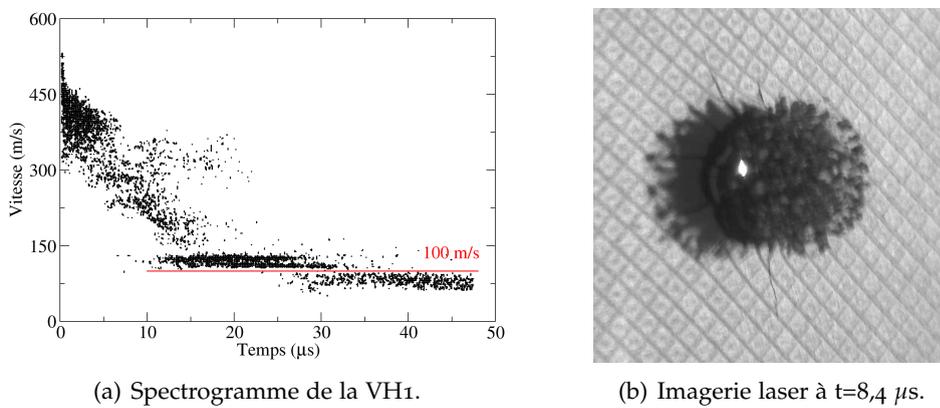
**Tir S17** Jusqu'à présent, nous avons fait l'hypothèse que le déplacement des débris se faisait exclusivement suivant l'axe  $x$  et que par conséquent, la vitesse mesurée par la sonde VH pouvait être simplement corrigée par le cosinus de son angle  $\alpha_i$ . Ce n'était pas trop faux pour les tirs S7 et S15 mais l'affaire est plus compliquée dans le cas du tir S17 réalisé à encore plus forte énergie et présenté en figure 7.9.

Au-delà des premiers instants, on ne peut pas connaître la vitesse suivant  $x$  car la fragmentation de la cible prend la forme d'une sphère de débris en expansion radiale se déplaçant suivant cet axe. La mesure qui est effectuée est donc une projection de la vitesse des particules suivant l'axe de la sonde. C'est une mesure incomplète dont



(c) Ombroscopie laser à différents instants du tir.

FIGURE 7.8 – Résultats du tir S15 incluant l'imagerie et l'ombroscopie lasers à différents instants et la vitesse des débris enregistrée par VH.



(c) Ombroscopie laser à différents instants du tir.

FIGURE 7.9 – Résultats du tir S17 incluant l'imagerie et l'ombroscopie lasers à différents instants et la vitesse des débris enregistrée par VH. Les valeurs de vitesse n'ont pas été corrigées du cosinus de l'angle.

le biais dépend non seulement de l'instant mais aussi de la particule observée. Ainsi, lorsque le faisceau VH rase la périphérie de la sphère il mesure au même instant des vitesses de particules dont les directions sont très différentes. C'est pourquoi nous n'avons effectué aucune correction d'angle sur le spectrogramme VH. Néanmoins, aux instants tardifs on voit apparaître un signal de vitesse constant autour de  $100 \text{ m.s}^{-1}$  qui, d'après l'ombroscopie, semble être celui du cône suivant la sphère.

**Tir N13** L'interprétation du tir N13 est beaucoup plus simple. Exception faite de quelques petits débris centraux dus aux surintensités de la tache focale visibles en figure 7.2, les visualisations reproduites en figure 7.10 mettent en évidence la création et l'envol d'une seule écaille conique à très basse vitesse, de l'ordre de  $15 \text{ m.s}^{-1}$ . D'ailleurs, une seule vitesse apparaît sur le spectrogramme VH confirmant la vitesse moyenne de l'écaille estimée par l'ombroscopie.

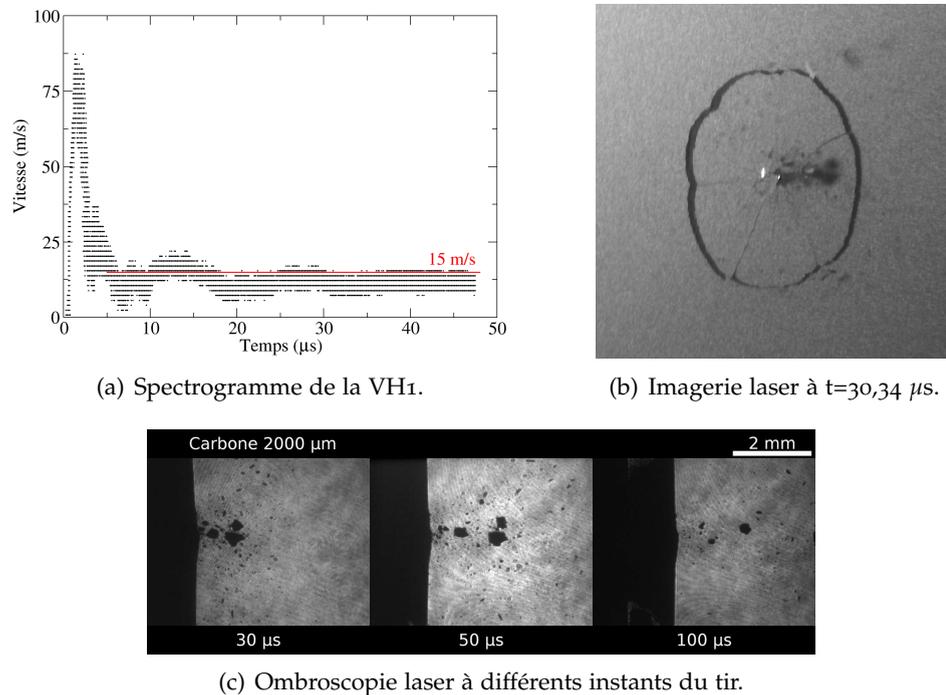


FIGURE 7.10 – Résultats du tir N13 incluant l'imagerie et l'ombroscopie lasers à différents instants et la vitesse des débris enregistrée par VH.

### 7.3.2 Régimes d'endommagement

Comme nous l'avons dit précédemment, les tirs N13, S7, S15 et S17 n'ont pas été choisis au hasard. Ils sont représentatifs de quatre régimes d'endommagement différents que nous avons identifiés lors du dépouillement de cette campagne. Nous les

nommons de E1 à E4 en fonction de leur aspect et de leur gravité :

**Régime E1** : formation d'une seule écaille conique ;

**Régime E2** : apparition d'un double écaillage constitué d'un premier niveau multi-fragmenté et d'un second niveau en un seul morceau ;

**Régime E3** : multi-fragmentation de la cible en plusieurs niveaux de débris ;

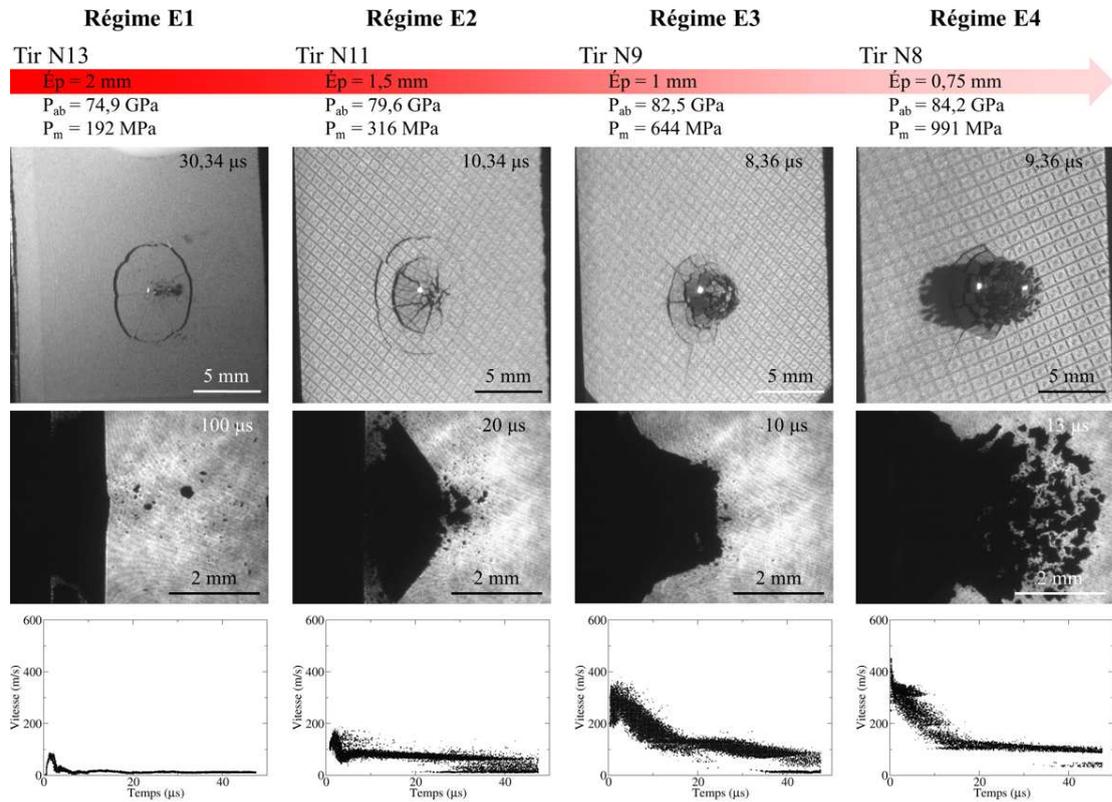
**Régime E4** : explosion de la cible sous la forme d'une sphère en expansion constituée de multiples débris de petite taille.

**Identification et origine** Le dépouillement des autres tirs nous permet d'identifier ceux qui se rattachent à tel ou tel régime, en se basant uniquement sur l'aspect de l'endommagement. Ce classement est résumé en table 7.3. Et puisque l'endommagement dépend forcément des sollicitations, nous rappelons l'intensité maximum du tir ainsi que la vitesse maximum de la surface libre.

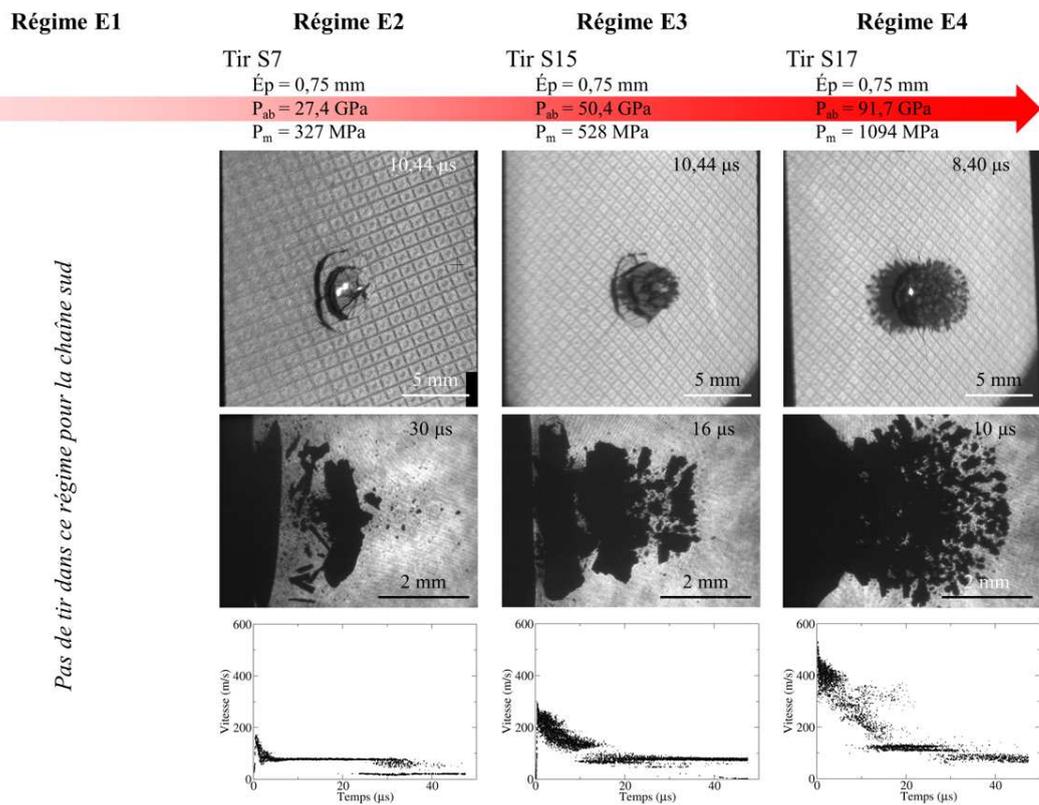
TABLE 7.3 – Répartition des tirs entre les différents régimes d'endommagement, d'après les résultats des imageries rapides. Six tirs ne sont pas classables *a priori* : S5, N6, S10, S12, S14, et N16.

Régime	E1		E2			E3			E4	
Tir	N13	S7	N11	N18	N26	N9	S15	S27	N8	S17
Ép. (mm)	2	0,75	1,5	1	1	1	0,75	1	0,75	0,75
$I_m$ (TW.cm <sup>-2</sup> )	3,11	0,89	3,35	1,88	2,29	3,50	1,89	3,42	3,59	4,00
$U_m$ (m.s <sup>-1</sup> )	99	169	163	194	190	332	272	320	511	564

Soit parce qu'ils ne présentent pas d'endommagement apparent, soit parce que ce dernier ne ressemble à celui d'aucun autre tir, les tirs S5, N6, S10, S12, S14, et N16 n'ont pas été attribués. Il apparaît clairement que l'appartenance d'un tir à un régime n'a pas de lien direct avec l'intensité laser, donc avec la pression d'ablation. Pour E2 par exemple, les intensités lasers varient du simple au triple. Par contre, les vitesses de surface libre sont très proches les unes des autres pour les tirs d'un même régime. Ce phénomène est illustré par la figure 7.11 qui donne une vue d'ensemble des quatre régimes pour chaque chaîne. Dans le cas de la CN la pression d'ablation est constante et l'épaisseur varie tandis que pour la CS c'est l'inverse qui se produit. Le seul point commun entre les tirs d'un même régime est bien la vitesse de la surface libre donc le niveau de sollicitation vu par la face arrière de la cible.



(a) Chaîne nord. La pression d'ablation  $P_{ab}$  est constante et l'épaisseur de la cible diminue.



(b) Chaîne sud. L'épaisseur de la cible reste constante tandis qu'on fait varier la pression d'ablation  $P_{ab}$ .

FIGURE 7.11 – Mise en évidence des quatre régimes d'endommagement.

**Analyse des autres tirs** Six tirs n'apparaissent pas dans ce classement en quatre régimes d'endommagement, car leur fragmentation ne ressemble à aucune autre. Pourtant certains présentent des vitesses de surface libre proches de celles d'autres tirs. Des tomographies *post-mortem* ont été réalisées au LMPM de Poitiers sur ces échantillons afin de déceler un éventuel endommagement sous-surfacique qui pourrait éclaircir notre analyse.

D'après  $U_m$ , S10 et N16 devraient logiquement appartenir à E2, mais l'imagerie donnée en figure 7.12 ne met pas en évidence le double écaillage typique de ce régime. Cependant, les coupes tomographiques de la même figure révèlent des fissures sous-surfaciques qui n'ont pas complètement ou pas du tout débouché. Leur forme suggère qu'une seconde écaille en soucoupe était en cours de formation et ne s'est pas détachée. Ces deux tirs sont donc au seuil entre E1 et E2, entre un écaillage simple et un écaillage double. On remarque cependant que la vitesse maximum de la surface libre du tir S10 est supérieure à celle de S7 alors que l'endommagement de ce dernier est bien plus franc. Cela peut s'expliquer par des lots de matière un peu différents d'une cible à l'autre.

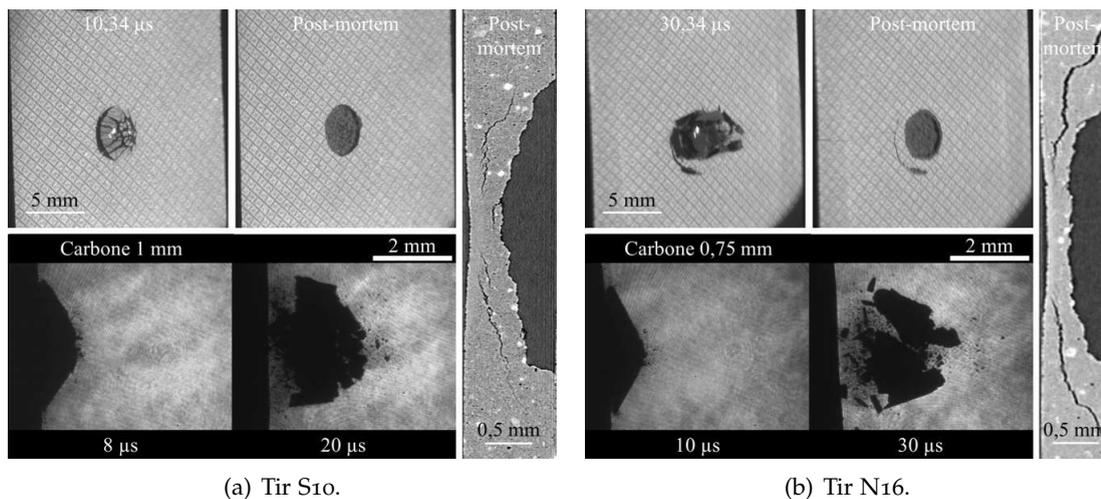


FIGURE 7.12 – Preuve de l'appartenance des tirs S10 et N16 au seuil entre les régimes d'endommagement E1 et E2. L'imagerie ne montre pas de double écaillage mais la tomographie *post-mortem* dévoile que la deuxième écaille est presque formée sous la surface. Côté gauche des tomographies : face avant. Côté droit : face arrière.

Compte tenu de la vitesse de surface libre des tirs S5, N6, S12 et S14, ils pourraient logiquement se rattacher au régime E1. L'imagerie n'ayant montré aucun endommagement apparent, la figure 7.13 présente des tomographies des cibles.

Le choc laser du tir S5 a produit sur la face avant de la cible un important cratère mais n'a généré aucune fissure ni début de rupture en direction de la face arrière.

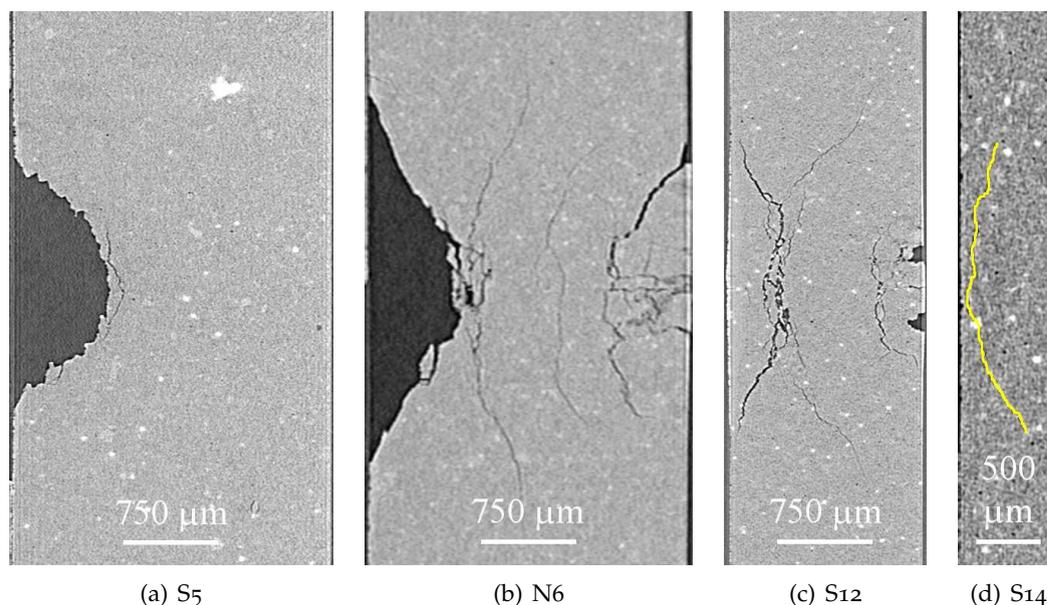


FIGURE 7.13 – Tomographies des tirs S5, N6, S12, et S14. La face avant de la cible est à gauche. Compte-tenu de la résolution de la tomographie du tir S14, la fissure conique a été surlignée en jaune. Les zones de gris plus clair au centre des faces avant et arrière du S12 sont des artefacts.

S5 n'appartient donc à aucun régime d'endommagement. D'ailleurs, sa vitesse de surface libre est sensiblement plus faible que celle constatée pour E1 –  $51 \text{ m.s}^{-1}$  au lieu d'environ 100.

Lors du tir S14, l'énergie demandée n'était pas au rendez-vous – 35 J pensez donc ! nous valions mieux que ça – et le tir semblait franchement raté. *Ô rage, Ô désespoir, Ô laser ennemi!* Toutefois, une coupe tomographique au milieu de la zone choquée, que nous avons réalisée au LMPM et présentons en figure 7.11, permet de mettre en évidence une macro-fissure conique. Vue sa direction, si elle s'était prolongée, une écaille conique se serait formée et détachée. S14 est donc probablement au seuil entre aucun endommagement en face arrière et le régime E1.

