



## AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : [ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr](mailto:ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr)

## LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

[http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg\\_droi.php](http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

# THÈSE

pour l'obtention du titre de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ DE LORRAINE

Spécialité : Mécanique des Matériaux

présentée par :

**Jean-Luc ZINSZNER**

---

## Identification des paramètres matériau gouvernant les performances de céramiques à blindage

---

Thèse soutenue publiquement le 19 décembre 2014, à Metz  
devant le jury composé de :

F. Bernard	Professeur, Université de Bourgogne	Président
F. Collombet	Professeur, Univ. Paul Sabatier, Toulouse	Rapporteur
H. Couque	Ingénieur HDR, Nexter Munitions	Rapporteur
T. Grosdidier	Professeur, Université de Lorraine	Examineur
F. Barthélémy	Ingénieur, DGA Techniques Terrestres	Examineur
P. Forquin	Professeur, Université Grenoble-Alpes	Directeur de thèse
B. Erzar	Ingénieur - chercheur, CEA Gramat	Co-directeur de thèse
G. Rossiquet	Ingénieur, Saint-Gobain CREE	Invité

*Laboratoire d'Étude des Microstructures et de Mécanique des Matériaux  
Université de Lorraine - UMR CNRS 7239  
Ile du Saulcy, 57045 Metz Cedex, France*

*Université de Lorraine - Pôle M4 : matière, matériaux, métallurgie, mécanique*



# Remerciements

Ces travaux de thèse n'auraient pu avoir lieu sans le financement du Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA) et de la Direction Générale de l'Armement (DGA). C'est tout naturellement que je souhaiterai remercier ces deux organismes.

Je tiens tout particulièrement à remercier mon directeur de thèse Pascal Forquin et mon co-directeur de thèse Benjamin Erzar. Votre encadrement attentif et exigeant ainsi que votre confiance ont été des atouts indéniables pour le bon déroulement de mes travaux de thèse.

Mes remerciements vont également à l'ensemble des membres du jury. Merci à Frédéric Bernard en sa qualité de président du jury ; merci aux deux rapporteurs, Francis Collombet et Hervé Couque, pour leur lecture assidue de ce travail et leurs remarques pertinentes et enfin merci à Thierry Grosdidier et à François Barthélémy pour avoir examiné ce travail. Je remercie également Gilles Rossiquet pour toutes nos discussions et ses réponses au sujet de la microstructure des différents matériaux qu'il a conçus et que j'ai étudiés au cours de cette thèse.

Je tiens également à remercier l'ensemble de mes collègues de travail du laboratoire LMSA pour leur sympathie et pour la superbe ambiance de travail qui y régnait. Merci tout d'abord à Julien Grunenwald, chef du laboratoire ainsi qu'à Eric Buzaud, ancien chef du laboratoire, pour son appui important pour la mise en place de cette thèse, son suivi des travaux ainsi que pour toutes ces sorties VTT du dimanche matin ! Enfin, pour ne citer qu'eux, merci à Christophe Pontiroli (alias Ponpon) pour toutes ses blagues et ses blind test musicaux improvisés auxquels je n'avais souvent pas la réponse ; à Guillaume Rambaud, instaurateur des jeudis de la pâtisserie ! ; à Roland Puech pour l'animation qu'il a pu apporter lors des pauses café et en pour sa qualité de relayeur de la vie politique gramatoise. Enfin, merci à Jacques Petit et Alain Fanget qui resteront pour moi de véritables encyclopédies.

Aussi, nos nombreuses discussions et leurs aides m'ont été très précieuses.

Merci également au personnel technique, Frédéric Sinatti et Lionel Renault pour la réalisation des essais DEMETER, Patrick Rey pour les différentes analyses post-mortem et merci tout particulièrement à Pierre-Yves Chanal et Jean-Jacques Royer pour la réalisation des essais GEPI qui ont permis d'accéder à de nombreux résultats forts de cette thèse.

Je tiens également à remercier Marie-Christine Bergounioux. L'ensemble des services que tu as pu me rendre lorsque j'étais en convalescence ont été une aide précieuse.

Merci à tous mes amis collègues et stagiaires au CEA pour ces superbes weekends et soirées passées ensemble et qui m'ont notamment permis de me vider par moment l'esprit lors de ces éprouvants derniers mois de thèse. Merci tout spécialement à Thibaut, ami de longue date, devenu un temps collègue de bureau voire même souvent colocataire pour tous ces bons moments.

Merci au Spéléo-club de Saint-Céré et à tous ses membres pour ces innombrables sorties spéléo qui m'ont permis d'apprécier et d'admirer la richesse et la beauté du patrimoine sous-terrain lotois.

Je remercie également l'ensemble de ma famille pour leur aide et leur soutien dans la voie que j'ai choisie.

Je voudrais terminer en remerciant tout particulièrement ma chère compagne, Julie, pour son amour, son soutien constant et pour sa patience lors de ces trois années passés à 800 km de distance.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction et contexte de l'étude</b>	<b>9</b>
1.1	Les céramiques comme matériaux de protection . . . . .	10
1.2	Efficacité balistique des céramiques . . . . .	13
1.3	Objectifs de la thèse . . . . .	18
1.4	Démarche adoptée . . . . .	19
1.5	Plan de thèse . . . . .	21
<b>2</b>	<b>État de l'Art</b>	<b>23</b>
2.1	Introduction . . . . .	23
2.2	Caractérisation en compression dynamique . . . . .	24
2.2.1	Techniques expérimentales . . . . .	25
2.2.1.1	Barres de Hopkinson . . . . .	25
2.2.1.2	Expansion sphérique divergente . . . . .	25
2.2.1.3	Essais de compression par impact de plaques . . . . .	27
2.2.2	Nature du comportement inélastique des céramiques . . . . .	31
2.2.2.1	Microplasticité et microfissuration . . . . .	31
2.2.2.2	Influence de la taille de grain . . . . .	34
2.2.2.3	Influence du taux de porosité . . . . .	35
2.2.2.4	Influence de la phase secondaire . . . . .	35
2.2.3	Comportement déviatorique des céramiques . . . . .	37
2.2.4	Conclusion partielle . . . . .	40
2.3	Fragmentation dynamique des céramiques . . . . .	41
2.3.1	Impact sur la tranche en configuration ouverte . . . . .	42
2.3.2	Impact sur la tranche en configuration sarcophage . . . . .	43
2.3.3	Conclusion partielle . . . . .	45
2.4	Résistance à la traction dynamique des céramiques . . . . .	46

2.4.1	Essais d'écaillage par impact de plaques . . . . .	46
2.4.2	Conclusion partielle . . . . .	50
2.5	Comportement de la céramique fragmentée . . . . .	50
2.5.1	Conclusion partielle . . . . .	54
2.6	Modélisation du comportement des céramiques . . . . .	54
2.6.1	Modèles macroscopiques . . . . .	55
2.6.1.1	Modèle phénoménologique de Johnson et Holmquist . . . . .	58
2.6.1.2	Modèle micromécanique de Rajendran et Grove . . . . .	60
2.6.2	Modèles mésoscopiques . . . . .	61
2.6.3	Conclusion partielle . . . . .	63
2.7	Résumé de l'étude bibliographique . . . . .	64
<b>3</b>	<b>Caractérisation des matériaux d'étude</b>	<b>67</b>
3.1	Caractéristiques microstructurales . . . . .	68
3.2	Caractérisations quasi-statiques . . . . .	69
3.2.1	Dureté et ténacité . . . . .	69
3.2.2	Approche de Weibull . . . . .	71
3.2.3	Paramètres de Weibull des différentes céramiques . . . . .	74
3.3	Caractérisation balistique . . . . .	76
3.4	Résumé de la caractérisation des matériaux d'étude . . . . .	78
<b>4</b>	<b>Caractérisation en compression dynamique</b>	<b>79</b>
4.1	Introduction . . . . .	79
4.2	Présentation du moyen GEPI . . . . .	80
4.3	Configuration expérimentale . . . . .	82
4.4	Analyse lagrangienne . . . . .	84
4.4.1	Présentation de la méthode . . . . .	84
4.4.2	Incertitude associée à la configuration expérimentale . . . . .	85
4.5	Essais de compression GEPI . . . . .	86
4.5.1	Cas de l'Hexoloy® . . . . .	87
4.5.2	Cas du SPS-S . . . . .	91
4.5.3	Cas du PS-L . . . . .	93
4.5.4	Comparaison entre les nuances . . . . .	96
4.6	Essais de récupération sous choc . . . . .	98

4.6.1	Récupération d'un matériau soumis à un choc . . . . .	99
4.7	Conclusion . . . . .	106
<b>5</b>	<b>Caractérisation en traction dynamique</b>	<b>109</b>
5.1	Introduction . . . . .	109
5.2	Présentation du modèle DFH . . . . .	110
5.2.1	Modèle de fragmentation multiple (modèle local) . . . . .	111
5.2.2	Modèle multi-échelle . . . . .	116
5.2.3	Validations du modèle . . . . .	118
5.3	Simulations de Monte-Carlo . . . . .	119
5.4	Présentation des essais d'écaillage GEPI . . . . .	121
5.4.1	Traitement et exploitation des résultats . . . . .	124
5.5	Étude préliminaire sur alumine AL23 . . . . .	126
5.5.1	Résultats expérimentaux . . . . .	126
5.5.2	Essais de flexion quasi-statique sur alumine AL23 . . . . .	128
5.5.3	Simulation numérique des essais d'écaillage . . . . .	131
5.5.4	Essai d'écaillage à la LEH . . . . .	136
5.5.5	Conclusion de l'étude préliminaire sur alumine . . . . .	138
5.6	Essais d'écaillage sur les quatre nuances de SiC . . . . .	138
5.6.1	Cas de l'Hexoloy <sup>®</sup> . . . . .	140
5.6.2	Cas du SPS-S . . . . .	144
5.6.3	Cas du PS-L . . . . .	147
5.6.4	Cas du SPS-L . . . . .	151
5.7	Conclusion . . . . .	156
<b>6</b>	<b>Fragmentation dynamique des céramiques</b>	<b>159</b>
6.1	Introduction . . . . .	159
6.2	Impact sur la tranche . . . . .	160
6.2.1	Configuration ouverte . . . . .	161
6.2.2	Configuration sarcophage . . . . .	167
6.3	Essais d'impact tandem . . . . .	176
6.3.1	Fragmentation sous impact normal . . . . .	176
6.3.1.1	Dimensionnement des essais d'impact normal . . . . .	176
6.3.1.2	Réalisation des essais . . . . .	178

6.3.1.3	Étude post-mortem . . . . .	180
6.3.1.4	Confrontations expériences-calculs . . . . .	184
6.3.2	Essais d'impact perforant . . . . .	185
6.3.3	Modélisation du comportement de la céramique fragmentée . .	189
6.4	Conclusion . . . . .	192
<b>7</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>195</b>
<b>A</b>	<b>Analyse lagrangienne</b>	<b>201</b>
<b>B</b>	<b>Sensibilité au maillage - Essais d'impact sur la tranche</b>	<b>203</b>
<b>C</b>	<b>Influence des paramètres du modèle DP</b>	<b>205</b>

# Chapitre 1

## Introduction et contexte de l'étude

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Les céramiques comme matériaux de protection . . . . .</b>	<b>10</b>
<b>1.2</b>	<b>Efficacité balistique des céramiques . . . . .</b>	<b>13</b>
<b>1.3</b>	<b>Objectifs de la thèse . . . . .</b>	<b>18</b>
<b>1.4</b>	<b>Démarche adoptée . . . . .</b>	<b>19</b>
<b>1.5</b>	<b>Plan de thèse . . . . .</b>	<b>21</b>

---

Face à une agression, et en particulier lorsque que sa sécurité est en danger, l'Homme a toujours cherché à se protéger en développant des systèmes de protection toujours plus performants. Parmi les exemples les plus connus, nous pouvons noter les cottes de mailles utilisées au Moyen-Age pour se protéger des combats à l'épée. L'exemple des cottes de mailles est intéressant et illustre parfaitement l'importance qu'a le poids. En effet, bien que très résistantes grâce au maillage métallique qui les constituaient, leur poids limitait considérablement la mobilité des soldats et les rendait d'autant plus vulnérables aux attaques. Cette problématique de réduction de la masse des systèmes de protection perdure et est toujours d'actualité de nos jours. Intéressons-nous à l'évolution des systèmes de protection rencontrés sur théâtre d'opérations au cours du XX<sup>e</sup> siècle (cf. Fig. 1.1).

Jusqu'à la fin des années 1950, les systèmes de protection des chars d'assaut étaient principalement constitués de matériaux métalliques, que l'on pouvait trouver sous forme de blocs monolithiques ou sous forme d'assemblage de plaques d'acier à blindage laminées (acier RHA, *Rolled Homogeneous Armour*). Par exemple, au cours de la Seconde Guerre Mondiale, le char soviétique KV contenait des plaques d'acier de 75 mm d'épaisseur et le char allemand Tiger contenait une coque constituée d'une plaque de 150 mm d'épaisseur (Ogorkiewicz, 1991). Hormis l'invention des

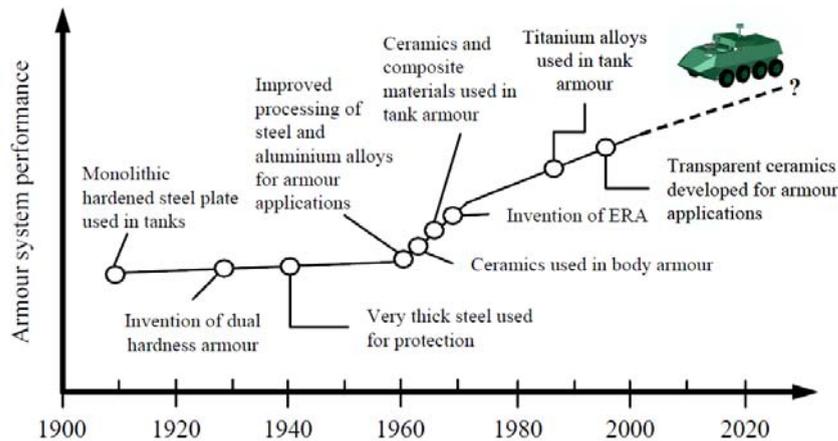


Fig. 1.1 – Evolution de la performance des systèmes de blindage de 1900 à nos jours (Hazell, 2006)

blindages à face avant durcie, les principales améliorations de la performance des systèmes de protection consistaient en une simple augmentation de l'épaisseur d'acier au détriment de la masse globale des blindages. Les matériaux métalliques furent également employés au cours de cette même guerre dans les gilets pare-balles de soldats américains. Composés de plaques d'acier au manganèse, ils pesaient près de 7,9 kg (Beyer et al., 1962).