L'interprétation est plus délicate pour les tirs N6 et S12. Les tomographies révèlent dans les deux cas plusieurs fissures coniques orientées vers la face arrière. Plusieurs hypothèses se présentent. D'abord, si elles avaient toutes débouché, un double ou un triple écaillage en aurait résulté ce qui ne classerait pas ces deux tirs dans le régime d'endommagement E1. Ensuite, si seule la fissure la plus proche de la face avant avait continué de se propager, il n'y aurait eu qu'une seule écaille. C'est envisageable puisque cela aurait entraîné la perforation des deux cibles, ce qui est le cas du tir N13 (E1). De plus, l'écaille de ce tir n'ayant pas été récupérée, il nous est impossible de savoir si elle présentait en son sein d'autres amorces de fissures coniques. Dans ce cas,

les tirs N6 et S12 se placent quelque part entre aucun endommagement et E2. Enfin, la création d'importants cratères sur la face avant de ces deux tirs a pu influencer fortement la fissuration des zones plus profondes. Dans cette hypothèse, les régimes d'endommagement ne seraient pas seulement liés à la vitesse de la surface libre, mais aussi à l'épaisseur de l'échantillon car les importants cratères en face avant ne se forment que pour les cibles les plus épaisses.

### 7.3.3 Caractérisation de l'endommagement

**Tomographies des cibles** Lors des essais MICA, nous avons vu que l'endommagement en profondeur de la cible, se manifestait sous plusieurs formes : fissuration, multi-fragmentation voire pulvérisation de la matière. Dans le cas des tirs Luliz000, les choses semblent assez différentes. Ainsi, les figures 7.12 et 7.13 tendent à montrer que l'endommagement sous-surfacique se manifeste principalement à travers de longues fissures coniques. C'est vrai pour tous les tirs jusqu'au régime E2 compris. Malheureusement, pour les tirs des régimes E3 et E4, les cibles n'ont pas pu être récupérées. Les fortes flexions provoquées aux temps longs par le chargement laser les ont brisées en plusieurs morceaux qui n'ont pas été retrouvés.

Le tir S12 est particulièrement intéressant car il permet de constater la manière dont se forment les cratères de la face avant grâce à la figure 7.13(c). Une fissure se propage depuis la profondeur jusqu'à la surface menant vraisemblablement à l'éjection d'un bloc de matière pas ou peu fragmenté et ce, malgré le fait que la face avant de la cible a vu des pressions de l'ordre de 40 GPa. Notons que, même si la pression de transition graphite-diamant est largement dépassée, il est peu probable qu'une phase de diamant ait été créée.

**Tomographies des débris** Les débris des tirs N26 (E2) et S27 (E3) ont été récupérés grâce à des collecteurs de varagel puis tomographiés afin d'analyser leur population. La figure 7.14 présente le résultat de cette analyse pour chacun des deux tirs en traçant le volume cumulé de débris en fonction du volume de particule. Les cibles de ces deux tirs font la même épaisseur, soit 1 mm. Afin de pouvoir les comparer, nous négligeons le potentiel effet de la forme du faisceau laser sur le volume de particules éjectées.

Contrairement à ce que l'on aurait pu anticiper, le volume de matière éjecté lors du tir à bas niveau (N26) est près de quatre fois supérieur à celui du tir à plus haut niveau (S27). Cette différence provient entièrement du débris en forme de soucoupe observé dans le régime E2, puisqu'il représente près des trois quarts du volume total des débris. Si on l'exclut, les volumes redeviennent équivalents.

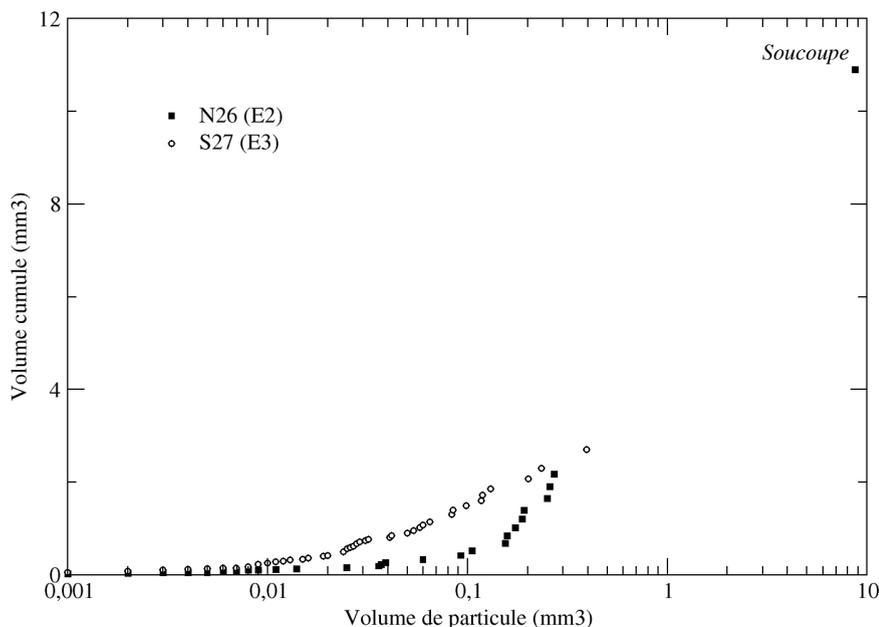


FIGURE 7.14 – Volume cumulé de débris en fonction du volume de particule. Le volume de matière éjectée est plus élevé pour le régime d'endommagement le plus faible (E2). Les particules sont plus petites pour le régime le plus élevé (E3).

On remarque aussi des différences en terme de population de débris. Les particules dont le volume est compris entre  $0,01$  et  $0,1 \text{ mm}^3$  sont plus nombreuses pour le tir S27 (E3) que pour le tir N26 (E2). C'est l'inverse qui se produit pour les particules ayant un volume entre  $0,1$  et  $1 \text{ mm}^3$ . Ces mesures vont dans le sens des observations visuelles qui montrent que la taille des débris diminue avec le niveau de sollicitation. D'après les travaux de Grady [142], cela suggère que la vitesse de déformation est plus élevée lorsque l'on atteint le régime E3 que lorsque l'on se situe dans E2.

**Endommagement *in-situ*** L'imagerie laser, grâce à la grille qu'elle projette sur la face arrière des cibles, peut aussi servir à caractériser l'état de l'endommagement surfacique à un ou plusieurs instants particuliers au cours du tir. Prenons le tir S27 dont une vue de la face arrière après  $3,4 \mu\text{s}$  a été présentée en figure 7.5. La méthode d'optique numérique développée par Pierre-Antoine Frugier du CEA DIF utilise la déformation des lignes de la grille lagrangienne projetée afin d'évaluer la position de chaque point de l'image dans le repère de la cible. Un seuillage en niveaux de gris permet ensuite d'isoler les fissures naissantes. On obtient finalement la carte 2D de la figure 7.15 [150] où apparaissent leur position et leur géométrie ainsi que la position de chaque point de la surface par rapport à la surface initiale.

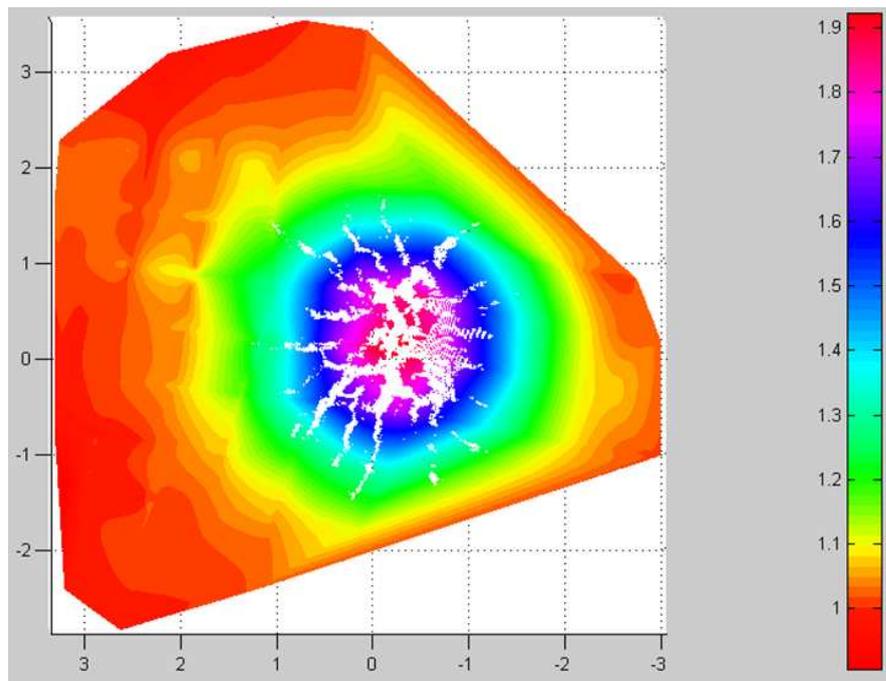


FIGURE 7.15 – Reconstruction de la face arrière du tir S27 grâce à l'imagerie laser [150]. Les couleurs donnent la distance de chaque point par rapport à la position initiale de la surface, soit le déplacement suivant l'axe  $x$ . Quelques artefacts apparaissent car la méthode en est encore à ses débuts. Les échelles sont en millimètres.

## 7.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté des expériences de chocs lasers sur des cibles minces d'EDM<sub>3</sub> réalisées sur le laser Luliz000. Nous avons d'abord la configuration expérimentale avec les nombreux diagnostics utilisés : VISAR, VH, ombroscopie laser, imagerie laser. Une attention particulière a été portée sur la caractérisation de la tache focale de chaque chaîne ainsi que sur la forme temporelle de l'impulsion laser.

Une première analyse des vitesses de surface libre enregistrées par le VISAR nous a permis de mettre en exergue les différences entre les chaînes nord et sud. La théorie des chocs, en utilisant une approximation acoustique, nous a donné une estimation du niveau de sollicitation vu par la face arrière de chaque cible d'EDM<sub>3</sub>. Celui-ci est très faible en comparaison de la pression d'ablation évaluée grâce à la formule de Grün : une forte atténuation, principalement due à la vitesse des détenteurs bien supérieure à la vitesse des chocs dans les poreux.

Le signal VISAR étant perdu avant même les premiers signes d'un endommagement, c'est la VH qui est utile sur les temps longs. Pour certains tirs, un *pull-back* est visible même s'il convient de distinguer l'endommagement qui est constaté ici du phénomène d'écaillage plan auquel ce terme fait référence. Cependant, la complexité d'une

partie des signaux justifiait le dépouillement croisé des systèmes de vélocimétrie et d'imagerie rapide.

La corrélation de tous les diagnostics nous a permis de mieux comprendre les différents phénomènes d'endommagements des cibles. En fonction de l'aspect des fragments et de la vitesse de surface libre de la cible, nous avons identifié quatre régimes d'endommagement nommés E1 à E4. Dans le premier, la rupture du matériau engendre une écaille conique qui est éjectée de la cible. La vitesse maximum de la surface libre est de l'ordre de  $100 \text{ m.s}^{-1}$ . Pour le second, on constate la formation d'un double écaillage, constitué d'un premier niveau multi-fragmenté et d'un second niveau en un seul bloc ayant la forme d'une soucoupe. Les vitesses de surface libre sont ici comprises entre  $163$  et  $194 \text{ m.s}^{-1}$ . Le régime E3 est caractérisé par une multi-fragmentation de la cible constituée de plusieurs niveaux de débris, et par une vitesse de surface libre entre  $272$  et  $332 \text{ m.s}^{-1}$ . À des vitesses allant de  $511$  à  $564 \text{ m.s}^{-1}$  on retrouve le dernier régime. L'endommagement de la matière se manifeste par la création d'une sphère de débris en expansion.

Certains tirs n'entrent pas dans ce classement en quatre régimes d'endommagement. Des tomographies *post-mortem* des cibles concernées ont révélé, pour la plupart d'entre elles, des fissures sous-surfaciques qui laissent penser que ces tirs se placent à des seuils entre deux régimes. L'interprétation est néanmoins plus difficile pour les cibles plus épaisses. Sur celles-ci, l'existence d'un cratère en face avant et les fissures coniques dirigées vers la face arrière rappellent vaguement les tirs de perforation MICA.

Dans les cibles qui ont pu être récupérées, l'endommagement se manifeste principalement par d'importantes fissures coniques et non par de la fragmentation comme on a pu le voir sur les tirs MICA. Une analyse de la population de débris de tirs issus des régimes E2 et E3 a été faite. Plus la sollicitation est importante, plus la taille des débris semble diminuer, tout comme le volume de matière éjectée. Par ailleurs, l'imagerie laser a fait ses preuves quant à sa capacité à reconstruire la déformation de la face arrière à un instant particulier au cours du tir, ainsi que la position des fissures surfaciques.

Finalement, les données expérimentales complémentaires accumulées lors de cette campagne ont fait apparaître des phénomènes d'endommagement complexes, très différents selon le niveau de sollicitation. La connaissance du dépôt laser et les tirs de calibration sur aluminium et tantale vont nous permettre de réaliser des simulations numériques fines. La géométrie des expériences suggère que des calculs 2D-axisymétriques nous aideront à mieux appréhender les mécanismes à l'origine de ces endommagement tout en maîtrisant les coûts. C'est l'objet du chapitre qui suit.



## Chapitre 8

# Luliz000 : volet numérique

« [...] J'ai les reins bien trop fins, les boyaux bien trop gros,  
j'ai l'sternum qui s'dégomme, et l'sacrum c'est tout comme [...] »

| Gaston Ouvrard (1890 – 1981), *Je n'suis pas bien portant*

**A**u cours du chapitre précédent, nous avons mis en évidence des régimes d'endommagement très différents de l'écaillage plan classique que l'on peut observer sur des expériences 1D. L'objectif à terme est de comprendre, grâce à la simulation numérique, les mécanismes responsables des différents types d'endommagement. Avant cela, il faut mettre au point une chaîne de calcul qui modélise fidèlement le chargement. Des calculs sans endommagement, mettant l'accent sur la restitution des vitesses maximales de surface libre, soulignent certaines lacunes de POREQST. Des pistes pour son évolution sont envisagées grâce au test d'un modèle simple. Enfin, nous discutons brièvement la restitution de l'endommagement.

### 8.1 Chaîne de calcul et calibration

Afin d'étudier les mécanismes d'endommagement de l'EDM<sub>3</sub> lors des tirs Luliz000, il est nécessaire de connaître le plus précisément possible le chargement mécanique résultant du dépôt laser. Cela passe par une méthodologie rigoureuse appliquée à la mise en œuvre d'une chaîne de calcul fiable et à la détermination de l'énergie laser réellement présente sur la cible.

### 8.1.1 Méthodologie

Expérimentalement, nous avons vu que les chocs lasers présentent de nombreux avantages. Leur précision temporelle et spatiale autorise l'utilisation de diagnostics de vitesse et d'imagerie résolus en temps et/ou en espace.

Numériquement, c'est une toute autre affaire. La principale difficulté est la connaissance du chargement mécanique provoqué à la surface des cibles par la détente du plasma d'ablation résultant de l'interaction laser-matière. Cela nécessite un moyen de calcul éprouvé – formule empirique de type Grün ou code de calcul – et suppose la maîtrise spatiale et temporelle de l'énergie déposée par le laser. Toutefois, cette maîtrise ne peut être qu'imparfaite puisque les moyens de mesure sont indirects, dans le sens où ils ne peuvent être réalisés à la fois au point d'impact et à chaque tir : le profil temporel est mesuré à chaque tir en sortie de l'oscillateur avant la chaîne d'amplification ; l'énergie est évaluée grâce au prélèvement d'une proportion *a priori* connue du faisceau avant sa focalisation ; la tache focale est mesurée avant ou après les tirs grâce à une caméra CCD placée au point d'impact.

Généralement, ces difficultés sont astucieusement contournées grâce à une pratique de rétro-ingénierie. Les taches focales sont considérées comme homogènes et suffisamment grandes par rapport à l'épaisseur des cibles pour que le problème reste 1D pour la durée de l'observation. De la même façon que ce qui a été fait lors du tir César (*cf.* section 4.4), une loi de pression est ajustée dans des conditions de tir données afin de reproduire la vitesse de surface libre expérimentale d'une cible de matériau étalon et donc le champ de contraintes la traversant. La loi de pression est ensuite utilisée telle quelle pour le matériau étudié, l'absorption laser se faisant dans un fin dépôt de matériau étalon réalisé à la surface de la cible et dont l'épaisseur correspond à peu près à l'épaisseur ablatée – de l'ordre de quelques microns.

Cette méthode nécessite au moins autant de tirs sur matériaux étalons que de configurations expérimentales ce qui peut être pénalisant sur les grandes installations où les tirs sont peu fréquents. Elle suppose la répétabilité du laser, ce qui n'est pas assuré, mais elle se justifie pleinement par sa simplicité pour les cas quasi 1D où la vitesse de surface libre en un point est représentative de celle en tous les autres. L'ajustement d'une loi de pression qui la reproduise permet donc de reproduire le champ de contraintes que subit la cible. Or, dans le cas de la campagne Luliz000, les taches focales ne sont pas homogènes mais gaussiennes et leur diamètre est du même ordre de grandeur que l'épaisseur des cibles. Le champ de vitesse de la surface libre est donc 2D et la vitesse du point central n'est pas représentative des contraintes appliquées à

la cible. La même approche aurait alors nécessité de relever les vitesses sur un rayon complet, ce qui aurait alourdi une configuration expérimentale déjà complexe.

Notre approche est donc différente et entièrement basée sur la simulation. Elle tente de faire preuve de la même rigueur et de la même précision que celles qui ont guidé la campagne expérimentale et s'appuie fortement sur la qualité des données qui en sont issues. Elle consiste à utiliser une chaîne de calcul allant de la simulation de l'interaction laser-matière à la propagation du choc et l'endommagement. Les incertitudes liées aux lasers sont telles que nous ne nous interdisons pas certains ajustements tant que ceux-ci sont justifiés et raisonnables – c'est l'objet de l'étape de calibration. Mais nous tentons de conserver une approche globale qui interdit d'améliorer la restitution de certains tirs si cela implique de dégrader la qualité générale des autres. Ceci est au risque de conserver tout au long de l'étude des incertitudes non négligeables mais qui auront le mérite d'être connues, au moins en partie.

### 8.1.2 Description de la chaîne de calcul

Le code d'hydrodynamique Hésione n'est pas en mesure de simuler directement un dépôt laser. Afin de pouvoir tenir compte des effets géométriques 2D (forme de la tache focale), le calcul de l'interaction laser-matière est réalisé par les soins du CEA DIF au moyen du code FCI2 – pour fusion par confinement inertiel 2D [152] – qui utilise une méthode de tracé de rayons. La figure 8.1 schématise la chaîne de calcul que nous avons utilisée.

Les taches focales des chaînes nord et sud sont de forme pseudo-gaussienne de révolution. Les simulations 2D axisymétriques lagrangiennes de FCI2 utilisent trois données d'entrée qui décrivent le dépôt laser dans l'espace et dans le temps :

- l'énergie laser  $E_l$  ;
- l'intensité laser normalisée en fonction du temps  $I_n(t)$ , spécifique à chaque tir ;
- l'intensité laser normalisée et exprimée en fonction du rayon de la tache focale  $I_n(r)$ , spécifique à chaque chaîne laser (CN et CS).