Les limites de l'utilisation des blindages métalliques furent atteintes au cours des années 1960. La guerre du Vietnam apportait alors une nouvelle dimension aux techniques aériennes et l'hélicoptère fut utilisé pour tous types d'opérations, du transport de troupes à l'évacuation des blessés, en passant par le soutien aux assauts menés au sol. Les vols à basse altitude rendaient cependant les troupes aériennes vulnérables aux projectiles de petit calibre (munitions de type 7,62 mm AP) provenant d'attaques ennemies, nécessitant des systèmes de protection adaptés (Barron et al., 1969). L'utilisation de matériaux métalliques restreignant fortement les capacités de chargement et les performances des aéronefs, de nouveaux matériaux de blindage devinrent nécessaires.

## 1.1 Les céramiques comme matériaux de protection

Les céramiques devenaient alors de très bons candidats à une utilisation comme matériaux de blindage. En effet, elles présentent d'excellentes caractéristiques et

propriétés physiques. Extrêmement dures et résistantes en compression, elles permettent lors d'un impact d'éroder (den Reijer, 1991) ou de fragmenter le projectile (Madhu et al., 2005), diminuant ainsi fortement son pouvoir perforant. Légères, avec une densité plus de deux fois plus faible que la densité d'un acier standard, elles permettent un gain de masse considérable par rapport aux blindages métalliques pour les mêmes performances de protection (Roberson, 1995; Bryn, 2001; Forquin et al., 2003b). Cependant, les matériaux céramiques présentent deux inconvénients majeurs, à savoir une relativement faible résistance en traction (en comparaison de leur résistance en compression) et une faible ténacité, faisant d'eux des matériaux fragiles. Ainsi, lors des premières microsecondes après l'impact d'un projectile, la céramique va également se fragmenter (Riou, 1996; Riou et al., 1998) perdant alors une grande partie de sa résistance à la pénétration. Les céramiques, lorsqu'elles sont utilisées pour application blindage, sont alors couplées à une face arrière (appelée *backing*) constituée d'un matériau ductile (généralement un composite fibré de type Kevlar<sup>TM</sup> par exemple ou encore un matériau métallique comme l'aluminium) (Medvedovski, 2010). Le but de ce backing est d'absorber l'énergie cinétique qui n'a pu être consommée par la céramique et de décélérer les débris de projectile et les fragments de céramique formés au cours de l'impact. Il est à noter que la fragmentation dynamique d'une céramique permet de mieux répartir le chargement sur le backing (Hazell, 2006). Une face avant peut également être placée devant la plaque de céramique, permettant de diminuer les risques de blessures causées par des éclats de céramique et d'en contenir les fragments.

Le premier blindage constitué de céramiques fut développé en 1962 pour le besoin de protection des équipages d'hélicoptères. Constitué en premier lieu d'une céramique alumine ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), d'une plaque arrière en Doron (composite constitué de plis de fibres de verre), et d'un revêtement en polyuréthane en face avant, il permettait de diviser par deux le poids des blindages permettant d'arrêter un projectile perforant de calibre 7,62 mm (Barron et al., 1969). Le composite multicouche se plaçait alors dans des poches présentes sur les gilets que portaient les militaires. Des améliorations furent ensuite apportées en 1965 en modifiant le matériau constitutif du backing. De nouvelles céramiques furent également utilisées comme le carbure de silicium (SiC) ou le carbure de bore ( $\text{B}_4\text{C}$ ), permettant des gains de masse de 10 à 22 % au détriment d'un coût deux à quatre fois plus élevé. Une vue éclatée

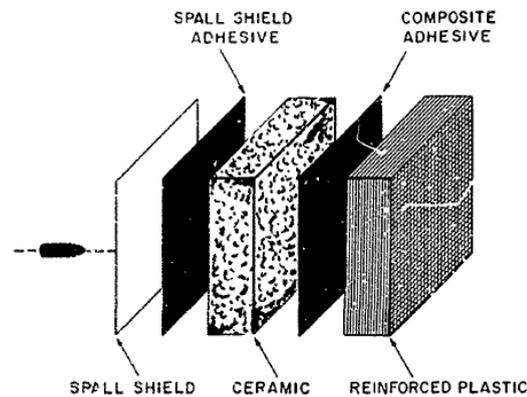


Fig. 1.2 – Vue éclatée de la composition des premières configurations de blindage à base de céramique. Dans l'ordre de gauche à droite : revêtement anti-éjection de débris, adhésif, plaque de céramique, adhésif, backing composite à matrice polymère (Barron et al., 1969)

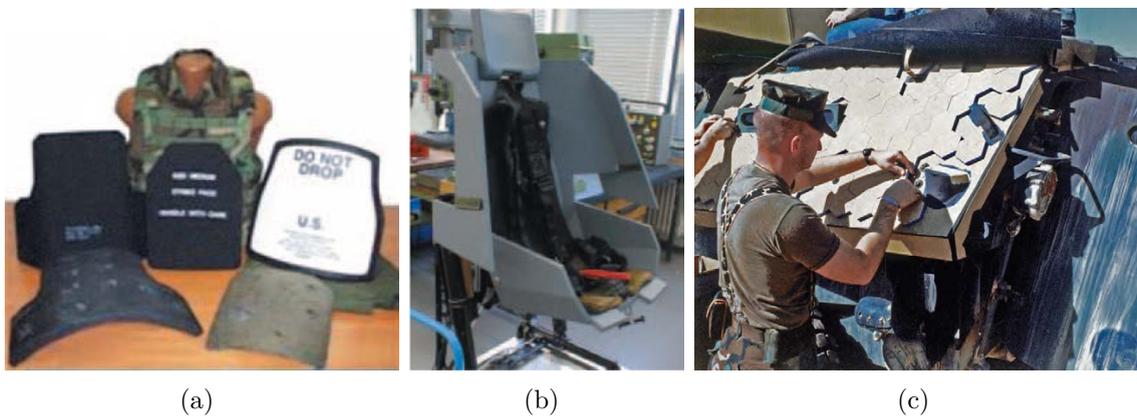


Fig. 1.3 – a) Exemple de plaques de céramique se glissant dans des gilets pare-balles et b) siège de l'hélicoptère européen Tigre (Normandia et al., 2004) - c) Exemple de kits modulaires de surblindage en céramique (QinetiQ)

de la composition des premières configurations de blindage à base de céramique est donnée Fig. 1.2.

Les céramiques sont, à l'heure actuelle, encore utilisées comme matériaux de protection dans les gilets pare-balles des combattants (cf. Fig. 1.3(a)). Leur faible densité et les gains de masse associés permettent une mobilité accrue des soldats. Leur utilisation ne s'arrête cependant pas aux gilets pare-balles. Elles peuvent également être rencontrées comme matériaux constitutifs de sièges d'hélicoptères pour parer les tirs de projectiles venant du sol (cf. Fig. 1.3(b)) ou encore sous forme de kits de surblindage pour les véhicules de faible ou moyen tonnage (cf. Fig. 1.3(c)).

De nombreuses céramiques techniques peuvent être susceptibles d'être utilisées

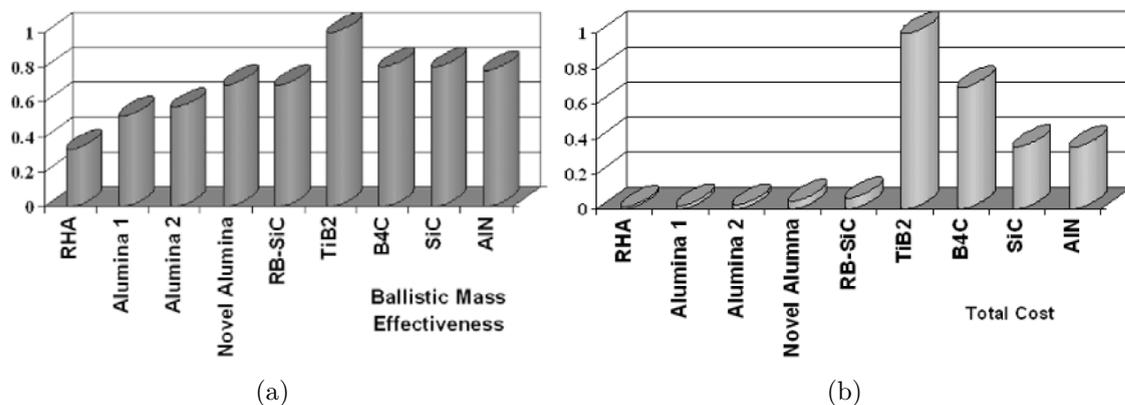


Fig. 1.4 – Efficacité balistique massique (a) et coût total en matériau pour l’arrêt d’une menace donnée de plusieurs céramiques et d’un acier à blindage RHA (Bryn, 2001)

pour des applications de type blindage. Les plus couramment rencontrées sont l’alumine, le carbure de bore et le carbure de silicium. D’autres, telles que le diborure de titane ( $TiB_2$ ) et le nitrure d’aluminium (AlN) offrent également de bonnes performances balistiques. Bryn (2001) a réalisé une étude comparative sur l’efficacité balistique de plusieurs types de céramiques face à des projectiles de type calibre 14,5 mm et APFSDS 30 mm et 40 mm. Il montre que les céramiques non-oxydes de type carbure, nitrure ou borure présentent des efficacités balistiques massiques supérieures aux alumines (elles-mêmes présentant une efficacité balistique massique supérieure à celle des aciers à blindages RHA) (cf. Fig. 1.4(a)). Cependant, les performances des carbures de bore et diborures de titane sont entravées par des coûts de matière première élevés (respectivement 35-40 \$/kg et 35-65 \$/kg, (Tressler, 2001)), en partie dus à leur très faible production mondiale (environ 100 tonnes). En comparaison, les carbures de silicium présentent un bon rapport coût/performance (cf. Fig. 1.4(b)) avec des coûts de matière première moindres (inférieurs à 30 \$/kg, ce qui en font les céramiques non-oxydes les plus abordables (Tressler, 2001)).

## 1.2 Détermination de l’efficacité balistique des céramiques

La détermination de l’efficacité balistique d’une céramique pour un type d’attaque donné se fait traditionnellement par un essai dit DOP (*Depth of Penetration*).

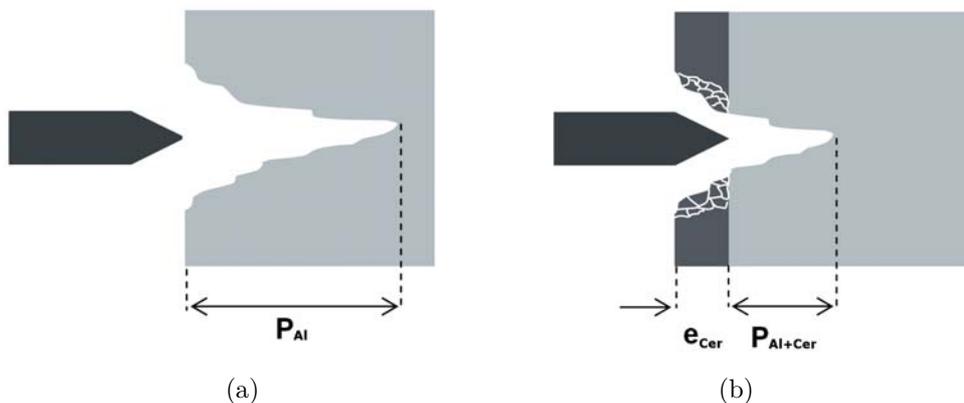


Fig. 1.5 – Représentation schématique de l'essai DOP : (a) calcul de la profondeur de référence  $P_{Al}$ , (b) calcul de la profondeur de pénétration résiduelle  $P_{Al+Cer}$

Cet essai a été développé en premier par [Rosenberg et al. \(1988\)](#). Il consiste à déterminer l'efficacité balistique d'une céramique en comparant la profondeur de pénétration résiduelle (notée  $P_{Al+Cer}$ ) d'un projectile dans un backing d'aluminium épais obtenue lorsque celui-ci est recouvert d'une plaque en céramique avec la profondeur de pénétration obtenue en l'absence de céramique (notée  $P_{Al}$ ) (cf. Fig. 1.5). L'utilisation d'un backing épais permet de limiter les ondes de détente issues du backing.

Un critère d'efficacité balistique donné par [Rosenberg et Dekel \(2012\)](#) et défini par l'Eq. 1.1 peut être utilisé pour étudier l'efficacité balistique d'une céramique :

$$E_{bal} = (P_{Al} - P_{Al+Cer}) \frac{d_{Al}}{d_{Cer} e_{Cer}}, \quad (1.1)$$

avec  $d_{Al}$  et  $d_{Cer}$  les densités respectives de l'aluminium (2,8) et de la céramique et  $e_{Cer}$  l'épaisseur de la face avant en céramique.

Outre l'avantage d'être relativement facile à mettre en œuvre, ce type d'essai présente également l'avantage de donner rapidement des premières tendances sur la résistance à la pénétration d'une céramique. L'optimisation d'une solution de blindage se fait alors, pour une vitesse de projectile donnée, en variant graduellement l'épaisseur de la céramique. Il est également possible, cette fois en faisant varier la vitesse d'impact, de déterminer la vitesse limite de perforation (notée  $V_{bl}$  - *ballistic limit velocity*- ou encore  $V_{50}$ ) correspondant à la vitesse à laquelle, pour un certain nombre de tirs et pour une configuration donnée, la moitié des projectiles ne pénètre pas dans le backing.

Cependant, l'utilisation d'un backing semi-infini présente aussi un certain désa-

vantage : la configuration est éloignée d'une configuration réelle de solution de blindage léger du combattant où le backing est déformable (déformation par flexion du backing). Les résultats obtenus par essai DOP ne permettent donc pas de remonter directement aux performances d'une solution de blindage mais simplement d'évaluer qualitativement les performances d'une céramique ou de comparer des céramiques entre elles.

Un autre inconvénient majeur est que ce type d'essai ne permet pas, non plus, de déterminer les paramètres matériau de la céramique gouvernant ses performances. En effet, seuls les états initiaux et finaux peuvent être observés et peu, voire aucun diagnostics, ne sont généralement pratiqués.

De nombreuses études ont été réalisées en utilisant ce type d'essai sur différentes classes de céramiques. Outre les différences de performance observées entre les différents types de céramiques ( $B_4C$ , SiC,  $TiB_2$ ,  $Al_2O_3$ , etc.) qui tendent à confirmer les résultats obtenus par (Bryn, 2001) (à l'exception du diborure de titane pour lequel Rosenberg et Yeshurun (1988) obtiennent une efficacité balistique inférieure à celle du carbure de bore et du carbure de silicium), des différences parfois importantes sont également observées entre différentes céramiques d'une même famille. Par exemple, Rosenberg et al. (1988) obtiennent, en réalisant des essais DOP sur deux alumines manufacturées par Coorstek et nommées AD-85 et BC90G, une efficacité balistique pour la BC90G entre 15 et 30 % supérieure à celle de l'autre alumine suivant qu'un projectile 12,7 mm AP ou 14,5 mm AP soit utilisé. Madhu et al. (2005) observent également de très grandes différences d'efficacité balistique entre deux alumines pures à 95 % et à 99,5 % soumises à l'impact de projectiles perforants de calibre 12,7 mm à noyau acier. Ils montrent également que l'épaisseur de la céramique joue un rôle important dans l'efficacité d'une configuration bi-couche (cf. Tab. 1.1). Hazell et al. (2008) ont réalisé des essais DOP sur deux nuances commerciales de carbure de silicium frittées en phase solide et en phase liquide (le frittage en phase liquide signifie qu'au moins un des constituants de la poudre de départ se liquéfie au cours du frittage), respectivement nommées sSiC et LPS SiC. Le backing est en polycarbonate et le projectile est de type 7,62 mm AP à noyau carbure de tungstène (WC-Co). Ils observent que le carbure de silicium fritté en phase liquide (LPS SiC) offre une résistance à l'impact moindre que la nuance sSiC, conformément à ce qu'avaient déjà observé Ray et al. (2005). Ils observent également

	Épaisseur (mm)	Vitesse d'impact (m/s)	Pénétration résiduelle (mm)
C99,5	10	829	11.2
	12	830	5.4
	14	832	2.5
D-95	10	828	37.5
	12	839	28.3
	14	833	17.7

Tab. 1.1 – Profondeur de pénétration résiduelle dans le backing d'aluminium en fonction du type d'alumine (C99,5 ou D-95), de l'épaisseur de la céramique et de la vitesse d'impact. Projectile de type AP 12,7 mm à noyau acier. Résultats issus de [Madhu et al. \(2005\)](#)

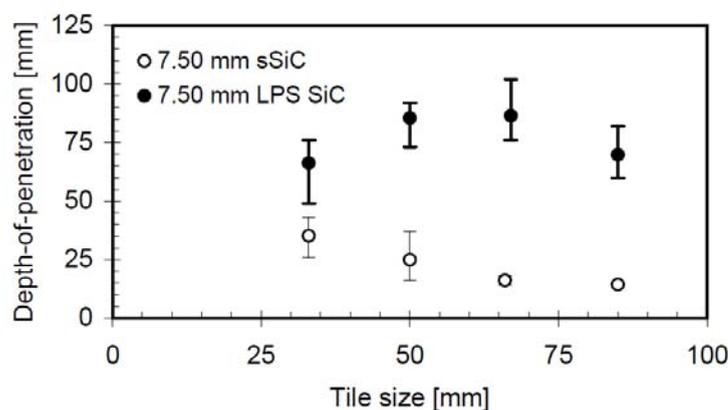


Fig. 1.6 – Influence de la nuance du matériau et de la taille du carreau de céramique sur la profondeur de pénétration face à l'impact d'un projectile de type AP 7,62 mm à noyau WC-Co ([Hazell et al., 2008](#))

que la taille du carreau de céramique peut avoir une influence sur la profondeur de pénétration (cf. Fig. 1.6), en particulier pour la nuance sSiC.

Les résultats d'essais de type DOP sont également entravés par l'importance qu'ont les paramètres de type "système", c'est-à-dire les paramètres qui ne sont pas liés aux aspects de type matériau (comme la dureté, les propriétés élastiques, le comportement du matériau, etc.). Comme nous l'avons vu ci-dessus, l'épaisseur de la céramique ainsi que le calibre du projectile sont deux des paramètres influençant les profondeurs de pénétration. Le backing ainsi que l'interface entre la céramique et celui-ci jouent également un rôle important dans les résultats observés. [Krell et Strassburger \(2013\)](#) ont montré après des essais DOP réalisés avec un projectile AP 7,62 mm à noyau acier, que l'utilisation d'un backing en verre (en comparaison de

l'utilisation d'un backing en aluminium) conduisait à une fragmentation de la céramique plus grossière et à une érosion plus grande du projectile. López-Puente et al. (2005) ont réalisé une étude expérimentale et numérique de l'influence de l'épaisseur de l'adhésif (en résine Epoxy dans leur étude) entre la céramique et le backing sur l'efficacité balistique de blindages bi-couches. Ils ont montré qu'une grande épaisseur d'adhésif (1,1 mm) conduisait à une plus grande absorption d'énergie de la part du backing ainsi qu'à des contraintes de cisaillement plus faibles dans l'adhésif permettant de mieux maintenir en place la céramique au cours de l'impact. Cependant, une fine couche d'adhésif (0,1 mm) conduit à un écaillage limité de la céramique dû à une meilleure transmission des ondes. Ils ont finalement montré qu'une épaisseur de colle de 0,3 mm garantissait la meilleure efficacité de la solution de blindage (alumine/aluminium). Or, cette épaisseur de colle n'est pas toujours maîtrisée lors d'essais de type DOP, pouvant fausser certaines interprétations de résultats.

Une pression de confinement frontale peut également avoir une influence positive (Anderson et Morris, 1992) ou négative (Woodward et Baxter, 1994) sur la pénétration du projectile dans la céramique. Dans le cas optimal, la pression de confinement inhibe l'éjection des fragments de céramique, empêchant le projectile de pénétrer dans la céramique. Ce dernier va alors s'étaler ou s'écouler sur la face avant du carreau de céramique. Ce phénomène est appelé effet *Dwell*. Bless et al. (1992) ont observé ce phénomène lors d'essais d'impact hypervitesse de barreaux en tungstène ( $\phi = 5$  mm,  $V = 1450$  m/s). Ce dernier s'écoulant le long du joint de colle de  $2,5 \mu\text{m}$  d'épaisseur positionné devant la face avant de la céramique en diborure de titane. Malaise (1999) a réalisé au cours de sa thèse des essais d'impact à 1450 m/s de barreaux en tungstène ( $\phi = 5$  mm,  $L = 50$  mm) encapsulés dans un cylindre de polycarbonate sur un assemblage contenant une plaque de SiC suivie d'un backing en acier. Il a observé que la pression appliquée à la céramique par l'écoulement radial du cylindre en polycarbonate sur la cible au cours de l'impact conduisait à une impénétrabilité du barreau dans la cible, confirmant le rôle important de la pression de confinement sur la résistance à la pénétration d'une configuration bi-couche céramique/backing. Behner et al. (2011) ont également observé que l'utilisation d'une face avant en cuivre (que ce soit un cylindre de faible diamètre, un objet cruciforme ou une plaque recouvrant l'intégralité de la céramique) d'au moins 2 mm d'épaisseur était suffisante pour assurer un effet *Dwell* de quelques secondes voire une impéné-

trabilité de barreaux en or à des vitesses comprises entre 1500 et 1600 m/s.

Toutes ces études montrent que de multiples paramètres peuvent influencer la résistance à l'impact d'une configuration de blindage, qu'ils soient de type "matériau" ou de type "système". Considérons uniquement les aspects liés au matériau seul. De nombreuses recherches tendent à montrer que la dureté est le paramètre prédominant gouvernant les performances d'une céramique face à un impact : les céramiques les plus dures étant celles qui résistent le mieux face à un impact de projectile. Nous pouvons noter parmi ces recherches les résultats de [Faber et al. \(1995\)](#). Les travaux de [Ray et al. \(2005\)](#) et de [Flinders et al. \(2005\)](#) confirment également cette tendance pour plusieurs matériaux d'une même classe en montrant que les carbures de silicium frittés en phase liquide, présentant une dureté plus faible que ceux frittés en phase solide, sont également ceux qui résistent le moins face à un impact.

Cependant, les céramiques peuvent également être caractérisées par de nombreux autres paramètres matériau tels que leur résistance en compression ou en traction ou encore leurs modules élastiques. Elles sont également caractérisées par leur fragmentabilité qui dépend notamment des paramètres liés à l'amorçage de fissures sur des défauts (paramètres de Weibull) et des paramètres liés à la propagation de ces fissures. Enfin, d'un point de vue microscopique, elles sont caractérisées par une taille de grain, un taux de porosité ou de pureté, la présence de phases secondaires, etc. Alors que l'impact d'un projectile sur une cible en céramique induit des conditions de sollicitation extrêmes caractérisées par de très fortes pressions atteintes (pouvant dépasser 10 GPa dans la céramique), des vitesses de déformation élevées et des états de sollicitation multiples tout ceci dans des temps extrêmement courts (de l'ordre de la microseconde) ([Malaise, 1999](#)), la dureté est une mesure très locale basée sur une déformation plastique du grain sollicité et sur un temps de chargement de plusieurs secondes (mesure quasi-statique), empêchant alors de pouvoir faire un lien direct entre la résistance à l'impact d'une céramique et la mesure de dureté réalisée.

### 1.3 Objectifs de la thèse

Au cours de cette étude, seul l'aspect "matériau" sera étudié. Le but de la thèse est d'approfondir la compréhension des liens entre la microstructure d'une céramique et son comportement macroscopique, en particulier lorsqu'elle est soumise à un chargement de type impact de projectile de petit calibre. L'un des objectifs de

cette étude est également, à partir des études réalisées, de donner les bases nécessaires à l'amélioration, si nécessaire, des modèles de comportement actuels.

## 1.4 Démarche adoptée

Contrairement à l'approche consistant à réaliser des essais balistiques (essais de type DOP) pour évaluer les performances de céramiques à blindage, notre étude sera axée sur la caractérisation de la réponse du matériau à l'aide d'instruments de laboratoire. Notre démarche est basée sur la décomposition de la sollicitation vue par la céramique au cours d'un impact balistique en trois phases de chargement successives (Malaise, 1999; Forquin, 2003) :

- Le premier stade de chargement correspond au passage de l'onde de compression sphérique divergente sur un élément de matière de la céramique. Le chargement, en déformation uniaxiale (dû à l'absence d'ondes de détente lors des premières centaines de nanosecondes après l'impact), s'apparente à une compression triaxiale (cf. Fig. 1.7(a)) caractérisée par de très fortes pressions et des vitesses de déformation élevées (plusieurs milliers par seconde). La contrainte axiale vue par la céramique au cours de cette phase peut alors dépasser la limite élastique d'Hugoniot (abrégiée LEH, correspondant à la limite d'élasticité du matériau sous chargement de déformation uniaxiale) et des mécanismes d'endommagement en compression peuvent être activés (sous forme de microplasticité et/ou de microfissuration (Coscolluela, 1992; Malaise, 1999)). C'est également au cours de cette période qu'intervient le début de l'endommagement du projectile.
- La seconde phase de chargement s'apparente à un chargement de compression/bitraction et est caractérisée par une durée de plusieurs microsecondes (cf. Fig. 1.7(b)). Cette étape est consécutive au passage de l'onde de compression. Le déplacement radial de la matière (engendré par le caractère sphérique divergent de l'onde de compression) va générer des contraintes de traction orthoradiales dans la céramique de l'ordre de quelques centaines de MPa (Forquin, 2003). Cette phase peut être schématisée en imaginant un ballon de baudruche dont la peau est étirée en le gonflant. Ces contraintes de traction

vont induire dans la céramique une multifissuration intense et orientée.

- La troisième et dernière phase de chargement est caractérisée par un temps de plusieurs dizaines de microsecondes. Elle consiste en une pénétration du projectile (ou de ses fragments) dans la céramique fragmentée (cf. Fig. 1.7(c)). Ce stade de chargement, de part sa durée, joue un rôle non négligeable dans la résistance à la pénétration d'une céramique et plusieurs paramètres comme par exemple la taille et la mobilité des fragments (de la céramique et du projectile) peuvent influencer sur cette résistance.

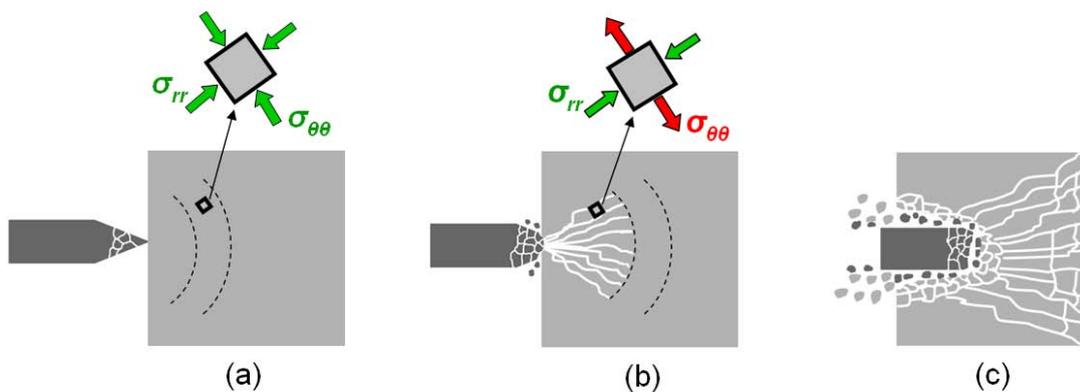


Fig. 1.7 – Représentation schématique des trois phases de chargement d'un impact balistique : (a) compression triaxiale, (b) fragmentation, (c) pénétration du projectile ou de ses débris dans la céramique fragmentée

Au cours de cette thèse, le comportement de la céramique sous chacun de ces chargements élémentaires sera caractérisé. De plus, afin d'étudier plus précisément les liens entre la microstructure des céramiques et leur comportement macroscopique sous impact, quatre nuances de carbure de silicium seront utilisées. L'une d'elles est une nuance commerciale, nommée Hexoloy<sup>®</sup> SA et fabriquée par Saint-Gobain, tandis que les trois autres sont des nuances purement expérimentales développées dans le cadre d'une précédente thèse (Rossiquet, 2012). Ces quatre nuances sont caractérisées par des taux de densification élevés. Elles présentent cependant des tailles de grain très différentes et sont également différenciées par la présence ou non de phases secondaires.

## 1.5 Plan de thèse

Le **deuxième chapitre** fait un point sur les données disponibles dans la littérature concernant le comportement dynamique des céramiques. Leur comportement sous chargement de compression et de traction dynamique, leur fragmentation sous impact et le comportement des céramiques fragmentées y sont successivement présentés. Une partie est également accordée aux différents modèles de comportement des céramiques couramment utilisés ainsi que leurs aptitudes et faiblesses à décrire leur comportement sous impact.