L'intensité laser en fonction du temps et du rayon  $I(r,t)$  est alors donnée par :

$$I(r,t) = I_n(r)I_n(t)I_{max} \quad \text{avec} \quad E_l = 2\pi I_{max} \int_0^\tau I_n(t) dt \int_0^R I_n(r)r dr \quad (8.1)$$

où  $I_{max}$  est la valeur maximale de l'intensité laser,  $R$  le rayon maximum de la tache focale et  $\tau$  la durée du pulse laser, soit 10 ns.  $I_n(r)$  est une approximation pseudo-gaussienne des mesures que nous avons effectuées lors de la campagne expérimentale (cf. figure 7.2). Sa valeur maximale n'est pas égale à 1 car c'est la mesure qui est

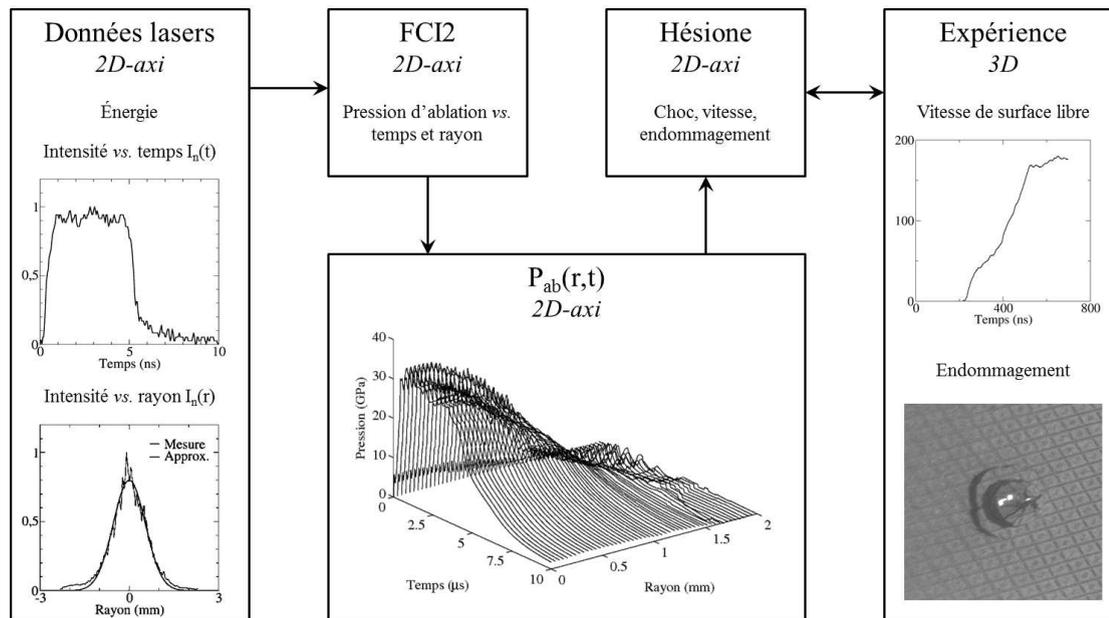


FIGURE 8.1 – Chaîne de calcul utilisée pour la simulation des tirs Lulizoo0. L'interaction laser-matière est gérée par le code FCI2 tandis que la propagation du choc et l'endommagement sont l'affaire d'Hésione.

normalisée et non l'approximation. Pour chaque chaîne, son expression mathématique est donnée par les équations 8.2 et 8.3 où  $r$  est le rayon de la tache focale :

$$I_n^{CN} = 0,8 \exp \left[ -4 \ln(2) \left( \frac{|r|}{1,27 \cdot 10^{-3}} \right)^2 \right] \quad (8.2)$$

$$I_n^{CS} = 0,67 \exp \left[ - \left( \frac{|r|}{0,8 \cdot 10^{-3}} \right)^2 \right] + 0,2 \exp \left[ - \left( \frac{|r|}{1,075 \cdot 10^{-3}} \right)^{9,8} \right] \quad (8.3)$$

Après 10 ns, le calcul est arrêté et la pression d'ablation en fonction du temps et du rayon est extraite. Elle est ensuite utilisée comme condition aux limites de la face avant de l'EDM3 dans la simulation 2D axisymétrique Hésione. L'épaisseur de matière ablatée – de l'ordre du micromètre – est alors négligée, tout comme la conduction thermique et les transferts radiatifs. L'effet de l'interaction laser-matière est réduit aux effets purements mécaniques. Les résultats obtenus avec Hésione sont finalement comparés avec les données expérimentales issues des diagnostics *in-situ* et *post-mortem*.

Signalons qu'aucun modèle de carbone poreux n'est implémenté dans FCI2. Par conséquent la porosité n'est pas prise en compte lors du calcul d'interaction. Afin d'évaluer son influence sur la pression d'ablation, nous avons réalisé des simulations de test avec le code d'hydrodynamique lagrangien 1D Esther [108] qui ne possède pas non plus de modèle poreux. Lui et FCI2 donnent des résultats très proches lors de cas

équivalents 1D/pseudo-1D. Nous avons utilisé quatre approches, toutes basées sur l'équation d'état SESAME 7832 :

- l'EDM<sub>3</sub> est modélisé comme un graphite dense ;
- l'équation d'état est initialisée à la densité de l'EDM<sub>3</sub> ;
- le matériau est représenté comme un succession de très fines plaques de carbone dense séparées de vide et dont la densité apparente est égale à celle du poreux : c'est l'approche de Thouvenin [75] (voir chapitre 1) ;
- l'équation d'état du carbone dense est retabulée par le biais d'un coefficient multiplicateur pour obtenir une densité standard égale à celle de l'EDM<sub>3</sub>.

Toutes ces simulations donnent exactement la même pression d'ablation en fonction du temps. Nous pouvons donc supposer que la porosité n'influence pas l'interaction laser-matière et, dans FCI2 nous utilisons la première approche pour la simulation de dépôts lasers sur EDM<sub>3</sub>.

### 8.1.3 Prolongation des lois de pression

FCI2 étant un code lagrangien, la géométrie de nos expériences fait que des problèmes numériques apparaissent peu après la fin du dépôt laser, principalement sous la forme de retournements de mailles. Le pas de temps chute alors et le calcul s'arrête. Nous avons fait le choix de limiter les calculs aux 10 ns correspondant au dépôt laser. Néanmoins, à cet instant la détente du plasma n'est pas encore achevée ni donc ses effets mécaniques sur la cible comme en témoigne la figure 8.2. Celle-ci représente la pression en fonction du temps générée par le plasma au centre de la tache focale lors du tir N<sub>4</sub> sur aluminium – avant calibration.

À 10 ns, la pression d'ablation est encore de 9 ou 10 GPa au centre de la zone irradiée, ce qui n'est pas du tout négligeable. Un retour immédiat à pression nulle créerait une violente onde de détente se propageant dans la cible à la suite de l'onde de pression. Vu l'épaisseur des cibles d'aluminium et de tantale, cela a peu d'influence sur la restitution de la vitesse de surface libre maximum lors de l'étape de calibration. Mais comme nous l'avons déjà évoqué, les détentes dans les poreux sont bien plus rapides que les chocs, ce qui signifie que l'atténuation du choc dans l'EDM<sub>3</sub> serait trop rapide. Pour éviter cela, nous prolongeons artificiellement dans le temps la pression d'ablation  $P_{ab}$  en réalisant l'extrapolation suivante :

$$P_{ab} = P_{10ns} \left( \frac{t}{10^{-8}} \right)^{-\eta} \quad (8.4)$$

avec  $P_{10ns}$  la valeur de la pression calculée par FCI2 à 10 ns,  $t$  le temps et  $\eta$  un réel positif compris entre 2,6 et 2,9 tenant lieu de paramètre d'ajustement. Cette formulation

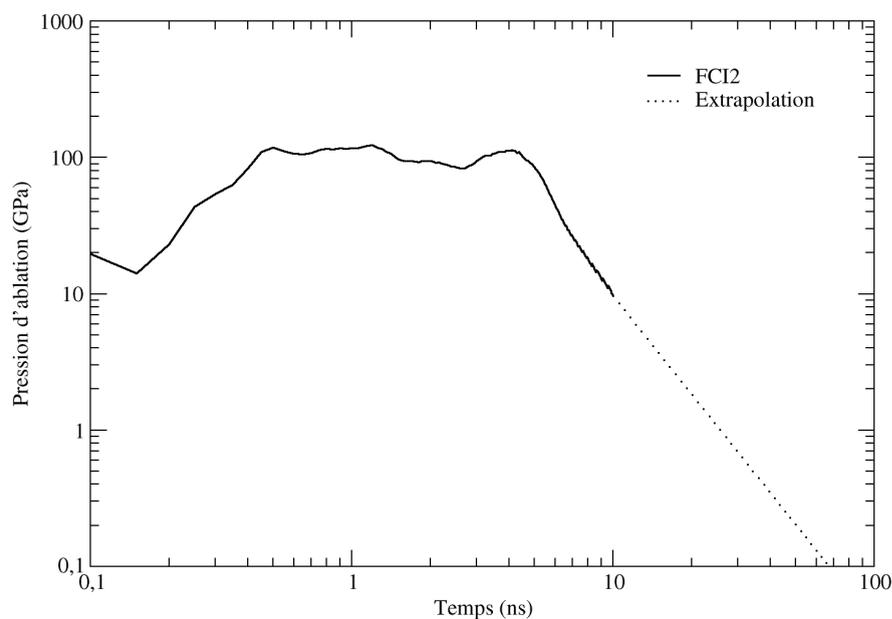


FIGURE 8.2 – Pression d’ablation au centre de la tache focale du tir N<sub>4</sub> sur aluminium (avant calibration). Les pointillés représente l’extrapolation réalisée grâce à l’équation 8.4.

permet de respecter l’allure de la décroissance obtenue par la simulation, comme le montrent les pointillés de la figure 8.2. L’opération est répétée pour chaque rayon et chaque tir.

#### 8.1.4 Calibration

Comme nous l’avons évoqué au chapitre précédent, la forme des taches focales implique qu’une part non négligeable de l’énergie laser peut être contenue dans leur périphérie proche ou lointaine, bien que l’intensité  $y$  soit très faible. Il est alors difficile de connaître avec précision l’énergie focalisée dans la partie utile de la tache, là où les intensités sont suffisamment importantes pour générer un choc. C’est pourquoi il est nécessaire d’effectuer une étude de calibration sur des matériaux bien connus, tels que l’aluminium et le tantale. Les modèles qui sont associés à ces matériaux dans FCI2 et Hésione sont supposés fiables. Pour ce faire, nous utilisons les tirs S<sub>3</sub>, N<sub>4</sub> (Al) et N<sub>20</sub> (Ta) dont les principales caractéristiques, données au chapitre précédent, sont rappelées en table 8.1.

Le VISAR et la VH donnent accès au signal de vitesse de la surface libre lorsque le choc s’y réfléchit. Afin de recalibrer l’énergie laser, nous nous intéressons particulièrement à la vitesse maximale au débouché du choc et à la vitesse d’envol de l’écaille qui est générée. Celle-ci est d’ailleurs mesurable grâce à l’ombroscopie. Ces vitesses

TABLE 8.1 – Rappel des principales caractéristiques des trois tirs de calibration sur aluminium et tantale issues du chapitre 7.

Tir	Matériau	Épaisseur d'éch. (mm)	Énergie $E_l$ (J)
S3	Al	0,250	116
N4	Al	0,250	572
N20	Ta	0,125	644

sont résumées en table 8.2. Pour les tirs S3 et N4, les signaux VISAR n'étaient pas entièrement ou pas du tout exploitables. De plus, la résolution temporelle de la VH ne nous a pas permis de relever le premier pic de vitesse des tirs N4 et N20.

TABLE 8.2 – Calibration des tirs Luliz000 sur aluminium et tantale. Les vitesses sont exprimées en  $\text{m.s}^{-1}$ . L'énergie ajustée correspond à 85% de l'énergie originale pour la CS et à 45% pour la CN.

Tir	Vitesses expérimentales					Simulation FCI2+Hésione			
	VISAR		VH		Ombroscopie	$E_l$ originale		$E_l$ ajustée	
	Choc	Écaille	Choc	Écaille	Écaille	Choc	Écaille	Choc	Écaille
S3	1500	-	1500	1170	1150	1740	1330	1460	1070
N4	-	-	-	3200	3300	5840	4880	3640	2900
N20	1020	700	-	680	650	1610	1220	1140	810

Le dépôt laser est effectué sous FCI2 afin d'obtenir une pression d'ablation en fonction du temps et du rayon qui soit ensuite utilisable dans Hésione. Le dépôt de pression en face avant se fait avec la composante lagrangienne, puis c'est la composante eulérienne qui prend le relais afin de mieux modéliser les grandes déformations et la rupture du matériau. Dans Hésione, l'endommagement respectif de l'aluminium et du tantale est représenté par des modèles de Johnson [153] sur des maillages convergés. Leurs équations d'état sont de type Bushman-Lomonosov-Fortov (BLF) [154] et sont associées à une loi de comportement élastoplastique Steinberg-Cochran-Guinan (SCG) [155] pour l'aluminium et Preston-Tonks-Wallace (PTW) [156] pour le tantale.

Comme on peut le voir en table 8.2, l'énergie mesurée lors des tirs donne des vitesses de surface libre et d'écaille bien supérieures à celles mesurées expérimentalement. Son ajustement à 85% pour la CS et 45% pour la CN permet de reproduire à plus ou moins 10% la vitesse maximum de la surface libre. La figure 8.3 donne le tir N20 en exemple de calibration, où la mesure VISAR est comparée à la simulation après ajustement de l'énergie laser.

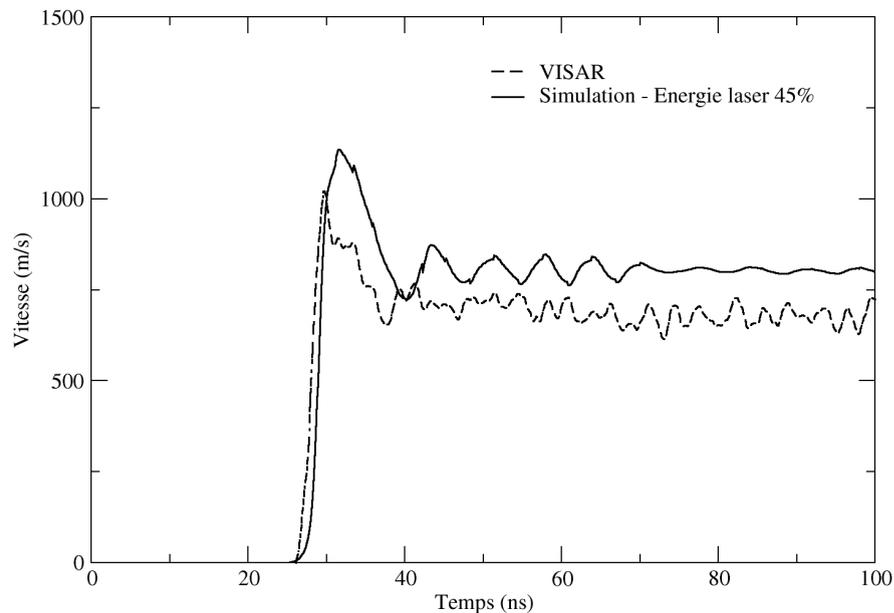


FIGURE 8.3 – Vitesse de surface libre du tir N20 sur Ta. Une énergie ajustée à 45% de l'énergie mesurée restitue à 10% près la vitesse maximale. La chronologie est aussi bien reproduite.

On peut noter que le léger décalage temporel est inférieur à la marge d'erreur expérimentale de la synchronisation du VISAR qui est de  $\pm 2$  ns. La corrélation pour la vitesse de l'écaïlle est d'environ 15%. C'est une erreur qui peut sembler importante mais qui est acceptable dans le cadre de notre approche globale car on ne peut baisser plus l'énergie sans dégrader la restitution du tir N4, elle aussi à environ 15% près.

D'après la figure 8.3, il semble que le seuil d'endommagement soit assez bien estimé par le modèle de Johnson car le *pull-back* numérique est équivalent à celui de l'expérience. Le diamètre de l'écaïlle, visible sur la simulation de la figure 8.4, est elle aussi du bon ordre de grandeur – 2,45 au lieu de 2,3 mm pour l'expérience.

Toutefois, l'ajustement des modèles d'aluminium et de tantale ne sont pas l'objet de cette étude et la vitesse maximale de la surface libre suffit à déterminer la part de l'énergie laser présente dans la partie centrale de la tache focale : 85% pour la chaîne sud et 45% pour la chaîne nord. Ce sont donc ces pourcentages que nous allons utiliser pour les simulations des tirs sur carbone.

On pourrait reprocher à cette calibration de se baser sur des matériaux différents (Al et Ta) et de ne reposer que sur quelques tirs (deux pour CN, un seul pour CS). Cela est dû à des contraintes techniques lors de la campagne. L'erreur de  $\pm 15\%$  peut aussi paraître surprenante, mais elle a deux explications possibles dont les effets pourraient se cumuler ou se compenser. La première est que la tache focale peut légèrement fluctuer d'un tir à l'autre modifiant les intensités locales, donc la pression d'ablation,

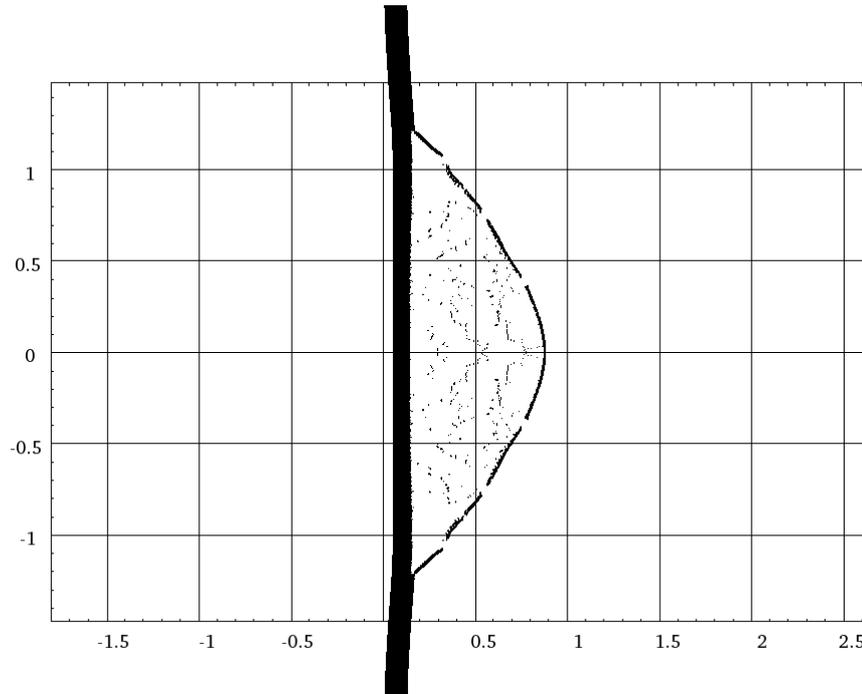


FIGURE 8.4 – Simulation lagrangienne puis eulérienne du tir de calibration N<sub>2</sub>o sur tantale, 1  $\mu$ s après tir. La face avant est à gauche. Les échelles sont en millimètres. Une écaille de 2,45 mm de diamètre est générée en face arrière.

donc la vitesse de surface libre. La seconde explication est liée à la modélisation du tantale et de l'aluminium dans FCI2. Il est possible que leurs modèles d'absorption et de plasma ne soient pas tout à fait valides dans le régime considéré, ce qui fausserait légèrement le calcul de la pression d'ablation. Il y aurait certainement à mener des études approfondies sur ces aspects, mais celles-ci ne pourraient rentrer dans le cadre de cette thèse sur le graphite. Finalement, on pressent bien qu'il sera difficile de modéliser les chocs lasers sur EDM<sub>3</sub> avec une erreur inférieure à celle de la calibration, soit 15%.

## 8.2 Simulations sans endommagement

À la différence des chocs 1D présentés au chapitre 4, les chocs lasers Luliz000 sont très intenses mais aussi très brefs, et leur forme spatiale ajoute à leur complexité. De plus, le modèle POREQST n'a pas été totalement validé. Nous allons donc réaliser une étude numérique par étape, en commençant par des simulations sans endommagement.

### 8.2.1 Tirs représentatifs

Nous choisissons de commencer l'étude sur le graphite par quatre tirs représentatifs des quatre régimes d'endommagement identifiés au chapitre 7. Les tirs N13, S7, N9 et S17 correspondent respectivement aux régimes E1 à E4. Leurs principales caractéristiques sont rappelées en table 8.3.

TABLE 8.3 – Principales caractéristiques de quatre tirs sur EDM<sub>3</sub> représentatifs des quatre régimes d'endommagement identifiés au chapitre 7.

Régime	Tir	Épaisseur d'éch. (mm)	Intensité max. $I_m$ (TW.cm <sup>-2</sup> )	Vitesse max. $U_m$ (m.s <sup>-1</sup> )
E1	N13	2	3,11	99
E2	S7	0,75	0,89	169
E3	N9	1	3,50	332
E4	S17	0,75	4,00	564

### 8.2.2 Vérification de la calibration

Après l'étape de calibration, il convient de vérifier que les énergies ajustées donnent des résultats satisfaisants en terme de vitesse de surface libre pour les tirs sur EDM<sub>3</sub>. En effet, si les modèles d'absorption et de plasma de l'aluminium et du tantale sont jugés fiables, car reposant sur de nombreuses données expérimentales, ce n'est pas le cas de ceux du carbone. De plus, lors du chapitre 4 nous avons émis quelques réserves sur la capacité de la partie poreuse de POREQST à reproduire les vitesses des ondes de détente dans l'EDM<sub>3</sub>. Or, dans un matériau poreux, les détentes jouent un rôle prépondérant car leur vitesse est très supérieure à celle des chocs. C'est d'autant plus vrai dans le cas de chocs très brefs par rapport à l'épaisseur des cibles tels que ceux générés par laser : les détentes ont le temps de rattraper le front de choc et de l'atténuer. L'enjeu est d'être en mesure d'étudier les mécanismes responsables des quatre différents régimes d'endommagement.

Les calculs sont réalisés sans endommagement avec FCI2 et Hésione suivant la procédure décrite plus haut. Le modèle POREQST de l'EDM<sub>3</sub> est utilisé dans sa version originale – c'est-à-dire avec une surface élastique initiale – car s'il reproduit assez mal les courbures du front de montée en vitesse, il est plus fidèle à l'expérience en terme de chronologie. Nous utilisons le jeu de limite élastique LE1 donné au chapitre 4. Hésione fournit les vitesses de surface libre des échantillons que nous présentons en figure 8.5 au côté des mesures VISAR.

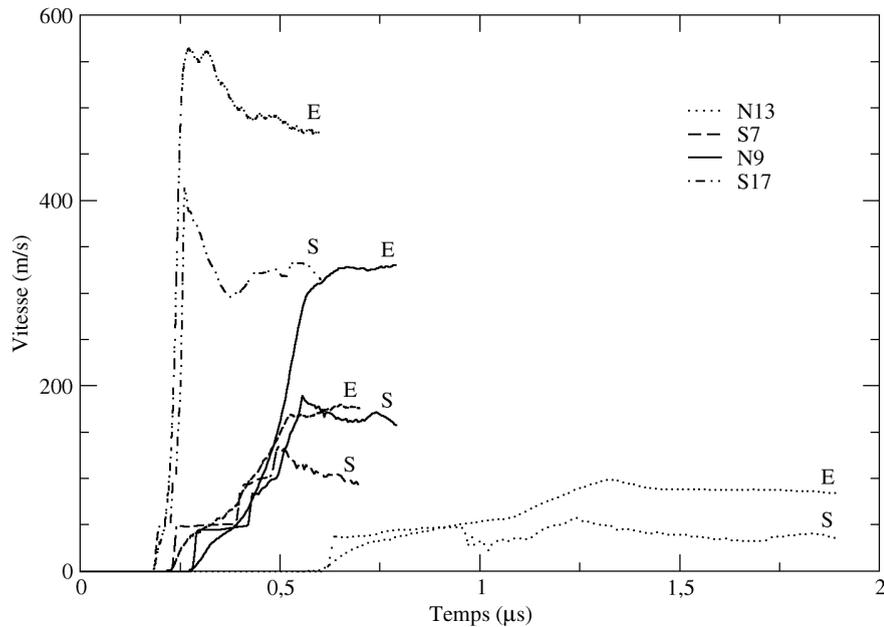


FIGURE 8.5 – Première confrontation expérience-simulation pour la vitesse de surface libre des tirs N13, S7, N9 et S17 sur graphite. La simulation (S) avec POREQST est systématiquement en-dessous de la vitesse mesurée par le VISAR (E).

Notons que les simulations avec la limite élastique LE2 et/ou sans surface élastique initiale, que nous ne présentons pas ici, donnent des résultats similaires à quelques pourcents près. Il apparaît que les vitesses de surface libre sont largement sous-estimées par la simulation – jusqu’à 44% dans le cas du tir N13 – et ce, pour l’ensemble des quatre tirs. Ces erreurs peuvent avoir plusieurs origines :

**Les mesures expérimentales :** la vitesse de surface libre mesurée par le VISAR est plus élevée que la réalité ;

**La calibration :** la quantité d’énergie réellement présente dans la zone utile de la tache focale a été mal évaluée pour chaque chaîne lors du processus de calibration ;

**Les calculs FCI2 :** les modèles d’absorption et de plasma du carbone ne sont pas valides dans le régime considéré et faussent la pression d’ablation ainsi que les détentees générées par l’expansion du plasma ;

**Les calculs Hésione :** POREQST modélise mal les détentees dans l’EDM3.

La première hypothèse peut être écartée d’emblée. Lors d’une expérience, il peut arriver que le point de focalisation du faisceau VISAR soit mal aligné sur le centre de la tache focale. Cependant, dans le cas d’une tache focale gaussienne, la vitesse mesurée serait alors trop faible et non trop élevée. Par ailleurs, les mesures VH présentées au chapitre 7 confirment peu ou prou les mesures VISAR. La seconde hypothèse peut aussi être écartée car nous avons vu que l’erreur liée à l’étape de calibration ne va pas au-delà de +/-15% .

Reste donc la modélisation du graphite dans FCI2 et dans Hésione. Ces deux origines peuvent avoir des effets qui se conjuguent. Si ce sont bien elles qui sont en cause, la modélisation de la détente du plasma doit fortement influencer le niveau maximum de la vitesse de surface libre.

### 8.2.3 Influence de la détente du plasma

Prenons en exemple le tir S7. La figure 8.6 compare les différentes extrapolations que nous avons utilisées après 10 ns pour prolonger la pression d'ablation jusqu'à zéro.

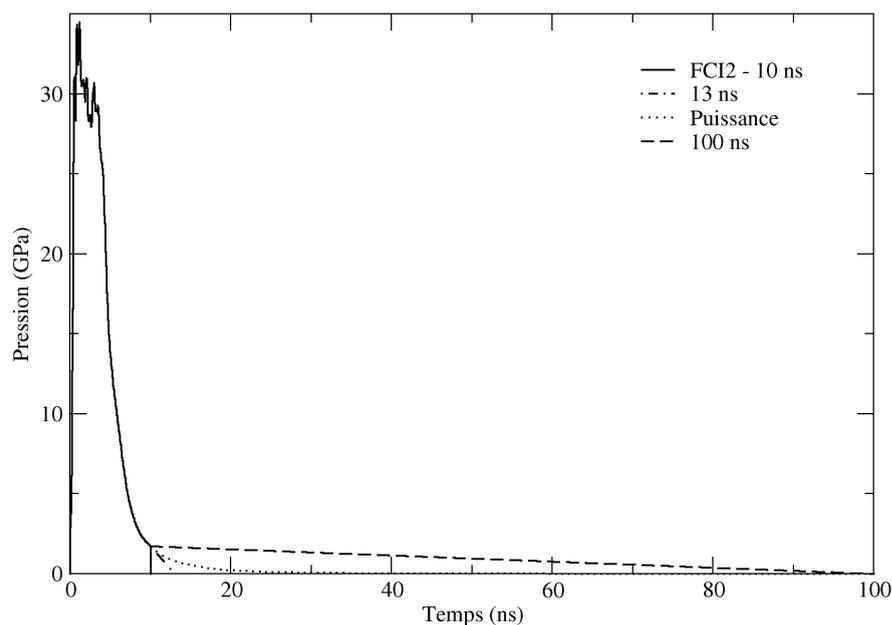


FIGURE 8.6 – Différentes extrapolations de la loi de pression du tir S7. La plus vraisemblable semble être la loi de puissance.

La première suit une loi de puissance décrite par l'équation 8.4. C'est celle qui a été utilisée pour la simulation de la figure 8.5. Une autre est une prolongation linéaire entre la pression à 10 ns et une pression nulle à 100 ns. La même prolongation mais jusqu'à une valeur de 13 ns permet de représenter une détente qui suit approximativement la tangente au dernier point. Enfin, nous testons aussi un retour brutal à pression nulle immédiatement après 10 ns, c'est-à-dire que nous utilisons sans modification la pression d'ablation fournie par le calcul FCI2. Nous donnons en figure 8.7 les vitesses de surface libre calculées par Hésione pour chacune de ces lois de pression.

On constate qu'aucune de ces extrapolations ne restitue correctement la vitesse maximum de la surface libre du tir S7. Le calcul avec la prolongation linéaire jusqu'à 13 ns et celui avec la loi de puissance se superposent presque parfaitement au calcul sans

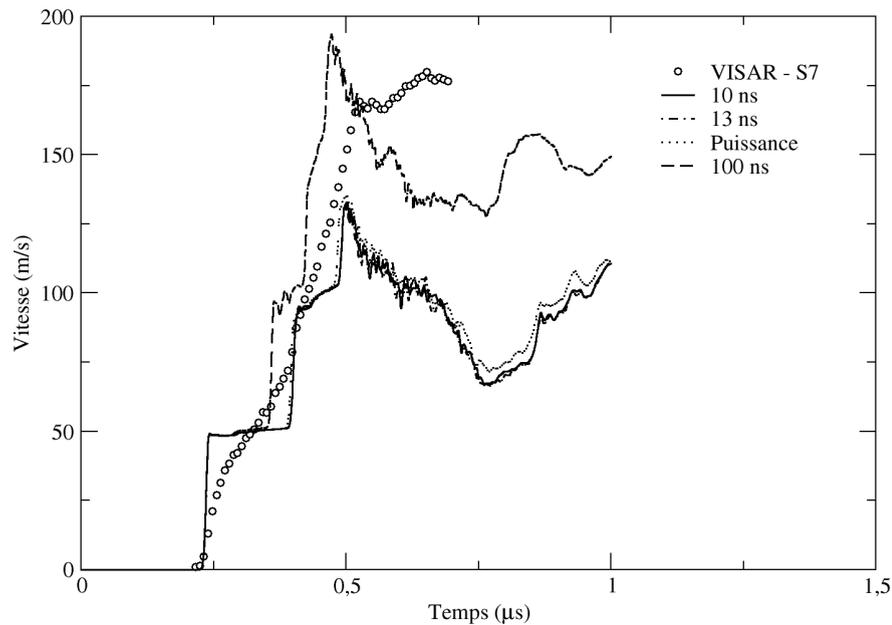


FIGURE 8.7 – Effets des différentes méthodes d'extrapolation de la pression d'ablation sur le niveau de vitesse de la surface libre du tir S7.

prolongation après 10 ns. Le calcul avec la prolongation linéaire jusqu'à 100 ns – hypothèse très exagérée – aboutit à une vitesse de surface libre légèrement trop élevée.

Ces observations mettent en évidence l'importance des détente dans ces expériences de choc laser. Cela confirme que la modélisation du graphite dans FCI2 et/ou dans Hésione présente certaines limites. Ainsi, la validité de la partie plasma à basse densité de l'équation d'état SESAME 7832 n'est peut-être pas assurée. Mais les brusques décroissances de vitesse immédiatement après le premier choc, que l'on n'observe pas expérimentalement, suggèrent aussi un problème de modélisation des vitesses des ondes de détente dans POREQST : c'est une possibilité que nous avons déjà évoquée pour le tir Garance (cf. section 4.3) et qui expliquerait les vitesses de surface libre trop faibles avec l'extrapolation en loi de puissance – la plus plausible. Finalement, la prédominance de l'une ou l'autre de ces deux hypothèses sur la seconde ne peut être démontrée car il est probable que leurs effets s'ajoutent ou se compensent.

#### 8.2.4 Mise en évidence du problème

Partons du principe que l'erreur induite par les modèles d'absorption et de plasma du carbone dans FCI2 est du même ordre de grandeur que pour l'aluminium et le tantale, c'est-à-dire +/-15%. Un faisceau d'indices nous porte alors à croire que la modélisation des ondes de détente de la partie poreuse de POREQST n'est pas fidèle à la réalité.

Parmi tous les tirs de la campagne, le S14 se distingue par le fait que l'on décèle sur son signal VISAR au moins un aller et retour de l'onde de choc dans la cible. En effet, ce tir ayant eu lieu à bas niveau, la surface libre s'est peu déformée sous l'effet du choc permettant au signal VISAR de ne pas être perdu trop précocément. Ses principales caractéristiques sont rappelées en table 8.4.

TABLE 8.4 – Principales caractéristiques du tir S14.

Régime	Tir	Épaisseur (mm)	Intensité max. $I_m$ (TW.cm <sup>-2</sup> )	Vitesse max. $U_m$ (m.s <sup>-1</sup> )
E1 (seuil)	S14	0,75	0,26	97

La figure 8.8 compare le signal VISAR expérimental et la vitesse de surface libre obtenue par une simulation sans endommagement avec le modèle POREQST original. Elle met en évidence trois différences majeures que l'on peut expliquer par une mauvaise modélisation des ondes de détentes dans POREQST. Ainsi, la vitesse maximum simulée du premier choc est inférieure de 25% à l'expérience, ce qui peut s'expliquer par le rattrapage trop rapide du choc par les détentes qui le suivent. Ensuite, la pente de la détente qui suit le premier choc est plus faible expérimentalement, ce qui suggère aussi des détentes trop rapides. Enfin, la durée d'un aller et retour d'onde dans la cible – l'écart de temps entre le premier et le second choc – est trop courte, ce qui traduit une fois encore des vitesses de détente sur-estimées.

En l'état, le modèle POREQST exagère donc les vitesses des ondes de détente dans l'EDM3. Il est probable que son comportement dynamique en détente soit le même que celui constaté lors de l'essai statique de compression confinée cyclée : c'est-à-dire un comportement en compression-détente en forme d'hystérésis qui induit un retour à la densité initiale plutôt qu'une compaction résiduelle. En effet, cela aurait pour effet de ralentir les ondes de détente sur certaines plages de pression.

Ainsi, une évolution de POREQST est nécessaire car l'endommagement et la fissuration des cibles que nous avons observés au chapitre 7 résultent de tractions générées par le croisement des ondes de détente réfléchies sur la face arrière avec celles qui suivent le choc incident. Or, si leurs vitesses ne sont pas correctes, leur croisement n'a pas lieu au bon endroit.

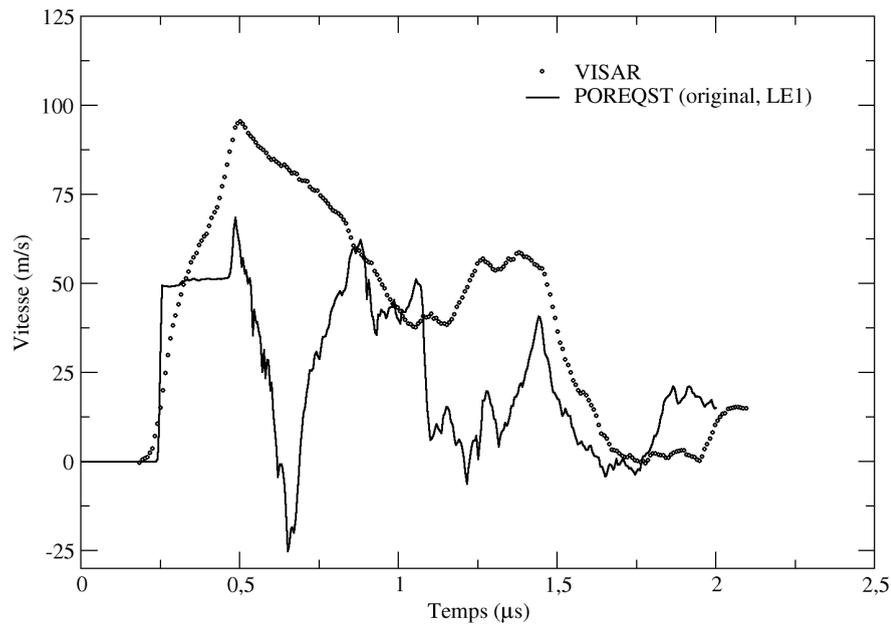


FIGURE 8.8 – Vitesse de surface libre expérimentale et numérique du tir S14 avec POREQST. L'apparition précoce d'un second choc lors de la simulation met en évidence un problème de modélisation des vitesses des ondes de détente.

### 8.3 Proposition d'évolution de POREQST

Compte tenu des problèmes de modélisation des ondes de détente dans POREQST, il s'agit de proposer une évolution du modèle en conséquence avant d'envisager toute étude quantitative sur l'endommagement.

#### 8.3.1 Modèle non-poreux

Dans un premier temps, nous tentons de construire un modèle simple capable de reproduire grossièrement la forme de demi-hystérésis des détentes constatée lors de l'essai de compression confinée cyclée. Sa représentation dans le plan pression-densité – ou contrainte-densité selon le cas – est donnée par la figure 8.9.

Ce modèle, que nous baptisons MG-EPP, est basée sur une équation d'état de Mie-Grüneisen tabulée dont la partie supérieure – au-delà de 1 GPa – est grossièrement ajustée sur la SESAME 7832. On y associe une loi de comportement élastoplastique parfaitement plastique dont la limite élastique  $Y$  et le module de cisaillement  $G$  dépendent de la pression hydrostatique – EPP( $P$ ). De cette façon, l'allure des cycles de compression-détente tels qu'ils sont présentés en figure 8.9 est plus proche de l'essai statique de compression confinée cyclée que le modèle POREQST. Les détentes sont

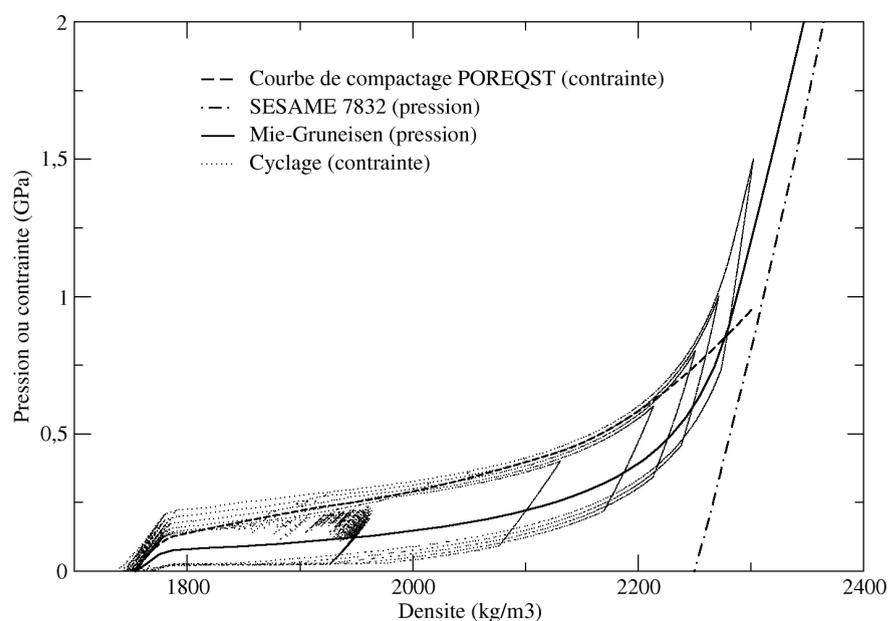


FIGURE 8.9 – Illustration du modèle MG-EPP pour l'EDM<sub>3</sub> dans le plan pression-densité ou contrainte densité.

ainsi beaucoup plus lentes pour une partie de la plage de pression. Par ailleurs, il reproduit assez fidèlement la courbe de compactage.

Avant d'utiliser ce modèle pour les chocs lasers, nous avons vérifié son bon fonctionnement sur la gamme d'expériences 1D que nous avons étudiée au chapitre 4. Cela s'est fait dans le cadre du stage de Master de Benjamin Jodar [157] que nous avons encadré. Les résultats pourront être consultés dans son mémoire. MG-EPP donne des résultats quasi identiques à POREQST pour les deux chocs de plaques SYLEX à haut niveau de pression et pour l'essai César à bas niveau. Tout comme POREQST original, il ne reproduit pas la courbure des pieds de courbe mais produit des marches d'escalier. En ce qui concerne l'instant de débouché du choc, il présente un léger retard équivalent à celui de POREQST sans surface élastique initiale. Dans le cas de l'essai Garance, POREQST sous toutes ses formes sous-estimait la vitesse de surface libre maximum de la cible d'EDM<sub>3</sub>. MG-EPP permet maintenant de la restituer, comme le montre la figure 8.10. Il reproduit aussi à peu près la forme du signal après le choc, à condition d'introduire un critère d'endommagement en tension principale avec une valeur seuil comprise entre 150 et 250 MPa, ce qui signifie qu'il y a eu écaillage.

Finalement, en réduisant la vitesse des ondes de détente pour certaines gammes de pression en-dessous de 1 GPa, ce modèle non-poreux semble résoudre le problème de l'atténuation trop forte des chocs modérés que nous avons rencontré avec POREQST, sans toutefois dégrader les résultats lors des chocs faibles et forts. Est-il aussi efficace avec les chocs lasers ?

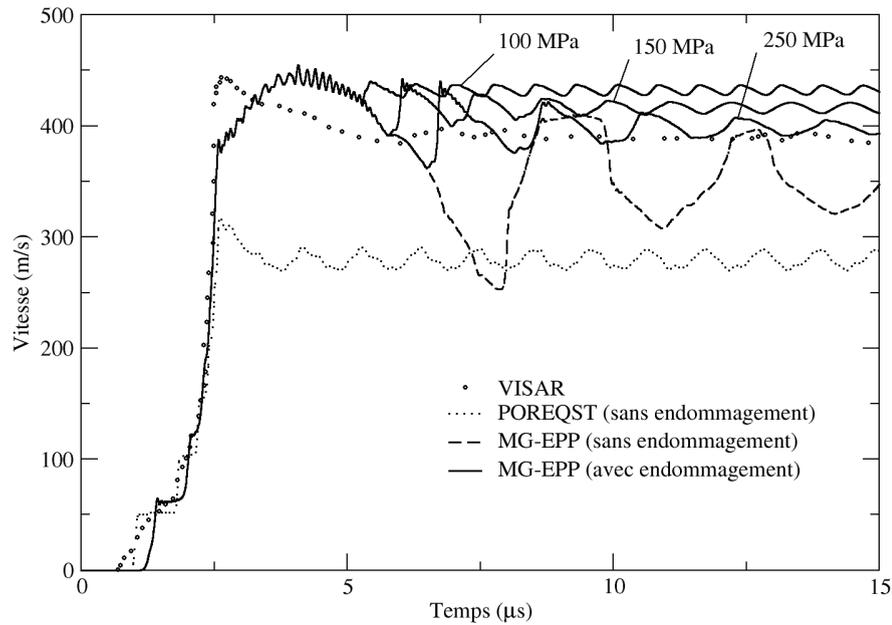


FIGURE 8.10 – Résultats du modèle MG-EPP appliqué au tir Garance M1. Le niveau de choc est mieux restitué qu’avec POREQST. Un seuil d’endommagement en tension principale compris entre 150 et 250 MPa améliore la suite du signal de vitesse.