Dans le **troisième chapitre**, les différentes nuances de carbure de silicium utilisées au cours de cette thèse sont présentées, ainsi que leurs différences en termes de paramètres matériau et microstructuraux. Cette partie présente également les essais balistiques réalisés sur ces quatre matériaux et les performances à l'impact qui ont été observées, ainsi que les caractérisations en quasi-statique entreprises dans la thèse de [Rossiquet \(2012\)](#).

Le **quatrième chapitre** concerne la caractérisation du comportement des céramiques sous chargement de compression dynamique. Cette caractérisation se base à la fois sur des essais de compression quasi-isentropique permettant un suivi précis et continu de l'évolution des paramètres thermodynamiques d'une céramique au cours du chargement ainsi que sur des essais de récupération sous choc. Le but de ces essais de récupération est de solliciter les céramiques à de très fortes pressions et de les analyser par la suite par microscopie électronique afin de pouvoir mieux comprendre les mécanismes d'endommagement activés en compression pour chacune des nuances.

Le **cinquième chapitre** porte sur la caractérisation de la résistance en traction dynamique des céramiques au travers d'essais d'écaillage. L'utilisation du moyen GEPI installé au CEA Gramat et basé sur les techniques dites de hautes puissances pulsées (HPP) permet de générer une rampe de chargement progressive dans le matériau. Grâce à l'absence de choc, la vitesse de déformation à rupture peut être déterminée avec précision, permettant alors d'étudier la sensibilité à la vitesse de déformation de la contrainte d'écaillage pour l'ensemble des quatre nuances. Les résultats expérimentaux obtenus sont comparés avec les résultats numériques donnés

par le modèle de fragmentation des matériaux fragiles développé par Denoual, Forquin et Hild (communément appelé modèle DFH) (Denoual et Hild, 2000; Forquin et Hild, 2010).

Le **sixième chapitre** concerne l'étude de l'endommagement des céramiques sous impact. Des essais d'impact sur la tranche, permettant d'étudier et de visualiser la fragmentation d'un bloc de céramique, sont réalisés dans deux configurations. La première est une configuration dite "sarcophage", où la céramique est encapsulée dans un boîtier fermé destiné à maintenir les fragments proches de leur position initiale. Une étude post-mortem visant à quantifier la densité de fissures provoquée par l'impact est alors possible. La deuxième configuration utilise, quant à elle, une caméra ultra-rapide possédant une fréquence d'acquisition de 1 MHz (1 image par microseconde), ce qui permet d'accéder à de multiples informations telles que la cinétique de fragmentation ou encore la vitesse du front d'endommagement. Dans le but de caractériser le comportement dynamique d'une céramique endommagée, un essai innovant d'impact tandem est dimensionné et réalisé. Dans un premier temps, un impact normal permet de fragmenter une céramique tout en empêchant la moindre éjection de fragments. Dans un deuxième temps, un impact sur céramique préalablement fragmentée est réalisé. L'aptitude d'une loi de comportement sensible à la pression est étudiée dans le but de simuler le comportement de la céramique fragmentée.

# Chapitre 2

## État de l'Art

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>23</b>
<b>2.2</b>	<b>Caractérisation en compression dynamique</b>	<b>24</b>
2.2.1	Techniques expérimentales	25
2.2.2	Nature du comportement inélastique des céramiques	31
2.2.3	Comportement déviatorique des céramiques	37
2.2.4	Conclusion partielle	40
<b>2.3</b>	<b>Fragmentation dynamique des céramiques</b>	<b>41</b>
2.3.1	Impact sur la tranche en configuration ouverte	42
2.3.2	Impact sur la tranche en configuration sarcophage	43
2.3.3	Conclusion partielle	45
<b>2.4</b>	<b>Résistance à la traction dynamique des céramiques</b>	<b>46</b>
2.4.1	Essais d'écaillage par impact de plaques	46
2.4.2	Conclusion partielle	50
<b>2.5</b>	<b>Comportement de la céramique fragmentée</b>	<b>50</b>
2.5.1	Conclusion partielle	54
<b>2.6</b>	<b>Modélisation du comportement des céramiques</b>	<b>54</b>
2.6.1	Modèles macroscopiques	55
2.6.2	Modèles mésoscopiques	61
2.6.3	Conclusion partielle	63
<b>2.7</b>	<b>Résumé de l'étude bibliographique</b>	<b>64</b>

---

## 2.1 Introduction

La sollicitation vue par la céramique au cours d'un impact balistique peut se décomposer en trois phases de chargement : une première phase de compression triaxiale où les pressions atteintes peuvent aisément dépasser la limite élastique d'Hugoniot du matériau, une seconde phase où le matériau est soumis à un chargement de compression/bitraction à l'origine de sa fragmentation et enfin une troisième

phase de pénétration du projectile ou de ses fragments dans une céramique totalement fragmentée. Afin d'étudier le comportement des céramiques lorsqu'elles sont soumises à un impact et mieux comprendre l'influence que jouent les paramètres microstructuraux, il est alors possible de caractériser le comportement du matériau lorsqu'il est soumis à chacun de ces chargements élémentaires. Cette étude bibliographique reprend ce même plan. Dans un premier temps, une analyse d'essais de laboratoire permettant de soumettre les céramiques à un chargement de compression est présentée. Elle est accompagnée d'une étude de l'influence des principales caractéristiques microstructurales sur le comportement des céramiques sous chargement de compression ainsi que sur les mécanismes d'endommagement qui ont pu être observés par différents auteurs. La seconde et la troisième partie traitent de la caractérisation du comportement de la céramique durant la phase de fragmentation : l'étude de la fragmentation dynamique des céramiques à l'aide d'essais d'impact est tout d'abord traitée, suivie de la caractérisation de la résistance des céramiques en traction dynamique. La quatrième partie traite de la caractérisation de la céramique fragmentée à l'aide d'essais quasi-statiques et dynamiques. Enfin, la cinquième et dernière partie traite des différents modèles couramment utilisés afin de reproduire le comportement dynamique des céramiques.

## **2.2 Caractérisation du comportement de la céramique sous chargement de compression dynamique**

Les céramiques techniques rencontrées dans les applications de type blindage sont réputées pour être extrêmement résistantes sous chargement de compression (leur résistance peut aisément dépasser plusieurs GPa en compression quasi-statique ou dynamique). Cependant, lorsqu'elles vont être soumises à l'impact d'un projectile à haute vitesse (par exemple, d'après le STANAG 4569, la vitesse à 30 m d'un projectile 7,62 mm AP8 est de 930 m/s), leur limite d'élasticité va être atteinte, générant dans le matériau des mécanismes de plasticité et/ou d'endommagement. Le but de cette partie est de comprendre l'influence de la microstructure d'un matériau sur son comportement microscopique et macroscopique lorsqu'il est soumis à un chargement de compression proche de celui généré par un impact balistique. Différentes techniques expérimentales permettent de soumettre le matériau à un chargement de

compression dynamique.

## 2.2.1 Techniques expérimentales

### 2.2.1.1 Barres de Hopkinson

La technique utilisant les barres dites de Hopkinson développées au début du XX<sup>e</sup> siècle, est l'une des techniques la plus couramment utilisée dans le domaine de la caractérisation dynamique des matériaux. Elle consiste à engendrer, par impact, un état de contrainte uniaxiale dans une barre suffisamment longue (par rapport à son diamètre). L'onde de chargement est ensuite transmise à l'échantillon à tester puis dans une barre de sortie. Cette technique trouve ses limites dans la caractérisation de matériaux à haute limite l'élasticité en compression tels que les céramiques. En effet, les éprouvettes doivent être de dimensions très réduites afin de générer une onde de compression suffisamment intense pour atteindre la limite élastique du matériau. De plus, en l'absence de systèmes de confinement, l'endommagement du matériau se fera principalement par fissuration empêchant l'étude du comportement plastique de la céramique (Chen et Ravichandran, 1994). Enfin, les déformations très faibles dans l'éprouvette rendent difficile d'atteindre un équilibre mécanique et une mesure précise de l'état de contrainte vu par le matériau. Cet essai peut toutefois être utilisé pour déterminer la résistance en compression simple des céramiques, à l'instar des travaux de Coscolluela (1992). Cependant, d'après Forquin et al. (2003a), la rupture en compression simple des céramiques est probablement due à des défauts de rugosité engendrant, durant un essai de compression simple, des contraintes de traction dans l'éprouvette.

### 2.2.1.2 Expansion sphérique divergente

Les essais d'expansion sphérique ont été développés par Larson (1982). Ils consistent à faire détonner une demi-sphère d'explosif dans une cavité hémisphérique située dans la partie supérieure d'un bloc de céramique. Cet essai présente l'intérêt de générer dans la céramique un chargement proche de celui occasionné par un impact balistique, que ce soit en termes de trajets, de vitesses de chargement et de contrainte (Cagnoux et Coscolluela, 1990; Tranchet, 1994). Ils permettent ainsi d'étudier le comportement de la céramique au cours de la phase de compression dynamique en déformation uniaxiale mais également au cours de la phase de compression/bitraction.

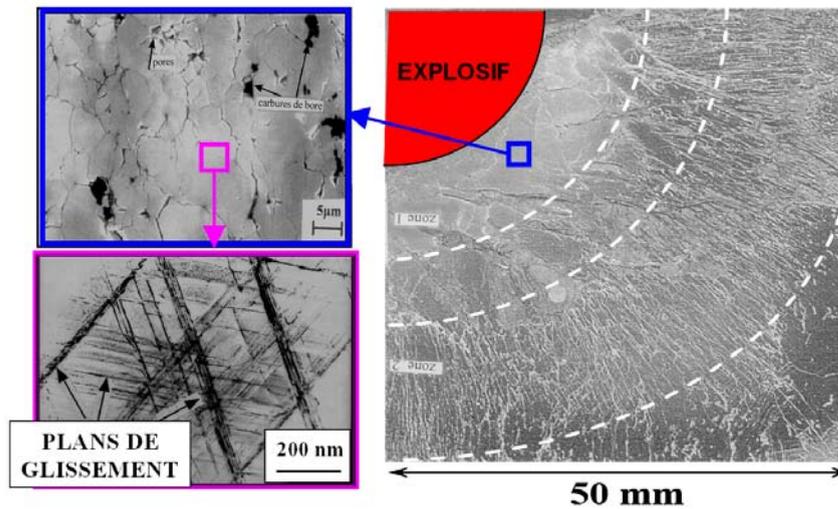


Fig. 2.1 – Faciès fragmenté du S-SiC après un essai d’expansion sphérique, fissuration micrométrique proche de l’explosif et activité plastique observée au MET dans cette même zone (Malaise, 1999)

Deux configurations existent pour cet essai : une configuration dite “ouverte” permettant une estimation de la contrainte radiale en différents points du matériau à l’aide de mesures de vitesse matérielle ou à l’aide de jauges piezorésistives et une configuration dite “fermée” utilisant un confinement en acier et des pièges à détentes et permettant par la suite une étude post-mortem de l’échantillon endommagé. Cet essai a été couramment réalisé au Centre d’Études de Gramat dans les années 1990 pour l’étude du comportement des alumines (Cosculluela, 1992; Tranchet, 1994) ou des carbures de silicium (Malaise, 1999). Les faciès d’endommagement obtenus par chacun de ces auteurs montrent la présence d’un endommagement intense et diffus au voisinage de l’explosif et la présence de fissures radiales (issues de l’état de chargement en compression/bitraction) loin de l’explosif. Des observations au microscope électronique à transmission (MET) ont révélé une activité plastique intense au voisinage de l’explosif, caractérisée par la présence d’activation de plans de glissement dans le cas des carbures de silicium S-SiC (Malaise, 1999) (cf. Fig. 2.1) ou de maclage et de dislocations dans le cas des alumines (Cosculluela, 1992). Ces travaux ont également montré l’importance du couplage entre les mécanismes de microplasticité et de microendommagement ; les microfissures semblent s’initier dans des zones proches de défauts préexistants mais également dans des zones présentant une forte activité microplastique.

Cependant, bien que très utiles en configuration “fermée” pour étudier les méca-

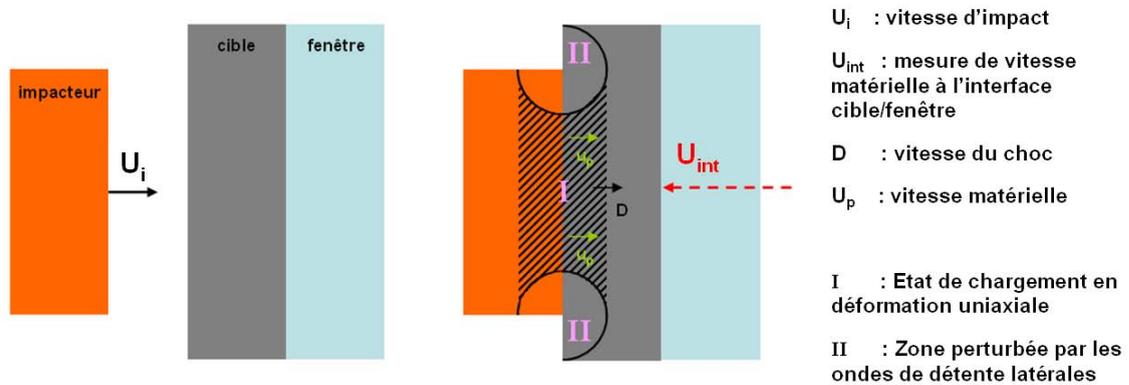


Fig. 2.2 – Représentation schématique d'un essai d'impact de plaques. *N.B. Les paramètres du choc  $D$  et  $U_p$  indiqués dépendent de l'impédance mécanique du matériau. Ils peuvent être différents pour le matériau impacteur et pour le matériau cible. De même pour la célérité des ondes de détente*

nismes d'endommagement en compression des céramiques et leurs interactions avec les mécanismes d'endommagement en traction, les principales limitations de ces essais concernent leur utilisation en configuration "ouverte" pour étudier la résistance en compression dynamique des céramiques. En effet, elle nécessite l'utilisation de blocs de grandes dimensions ou d'assemblages de plusieurs carreaux pouvant entraîner, le cas échéant, de multiples réflexions d'ondes. Une décroissance rapide de l'intensité du chargement de compression avec la dimension du bloc du fait du caractère divergent de l'onde est également à noter. De plus, le chargement est plus complexe et plus difficile à maîtriser en comparaison des essais d'impact de plaques.