### 8.3.2 Utilisation sur chocs lasers

La simulation sans endommagement du tir S14 avec le modèle MG-EPP est présentée en figure 8.11. Il faut mettre à son crédit que la détente qui suit le premier choc est nettement moins rapide, ce qui correspond mieux à l’expérience, mais n’est peut-être pas suffisant. En effet, de la même façon que pour le calcul avec POREQST, on observe que la vitesse maximum de la surface libre au débouché du premier choc est inférieure d’environ 25% à l’expérience.

La visualisation de la propagation des ondes dans la simulation nous apprend que ce qui suit le premier choc et la première détente résulte d’interactions très complexes entre l’onde de choc incidente, les détentes latérales provenant du bord de la tache focale et les réflexions respectives de ces deux phénomènes. Contrairement à un cas 1D, on ne peut donc raisonner en terme d’aller et retour d’onde dans la cible. D’autant plus que cette simulation a été réalisée sans endommagement alors qu’il est certain que l’amorce de fissure conique constatée par tomographie (*cf.* figure 7.13(d)) aura influencé la vitesse de surface libre expérimentale. La suite du signal numérique, avec ses vitesses négatives et le violent re-choc, ne représente donc aucune réalité.

La figure 8.12 compare les vitesses de surface libre expérimentales des tirs N13, S7, N9 et S17 aux simulations réalisées avec le modèle MG-EPP. Les lois de pression utilisées

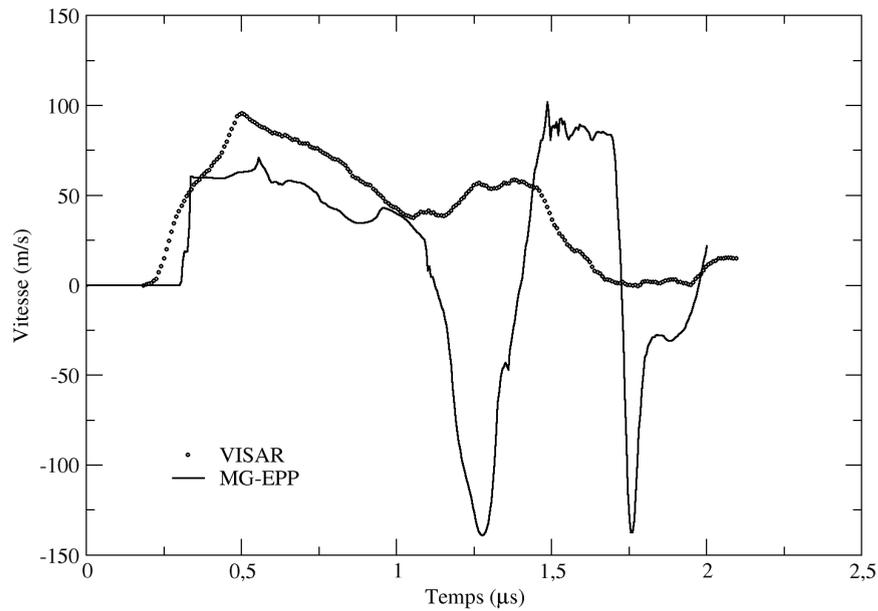


FIGURE 8.11 – Vitesse de surface libre expérimentale et numérique du tir S14 avec le modèle MG-EPP.

sont les mêmes que celles utilisées pour les simulations de la figure 8.5, c'est-à-dire celles qui ont été extrapolées en temps selon une loi de puissance.

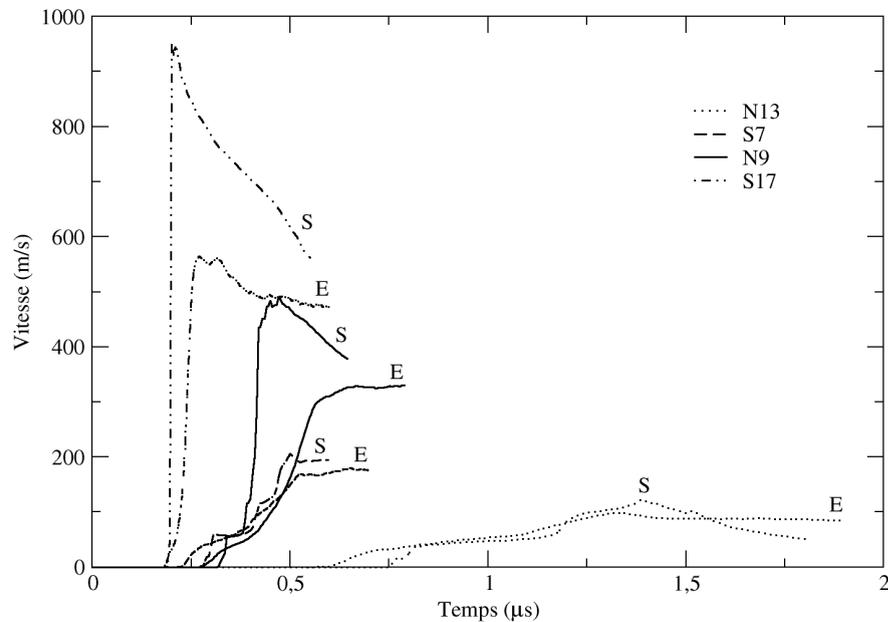


FIGURE 8.12 – Confrontation expérience-simulation pour la vitesse de surface libre des tirs N13, S7, N9 et S17 sur graphite. La vitesse maximum issue de la simulation (S) avec MG-EPP est systématiquement au-dessus du VISAR (E).

Quel que soit le tir considéré, la vitesse de surface libre donnée par la simulation est

au-dessus de la vitesse expérimentale, contrairement à POREQST qui les sous-estimait toutes. L'écart est de 67% au maximum (S17) et de 25% au minimum (S7 et N13). Il est fort possible que le grand écart observé pour les tirs S17 et N9 soit dû à un défaut propre à ce modèle. En effet, le dépouillement des simulations révèle que pour tous les tirs, la matière de la face avant est vaporisée sous l'effet des violentes détente qui suivent la pression d'ablation. Évidemment, la quantité de matière concernée dépend de l'amplitude des détente, donc de l'intensité laser. Ainsi, il n'y a pas de vaporisation pour le tir S14 et elle est moins importante pour le tir S7 dont l'énergie laser est trois à quatre fois plus faible que celle des autres tirs. La figure 8.13 donne les cartes de densité et de température dans la cible du tir S17 après 100 ns.

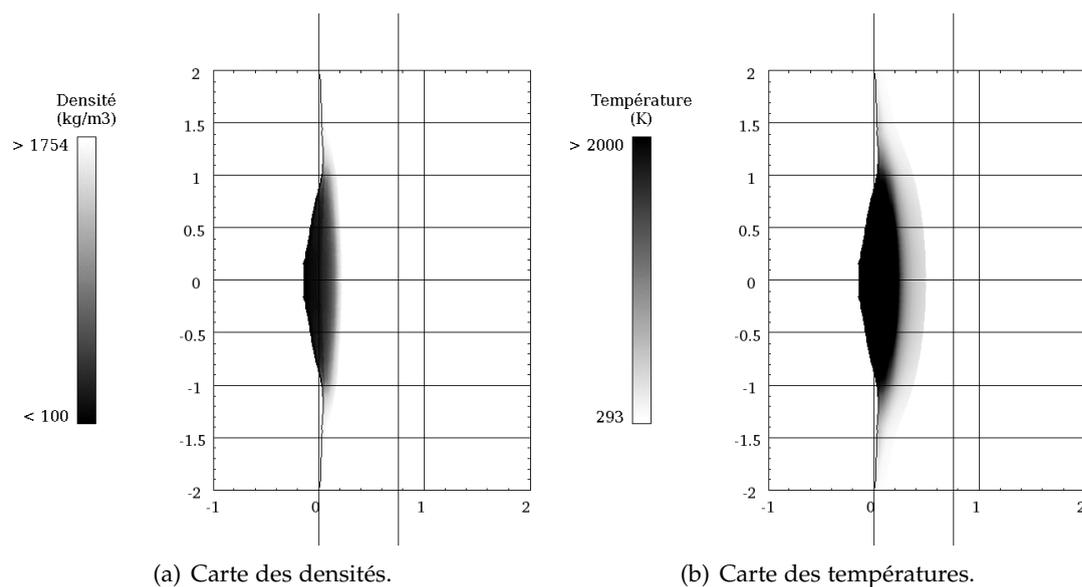


FIGURE 8.13 – Vaporisation de la face avant du tir S17. La simulation prédit des densités très faibles et des températures très élevées dans les zones noires dès avant la fin du dépôt de pression (ici 100 ns).

La conséquence directe de cette vaporisation est la forte diminution de la vitesse des ondes dans les mailles concernées. Les détente sont donc beaucoup plus lentes et le choc est moins atténué lorsqu'il atteint la face arrière de la cible, d'où une vitesse de surface libre trop élevée. De ce point de vue, le tir N13 est à part car, bien que son intensité laser soit très élevée, son épaisseur importante a pu compenser l'effet de la vaporisation dans la simulation.

Finalement, le modèle MG-EPP a l'avantage de mieux représenter la vitesse des ondes de détente dans une certaine gamme de pression en reproduisant les hystérésis observées lors de l'essai statique de compression confinée cyclée. Mais en l'état actuel, sous

l'effet du choc, il prédit une vaporisation de la face avant des tirs lasers les plus énergétiques, ce qui n'est pas vérifiable mais ne correspond pas aux prédictions de POREQST. Cette différence provient peut-être d'un ajustement approximatif de l'équation d'état de Mie-Grüneisen. Pour les tirs concernés, cela conduit à la sur-estimation des vitesses de surface libre par MG-EPP, contrairement à POREQST qui les sous-estime. Des pistes d'amélioration ont été testées dans le cadre du stage de Benjamin Jodar. Mais il est possible aussi que le problème soit dû au fait que MG-EPP, bien qu'il reproduise les cycles d'hystérésis et l'absence de densification irréversible, ne prend pas en compte la porosité du matériau.

### 8.3.3 Suggestion d'un modèle hybride

Tout comme MG-EPP, nous avons vu que POREQST présente des avantages non négligeables. Il permet d'exploiter une courbe expérimentale de compression statique comme courbe de compactage, et une équation d'état SESAME peut être utilisée pour représenter le comportement du graphite sous sa forme dense. En outre, contrairement au modèle MG-EPP, il gère le taux de porosité sous la forme d'une variable appelée densité intermédiaire ce qui est plus adapté à un matériau poreux. Nous suggérons en figure 8.14 un modèle hybride combinant les avantages respectifs des deux modèles.

Il s'agit en réalité d'une évolution de POREQST puisqu'on y retrouve toutes ses caractéristiques : la courbe de compactage, les surfaces élastiques intermédiaires, la courbe de réouverture de pores et l'équation d'état du dense. Néanmoins, une nouvelle surface fait son apparition : la courbe inférieure d'hystérésis qui empêche l'utilisation d'une partie des surfaces intermédiaires en détente et en traction. À contrainte et énergie nulles, sa densité est égale à la densité initiale  $\rho_0$ . À énergie nulle, elle croise l'équation d'état du carbone dense à la contrainte  $\sigma_h$ . Les exemples de cycles de compression-détente et compression-traction illustrent le fonctionnement de ce modèle qui reproduit le retour à la densité initiale après une compression. Pour représenter le fait que celui-ci a lieu à des pressions plus faibles lorsque la compression a été plus forte (*cf.* figure 2.4) on peut même envisager de diminuer  $\sigma_h$  quand le  $\rho_{0i}$  maximum atteint lors de la compression est plus élevé.

Le développement et l'implémentation de ce modèle dans Hésione et son ajustement et sa validation sur la panoplie d'essais à notre disposition devraient être réalisés prochainement dans le cadre d'un stage de Master. Cela devrait permettre d'évaluer les incertitudes pesant sur la validité du modèle d'absorption du carbone dans FCI2 et de la partie plasma de l'équation d'état SESAME 7832.

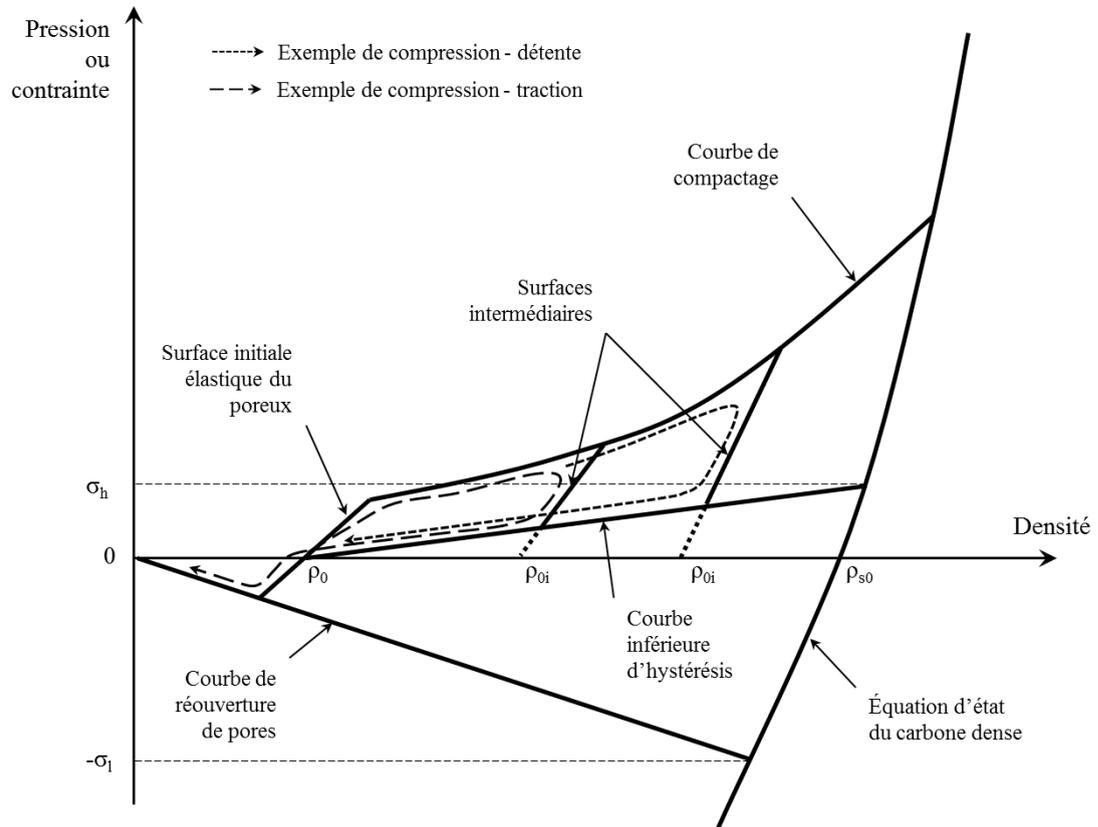


FIGURE 8.14 – Schéma de principe d'une possible évolution du modèle POREQST dans le plan pression-densité (ou contrainte-densité) à énergie interne nulle. Une nouvelle surface est introduite (voir texte). Des flèches pointillées donnent des exemples de sollicitations typiques sans endommagement.

## 8.4 En attendant... l'endommagement

Comme nous l'avons déjà dit, une étude approfondie et quantitative de l'endommagement nécessite une connaissance fine du chargement mécanique généré par l'interaction laser-matière et une modélisation fiable de la propagation des chocs et détente dans l'EDM<sub>3</sub>. Il ressort de ce qui précède que nous n'avons ni l'un ni l'autre. Le développement et l'ajustement d'un modèle hybride basé sur POREQST devraient, à terme, permettre de résoudre ce deuxième point. En attendant, il est intéressant de comparer les résultats que donnent POREQST et MG-EPP associés à des modèles d'endommagement simples et équivalents.

### 8.4.1 Résultats

Nous nous intéressons aux tirs S14 (seuil de E1) et S7 (E2) car, parmi ceux que nous avons étudiés numériquement, ce sont ceux pour lesquels les deux modèles prédisent

les vitesses de surface libre les moins fausses (erreur de l'ordre de +/- 25%). Leurs principales caractéristiques peuvent être trouvées en tables 8.3 et 8.4. Nous réalisons de nouvelles simulations avec les deux modèles testés auparavant, POREQST et MG-EPP, en prenant cette fois en compte l'endommagement de l'EDM<sub>3</sub>.

Le couple POREQST + modèle d'endommagement est le même que celui ajusté sur les tirs MICA à basse vitesse lors du chapitre 6. POREQST est donc utilisé dans sa version originale avec le jeu de limite élastique LE<sub>1</sub>. Le paramètre  $\sigma_l$  vaut -135 MPa et aucun modèle de Weibull n'est utilisé. L'endommagement se fait sur un critère de porosité limite égale à 1. Le traitement est le même : introduction de vide, annulation de la pression et du déviateur des contraintes, annulation de la résistance à la traction des mailles endommagées.

Le modèle d'endommagement utilisé avec MG-EPP ne peut être strictement équivalent à celui de POREQST car il ne connaît pas la notion de porosité. Afin de s'en approcher le plus possible, l'endommagement a lieu lorsque l'une des contraintes principales dépasse – en valeur absolue – une tension limite de -100 MPa. Cette valeur correspond à peu près à l'intersection de la surface élastique initiale avec la courbe de réouverture de pores dans POREQST quand  $\sigma_l$  vaut -135 MPa (cf. équation 4.1). Le traitement de l'endommagement reste identique. La figure 8.15 donne les résultats des simulations après 1  $\mu$ s.

#### 8.4.2 Discussions

Quel que soit le tir, on remarque que POREQST prédit un endommagement des cibles beaucoup plus important que MG-EPP. Pour chaque modèle, l'ampleur des zones endommagées varie peu d'un tir à l'autre alors que les chargements sont sensiblement différents : la pression d'ablation maximale est d'environ 40 GPa pour le tir S7 tandis qu'elle n'est que de 15 GPa pour le tir S14.

Concernant S7, le modèle MG-EPP sous-estime très largement l'endommagement. Une seule fissure circulaire apparaît au centre de la cible alors que l'expérience a montré un double écaillage, dont le premier niveau est constitué de multiples fragments et le second d'une seule écaille en forme de soucoupe. De ce point de vue, le modèle POREQST est qualitativement plus proche de la réalité. Une longue fissure conique est apparue dans la cible, ébauchant une écaille conique dont le diamètre en face arrière frôle les 4 mm ce qui se rapproche de l'expérience (cf. figure 7.11). L'endommagement au centre de cette écaille virtuelle laisse penser que de la matière pourrait en être éjectée. D'ailleurs, l'aspect général de cette simulation se rapproche des tomographies

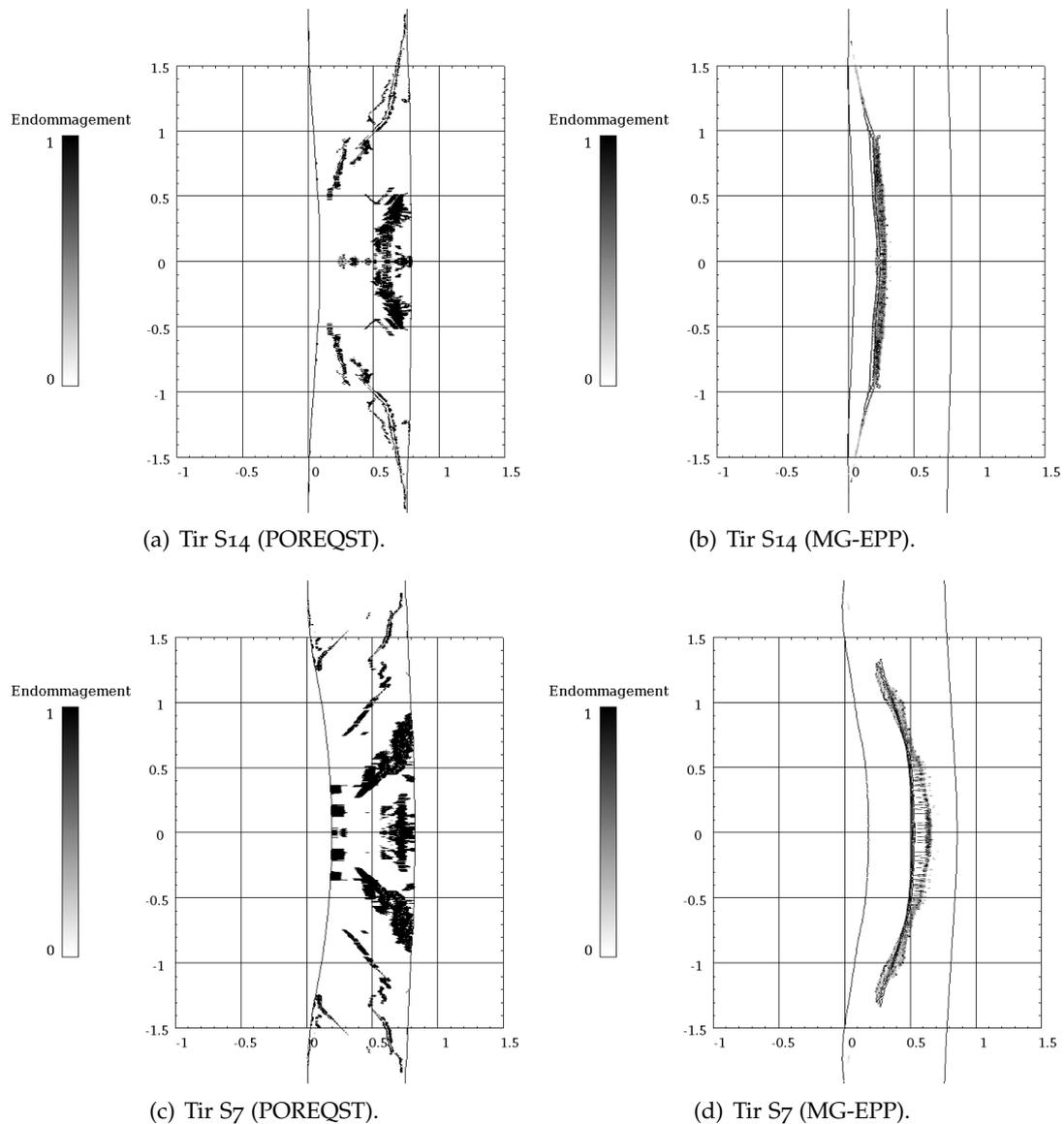


FIGURE 8.15 – État d'endommagement des cibles des tirs S14 et S7 après  $1 \mu\text{s}$ . Simulations avec POREQST et MG-EPP et des modèles d'endommagement comparables.

des tirs S10 et N16 (*cf.* figure 7.12), situés au seuil du régime de double écaillage E2 auquel appartient S7.

Dans le cas de S14, POREQST prédit sensiblement le même double écaillage que pour S7 alors que la tomographie de la cible, visible en figure 7.13(d), n'a révélé qu'une simple fissure conique non débouchante. L'endommagement proche de l'axe et de la face arrière ne correspond pas à l'expérience. MG-EPP anticipe un endommagement moins étendu mais la fissure produite ne possède pas la bonne forme. En réalité, il faut distinguer deux parties dans cette fissure : la partie principale de la fissure qui est verticale et s'étend sur un rayon inférieur au millimètre ; la partie qui remonte vers

la surface à des rayons supérieurs au millimètre. Cette dernière apparaît très tôt et semble due à l'interaction des ondes de détente latérales partant du bord de la tache focale avec les détentes incidentes qui suivent le choc laser. Quant à elle, la partie principale de la fissure est produite plus tardivement lorsque l'onde de choc s'est déjà réfléchi sur la face arrière de la cible.

Finalement, des simulations avec deux modèles assez ressemblants donnent des résultats totalement différents. En l'état, il est impossible de les départager puisque ce n'est pas le même qui convient le mieux à l'un et l'autre des deux tirs étudiés. Et bien que MG-EPP soit meilleur que POREQST dans la modélisation des détentes, on sait qu'il présente lui aussi des lacunes, faute d'avoir été finement ajusté. Il est donc probable que l'endommagement simulé ici intervienne sur des phénomènes de croisement d'ondes qui n'ont pas lieu au bon endroit, ou même pas lieu du tout. Les discussions sur l'endommagement du chapitre 6 laissent penser qu'il serait possible d'améliorer qualitativement l'aspect de l'endommagement des cibles. Toutefois, de tels ajustements sont d'un intérêt discutable puisqu'ils reposent sur des modèles de propagation des ondes dont nous avons démontré les limites.

## 8.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mené une étude numérique de la campagne Luliz000 présentée au chapitre 7. Une chaîne de calcul a d'abord été construite afin d'être en mesure de simuler les chocs lasers, depuis l'interaction laser-matière avec le code FCI2 jusqu'à la propagation des ondes et l'endommagement avec Hésione. Puis, une étape de calibration sur des cibles de matériaux bien connus tels que l'aluminium et le tantale a permis d'évaluer le pourcentage de l'énergie contenue dans la partie utile des taches focales.

Des premières simulations sans endommagement ont été réalisées avec POREQST pour des tirs sur EDM3 représentatifs. Malheureusement, elles n'ont pas été en mesure de parfaitement reproduire les vitesses de surface libre relevées par le VISAR, traduisant des incertitudes portant sur le calcul de la pression d'ablation et/ou la modélisation des ondes de détente.

Il est vrai qu'il subsiste des incertitudes sur les modèles d'absorption et de plasma du carbone dans FCI2 qui déterminent le niveau du choc et son allure temporelle. L'étape de calibration nous a permis de les estimer à +/-15% ce qui ne suffit pas à expliquer totalement les désaccords observés. Dans ce cas, c'est principalement la modélisation des ondes de détente dans POREQST qui est en cause, confirmant les

soupçons apparus aux chapitres 3 et 4. En effet, la brièveté des chocs lasers en regard de l'épaisseur des cibles laisse tout le temps aux détentes de rattraper et d'atténuer le choc avant que celui-ci ne débouche en face arrière. Si leurs vitesses sont sur-estimées, le choc vu par la surface libre est alors plus faible que la réalité.

MG-EPP, un modèle simple basé sur une équation d'état de Mie-Grüneisen et une loi de comportement élastoplastique dépendante de la pression, a été proposé et testé en remplacement de POREQST. Il prédit des ondes de détentes beaucoup plus lentes que POREQST dans certaines plages de pression, se rapprochant ainsi des résultats de l'essai statique de compression confinée cyclée du chapitre 2. Il donne d'excellents résultats sur les expériences de choc 1D et améliore la restitution de certains chocs lasers. Cependant, son équation d'état étant moins évoluée que la SESAME utilisée dans POREQST, il génère une vaporisation de la matière pour les tirs à plus haut niveau. De plus, il ne gère pas la notion de porosité.

Afin de concilier les avantages respectifs des deux modèles, nous avons proposé une évolution notable de POREQST. Celle-ci doit lui permettre de modéliser correctement les ondes de détente tout en gardant la notion de porosité sous la forme d'une variable interne, en conservant la possibilité d'utiliser une équation d'état SESAME et une courbe de compactage expérimentale. Ce nouveau modèle sera implémenté prochainement dans Hésione et testé sur l'ensemble des essais de choc à notre disposition.

L'endommagement sous chocs de cibles minces se fait principalement sous l'effet de tractions issues de l'interaction complexe – en 2D – des détentes. Ainsi, la position des fissures et leur étendue dépend directement de ces ondes. Or, POREQST et MG-EPP n'étant pas en mesure de les modéliser correctement, nous n'avons pu mener à bien une étude numérique approfondie de l'endommagement des cibles. Quelques simulations ont d'ailleurs montré que ces deux modèles, associés à des critères et traitements de l'endommagement équivalents, donnent des résultats radicalement différents.

Finalement, il ressort de ce chapitre que les chocs lasers présentent des difficultés que les impacts de billes ne posaient pas : connaissance et modélisation du chargement mécanique, prédominance des détentes dans les mécanismes d'endommagement, *etc.* Pourtant, les chocs lasers présentent l'immense avantage de pouvoir être instrumentés aisément. Le chapitre précédent nous a ainsi apporté de précieuses informations sur les seuils et régimes d'endommagement dans l'EDM<sub>3</sub>, telles que les positions des fissures ou l'aspect de la fragmentation des cibles. Mais il apparaît clairement que des études complémentaires sur la propagation des chocs-détentes dans ce matériau sont nécessaires avant de réussir à reproduire ces phénomènes. À terme, cela permettra d'exploiter pleinement le potentiel de cette campagne vis-à-vis de l'étendue des sollicitations produites et de la richesse des informations collectées.



# Conclusion et perspectives

« Je vous demande de vous arrêter ! Je vous demande de vous arrêter ! »

| Édouard Balladur (1929 – 23 avril 1995), *Discours*

**P**UISQUE même les meilleures choses ont une fin – et *a fortiori* les moins bonnes – il est maintenant temps de conclure ce manuscrit. Nous donnons dans ce dernier chapitre nos conclusions sur les travaux expérimentaux et numériques qui ont été menés durant ces trois années de thèse concernant l'endommagement sous choc du graphite. Les aspects inachevés et les perspectives ouvertes par nos résultats sont aussi rappelés.

## Conclusion

La protection des engins spatiaux contre les impacts hypervéloces (IHV) de micro-météoroïdes et de micro-débris spatiaux est un sujet de prime importance qui concerne aussi bien les métaux que les verres et les matériaux composites. Pour ces derniers, la taille des projectiles – proche de la taille des torons de fibres ou des blocs de matrice – nécessite des simulations mésoscopiques où chaque sous-constituant est représenté séparément avec des modèles numériques propres. Le graphite étant l'un de ces sous-constituants les plus courants, nous nous sommes intéressés à son comportement et à sa modélisation sous choc à travers l'étude d'un matériau école, l'isographite poreux EDM<sub>3</sub> de la société POCO.

Pour ce faire, des impacts hypervéloces de micro-billes d'acier – pour des vitesses allant de 1 à 4,5 km.s<sup>-1</sup> – sur des cibles épaisses d'EDM<sub>3</sub> ont été réalisés en laboratoire au moyen du lanceur bi-étage MICA. Les tomographies *post-mortem* des cibles ont permis de mesurer les diamètres, profondeurs et volumes des cratères. Elles ont aussi révélé qu'à chaque fois le projectile est resté piégé dans la cible. Si la taille des cratères augmente avec la vitesse d'impact, il est apparu qu'il n'en va pas de même pour la profondeur de pénétration du projectile qui diminue fortement après avoir

augmenté linéairement jusqu'à environ  $2 \text{ km.s}^{-1}$ . Nous avons ainsi mis en évidence quatre régimes de pénétration et des calculs d'ordre de grandeur nous ont permis de les relier à l'état du projectile après impact. Grâce aux tomographies et à des micrographies optiques et électroniques des cibles découpées et polies nous avons pu évaluer l'étendue de l'endommagement et constater ses différentes manifestations.

Afin de reproduire numériquement ces phénomènes, nous avons besoin d'un modèle adapté à l'EDM<sub>3</sub>. Notre choix s'est porté sur POREQST qui a l'avantage d'être simple et d'utiliser une véritable équation d'état tout en étant capable de modéliser un comportement poreux. Des analyses statiques nous ont donné accès à certains paramètres du modèle et des essais de choc 1D – chocs de plaques et par faisceau d'électrons – ont permis de valider son utilisation à différents niveaux de pression. Néanmoins, des doutes sont apparus quant à sa capacité à bien représenter les vitesses des ondes de détente dans sa partie poreuse, sans pouvoir être confirmés à cette étape.

Des simulations eulériennes des IHV réalisés en laboratoire ont ensuite été conduites. Elles ont montré que c'est principalement la limite élastique de la cible qui détermine la profondeur de pénétration du projectile, particulièrement à basse vitesse. Le dépouillement des simulations a aussi soulevé la nécessité d'un modèle d'endommagement en traction pour reproduire la formation des cratères. Celui-ci a été mis au point et l'ajustement de son seuil a conduit à la détermination de deux valeurs, l'une adaptée aux impacts à basse vitesse et l'autre aux impacts à haute vitesse. Pour traduire la fragilité du matériau et mieux reproduire l'étendue de l'endommagement à haute vitesse, la limite élastique a été augmentée, sans trop dégrader la profondeur de pénétration des tirs concernés. Le modèle de Grady a été adapté à POREQST et implémenté. L'un des jeux de paramètres de Weibull testés améliore nettement la restitution de la taille de cratère et de l'endommagement des tirs à haute vitesse. Il fournit même une explication à la refermeture de la matière après le passage du projectile.

La difficulté d'atteindre en laboratoire des vitesses d'impact correspondant aux agressions que peuvent réellement subir les satellites nous a orienté vers les chocs lasers. Ceux-ci sont en mesure de produire des impacts virtuels proches de la dizaine de kilomètres par seconde et sont aisément instrumentables, contrairement aux IHV. Une large campagne expérimentale a été conçue puis menée sur l'installation Luliz000. Elle a consisté en des tirs sur cibles minces d'EDM<sub>3</sub> avec de nombreux diagnostics de visualisation et de vitesse. Le dépouillement et la corrélation de tous les résultats ont mis en exergue quatre régimes d'endommagement, liés non pas à la pression d'ablation mais à la contrainte subie par la face arrière. Certaines cibles n'appartenant apparemment à aucun régime ont été tomographiées après tirs. La présence de macro-fissures permet de les situer au seuil d'endommagement ou entre deux régimes. Enfin, une

première reconstruction 3D de la surface libre déformée d'une cible au cours d'un tir a été présentée. Elle esquisse les possibilités offertes par le système d'imagerie laser pour accéder à une quantification de surface qui puisse être à terme comparée aux simulations.

La rigueur déployée pour la réalisation de cette campagne et la finesse des résultats obtenus nous ont incité à procéder de même pour l'étude numérique correspondante. Une chaîne de calcul a donc été proposée afin de simuler les chocs laser depuis l'interaction laser-matière jusqu'à la propagation des chocs et l'endommagement. Elle a été utilisée pour les tirs de calibration sur aluminium et tantale, montrant ainsi son efficacité. Ceux-ci ont permis de quantifier l'énergie laser véritablement présente dans la partie utile des taches focales, autorisant ainsi l'étude des tirs sur EDM<sub>3</sub>. Une discussion approfondie des premières simulations sans endommagement de tirs représentatifs a permis de confirmer nos soupçons sur la modélisation des ondes de détente dans le graphite, apparus lors des chocs de plaques. Malgré cela, des simulations avec endommagement ont démontré les capacités des modèles à reproduire l'aspect global de l'endommagement dans les cibles.

Finalement, ces travaux apportent une meilleure compréhension des phénomènes liés à l'impact de projectiles hypervéloces dans des cibles de graphite grâce à des observations *post-mortem*, des calculs d'ordre de grandeur et des simulations numériques. L'endommagement et la fragmentation du graphite ont été particulièrement caractérisés grâce à des chocs lasers très instrumentés, et de solides bases pour leur simulation ont été posées. Cette étude a aussi soulevé les difficultés qui apparaissent lorsque l'on tente de reproduire, avec un seul et même modèle numérique, toutes les observations expérimentales d'un grand nombre d'essais situés dans des gammes de sollicitation très différentes.

## Perspectives

Les résultats que nous venons de présenter ouvrent des perspectives à la fois expérimentales et numériques que nous résumons maintenant.

L'analyse des résultats numériques nous a conduit à proposer une évolution du modèle POREQST qui devrait permettre de représenter le comportement en hystérésis du graphite. Son développement et son ajustement pour l'EDM<sub>3</sub> nécessitent de le tester sur tous les chocs 1D que nous avons présenté au chapitre 4. Il est possible que quelques essais supplémentaires de choc-détente soient nécessaires. Ceux-ci pourraient prendre la forme de chocs de plaques, de chocs par faisceau d'électrons ou de

chocs lasers à condition que leur géométrie soit 1D et que le chargement soit bien connu. Ils pourraient être complétés par de nouvelles compressions-détentes confinées mais non cyclées. Ce nouveau modèle devrait permettre une étude numérique plus approfondie des tirs Luliz000. Plus largement, il pourrait servir à la modélisation sous choc de certaines mousses qui présentent le même type de comportement en hystérésis que l'EDM3.

Lors de l'étude numérique des tirs Luliz000, nous avons soulevé quelques incertitudes potentiellement liées aux fluctuations du laser, à la modélisation de l'interaction laser-matière ou encore à la modélisation de l'état plasma du carbone, de l'aluminium et du tantale. Bien que ces incertitudes aient été évaluées, il nous semble qu'un travail plus précis d'identification, de quantification et de contribution de chacune des origines serait bénéfique. Leur propagation à travers la chaîne de calcul devrait être aussi étudiée. Mieux encore, certaines de ces incertitudes pourraient être réduites, par exemple en réalisant des mesures d'absorption laser à des intensités comparables sur les matériaux concernés.

Concernant l'endommagement, il est apparu qu'une longue étude d'ajustement de paramètres serait nécessaire pour reproduire avec le même modèle tous les essais à notre disposition. Il nous semble que cela pourrait passer par une évolution dynamique de la limite élastique et de la tension à la rupture avec la vitesse de déformation. Nous n'avons à notre disposition qu'un seul essai d'écaillage 1D plan, mais des essais complémentaires pourraient permettre de faciliter ce travail de mise au point.

L'étude des IHV sur le graphite pourrait être complétée expérimentalement de plusieurs façons. D'abord, nous avons souligné la méconnaissance actuelle du comportement dynamique de l'acier des billes MICA. Elle pourrait être réduite grâce la caractérisation de l'état du projectile après avoir impacté de l'eau qui est un fluide bien connu. Ensuite, certaines gammes de vitesse n'ont pas ou peu été explorées, notamment entre 2,5 et 3,5 km.s<sup>-1</sup> et au-delà de 4,5 km.s<sup>-1</sup>. Pourtant il semble envisageable d'atteindre avec MICA des vitesses de 6 km.s<sup>-1</sup>. Celles-ci nous rapprocheraient des conditions réelles d'agression. Par ailleurs, cette étude pourrait être complétée par des tirs avec des projectiles en aluminium ou en silice. Le premier est courant parmi les micro-débris spatiaux tandis que le second pourrait assez bien représenter un micro-météoroïde. Enfin, une instrumentation *in-situ* plus fine nous donnerait accès à des informations précieuses telles que la vitesse des fragments (VH), la quantité de mouvement transmise à la cible (balance  $\mu\text{g}$ ), la vitesse de sortie du projectile en cas de tirs perforants (VH), etc.

## Références

- [1] M. Gratton. *Comportement d'un composite 3DCC : Méso-modélisation pour la prévision de la réponse sous choc*. PhD thesis, École Normale Supérieure de Cachan, 1998.
- [2] Poco, 2014. URL [www.poco.com](http://www.poco.com).
- [3] Wikipédia, 2014. URL [www.fr.wikipedia.org/wiki/hypervitesse](http://www.fr.wikipedia.org/wiki/hypervitesse).
- [4] R. Kinslow. *High-Velocity Impact Phenomena*. Academic Press Inc., 1970. ISBN 9780323144988. URL <http://books.google.fr/books?id=6xxQGm5lb2wC>.
- [5] J. A. Zukas, T. Nicholas, H. F. Swift, L. B. Greszczuk, and D. R. Curran. *Impact dynamics*. Wiley, 1992.
- [6] Hypervelocity Impact Society, 2014. URL [www.hvis.org](http://www.hvis.org).
- [7] T. Moritoh, S. Matsuoka, T. Ogura, K. G. Nakamura, K. Kondo, M. Katayama, and M. Yoshida. Dynamic failure of steel under hypervelocity impact of polycarbonate up to 9 km/s. *Journal of Applied Physics*, 93(10, Part 1) :5983–5988, MAY 15 2003. ISSN 0021-8979. doi : 10.1063/1.1569979.
- [8] Meteor Crater, 2014. URL [www.meteorcrater.com](http://www.meteorcrater.com).
- [9] H. J. Melosh and G. S. Collins. Planetary science : Meteor Crater formed by low-velocity impact. *Nature*, 434 :157–157, 2005. doi : 10.1038/434157a. URL <http://dx.doi.org/10.1038/434157a>.
- [10] E. Charlton. Image sous license CC BY 2.0, 2012. URL <https://creativecommons.org/licenses/by/2.0/legalcode>.
- [11] L. W. Alvarez, W. Alvarez, F. Asaro, and H. V. Michel. Extraterrestrial cause for the cretaceous-tertiary extinction. *Science*, 208(4448) :1095–1108, 1980. doi : 10.1126/science.208.4448.1095. URL <http://www.sciencemag.org/content/208/4448/1095.abstract>.
- [12] G. S. Collins, H. J. Melosh, and R. A. Marcus. Earth Impact Effects Program : A Web-based computer program for calculating the regional environmental consequences of a meteoroid impact on Earth. *Meteoritics & Planetary Science*, 40(6) : 817–840, 2005. ISSN 1945-5100. doi : 10.1111/j.1945-5100.2005.tb00157.x. URL <http://dx.doi.org/10.1111/j.1945-5100.2005.tb00157.x>.
- [13] Earth Impact Effects Program, 2014. URL <http://impact.ese.ic.ac.uk/ImpactEffects/>.