### 2.2.1.3 Essais de compression par impact de plaques

L'essai d'impact de plaques consiste à faire impacter deux plaques dans le but de générer un choc. Cet essai est généralement réalisé à l'aide d'un lanceur à gaz de laboratoire. La plaque constituée du matériau dit impacteur est installée sur le projectile, tandis que la plaque constituée du matériau à caractériser (matériau cible) est fixée sur un support. Au moment de l'impact, un chargement de compression triaxiale caractérisé par un état de déformation uniaxiale est généré et se propage dans le matériau cible et dans le matériau impacteur. Des ondes de détente, issues des surfaces libres vont également naître et perturber l'état de sollicitation (cf. Fig. 2.2).

L'avantage de cet essai réside dans le fait de pouvoir aisément maîtriser la sollicitation appliquée : il s'agit d'un chargement en déformation uniaxiale dont l'intensité

dans le matériau cible est fonction de la vitesse d'impact et du choix du matériau impacteur tandis que sa durée est fonction de l'épaisseur de la plaque impacteur. Une mesure de vitesse par interférométrie Doppler (technologies de type VISAR (Barker et Hollenbach, 1972), voire plus récemment de type IDF-IVF (Chanal et Luc, 2009)) est généralement réalisée en face arrière du matériau cible, à l'interface avec un matériau fenêtre transparent. La mesure de vitesse permet de remonter à la contrainte longitudinale  $\sigma_x$  vue par le matériau. L'utilisation d'un matériau fenêtre (généralement en fluorure de lithium (LiF)) permet de minimiser les retours d'ondes dans le matériau cible pouvant perturber le signal de vitesse mesuré (Hérel, 1986). Le diamètre du matériau cible est également choisi de manière à ce que les ondes de détente issues des surfaces latérales ne viennent pas perturber la mesure de vitesse durant le temps voulu.

Les essais de compression par impact de plaques sont très couramment utilisés pour caractériser le comportement d'un matériau sous sollicitations extrêmes. En effet, ils permettent d'atteindre des niveaux de contrainte de plusieurs dizaines de GPa dans certains matériaux comme les céramiques et de soumettre le matériau à des vitesses de déformation dans la gamme de  $10^5 \text{ s}^{-1}$  (Longy, 1987). Ainsi, de nombreuses études utilisant cet essai ont été réalisées pour caractériser la réponse des céramiques sous chargement de compression dynamique.

L'un des paramètres auquel cet essai permet d'accéder est la limite élastique d'Hugoniot du matériau. Ce paramètre peut être facilement déterminé à partir des signaux de vitesse obtenus par interférométrie par la formule :

$$\sigma_{LEH} = \rho_0 C_L U_{LEH}, \quad (2.1)$$

avec  $\sigma_{LEH}$  la LEH (en  $Pa$ ),  $\rho_0$  la masse volume initiale du matériau (en  $kg/m^3$ ),  $C_L$  la célérité des ondes longitudinales (en  $m/s$ ) et  $U_{LEH}$  la vitesse particulière du matériau (également appelée vitesse matérielle) au passage de la LEH (en  $m/s$ ), c'est-à-dire la vitesse à laquelle intervient la transition entre le domaine élastique et le domaine inélastique. Elle est identifiée sur un signal de vitesse par le premier changement de pente succédant le précurseur élastique (cf. Fig. 2.3). La mesure de vitesse s'effectuant à une interface (avec un matériau fenêtre ou avec de l'air ou du vide dans le cas d'une surface libre), la vitesse particulière  $U_p$  est calculée à partir de la vitesse mesurée à l'interface  $U_{int}$  grâce à la relation :

$$U_p = \frac{Z_c + Z_f}{2Z_c} U_{int}, \quad (2.2)$$

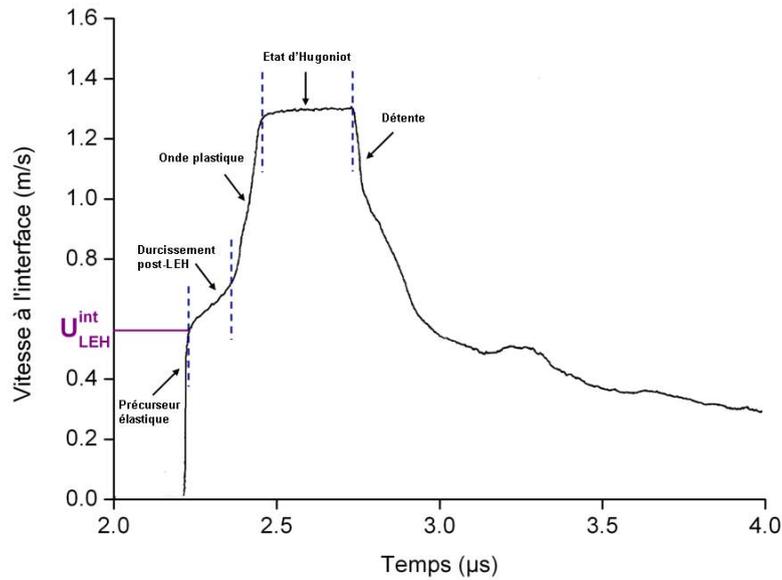


Fig. 2.3 – Signal typique de vitesse à l'interface cible/fenêtre issu d'un essai d'impact de plaques. Impact SiC/SiC à 2,100 km/s. Fenêtre en LiF. D'après Grady et Moody (1996)

avec  $Z_c$  l'impédance mécanique du matériau cible (correspondant, dans le domaine élastique, au produit de la masse volumique initiale par la célérité des ondes longitudinales) et  $Z_f$  l'impédance mécanique du matériau fenêtre (valeur nulle dans le cas d'une surface libre).

D'autres techniques expérimentales peuvent également être employées lors d'essais d'impact de plaques. Par exemple, l'utilisation de jauges de contrainte de type Manganin® ou ytterbium permet la mesure *in situ* des contraintes longitudinales (pour déterminer la LEH du matériau) et/ou transverses pour remonter à sa résistance au cisaillement (cf. sous-section 2.2.3) (Field et al., 2004).

Le Tab. 2.1 donne une revue non exhaustive des LEH de plusieurs céramiques comme le carbure de silicium, l'alumine, le carbure de bore et le diborure de titane. Il est observé que les céramiques présentent une limite d'élasticité sous choc de plusieurs GPa : environ 5-8 GPa pour les céramiques de type alumine jusqu'à environ 20 GPa pour le carbure de bore.

À première vue, ces très hauts niveaux de résistances en compression permettraient d'expliquer en partie l'efficacité des céramiques vis-à-vis de l'impact de projectiles à haute vitesse et les écarts de résistance qui peuvent être observés suivant les types de céramiques. Cependant, les faibles écarts de LEH observés pour deux

Céramique	Nuance	Référence	$\sigma_{LEH}$ (GPa)
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	AD 85	Gust et Royce (1971)	6,1-6,5
		Rosenberg et al. (1985)	6,0 - 7,5
		Rajendran (1992)	5,5
	AD 995	Rajendran (1992)	8,3
		Dandekar et Bartkowski (1994)	6,7
	Grady (1998)	6,2	
	AL23	Cosculluela (1992)	6,2-6,3
	A16-2	Cosculluela (1992)	8,2-8,9
SiC	S-SiC	Bourne et al. (1997)	13,5
	SiC-B	Bourne et al. (1997)	15,7
		Feng et al. (1998)	11,5
		Kipp et Grady (1990)	14,8-15,3
		Grady (2000)	12
	Vogler et al. (2006)	6,6-16,0	
	SiC-C	Grady (2000)	13,0-14,0
	SiC-N	Grady (2000)	12,0
		Millett et al. (2005)	11,5
		Vogler et al. (2006)	10,2-13,3
B <sub>4</sub> C		Gust et Royce (1971)	13,7-16,2
		Grady (1992)	15-20
		Dandekar (2001)	16,0
		Vogler et al. (2004)	13,4-18

Tab. 2.1 – Revue non exhaustive de la limite élastique d'Hugoniot des céramiques de type alumine, carbure de silicium et carbure de bore

nuances d'une même céramique ne semblent pas pouvoir expliquer à eux seuls les écarts de résistance à l'impact observés Tab. 1.1 par exemple. D'autres questions se posent également comme l'influence des paramètres microstructuraux pilotant la limite élastique d'Hugoniot et le comportement inélastique<sup>1</sup> des céramiques.

### 2.2.2 Nature du comportement inélastique des céramiques - Influence des paramètres microstructuraux

De nombreuses études ont été réalisées depuis les années 1970 sur les céramiques, dont une grande partie sur les alumines. Elles ont montré que des mécanismes de microplasticité et/ou de microfissuration peuvent être à l'origine de la transition entre le comportement élastique et le comportement irréversible des céramiques. Elles ont aussi montré que de nombreux paramètres microstructuraux comme le taux de porosité, la taille de grain, la présence ou non de phase vitreuse vont également pouvoir avoir une influence sur ces mécanismes d'endommagement. Le but de ce chapitre est de montrer les résultats majeurs obtenus par différents auteurs pouvant confirmer ou infirmer certaines hypothèses.

#### 2.2.2.1 Microplasticité et microfissuration

Rosenberg et al. (1985) ont montré que la résistance en traction dynamique (par écaillage) des alumines AD85 diminuait en augmentant le niveau de choc bien que celui-ci soit en dessous de la LEH du matériau. Cette idée laisse penser que des mécanismes de fissuration en compression peuvent s'initier avant la LEH ; le matériau préalablement fissuré en compression perdant alors sa résistance en traction. Yeshurun et al. (1987) ont réalisé des essais d'impact de plaques sur ce même matériau et ont montré, par analyse au microscope électronique à balayage, qu'il présentait un seuil de formation de microfissures à 2,7 GPa, ce qui est inférieur à LEH du matériau. Leme Louro et Meyers (1990) ont confirmé ce résultat en montrant, grâce à la récupération d'alumines soumises à des chocs d'intensité croissante, la présence de phénomènes de microfissuration à partir de chocs à 3,5 GPa.

Cependant, d'après Longy (1987) plusieurs observations dont le fait que la LEH soit insensible à la vitesse de déformation (résultat qu'il a pu observer en plaçant une vitrocéramique devant le matériau cible dans le but de générer une rampe de

---

1. Il est plus judicieux de parler de comportement inélastique que de comportement plastique. Le comportement inélastique pouvant être régi par des mécanismes de fissuration.

chargement et ainsi réduire la vitesse de déformation) laisseraient penser que les mécanismes d'endommagement sont insensibles au paramètre temps et donc qu'ils ne peuvent pas être liés au phénomène d'amorçage et de propagation de fissures. Grady (1995) a également observé une insensibilité à la vitesse de déformation de la LEH de nombreux types de céramiques. Longy et Cagnoux (1989) ont montré, avec une alumine contenant moins de 1 % de phase vitreuse, la présence de mécanismes de déformation plastique pour des niveaux de contrainte inférieurs à la LEH et l'absence de microfissuration même à des niveaux atteignant le double de la LEH, contredisant les résultats de Yeshurun et al. (1987). Les mécanismes observés correspondent à de la compaction de porosités. Cependant, la différence de taux de phase vitreuse entre les différentes aluminés utilisées (30 % pour l'alumine AD85 utilisé par Yeshurun et al. (1987)) est probablement à l'origine de la différence de comportement. L'influence de la présence d'une phase secondaire sur les mécanismes d'endommagement sera discutée au paragraphe 2.2.2.4.

Les mécanismes de microplasticité rencontrés dans les céramiques peuvent être de natures différentes. Les mécanismes d'empilement de dislocations (cf. Fig. 2.4(a)) font partie des plus couramment rencontrés (Longy, 1987; Louro, 1988; Raiser et al., 1990; Cosculluela, 1992; Staehler et al., 2000; Mukhopadhyay et al., 2011). Les différents travaux de Lankford ont également montré la présence de mécanismes de maclage (Lankford, 1977, 1981) ou de glissement (Lankford et al., 1998) dans les grains d'aluminés. Il a également observé que les mécanismes de microplasticité ont une influence sur les mécanismes de microfissuration ; la rencontre d'une macle avec un joint de grain semblant être un lieu privilégié d'initiation de fissures.

L'influence des mécanismes de microplasticité sur la LEH d'une céramique a également été étudiée par Bourne (2006a,b). Des simulations numériques à l'échelle mésoscopique de différentes aluminés soumises à une sollicitation de type choc ont montré que la LEH d'un matériau était gouvernée par les mécanismes de microplasticité activés à l'intérieur d'un grain et qu'elle correspond au moment où les différentes zones endommagées se rejoignent, interagissent et conduisent à la rupture du matériau. Chen et al. (2006) ont confirmé ces hypothèses en réalisant des analyses au MEB et au MET d'échantillons d'alumine AD995 sollicités par impact de plaques à des niveaux de contrainte de 6,0 et 7,8 GPa (correspondant à des niveaux respectivement inférieurs et supérieurs à la LEH valant environ 6,7 GPa). Ils

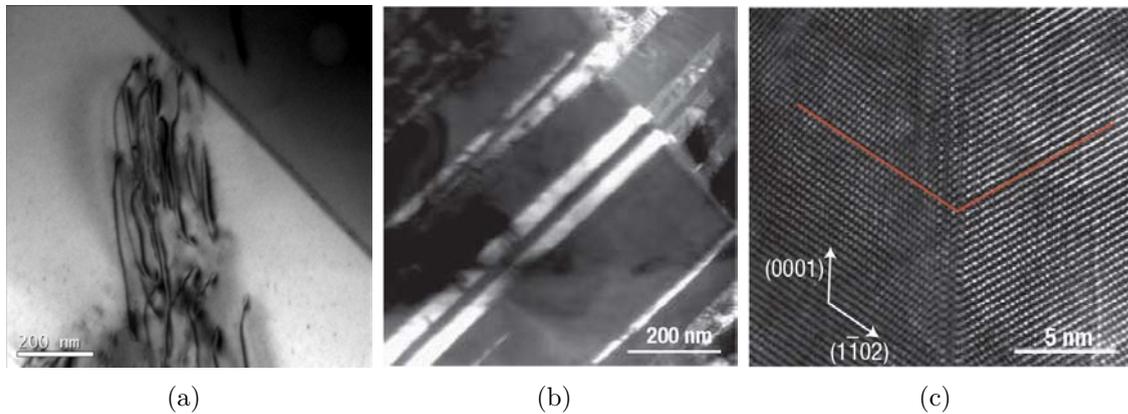


Fig. 2.4 – a) Empilements de dislocations à un joint de grain observé après un choc à 6,5 GPa (environ  $3,2 \times LEH$ ) sur une alumine haute densité (Mukhopadhyay et al., 2011); b) et c) mise en évidence de maclage (à différentes échelles) dans des grains d'alumine AD995 soumis à un choc de 7,8 GPa ( $LEH = 6,7$  GPa) (Chen et al., 2006)

ont observé que l'échantillon sollicité en dessous de sa LEH présentait un faciès de rupture intergranulaire et ont remarqué la présence de quelques lignes de dislocations, isolées et connectées aux joints de grains. Cependant leur faible nombre et leur caractère isolé n'ont, apparemment, pas eu d'effets sur le comportement élastique du matériau. La LEH serait, d'après les auteurs, due à l'activation de nombreux mécanismes de maclage dans les grains d'alumine (cf. Figs. 2.4(b) et 2.4(c)) (observés dans les échantillons sollicités au dessus de la LEH). Ces mécanismes de microplasticité seraient également la cause d'une fracturation transgranulaire par clivage.