- [14] M. Jutzi and P. Michel. Hypervelocity impacts on asteroids and momentum transfer I. Numerical simulations using porous targets. *Icarus*, 229(0) :247–253, 2014. ISSN 0019-1035. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2013.11.020>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103513004922>.
- [15] T. J. Arhens. Deflection and fragmentation of near-earth asteroids. *Nature*, 360 :429–433, 1992. doi : [10.1038/360429a0](http://dx.doi.org/10.1038/360429a0). URL <http://dx.doi.org/10.1038/360429a0>.
- [16] R. M. Canup. Lunar-forming collisions with pre-impact rotation. *Icarus*, 196(2) :518–538, 2008. ISSN 0019-1035. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2008.03.011>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103508001280>.
- [17] J. Gattacceca, M. Boustie, L. Hood, J.-P. Cuq-Lelandais, M. Fuller, N. S. Bezaeva, T. de Resseguier, and L. Berthe. Can the lunar crust be magnetized by shock : Experimental groundtruth. *Earth and Planetary Science Letters*, 299(1-2) :42–53, 2010. ISSN 0012-821X. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2010.08.011>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X10005212>.
- [18] O. E. Petel, S. Ouellet, J. Loiseau, B. J. Marr J., D. L. Frost, and A. J. Higgins. The effect of particle strength on the ballistic resistance of shear thickening fluids. *Applied Physics Letters*, 102(6) :064103, 2013. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.4791785>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/102/6/10.1063/1.4791785>.
- [19] Y. Park, Y. Kim, A. H. Baluch, and C.-G. Kim. Empirical study of the high velocity impact energy absorption characteristics of shear thickening fluid (STF) impregnated Kevlar fabric. *International Journal of Impact Engineering*, 72(0) :67–74, 2014. ISSN 0734-743X. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2014.05.007>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X14001146>.
- [20] M. J. Forrestal and A. J. Piekutowski. Penetration experiments with 6061-t6511 aluminum targets and spherical-nose steel projectiles at striking velocities between 0.5 and 3.0 km/s. *International Journal of Impact Engineering*, 24(1) :57–67, 2000. ISSN 0734-743X. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/S0734-743X\(99\)00033-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0734-743X(99)00033-0). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X99000330>.
- [21] C. E. Anderson and S. A. Royal-Timmons. Ballistic performance of confined 99.5%-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic tiles. *International Journal of Impact Engineering*, 19(8) :703–713, 1997. ISSN 0734-743X. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/S0734-743X\(97\)00033-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0734-743X(97)00033-0).

- 1016/S0734-743X(97)00006-7. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X97000067>.
- [22] F. Malaise. *Réponse d'une céramique à l'impact d'un barreau à grande vitesse (1500 m/s) — Croisement essais dynamiques - modélisation numérique*. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Arts et Métiers, 1999.
- [23] V. Madhu, K. Ramanjaneyulu, T. B. Bhat, and N. K. Gupta. An experimental study of penetration resistance of ceramic armour subjected to projectile impact. *International Journal of Impact Engineering*, 32(1-4) :337–350, 2005. ISSN 0734-743X. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2005.03.004>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X0500059X>. Fifth International Symposium on Impact Engineering.
- [24] E. Medvedovski. Ballistic performance of armour ceramics : Influence of design and structure. Part 1. *Ceramics International*, 36(7) :2103–2115, 2010. ISSN 0272-8842. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ceramint.2010.05.021>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0272884210002087>.
- [25] W. Arnold and E. Rottenkolber. High explosive initiation behavior by shaped charge jet impacts. *Procedia Engineering*, 58(0) :184–193, 2013. ISSN 1877-7058. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.proeng.2013.05.022>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1877705813009284>. Proceedings of the 12th Hypervelocity Impact Symposium.
- [26] C. S. Meyer. Modeling experiments of hypervelocity penetration of adobe by spheres and rods. *Procedia Engineering*, 58(0) :138–146, 2013. ISSN 1877-7058. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.proeng.2013.05.017>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1877705813009235>. Proceedings of the 12th Hypervelocity Impact Symposium.
- [27] V. K. Luk and M. J. Forrestal. Penetration into semi-infinite reinforced-concrete targets with spherical and ogival nose projectiles. *International Journal of Impact Engineering*, 6(4) :291–301, 1987. ISSN 0734-743X. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/0734-743X\(87\)90096-0](http://dx.doi.org/10.1016/0734-743X(87)90096-0). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0734743X87900960>.
- [28] M. J. Forrestal, D. J. Frew, S. J. Hanchak, and N. S. Brar. Penetration of grout and concrete targets with ogive-nose steel projectiles. *International Journal of Impact Engineering*, 18(5) :465–476, 1996. ISSN 0734-743X. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/0734-743X\(95\)00048-F](http://dx.doi.org/10.1016/0734-743X(95)00048-F). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0734743X9500048F>.

- [29] M. Rival. *Impact hypervitesse de micrométéorites et débris orbitaux sur les satellites : formation d'éjecta et implications pour l'environnement*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace de Toulouse, 1997.
- [30] B. G. Cour-Palais. Hypervelocity impact in metals, glass and composites. *International Journal of Impact Engineering*, 5(1-4) :221–237, 1987. ISSN 0734-743X. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/0734-743X\(87\)90040-6](http://dx.doi.org/10.1016/0734-743X(87)90040-6). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0734743X87900406>. Hypervelocity Impact Proceedings of the 1986 Symposium.
- [31] B. G. Cour-Palais. A career in applied physics : Apollo through Space Station. *International Journal of Impact Engineering*, 23(1) :137–168, 1999. ISSN 0734-743X. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/S0734-743X\(99\)00069-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0734-743X(99)00069-X). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X9900069X>.
- [32] D. Davison, B. G. Cour-Palais, X. Quan, T. J. Holmquist, L. M. Cohen, R. Ramsey, and R. Cummings. Computer models of micrometeoroid impact on fused silica glass mirrors. *International Journal of Impact Engineering*, 29 :203–214, 2003. ISSN 0734-743X. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2003.09.017>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X03001234>. Hypervelocity Impact.
- [33] Y. Michel, J.-M. Chevalier, C. Durin, C. Espinosa, F. Malaise, and J.-J. Barrau. Hypervelocity impacts on thin brittle targets : Experimental data and SPH simulations. *International Journal of Impact Engineering*, 33 :441–451, 2006.
- [34] W. P. Schonberg. Characterizing secondary debris impact ejecta. *International Journal of Impact Engineering*, 26(1-10) :713–724, 2001. ISSN 0734-743X. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/S0734-743X\(01\)00117-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0734-743X(01)00117-8). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X01001178>.
- [35] R. R. Burt and E. L. Christiansen. Hypervelocity impact testing of transparent spacecraft materials. *International Journal of Impact Engineering*, 29 :153–166, 2003. ISSN 0734-743X. doi : [10.1016/j.ijimpeng.2003.09.014](http://dx.doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2003.09.014). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X03001192>. Hypervelocity Impact.
- [36] C. E. Anderson and T. J. Holmquist. Application of a computational glass model to compute propagation of failure from ballistic impact of borosilicate glass targets. *International Journal of Impact Engineering*, 56(0) :2–11, 2013. ISSN 0734-743X. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2012.06.002>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X12001236>. Selected papers from the 2012 Hypervelocity Impact Symposium.

- [37] Y. Shanbing, S. Gengchen, and T. Qingming. Experimental laws of cratering for hypervelocity impacts of spherical projectiles into thick target. *International Journal of Impact Engineering*, 15(1) :67–77, 1994. ISSN 0734-743X. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/S0734-743X\(05\)80007-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0734-743X(05)80007-7). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X05800077>.
- [38] W. Herrmann and A. H. Jones. Correlation of hypervelocity impact data. In *Fifth Symposium on Hypervelocity Impact*, pages 389–438, 1973.
- [39] E. L. Christiansen and L. Friesen. Penetration equations for thermal protection materials. *International Journal of Impact Engineering*, 20 :153–164, 1997. ISSN 0734-743X. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/S0734-743X\(97\)87489-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0734-743X(97)87489-1). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X97874891>. Hypervelocity Impact Proceedings of the 1996 Symposium.
- [40] R. C. Tennyson and C. Lamontagne. Hypervelocity impact damage to composites. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 31(8) :785–794, 2000. ISSN 1359-835X. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/S1359-835X\(00\)00029-4](http://dx.doi.org/10.1016/S1359-835X(00)00029-4). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359835X00000294>.
- [41] Q. Guo, G. Q. Chen, L. T. Jiang, M. Hussain, X. L. Han, D. L. Sun, and G. H. Wu. Residual microstructure associated with impact crater in Ti-6Al-4V meshes reinforced 5A06Al alloy matrix composite. *Micron*, 43 :201–204, 2012. ISSN 0968-4328. doi : [10.1016/j.micron.2011.07.013](http://dx.doi.org/10.1016/j.micron.2011.07.013). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0968432811001223>.
- [42] D. Numata, K. Ohtani, M. Anyoji, K. Takayama, K. Togami, and M. Sun. HVI tests on CFRP laminates at low temperature. *International Journal of Impact Engineering*, 35(12) :1695–1701, 2008. ISSN 0734-743X. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2008.07.055>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X08001991>.
- [43] Laser MégaJoule, 2014. URL [www-lmj.cea.fr](http://www-lmj.cea.fr).
- [44] Y. Michel, J-M. Chevalier, C. Durin, C. Espinosa, F. Malaise, and J-J. Barrau. Meshless modelling of dynamic behaviour of glasses under intense shock loadings : application to matter ejection during high velocity impacts on thin brittle targets. *Journal de Physique IV, NC* :1–6, 2006.
- [45] H. K. D. H. Bhadeshia. Steels for bearings. *Progress in Materials Science*, 57(2) :268–435, 2012. ISSN 0079-6425. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.pmatsci.2011.06.002>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079642511000922>.

- [46] G. T. Hahn and A. R. Rosenfield. Metallurgical factors affecting fracture toughness of aluminum alloys. *Metallurgical Transactions A*, 6(4) :653–668, 1975. ISSN 0360-2133. doi : 10.1007/BF02672285. URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF02672285>.
- [47] T.-L. Teng, Y.-A. Chu, F.-A. Chang, B.-C. Shen, and D.-S. Cheng. Development and validation of numerical model of steel fiber reinforced concrete for high-velocity impact. *Computational Materials Science*, 42(1) :90–99, MAR 2008. ISSN 0927-0256. doi : 10.1016/j.commatsci.2007.06.013.
- [48] P. Rossi, O. Coussy, C. Boulay, P. Acker, and Y. Malier. Comparison between plain concrete toughness and steel fibre reinforced concrete toughness. *Cement and Concrete Research*, 16(3) :303–313, 1986. ISSN 0008-8846. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/0008-8846\(86\)90105-5](http://dx.doi.org/10.1016/0008-8846(86)90105-5). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0008884686901055>.
- [49] D. Hébert. Communication personnelle, Novembre 2011.
- [50] M. M. Wood and J. E. Weidlich. Empirical evaluation of fracture toughness; the toughness of quartz. *American Mineralogist*, 67(9-10) :1065–1068, 1982. URL <http://ammin.geoscienceworld.org/content/67/9-10/1065.short>.
- [51] K. Felkins, H. P. Leigh, and A. Jankovic. The royal mail ship titanic : Did a metallurgical failure cause a night to remember? *The Journal of The Minerals, Metals & Materials Society (JOM)*, 50(1) :12–18, 1998. ISSN 1047-4838. doi : 10.1007/s11837-998-0062-7. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11837-998-0062-7>.
- [52] D. E. Grady. The spall strength of condensed matter. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 36(3) :353–384, 1988. ISSN 0022-5096. doi : 10.1016/0022-5096(88)90015-4. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022509688900154>.
- [53] H. M. Rootare and J. Spencer. A computer program for pore volume and pore area distribution calculations from mercury porosimeter data on particulate or porous materials. *Powder Technology*, 6(1) :17–23, 1972. ISSN 0032-5910. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/0032-5910\(72\)80051-2](http://dx.doi.org/10.1016/0032-5910(72)80051-2). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0032591072800512>.
- [54] D. E. Grady and J. Lipkin. Criteria for impulsive rock fracture. *Geophysical Research Letters*, 7(4) :255–258, 1980. ISSN 0094-8276. doi : 10.1029/GL007i004p00255.
- [55] D. E. Grady and M. E. Kipp. Continuum modelling of explosive fracture in oil shale. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*

- & *Geomechanics Abstracts*, 17(3) :147–157, 1980. ISSN 0148-9062. doi : 10.1016/0148-9062(80)91361-3. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0148906280913613>.
- [56] J. E. Miller, W. E. Bohl, E. L. Christiansen, and B. A. Davis. Ballistic performance of porous-ceramic, thermal protection systems. *Procedia Engineering*, 58(0) :584–593, 2013. ISSN 1877-7058. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.proeng.2013.05.067>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1877705813009739>. Proceedings of the 12th Hypervelocity Impact Symposium.
- [57] S. Tanaka, K. Hokamoto, S. Irie, T. Okano, Z. Ren, M. Vesenjak, and S. Itoh. High-velocity impact experiment of aluminum foam sample using powder gun. *Measurement*, 44(10) :2185–2189, 2011. ISSN 0263-2241. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.measurement.2011.07.018>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0263224111002363>.
- [58] W. Riedel, M. Wicklein, and K. Thoma. Shock properties of conventional and high strength concrete : Experimental and mesomechanical analysis. *International Journal of Impact Engineering*, 35(3) :155–171, 2008. ISSN 0734-743X. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2007.02.001>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X07000103>.
- [59] R. G. Sheppard, D. Morgan, D. M. Mathes, and D. J. Bray, editors. *Properties and characteristics of graphite for the EDM industry*. Poco graphite, Inc., fifth edition, February 2002.
- [60] EDM Technical Manual, 2014. URL <http://edmttechman.com/about.cfm?pg=2&chap=5>.
- [61] S. P. Marsh. *LASL Shock Hugoniot Data*. University of California Press, 1980.
- [62] S. Takahashi, S. Aoki, and T. Oku. Impact fracture toughness of a nuclear graphite measured by the one-point-bending method. *Carbon*, 31(2) :315–323, 1993. ISSN 0008-6223. doi : 10.1016/0008-6223(93)90036-A. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/000862239390036A>.
- [63] D. Burchell. A microstructurally based fracture model for polygranular graphites. *Carbon*, 34(3) :297–316, 1996. ISSN 0008-6223. doi : 10.1016/0008-6223(95)00171-9. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0008622395001719>.
- [64] A. Salazar, J. Y. Pastor, and J. Llorca. In situ observation of damage nucleation in graphite and carbon/carbon composites. *Carbon*, 40(4) :609–616,

2002. ISSN 0008-6223. doi : 10.1016/S0008-6223(01)00156-7. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0008622301001567>.
- [65] B. A. Latella and T. Liu. The initiation and propagation of thermal shock cracks in graphite. *Carbon*, 44(14) :3043–3048, 2006. ISSN 0008-6223. doi : 10.1016/j.carbon.2006.05.011. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0008622306002624>.
- [66] A. R. Mirhabibi and B. Rand. Graphite flake-carbon composites. ii : Fracture behaviour, toughness, notch insensitivity and weibull modulus. *Carbon*, 45(5) : 991–997, 2007. ISSN 0008-6223. doi : 10.1016/j.carbon.2006.12.025. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0008622306006348>.
- [67] M. R. Ayatollahi, F. Berto, and P. Lazzarin. Mixed mode brittle fracture of sharp and blunt v-notches in polycrystalline graphite. *Carbon*, 49(7) :2465–2474, 2011. ISSN 0008-6223. doi : 10.1016/j.carbon.2011.02.015. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0008622311001102>.
- [68] J. Lemaitre and J. L. Chaboche. *Mécanique des matériaux solides*. Sciences SUP. Sciences de l'ingénieur. Dunod, 2004. ISBN 9782100486328. URL <http://books.google.fr/books?id=1lGoGQAACAAJ>.
- [69] W. Weibull. *A statistical theory of the strength of materials*. Ingeniörsvetenskapssakademiens handlingar. Generalstabens litografiska anstalts förlag, 1939. URL <http://books.google.fr/books?id=otVRAQAIAAJ>.
- [70] K. B. Broberg. Constant velocity crack propagation-dependence on remote load. *International Journal of Solids and Structures*, 39(26) :6403–6410, 2002. ISSN 0020-7683. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/S0020-7683\(02\)00346-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0020-7683(02)00346-3). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0020768302003463>.
- [71] H. J. Melosh, E. V. Ryan, and E. Asphaug. Dynamic fragmentation in impacts : hydrocode simulation of laboratory impacts. *Journal of Geophysical Research*, 97 : 17,735–14,759, 1992.
- [72] C. Denoual. *Approche probabiliste du comportement à l'impact du carbure de silicium : application aux blindages moyens*. PhD thesis, École Normale Supérieure de Cachan, Décembre 1998.
- [73] G. R. Johnson and T. J. Holmquist. An improved computational constitutive model for brittle materials. *AIP Conference Proceedings*, 309(1) :981–984, 1994. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.46199>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/proceeding/aipcp/10.1063/1.46199>.

- [74] Y. Michel. *Phénomène d'impact à haute vitesse sur cibles minces fragiles - Application au projet de Laser Mégajoule et à la problématique des débris spatiaux*. PhD thesis, Université de Toulouse III - Paul Sabatier, Février 2007.
- [75] J. Thouvenin. Action d'une onde de choc sur un solide poreux. *Journal de Physique*, 27(3-4) :183–189, 1966. doi : 10.1051/jphys:01966002703-4018300. URL <http://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00206385>.
- [76] D. Zagouri, J.-P. Romain, B. Dubrujeaud, and M. Jeandin. Laser shock compaction of porous materials. *Journal de Physique IV France*, 01 :47–50, 1991. doi : 10.1051/jp4:1991710. URL <http://dx.doi.org/10.1051/jp4:1991710>.
- [77] D. Hébert, G. Seisson, I. Bertron, J.-M. Chevalier, C. Thessieux, J.-H. Quessada, and S. Tastet. Plate impact experiments and simulation on porous graphite. *Journal of Physics : Conference Series*, 500(18) :182016, 2014. URL <http://stacks.iop.org/1742-6596/500/i=18/a=182016>.
- [78] W. Herrmann. Constitutive equation for the dynamic compaction of ductile porous materials. *Journal of Applied Physics*, 40(6) :2490–2499, 1969. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.1658021>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/40/6/10.1063/1.1658021>.
- [79] M. M. Carroll and A. C. Holt. Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials. *Journal of Applied Physics*, 43(4) :1626–1636, 1972. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.1661372>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/43/4/10.1063/1.1661372>.
- [80] K. Wünnemann, G. S. Collins, and H. J. Melosh. A strain-based porosity model for use in hydrocode simulations of impacts and implications for transient crater growth in porous targets. *Icarus*, 180(2) :514–527, 2006. ISSN 0019-1035. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2005.10.013>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103505004124>.
- [81] L. Seaman, R. E. Tokheim, and D. R. Curran. Computational representation of constitutive relations for porous materials. Technical Report DNA-3412F, Stanford Research Institute, 1974.
- [82] C. Mariotti and F. Thomas. Loi de comportement ARMOR pour géomatériaux sous chargement dynamique. *Journal de Physique IV*, 04(C8) :577–582, 1994. doi : 10.1051/jp4:1994890. URL <http://dx.doi.org/10.1051/jp4:1994890>.
- [83] P. Forquin, A. Arias, and R. Zaera. Role of porosity in controlling the mechanical and impact behaviours of cement-based materials. *International Journal*

- of Impact Engineering*, 35(3) :133–146, 2008. ISSN 0734-743X. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2007.01.002>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X0700005X>.
- [84] Rapport technique CEA. Études portant sur la caractérisation du comportement mécanique de l'EDM<sub>3</sub>, 1998.
- [85] H. O. Pierson. *Handbook of Carbon, Graphite, Diamond, and Fullerenes : Properties, Processing, and Applications*. Materials science and process technology series. Noyes Publications, 1993. ISBN 9780815513391. URL <http://books.google.fr/books?id=jPT6JADCqgwC>.
- [86] M. Sancandi. Communication personnelle, Mars 2014.
- [87] M. A. Delesse. *Procédé mécanique pour déterminer la composition des roches*. F. Savy, 1866. URL <http://books.google.fr/books?id=mopPAAAAYAAJ>.
- [88] Rapport technique CEA. Estimation des deux paramètres caractéristiques de la loi de Weibull pour la description du comportement statistique de la rupture des matériaux céramiques, 1999.
- [89] A. Saghafi, A.R. Mirhabibi, and G.H. Yari. Improved linear regression method for estimating weibull parameters. *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, 52(3) :180–182, 2009. ISSN 0167-8442. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.tafmec.2009.09.007>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167844209000949>.
- [90] E. Lescoute. *Étude de la fragmentation dynamique de métaux sous choc laser*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique de Poitiers, Décembre 2010.
- [91] D. Laporte. *Analyse de la réponse d'assemblages collés sous des sollicitations en dynamique rapide. Essais et modélisations*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique de Poitiers, Octobre 2011.
- [92] J. M. Mihaly, L. E. Lamberson, M. A. Adams, and A. J. Rosakis. A low cost, small bore light-gas gun facility. In *11th Hypervelocity Impact Symposium*, 2011.
- [93] M. A. Meyers. *Dynamic Behavior of Materials*. Wiley-Interscience publication. Wiley, 1994. ISBN 9780471582625. URL <http://books.google.fr/books?id=WoEDHtRT0hoC>.