Ces différentes études montrent que des mécanismes de microplasticité et/ou de microfissuration sont à l'origine de la limite élastique d'Hugoniot d'une céramique mais qu'aucune conclusion ne peut encore être généralisée sur leur nature exacte; les caractéristiques microstructurales semblent être d'une importance considérable. De plus, la quasi-totalité des études réalisées à ce jour sur les mécanismes d'endommagement en compression ont été réalisées sur des céramiques présentant une LEH faible (en particulier les aluminés dont la LEH varie en moyenne entre 5 et 7 GPa). Les mécanismes à l'origine de la LEH des céramiques de type carbure de silicium et carbure de bore par exemple (présentant une LEH plus élevée) sont donc encore en partie issus d'hypothèses formulées à partir des observations réalisées sur d'autres types de céramiques.

Nous pouvons cependant noter l'étude réalisée par Shih et al. (2000) sur deux

nuances de carbure de silicium pressées à chaud (notées SiC-I et SiC-II) et contenant respectivement du bore et un composant à base d'aluminium comme ajouts de frittage). Ils ont tout d'abord montré, par essais aux barres de Hopkinson, une augmentation du pourcentage de polytype 6H dans les deux nuances avec le niveau de chargement, laissant ainsi présager la présence d'une activité de type microplasticité avant la rupture. L'analyse des échantillons récupérés avant rupture a également montré l'abondance de défauts d'empilement dans les deux nuances et la présence d'une grande densité de dislocations pour la nuance SiC-II.

### 2.2.2.2 Influence de la taille de grain

La taille de grain est l'un des paramètres qui a été avancé par certains auteurs comme pouvant avoir une influence sur le comportement en compression des céramiques et notamment sur la limite élastique d'Hugoniot. Longy et Cagnoux (1989); Bourne et al. (1994) ont observé qu'une augmentation de la taille de grain de céramiques de type alumine conduit à une diminution de leur LEH, phénomène qui n'est pas sans rappeler la loi de Hall et Petch (Petch, 1953) reliant la limite d'élasticité des métaux polycristallins à leur taille de grain. Une autre origine (que celle de l'arrêt des dislocations aux joints de grains) de l'influence de la taille de grain serait une diminution des contraintes résiduelles aux jonctions de grains (jonctions triples ou joints de grains) en diminuant la taille de grain, ayant ainsi pour effet de rendre le matériau moins sensible à de la fissuration intergranulaire (Raiser et al., 1994).

Cagnoux (1989) a réalisé des essais d'expansion sphérique sur deux aluminés présentant des caractéristiques similaires mais des tailles de grain différentes (l'alumine A 16-2, présentant une taille de grain de  $4,7 \mu\text{m}$  et l'alumine AL 23 dont la taille de grain est comprise entre 10 et  $20 \mu\text{m}$ ). Il a montré que l'alumine à grains fins (A 16-2) se compactait plastiquement durant la phase de compression sans présenter de microfissures, tandis que l'alumine à gros grains se déformait plastiquement avec des mécanismes de maclage, induisant également un amorçage de microfissures. Cosculluela (1992) a obtenu des résultats semblables pour le même type de chargement (l'alumine à grains fins utilisée dans son étude était une alumine T299, dont la taille de grain varie de 2 à  $15 \mu\text{m}$ ). Selon lui, les fissures intergranulaires observées dans les aluminés à gros grains seraient notamment dues à des contraintes locales de cisaillement induites par une anisotropie de la déformation plus marquée dans le cas de ces aluminés. Leme Louro et Meyers (1989) ont, quant à eux, observé qu'une aug-

mentation de la taille de grain des alumines de 4 à 24  $\mu\text{m}$  conduisait à une réduction notable du taux de microfissuration.

### 2.2.2.3 Influence du taux de porosité

Le taux de porosité est également l'un des paramètres pouvant jouer un rôle sur le comportement en compression. En effet, au cours de la compaction d'un pore, des contraintes de traction locales sont appliquées aux grains, favorisant l'amorçage de fissures (mécanisme de [Nemat-Nasser et Hori \(1987\)](#)). Une forte influence du taux de porosité des alumines sur leur limite élastiques d'Hugoniot peut être observée (cf. Fig. 2.5(a)); cette dernière semblant décroître de manière exponentielle au fur et à mesure que la porosité augmente. L'influence du taux de porosité est particulièrement sensible lorsque celui-ci reste faible (environ inférieur à 2 %). Ces observations laissent également penser que dans le cas des matériaux poreux, la LEH est gouvernée par des mécanismes de microfissuration originaire des porosités. [Murray et al. \(1998a\)](#) ont également obtenu des résultats similaires en réalisant des essais d'impact de plaques sur trois alumines présentant des taux de porosité différents : l'alumine 880 (6,6 % de porosité) présentant une LEH d'environ 5,4 GPa tandis que l'alumine haute pureré 999 (moins de 0,15 % de porosité) présente une LEH d'environ 13 GPa.

[Gust et Royce \(1971\)](#) ont comparé les adiabatiques dynamiques de plusieurs alumines ayant des densités initiales différentes et obtiennent des résultats similaires à ceux de [Ahrens et al. \(1968\)](#) : bien qu'ayant des comportements plastiques très différents pour des contraintes faiblement supérieures à leur LEH, les différentes alumines présentent des adiabatiques dynamiques convergeant pour des états de contrainte de l'ordre de quatre fois leur LEH vers le comportement d'un matériau compact (cf. Fig. 2.5(b)).

### 2.2.2.4 Influence de la phase secondaire

La poudre de carbure de silicium étant difficilement densifiable à l'état pur et sous une pression normale ([Rossiquet, 2012](#)), des ajouts de frittage sont couramment utilisés. Ceux-ci peuvent être par exemple l'oxyde d'aluminium et l'oxyde d'yttrium ( $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Y}_2\text{O}_3$ ) dans le cas du frittage en phase liquide (au moins un des constituants de la poudre à fritter se liquéfie au cours du frittage, en l'occurrence des éléments constitutifs des ajouts de frittage), ou encore le carbone (C) et le bore (B) dans le

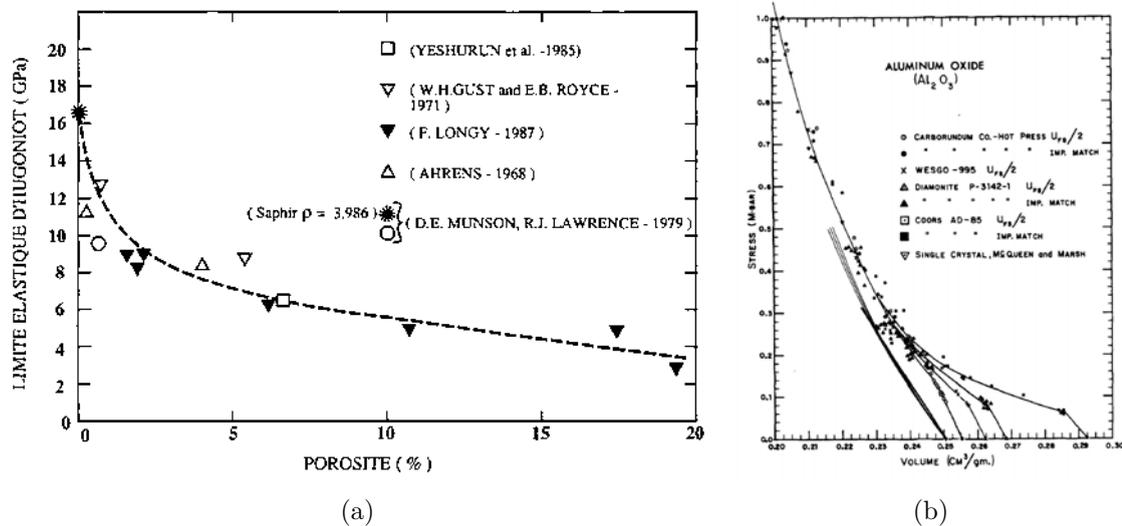


Fig. 2.5 – Influence du taux de porosité sur le comportement en compression des alumines. a) Evolution de la LEH en fonction du taux de porosité (Coscolluela, 1992); b) adiabatiques dynamiques de diverses alumines (Gust et Royce, 1971)

cas du frittage en phase solide. Ces éléments ne disparaissant pas après le frittage, ils sont donc retrouvés dans les céramiques sous forme de phases secondaires (de nature cristalline ou amorphe) ou sous forme d'inclusions et vont avoir une influence sur le comportement mécanique des céramiques.

Yeshurun et al. (1988) ont observé la présence de microfissuration dans la phase vitreuse des céramiques pour des niveaux de contrainte inférieurs à la LEH. Le seuil d'apparition de ces microfissures dépendant du taux de phase vitreuse. Cette microfissuration serait selon lui due à la différence d'impédance entre la céramique et la phase vitreuse et naîtrait lors du passage de l'onde de choc. Ces auteurs observent également une recristallisation locale de la phase secondaire issue de l'échauffement accompagnant la relaxation de l'énergie lors de la propagation d'une fissure. Sundaram et Clifton (1998) remarquent la présence de phase secondaire vitreuse resolidifiée sur le projectile en acier après un essai d'impact de plaques inclinées, prouvant la possible liquéfaction de la phase vitreuse et pouvant modifier ainsi la résistance en cisaillement de la céramique.

D'après Cagnoux et Longy (1988), la présence de phase secondaire n'a pas d'influence sur la LEH; la LEH des alumines UL 500 et AD 85 (céramiques ayant le même taux de porosité mais des proportions de phase secondaire différentes) étant la même. Ils émettent alors l'hypothèse que les microfissures observées dans la phase

vitreuse se sont formées au cours de la décharge par des contraintes de traction originaires de l'hétérogénéité de la déformation permanente entre les grains d'alumine et la phase secondaire.

Raiser et al. (1994) obtiennent des résultats similaires à ceux de Cagnoux et Longy (1988) : l'alumine AD 995, malgré un taux de phase vitreuse et un taux de porosité plus important que l'alumine Vistal (taux de porosité toutefois relativement faible par rapport à l'alumine AD85), présente une résistance en compression légèrement supérieure à cette dernière. Ils rejoignent ainsi Reed (1988) en disant que la présence de phase secondaire réduit les contraintes résiduelles intergranulaires grâce à la capacité de la phase vitreuse à accommoder, au cours du frittage, l'anisotropie d'expansion thermique entre les grains.

D'après She et Ueno (1999), la fissuration intergranulaire observée dans les SiC frittés en phase liquide avec ajout de YAG ( $Y_3Al_5O_{12}$ ) serait due aux différences de coefficients de dilatation thermique entre les différentes phases ( $\approx 4,5 \cdot 10^{-6}$  pour le SiC contre  $\approx 8 \cdot 10^{-6}$  pour le YAG). Les contraintes résiduelles de traction générées lors du refroidissement après frittage fragilisant ainsi les interfaces entre grains et facilitant la fissuration intergranulaire.

Sharma et al. (1998) ont comparé la fatigue en compression dynamique de deux nitrures de silicium contenant une phase secondaire vitreuse ou cristalline. Ils remarquent que la résistance en fatigue dynamique de la céramique contenant une phase secondaire vitreuse est meilleure que celle contenant une phase secondaire cristalline. En effet, la présence de phase secondaire amorphe tend à bloquer les dislocations aux joints de grains. A l'inverse, la phase secondaire cristalline semble moins efficace à bloquer les mouvements de dislocations et les fissures ; des dislocations étant remarquées dans certaines phases secondaires cristallines. Cependant, ces observations ont été réalisées après un chargement de fatigue et il s'agit de savoir si ces mêmes mécanismes peuvent être observés lors d'un chargement de type impact.

### 2.2.3 Comportement déviatorique des céramiques

Comme vu précédemment, les essais d'impact de plaques permettent de remonter aisément à la limite élastique d'Hugoniot du matériau grâce aux techniques de mesure de vitesse par interférométrie. Associés à un montage permettant de récupérer les céramiques après choc, il est également possible d'étudier les mécanismes de

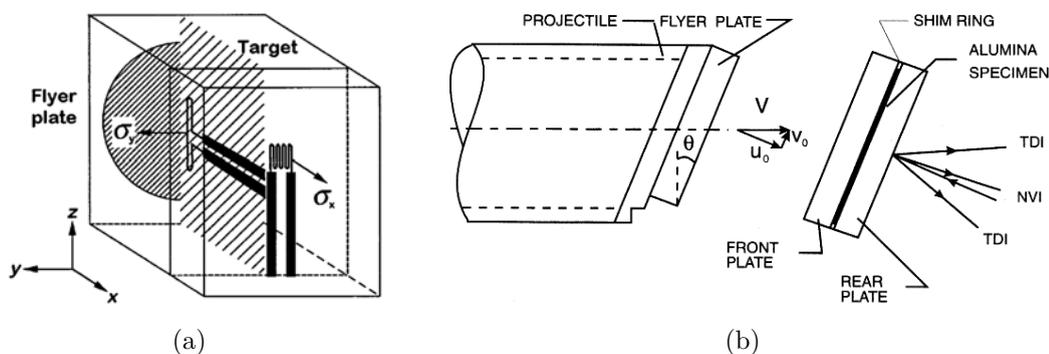


Fig. 2.6 – Techniques expérimentales permettant d'accéder à la résistance équivalente du matériau. a) Utilisation de jauges de contrainte (Bourne et al., 1997); b) technique d'impact incliné (Sundaram et Clifton, 1998)

microfissuration et/ou de microplasticité pouvant être à l'origine du comportement inélastique des céramiques. Cependant, ils ne permettent pas de remonter directement à la résistance offerte par le matériau. En effet, d'après le critère de plasticité de von Mises ou de Tresca, lorsque le matériau est soumis à une sollicitation de type déformation uniaxiale (les deux critères sont identiques dans ce cas), la contrainte équivalente  $\sigma_{eq}$  s'écrit :

$$\sigma_{eq} = |\sigma_x - \sigma_y|. \quad (2.3)$$

Seule la contrainte longitudinale ( $\sigma_x$ ) pouvant être obtenue à partir d'une mesure de vitesse dans le cas d'un impact plan, il n'est donc pas possible de remonter à la résistance offerte par le matériau à partir de ce seul diagnostic. Une mesure de la contrainte latérale (ou transversale) ( $\sigma_y$ ) est nécessaire. Pour cela, différentes méthodes sont possibles. L'une des plus répandues est l'utilisation d'une jauge de contrainte placée dans le matériau et permettant d'accéder à la contrainte latérale (cf. Fig. 2.6(a)). Bien que donnant une mesure directe de la contrainte, son principal inconvénient est de devoir être placée au cœur du matériau, nécessitant le collage de deux blocs et pouvant occasionner des perturbations d'ondes. Une autre méthode est l'utilisation de la technique dite d'impact incliné (cf. Fig. 2.6(b)). Une onde de compression et une onde de cisaillement sont générées dans le matériau à tester. Une mesure de vitesse permet de remonter à la contrainte de cisaillement et indirectement à la contrainte équivalente. Cependant, cette technique nécessite une très bonne précision d'impact.

Rosenberg et al. (1987) ont montré que l'alumine AD 85 conserve sa résistance

au cisaillement même lorsqu'elle est soumise à de très forts niveaux de sollicitation. D'après les auteurs, bien que la céramique soit fissurée, elle conserve sa résistance au cisaillement grâce aux forts niveaux de confinement appliqués par le chargement lui-même. Feng et al. (1998) observent que le SiC-B possède une résistance égale à plus de 1,5 fois sa résistance à la LEH pour des contraintes longitudinales égales au double de sa LEH. Cet important écrouissage fait ensuite place à un adoucissement du matériau. Ils observent également que la transition de comportement de part et d'autre de la LEH est peu marquée. De nombreux auteurs observent un phénomène appelé *failure wave* se propageant après l'onde de choc et après lequel la céramique perd une partie de sa résistance au cisaillement. Cooper et al. (2006) remarquent ce phénomène dans les alumines AD 995 et AD 975. Ils remarquent également que la résistance au cisaillement de ces deux céramiques après le passage de la *failure wave* est proche de celle de l'AD 85 (résultats de Rosenberg et al. (1987)) (cf. Fig. 2.7(a)). Ils en concluent que la résistance au cisaillement des alumines est contrôlée en premier lieu par les grains d'alumine eux-même ; la phase secondaire ou les porosités jouant un rôle secondaire. Pickup et Barker (2000) remarquent également ce phénomène mais observent que le SiC-B et le S-SiC possèdent deux comportements inélastiques différents : tandis que le SiC-B ne perd que peu de résistance au cisaillement après le passage de la *failure wave*, le S-SiC voit sa résistance baisser d'environ 13,4 GPa à 8,6 GPa pour un niveau de choc de l'ordre de 18 GPa. Ces résultats sont semblables à ceux préalablement obtenus par Bourne et al. (1997) en comparant le comportement inélastique de trois nuances de carbure de silicium (la première notée SiC-1, la deuxième notée SiC-2 et correspondant au S-SiC et la troisième notée SiC-3 et correspondant au SiC-B) : tandis que la nuance SiC-B ne perd que peu de résistance au cisaillement (perte de résistance au cisaillement de l'ordre de 0,5 GPa pour un niveau de choc d'environ 1,5xLEH - flèches rouges Fig. 2.7(b)), les nuances SiC-1 et S-SiC (flèches bleues Fig. 2.7(b)) perdent, quant à elles, une part importante de leur résistance au cisaillement. Dans le cas du S-SiC, la perte de résistance au cisaillement est de l'ordre de 2,5 GPa pour un niveau de choc d'environ 1,4xLEH. D'après les auteurs, cette perte de résistance serait due à une fissuration en mode II du matériau après le passage de la LEH (microfissuration rendue possible grâce à la microplasticité générée à la LEH).

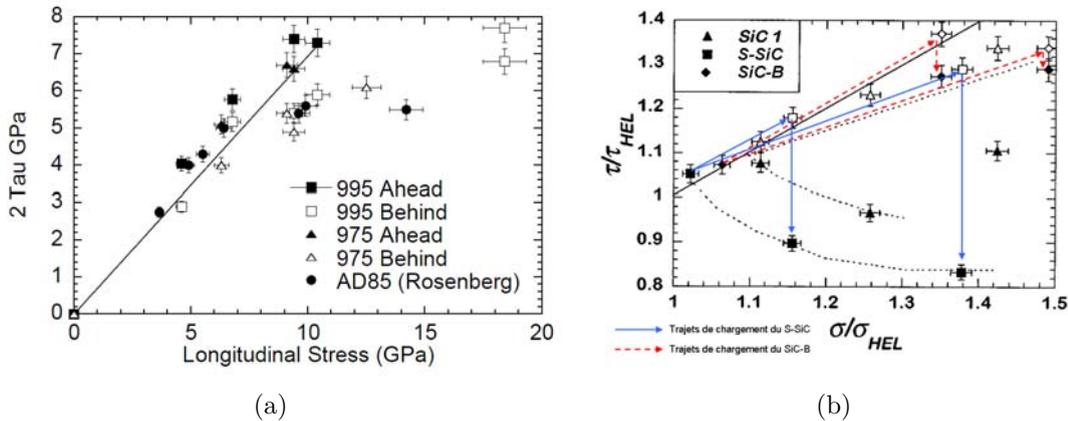


Fig. 2.7 – Evolution de la résistance au cisaillement et mise en évidence du phénomène appelé *failure wave* pour différentes nuances (a) d'alumine (Cooper et al., 2006) et (b) de SiC (Bourne et al., 1997)

## 2.2.4 Conclusion partielle

Bien qu'offrant une très bonne résistance à la compression dynamique (pouvant atteindre plus de 15 GPa pour certaines d'entre elles), les céramiques présentent également un comportement complexe, faisant intervenir des mécanismes de microplasticité et/ou de microfissuration à l'origine de la transition entre comportement élastique et inélastique. La technique d'impact de plaques est la technique la plus couramment utilisée pour caractériser la réponse des céramiques sous chargement de compression dynamique et permet de remonter à plusieurs informations : couplée à l'utilisation de jauges de contrainte ou de mesures de vitesse, elle permet de mesurer les contraintes longitudinales et latérales vues par le matériau et ainsi pouvoir déterminer sa LEH et sa résistance ; couplée à l'utilisation d'un boîtier de récupération, elle permet une analyse microscopique des fragments récupérés et ainsi une étude des modes d'endommagement.

De nombreuses études confirment que les paramètres microstructuraux des céramiques comme la taille de grain, le taux de porosité et la présence de phase secondaire semblent jouer un rôle important dans leur comportement et influencer sur leurs modes d'endommagement. Néanmoins, certaines discordances semblent encore apparaître suivant le rôle joué par chacun de ces paramètres. De plus, il est apparu qu'une majorité des études a été réalisée sur des alumines (car nécessitant des niveaux de contrainte parmi les plus faibles pour initier un endommagement en compression).

Cependant, l'un des principaux inconvénients de la technique d'impact de plaques

est qu'il est nécessaire de réaliser plusieurs essais à des niveaux de choc différents pour étudier l'évolution de la résistance du matériau avec le niveau de chargement ou pour déterminer les paramètres de l'équation d'état. Un exemple est donné Fig. 2.5(b) où l'on peut voir que de nombreux essais ont dû être réalisés pour déterminer l'adiabatique dynamique de différentes alumines.

Il apparaît que les nouvelles technologies dites de hautes puissances pulsées (HPP), permettant de soumettre le matériau à des états successifs de compression (rampe de chargement), couplées aux méthodes d'analyse lagrangienne (Cowperthwaite et Williams, 1971; Seaman, 1974; Cagnoux et al., 1987) sont intéressantes dans la mesure où elles permettent de déterminer, de manière continue, l'évolution des paramètres thermodynamiques d'un matériau au cours du chargement et en un seul essai (Rothman et Maw, 2006). Cependant, l'utilisation de cette méthode ne permet pas d'obtenir directement l'évolution de la résistance d'une céramique mais uniquement celle de la contrainte longitudinale.

## 2.3 Fragmentation dynamique des céramiques

Peu après le passage de l'onde de choc, le déplacement radial de la matière entraîne un chargement de compression-bitraction. Bien que très résistantes lorsqu'elles sont sollicitées en compression, les céramiques présentent une faible résistance en traction (quelques centaines de MPa pour les carbures de silicium), ce qui a comme principal effet une fragmentation intense du matériau. Des vitesses d'impact de quelques dizaines de m/s suffisent à fragmenter la céramique. Afin d'étudier la fragmentation du matériau, Riou (1996) a procédé à un essai d'impact sur une cible bi-couche avec pour face avant un carreau de céramique de 20 mm d'épaisseur suivi d'une face arrière en acier. Le projectile, de forme cylindrique et de diamètre 11 mm a impacté la cible avec une vitesse d'environ 250 m/s. Cette vitesse d'impact, trop faible pour endommager la céramique en compression, permet donc d'étudier uniquement l'endommagement du matériau dû aux contraintes de traction dynamique. Cet essai a permis de dévoiler quatre types de fissures :

- une fissuration conique, formant ce qui est appelé parfois un "cône de Hertz", et à l'intérieur duquel se situe l'essentiel de la fragmentation du matériau (cf. Fig. 2.8(a)),
- une fissuration multiple orientée principalement dans la direction radiale qui

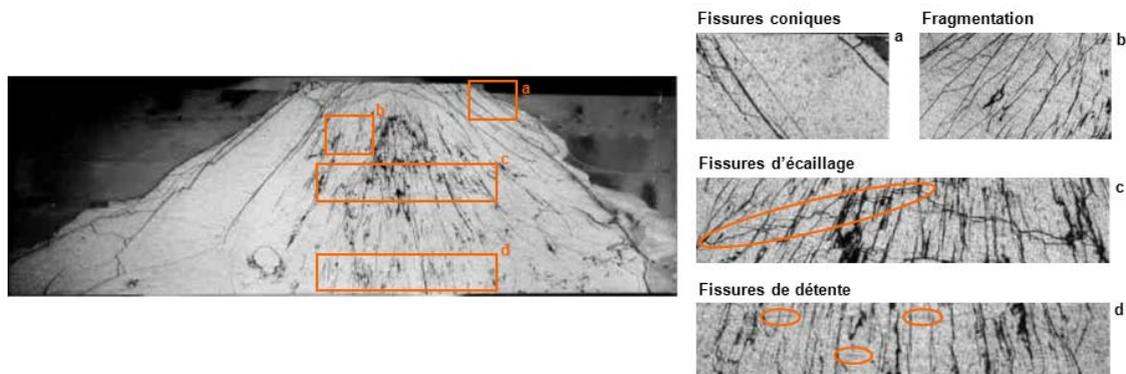


Fig. 2.8 – Observation post-mortem d’un bloc de carbure de silicium impacté à 250 m/s (Riou, 1996)

constitue la fragmentation du matériau (cf. Fig. 2.8(b)),

- des fissures d’écaillage dues au croisement des ondes de détente originaires de la face arrière du projectile et du bloc de céramique (cf. Fig. 2.8(c)),
- des fissures dues aux ondes de détente originaires de la face arrière du carreau de céramique. Elles se distinguent par une orientation perpendiculaire à la face arrière (cf. Fig. 2.8(d)).

Afin d’étudier l’endommagement des matériaux fragiles (dont les céramiques) sous impact, un essai dit d’ “impact sur la tranche” a été développé à l’Ernst Mach Institute en Allemagne (Hornemann et al., 1984; Strassburger et Senf, 1995) et au Centre Technique d’Arcueil (Riou, 1996; Denoual, 1998; Forquin, 2003). Il permet d’étudier et de visualiser la fragmentation d’un bloc de céramique en reproduisant en deux dimensions la sollicitation produite par un impact balistique (cf. Fig. 2.9). Deux configurations existent pour ce type d’essai : une configuration dite “ouverte” permettant la visualisation de la fragmentation à l’aide d’une caméra ultra-rapide et une configuration dite “sarcophage” permettant de réaliser une étude post-mortem de la fragmentation afin de quantifier la densité de fissuration.

### 2.3.1 Impact sur la tranche en configuration ouverte

L’utilisation d’une caméra ultra-rapide lors d’un essai d’impact sur la tranche permet d’accéder à de multiples informations telles que la cinétique de fragmentation, ses origines ou encore la vitesse du front d’endommagement. Strassburger et al. (2005) ont réalisé des essais d’impact sur la tranche sur des céramiques transparentes de type AlON à des vitesses d’impact variant entre 270 et 925 m/s. La

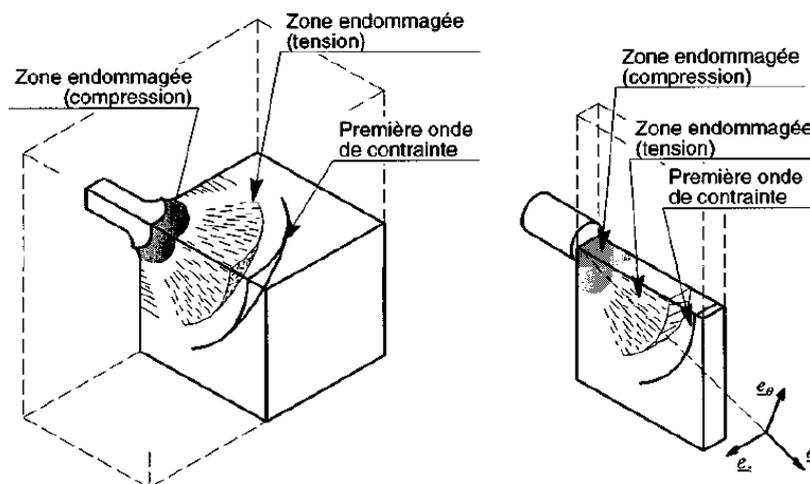


Fig. 2.9 – Schématisation de l'endommagement produit par un impact balistique et par un impact sur la tranche (Denoual, 1998)

Fig. 2.10 présente une séquence d'images obtenue par caméra ultra rapide de type Craz-Schardin. Elle permet de visualiser l'évolution du front de chargement (gris foncé) précédant le front d'endommagement (noir). Il est également possible de visualiser le processus d'initiation des fissures (les centres des cercles noirs observables en particulier entre 6,7 et 8,7  $\mu\text{s}$  après impact entre le front de chargement et le front d'endommagement correspondent aux lieux d'initiation des fissures), laissant penser que la fragmentation n'est pas constituée d'unique fissures radiales parcourant l'ensemble du carreau mais est le résultat de la coalescence de nombreuses fissures initiées au passage des ondes de chargement.