- [94] P. Chevrier and J. R. Klepaczko. Spall fracture : Mechanical and microstructural aspects. *Engineering Fracture Mechanics*, 63(3) :273–294, 1999. ISSN 0013-7944. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/S0013-7944\(99\)00022-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0013-7944(99)00022-3). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0013794499000223>.
- [95] C. DeMichelis. Laser interaction with solids - a bibliographical review. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-6(10) :630–641, October 1970.
- [96] A. N. Pirri. Theory for laser simulation of hypervelocity impact. *Physics of Fluids*, 20(2) :221–228, 1977. doi : 10.1063/1.861859. URL <http://link.aip.org/link/?PFL/20/221/1>.
- [97] P. E. Nebolsine. Laser simulation of hypervelocity impact. In *AIAA 14th Aerospace Sciences Meeting*, 1976.
- [98] A. Deom, D. D. Lavergne, and D. L. Balageas. Hypervelocity erosion of carbon-carbon composites by laser simulation. In *6th International Conference on Erosion by Liquid and Solid Impact*, Septembre 1983.
- [99] L. R. Veaser and J. C. Solem. Studies of laser-driven shock waves in aluminum. *Physical Review Letters*, 40 :1391–1394, May 1978. doi : 10.1103/PhysRevLett.40.1391. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.40.1391>.
- [100] A. Ng, D. Parfeniuk, and L. DaSilva. Hugoniot measurements for laser-generated shock waves in aluminum. *Physical Review Letters*, 54 :2604–2607, Jun 1985. doi : 10.1103/PhysRevLett.54.2604. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.54.2604>.
- [101] S. Brygoo. *Chocs laser sur l'hélium, l'hydrogène et le diamant : une étude expérimentale de la Warm Dense Matter*. PhD thesis, École Polytechnique, Novembre 2006.
- [102] S. Eliezer, I. Gilath, and T. Bar-Noy. Laser-induced spall in metals : Experiment and simulation. *Journal of Applied Physics*, 67(2) :715–724, 1990. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.345777>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/67/2/10.1063/1.345777>.
- [103] M. Boustie and F. Cottet. Experimental and numerical study of laser induced spallation into aluminum and copper targets. *Journal of Applied Physics*, 69(11) :7533–7538, 1991. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.347570>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/69/11/10.1063/1.347570>.
- [104] C. R. Phipps, T. P. Turner, R. F. Harrison, G. W. York, W. Z. Osborne, G. K. Anderson, X. F. Corlis, L. C. Haynes, H. S. Steele, K. C. Spicochi, and T. R. King. Impulse coupling to targets in vacuum by krf, hf, and co2 single-pulse lasers.

- Journal of Applied Physics*, 64(3) :1083–1096, Aug 1988. ISSN 0021-8979. doi : 10.1063/1.341867.
- [105] J. Grun, R. Decoste, B. H. Ripin, and J. Gardner. Characteristics of ablation plasma from planar, laser-driven targets. *Applied Physics Letters*, 39(7) :545–547, 1981. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.92788>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/39/7/10.1063/1.92788>.
- [106] R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard, D. Devaux, and J. Virmont. Physical study of laser-produced plasma in confined geometry. *Journal of Applied Physics*, 68(2) : 775–784, 1990. doi : 10.1063/1.346783. URL <http://link.aip.org/link/?JAP/68/775/1>.
- [107] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre, L. Tollier, and E. Bartnicki. Shock waves from a water-confined laser-generated plasma. *Journal of Applied Physics*, 82(6) :2826–2832, 1997. doi : 10.1063/1.366113. URL <http://link.aip.org/link/?JAP/82/2826/1>.
- [108] L. Videau and P. Combis. Manuel d'utilisation du code Esther. Technical report, CEA, 2010.
- [109] E. I. Moses. Advances in inertial confinement fusion at the National Ignition Facility (NIF). *Fusion Engineering and Design*, 85(7-9) :983–986, 2010. ISSN 0920-3796. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.fusengdes.2009.11.006>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920379609002890>. Proceedings of the 9th International Symposium on Fusion Nuclear Technology.
- [110] D. Loison, T. de Ressaiguiet, A. Dragon, P. Mercier, J. Benier, G. Deloison, E. Lescoate, and A. Sollier. Skew photonic doppler velocimetry to investigate the expansion of a cloud of droplets created by micro-spalling of laser shock-melted metal foils. *Journal of Applied Physics*, 112 :1–8, 2012.
- [111] P. Peyre, X. Scherpereel, L. Berthe, C. Carboni, R. Fabbro, G. Béranger, and C. Lemaitre. Surface modifications induced in 316L steel by laser peening and shot-peening. influence on pitting corrosion resistance. *Materials Science and Engineering : A*, 280(2) :294–302, 2000. ISSN 0921-5093. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/S0921-5093\(99\)00698-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0921-5093(99)00698-X). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S092150939900698X>.
- [112] C. Bolis. *Étude numérique et expérimentale de la séparation par chocs brefs d'interface de revêtements multi-couches. Application au test d'adhérence par chocs laser*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2004.

- [113] R. Ecault. *Experimental and numerical investigation on the dynamic behavior of aeronautic composites under laser shock - Optimization of a shock wave adhesion test for bonded composites*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique de Poitiers, Décembre 2013.
- [114] J.-P. Cuq-Lelandais. *Étude du comportement dynamique de matériaux sous choc laser sub-picoseconde*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique de Poitiers, Décembre 2010.
- [115] B. Cassany and L. Voisin. Reproducibility improvement on high voltage self-break water switches. In *Pulsed Power Conference, 2005 IEEE*, pages 604–607, June 2005. doi : 10.1109/PPC.2005.300731.
- [116] L. Voisin, D. Hébert, T. Desanlis, and A. Galtié. Characterization of an intense electron beam driven by CESAR a 600 kV 300 kA pulsed power generator. In *Plasma Science, 2007. ICOPS 2007. IEEE 34th International Conference on*, pages 547–547, June 2007. doi : 10.1109/PPPS.2007.4345853.
- [117] D. Hébert, L. Hallo, L. Voisin, T. Desanlis, A. Galtié, B. Birel, C. Maunier, P. Mercier, and G. Duchateau. A KDP equation of state for laser-induced damage applications. *Journal of Applied Physics*, 109(12) :123527, 2011. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.3600210>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/109/12/10.1063/1.3600210>.
- [118] B. Cadilhon, B. Birel, T. Desanlis, A. Galtié, and L. Voisin. PDV investigations on the CESAR facility : 700kV, 350 kA pulsed electron beam. In *2012 Beam Instrumentation Workshop*, pages 142–145, April 2012.
- [119] M. Durand, P. Laharrague, P. Lalle, A. Le Bihan, J. Morvan, and H. Pujols. Interferometric laser technique for accurate velocity measurement in shock wave physics. *Review of Scientific Instruments*, 48(3) :275–278, 1977. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.1135005>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/48/3/10.1063/1.1135005>.
- [120] L. M. Barker and R. E. Hollenbach. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. *Journal of Applied Physics*, 43(11) :4669–4675, 1972. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.1660986>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/43/11/10.1063/1.1660986>.
- [121] O. T. Strand and T. L. Whitworth. Using the heterodyne method to measure velocities on shock physics experiments. *AIP Conference Proceedings*, 955(1) :1143–1146, 2007. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.2832921>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/proceeding/aipcp/10.1063/1.2832921>.

- [122] P. Mercier, J. Bénier, P.-A. Frugier, A. Sollier, M. Le Gloahec Rabec, E. Lescoute, J.-P. Cuq-Lelandais, M. Boustie, T. de Ressaiguier, A. Claverie, E. Gay, L. Berthe, and M. Nivard. PDV measurements of ns and fs laser driven shock experiments on solid targets. *AIP Conference Proceedings*, 1195(1) :581–584, 2009. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.3295205>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/proceeding/aipcp/10.1063/1.3295205>.
- [123] M. L. Wilkins. *Calculation of elastic-plastic flow*. University of California Lawrence Radiation Laboratory, 1963. URL <http://books.google.fr/books?id=E2KUcvzE1m4C>.
- [124] M. L. Wilkins. Use of artificial viscosity in multidimensional fluid dynamic calculations. *Journal of Computational Physics*, 36(3) :281–303, 1980. ISSN 0021-9991. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/0021-9991\(80\)90161-8](http://dx.doi.org/10.1016/0021-9991(80)90161-8). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021999180901618>.
- [125] D. L. Youngs. Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion. *Numerical methods for fluid dynamics*, 24 :273–285, 1982.
- [126] P. Woodward and P. Colella. The numerical simulation of two-dimensional fluid flow with strong shocks. *Journal Of Computational Physics*, 54 :115–173, 1984.
- [127] D. Hébert. Communication personnelle, Juin 2014.
- [128] M. W. Barsoum, A. Murugaiyah, S. R. Kalidindi, T. Zhen, and Y. Gogotsi. Kink bands, nonlinear elasticity and nanoindentations in graphite. *Carbon*, 42 :1435–1445, 2004. ISSN 0008-6223. doi : [10.1016/j.carbon.2003.12.090](http://dx.doi.org/10.1016/j.carbon.2003.12.090). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S000862230300678X>.
- [129] S. Basu, A. Zhou, and M. W. Barsoum. On spherical nanoindentations, kinking nonlinear elasticity of mica single crystals and their geological implications. *Journal of Structural Geology*, 31(8) :791–801, 2009. ISSN 0191-8141. doi : [10.1016/j.jsg.2009.05.008](http://dx.doi.org/10.1016/j.jsg.2009.05.008). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0191814109001047>.
- [130] G. Seisson, D. Hébert, I. Bertron, J.-M. Chevalier, L. Hallo, E. Lescoute, L. Videau, P. Combis, F. Guillet, M. Boustie, and L. Berthe. Dynamic cratering of graphite : Experimental results and simulations. *International Journal of Impact Engineering*, 63(o) :18 – 28, 2014. ISSN 0734-743X. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2013.08.001>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X13001565>.

- [131] G. Seisson, D. Hébert, L. Hallo, J.-M. Chevalier, F. Guillet, L. Berthe, and M. Boustie. Penetration and cratering experiments of graphite by 0.5-mm diameter steel spheres at various impact velocities. *International Journal of Impact Engineering*, 70(0) :14 – 20, 2014. ISSN 0734-743X. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2014.03.004>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X14000724>.
- [132] Y. Tanabe, T. Saitoh, T. Akatsu, and A. Sawaoka. Crater formation of carbon materials by impact of a high velocity sphere. *Carbon*, 33(11) :1547–1552, 1995. ISSN 0008-6223. doi : 10.1016/0008-6223(95)00113-R. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/000862239500113R>.
- [133] S. Latunde-Dada, C. Cheesman, D. Day, W. Harrison, and S. Price. Hypervelocity impacts into graphite. In *Condensed Matter and Materials Physics Conference (CMMP10)*, 2011. doi : 10.1088/1742-6596/286/1/012042.
- [134] A. J. Piekutowski, M. J. Forrestal, K. L. Poormon, and T. L. Warren. Penetration of 6061-T6511 aluminum targets by ogive-nose steel projectiles with striking velocities between 0.5 and 3.0 km/s . *International Journal of Impact Engineering*, 23(1, Part 2) :723–734, 1999. ISSN 0734-743X. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/S0734-743X\(99\)00117-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0734-743X(99)00117-7). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X99001177>.
- [135] A. Heine, K. E. Weber, and M. Wickert. Experimental investigation of the penetration and perforation of building materials by projectiles. In *26th International Symposium on Ballistics*, 2011.
- [136] E. Schneider and A. Stilp. Projectile penetration into low density media. In *8th International Symposium on Ballistics*, 1984.
- [137] T. G. Trucano and D. E. Grady. Impact shock and penetration fragmentation in porous media. *International Journal of Impact Engineering*, 17 :861–872, 1995. ISSN 0734-743X. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/0734-743X\(95\)99906-8](http://dx.doi.org/10.1016/0734-743X(95)99906-8). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0734743X95999068>. Hypervelocity Impact Proceedings of the 1994 Symposium.
- [138] T. Kenkmann, G. Trullenque, A. Deutsch, L. Hecht, M. Ebert, T. Salge, F. Schäfer, and K. Thoma. Deformation and melting of steel projectiles in hypervelocity cratering experiments. *Meteoritics & Planetary Science*, 48(1) :150–164, 2013. ISSN 1945-5100. doi : 10.1111/maps.12018. URL <http://dx.doi.org/10.1111/maps.12018>.

- [139] M. W. Chase. *NIST-JANAF Thermochemical tables*, volume 2. American Chemical Society, fourth edition, 1998.
- [140] Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer. *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*, volume 2. Academic press, 1967.
- [141] J. D. Walker and S. Chocron. Momentum enhancement in hypervelocity impact. *International Journal of Impact Engineering*, 38(6, SI) :A1–A7, JUN 2011. ISSN 0734-743X. doi : 10.1016/j.ijimpeng.2010.10.026. Symposium on Hypervelocity Impact, Freiburg, GERMANY, APR 11-15, 2010.
- [142] D. E. Grady. Local inertial effects in dynamic fragmentation. *Journal of Applied Physics*, 53 :322–325, January 1982.
- [143] D. E. Gault and E. D. Heitowit. The partition of energy for hypervelocity impact craters formed in rock. In *6th Hypervelocity Impact Symposium*, 1963.
- [144] D. Braslau. Partitioning of energy in hypervelocity impact against loose sand targets. *Journal of Geophysical Research*, 75(20) :3987–3999, 1970. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/JB075i020p03987. URL <http://dx.doi.org/10.1029/JB075i020p03987>.
- [145] M. M. Chaudhri and C. R. Kurkjian. Impact of small steel spheres on the surfaces of normal and anomalous glasses. *Journal of the American Ceramic Society*, 69(5) : 404–410, 1986. ISSN 1551-2916. doi : 10.1111/j.1151-2916.1986.tb04769.x. URL <http://dx.doi.org/10.1111/j.1151-2916.1986.tb04769.x>.
- [146] B. G. Compton, E. A. Gamble, and F. W. Zok. Failure initiation during impact of metal spheres onto ceramic targets. *International Journal of Impact Engineering*, 55 :11–23, 2013. ISSN 0734-743X. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2012.12.002>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X12002357>.
- [147] G. Seisson, P.-A. Frugier, G. Prudhomme, D. Hébert, L. Berthe, E. Lescoute, A. Sollier, L. Videau, P. Mercier, and M. Boustie. Characterization of the dynamic fragmentation of graphite using high-power laser-driven shocks. *Journal of Physics D : Applied Physics*, (-) :-, 2014.
- [148] Luli, 2014. URL [www.luli.polytechnique.fr/accueil/les-installations/luli2000](http://www.luli.polytechnique.fr/accueil/les-installations/luli2000).
- [149] E. Lescoute, T. De Rességuier, J.-M. Chevalier, M. Boustie, L. Berthe, and J.-P. Cuq-Lelandais. Transverse shadowgraphy and new recovery technique to investigate dynamic fragmentation of laser shock-loaded metals. *AIP Conference Proceedings*, 1195(1) :1043–1046, 2009. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.3294979>.

- URL <http://scitation.aip.org/content/aip/proceeding/aipcp/10.1063/1.3294979>.
- [150] P.-A. Frugier. Quantification de surfaces par imagerie nanoseconde : application à l'étude d'un matériau soumis à un choc laser. In *6e Forum de la Fédération Laser et Plasma*, Février 2014.
- [151] D. Loison, T. de Rességuier, and A. Dragon. Ballistic properties of debris produced by laser shock-induced micro-spallation of tin samples. *Journal of Physics : Conference Series*, 500(11) :112041, 2014. URL <http://stacks.iop.org/1742-6596/500/i=11/a=112041>.
- [152] E. Buresi, J. Coutant, R. Dautray, M. Decroisette, B. Duborgel, P. Guillaneux, J. Launspach, P. Nelson, C. Patou, J.-M. Reisse, and J.-P. Watteau. Laser program development at CEL-V : overview of recent experimental results. *Laser and Particle Beams*, 4 :531–544, 8 1986. ISSN 1469-803X. doi : 10.1017/S0263034600002214. URL [http://journals.cambridge.org/article\\_S0263034600002214](http://journals.cambridge.org/article_S0263034600002214).
- [153] J. N. Johnson. Dynamic fracture and spallation in ductile solids. *Journal of Applied Physics*, 52(4) :2812–2825, 1981. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.329011>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/52/4/10.1063/1.329011>.
- [154] I. V. Lomonosov, A. V. Bushman, and V. E. Fortov. Equations of state for metals at high energy densities. *AIP Conference Proceedings*, 309(1) :117–120, 1994. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.46054>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/proceeding/aipcp/10.1063/1.46054>.
- [155] D. J. Steinberg, S. G. Cochran, and M. W. Guinan. A constitutive model for metals applicable at high strain rate. *Journal of Applied Physics*, 51(3) :1498–1504, 1980. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.327799>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/51/3/10.1063/1.327799>.
- [156] D. L. Preston, D. L. Tonks, and D. C. Wallace. Model of plastic deformation for extreme loading conditions. *Journal of Applied Physics*, 93(1) :211–220, 2003. doi : <http://dx.doi.org/10.1063/1.1524706>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/93/1/10.1063/1.1524706>.
- [157] B. Jodar. Endommagement et fragmentation d'un graphite poreux sous choc. Master's thesis, Université de Technologie de Compiègne, 2014.

## Étude expérimentale et théorique de l'endommagement du graphite sous sollicitation dynamique – Application aux impacts hypervéloces

**Résumé** Les matériaux composites sont très utilisés dans diverses applications et sont parfois soumis à des impacts hypervéloces (IHV), notamment dans le domaine spatial. La taille des impacteurs étant proche de celle des torons de fibres, les simulations mésoscopiques ont tout leur intérêt mais nécessitent des modèles numériques aboutis pour chaque sous-constituant. Le graphite étant souvent utilisé comme matrice ou fibres, nous avons étudié son comportement dynamique. Ainsi, des expériences de pénétration et de cratérisation ont été menées sur un isographe poreux. L'analyse *post-mortem* des cibles, associée à des calculs d'ordre de grandeur, apporte un éclairage nouveau sur la phénoménologie des impacts et fournit des renseignements utiles à la simulation numérique. Un modèle pour matériaux poreux et fragiles, implémenté dans un code de dynamique rapide, est utilisé. Basé en partie sur des propriétés statiques, il a été progressivement testé sur des chocs plans. Son utilisation pour la simulation des IHV donne de bons résultats. Toutefois, il convenait de le valider en s'affranchissant du comportement du projectile. Pour cela, une campagne de chocs lasers a été menée. Des diagnostics *in-situ* ont été utilisés et leur corrélation avec des analyses *post-mortem* a permis l'identification de différents modes d'endommagement des cibles. Finalement, bien que l'équivalence entre IHV et chocs lasers ne soit pas démontrée, ces derniers se sont montrés complémentaires en suggérant de futures évolutions du modèle numérique.

**Mots-clés :** Endommagement, Mécanique de l' (milieux continus) ; Graphite ; Composites ; Modèles mathématiques ; Matériaux poreux ; Choc (mécanique) ; Lasers ; Carbone ; Matière condensée.

## Experimental and theoretical study of the damaging of graphite under dynamic loading – Application to hypervelocity impacts

**Abstract** Composite materials are widely used in various applications and may be submitted to hypervelocity impacts (HVI), such as in the aerospace field. The size of the impactors being close to that of a strand of fibers, mesoscopic simulations are of great interest but they need reliable numerical models for each meso-constituent. Graphite often being used as fiber or matrix, we studied its dynamic behavior. Penetration and craterization experiments have been conducted onto porous isotropic graphite. Post-mortem analysis of targets, associated to order-of-magnitude calculations, sheds a new light on the phenomenology of impacts and brings useful information for numerical simulation. A model for porous and brittle materials, implemented into a hydrocode, is used. Partially based on static mechanical properties, it has been progressively tested on plane shocks. Its use for simulating HVI gives satisfying results. Nevertheless, it was necessary to validate it by disregarding the projectile behavior. In that purpose, a campaign of laser-driven shocks has been conducted. In-situ diagnostics have been simultaneously used and their correlation with post-mortem analysis allowed the identification of different damaging regimes of the targets. Finally, although the equivalence between HVI and laser-driven shocks is not proved, the latter turned out to be complementary, suggesting the future evolutions of the numerical model.

**Keywords :** Continuum damage mechanics ; Graphite ; Composites materials ; Mathematical models ; Porous materials ; Shock (Mechanics) ; Lasers ; Carbon ; Condensed matter.