Strassburger et Senf (1995) ont réalisé de multiples essais d'impact sur la tranche sur différents types de céramiques ( $\text{SiC}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{TiB}_2$ ) avec des vitesses d'impact comprises entre 30 m/s et 1050 m/s. Il leur a été possible de visualiser l'apparition des différents types de fissures que l'on peut observer lors de l'étude post-mortem d'un carreau de céramique fragmenté. Ces différents essais ont également permis aux auteurs de montrer que la vitesse d'impact du projectile avait une influence sur la vitesse du front d'endommagement.

### 2.3.2 Impact sur la tranche en configuration sarcophage

La configuration sarcophage lors des essais d'impact sur la tranche a été mise en œuvre par Denoual (1998) et Forquin (2003). Cette configuration consiste à placer le carreau de céramique dans un sarcophage en métal. Il permet lors de l'impact de

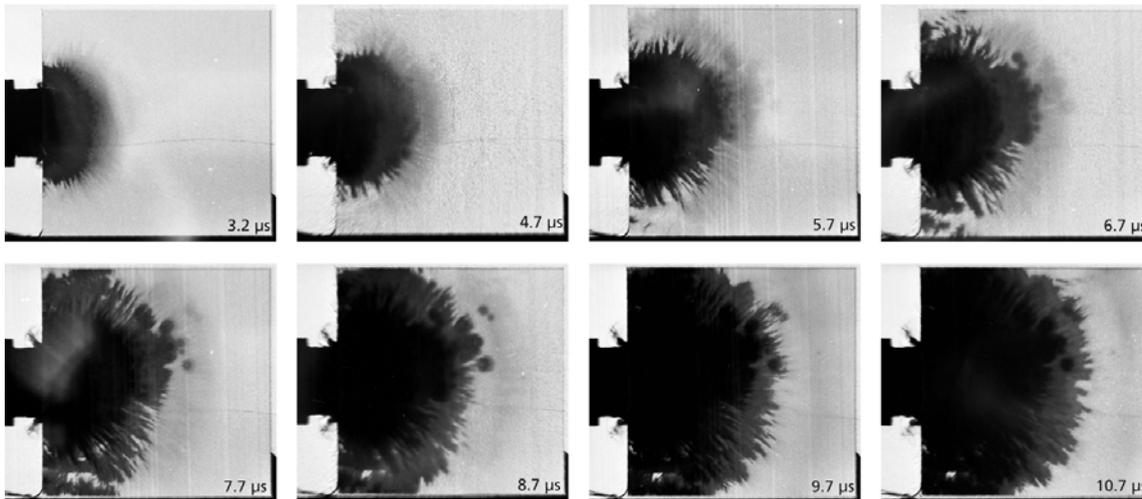


Fig. 2.10 – Séquence d’images obtenues par caméra ultra-rapide suite à un impact sur la tranche de céramique AlON à une vitesse de 381 m/s (Strassburger et al., 2005)

maintenir l’ensemble des fragments à leur place. La présence d’un jeu est cependant nécessaire entre le carreau et le sarcophage afin de produire une rupture d’impédance permettant d’obtenir des conditions aux limites proches de celles de l’impact sur la tranche en configuration ouverte. Une infiltration des céramiques fragmentées par une résine transparente permet de révéler le faciès d’endommagement. Il est alors également possible d’évaluer les densités de fissures en tout point du carreau de céramique.

Forquin et al. (2003b) ont réalisé des essais d’impact sur la tranche en configuration sarcophage sur deux nuances de SiC (la première est une nuance nommée R-SiC caractérisée par une porosité ouverte de 15 %, la seconde, nommée R-SiC-Al, correspond à la première, laquelle a été infiltrée d’un alliage d’aluminium après frittage à travers la porosité ouverte). Deux essais ont été réalisés à des vitesses de 100 et 200 m/s sur la nuance R-SiC et un essai a été réalisé à 200 m/s sur la nuance R-SiC-Al. Les résultats sont présentés Fig. 2.11.

Nous pouvons remarquer que les carreaux sont entièrement fragmentés après l’impact. Cependant la densité de fissuration dépend fortement de la vitesse d’impact comme le montrent les Figs. 2.11(a) et 2.11(b). De plus, il a été observé que pour une même vitesse d’impact, la fragmentation d’une céramique infiltrée est moins importante que celle d’une céramique non infiltrée (cf. Fig. 2.11(c)). Comme le démontrent les essais de flexion quasi-statique réalisés sur les mêmes céramiques, le squelette

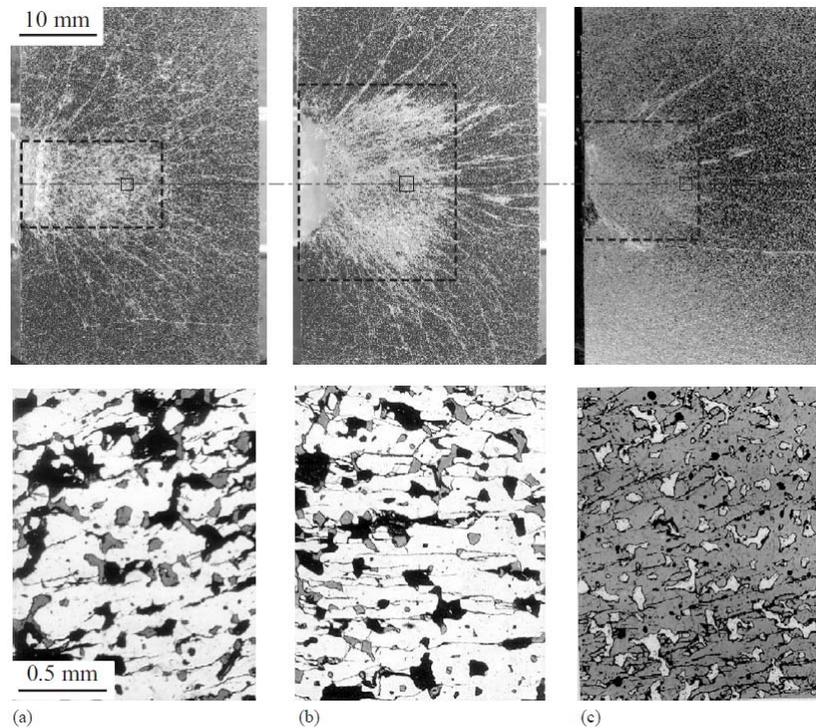


Fig. 2.11 – Observations post-mortem et micrographies d’une zone située à 13 mm du point d’impact. R-SiC impacté à 100 m/s (a) et à 200 m/s (b) et R-SiC-Al impacté à 200 m/s (c) (Forquin et al., 2003b)

en aluminium a une influence importante sur les contraintes d’initiation des fissures (Forquin et al., 2003b). Les différentes micrographies réalisées permettent également de constater que les fissures sont connectées aux porosités présentes dans la céramique. Ainsi, les porosités ou plus généralement les défauts préexistants semblent être des lieux privilégiés d’amorçage des différentes fissures.

### 2.3.3 Conclusion partielle

Les essais d’impact sur la tranche, que ce soit en configuration ouverte ou en configuration sarcophage permettent donc de nous renseigner sur les origines et la cinétique de fissuration mais également sur les caractéristiques de la fragmentation comme la densité de fissure générée par un impact. Ils constituent des essais intéressants dans le but d’aider à comprendre le rôle de la microstructure d’un matériau sur le processus de fragmentation. Cependant, ces essais ne nous donnent aucune information sur la résistance des céramiques à la traction dynamique. L’un des moyens d’accéder à cette dernière est de réaliser ce qu’on appelle des essais d’écaillage.

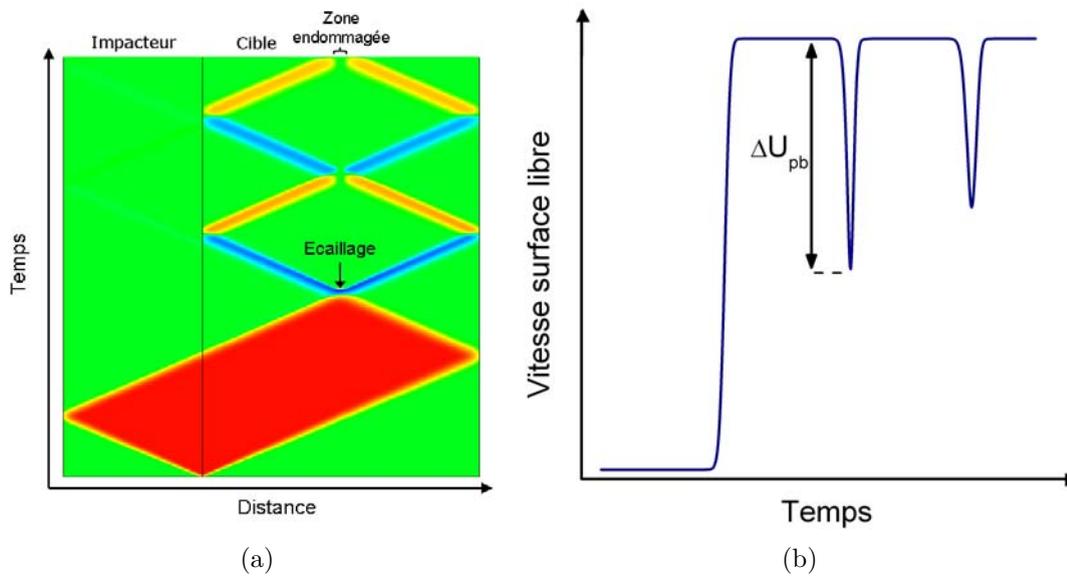


Fig. 2.12 – (a) Diagramme de marche d'un essai d'écaillage par impact de plaques (rouge et jaune : chargement de compression ; vert : état de contrainte nulle - bleu ; chargement de traction), (b) signal de vitesse typique d'un essai d'écaillage

## 2.4 Résistance à la traction dynamique des céramiques

### 2.4.1 Essais d'écaillage par impact de plaques

L'essai d'écaillage par impact de plaques consiste à faire impacter une cible à l'aide d'une plaque impacteur de plus faible épaisseur. La configuration expérimentale est semblable à celle utilisée pour réaliser un essai de compression par impact de plaques (cf. Fig. 2.2). Cependant, dans ce cas, la face arrière de la cible est généralement libre de contrainte (absence de matériau fenêtre). Lors de l'impact, un chargement de compression est généré et se propage dans l'impacteur et dans le matériau cible. En arrivant sur chacun des bords libres (à l'arrière de l'impacteur et à l'arrière de la cible), les ondes de compression se transforment en ondes de détente qui propagent dans le matériau l'information de bord libre (autrement dit ramènent l'état de chargement en compression à un état de contrainte nulle). Le croisement des deux ondes de détente génère une impulsion de traction dynamique au cœur de la cible qui, dès que la résistance en traction est atteinte, conduit à la rupture par écaillage (cf. Fig. 2.12(a)).

Les essais d'écaillage par impact de plaques nous permettent de remonter à deux

informations principales. La première est le seuil (ou limite) d'écaillage, c'est-à-dire la contrainte la plus faible à laquelle la céramique rompt. Elle s'obtient à partir d'essais successifs en faisant varier la vitesse d'impact. La seconde information est la résistance à l'écaillage en fonction du niveau de choc atteint.

La Fig. 2.12(b) présente un signal de vitesse typique obtenu en face arrière de la cible lors d'un essai d'écaillage par impact de plaques. Le premier rebond observable sur le signal de vitesse témoigne d'un endommagement par écaillage au cœur de la cible. En effet, lors de la rupture par écaillage, la fin du chargement est réfléchi sur le plan écaillé et revient vers la face arrière de la cible, provoquant ainsi une remontée de la vitesse. Les différents rebonds observables par la suite sont représentatifs des aller-retours d'ondes entre la zone endommagée et la surface libre. La différence entre la vitesse maximale atteinte et la vitesse au niveau du premier rebond, appelée *pullback velocity* et notée  $\Delta U_{pb}$ , permet de calculer la résistance dynamique du matériau. En effet, d'après l'approximation acoustique linéaire de Novikov et al. (1966), la contrainte d'écaillage est donnée, si l'on reste en régime élastique avant rupture, par la formule :

$$\sigma_{ec} = \frac{1}{2} \rho_0 C_L \Delta U_{pb}. \quad (2.4)$$

Bless et al. (1986) ont réalisé des essais d'écaillage sur alumine Al-300 (taille de grain de 20  $\mu\text{m}$ ) et alumine AD-85 (taille de grain de 5  $\mu\text{m}$ ) à différents niveaux de choc. Ils observent qu'à mesure que le niveau de choc s'approche de la LEH, la contrainte d'écaillage du matériau décroît. Pour des faibles niveaux de choc (inférieurs à 3 GPa) la contrainte à l'écaillage est d'environ 400 MPa pour l'alumine Al-300 contre environ 300 MPa pour l'alumine AD-85. Il semble également que, loin de la LEH, le niveau de choc n'a que peu, voire pas d'influence sur la contrainte d'écaillage du matériau. Cagnoux et Longy (1988) ont réalisé des essais d'écaillage sur 5 aluminés présentant des propriétés microstructurales différentes. Ils observent que, à l'instar de Bless et al. (1986), en prenant en compte les erreurs expérimentales, le niveau de choc n'a pas d'influence sur la contrainte d'écaillage du matériau. Ils observent également que la résistance dynamique du matériau est influencée par la porosité et la taille de grain et semble ne pas l'être par la pureté. Dandekar (2001) a montré que pour des niveaux de choc inférieurs à la LEH, la contrainte d'écaillage des carbures de bore est indépendante du niveau de choc mais semble dépendre de la durée du choc. Pickup et Barker (2000) ont observé que la contrainte d'écaillage

des carbures de silicium tendait à décroître avec le niveau de choc, même pour des niveaux de choc faibles.

Bartkowski et Dandekar (1996) ont comparé les contraintes d'écaillage de deux carbures de silicium (un SiC fritté par Sohio et un SiC-B pressé à chaud par Cercom). Il a montré que le SiC-B pressé à chaud (Cercom) présentait globalement une contrainte d'écaillage plus élevée que le SiC fritté par Sohio mais n'ont pas pu conclure si la meilleure performance présentée par le SiC-B était due à sa plus grande densité ou à sa taille de grain plus faible. De plus, une dispersion importante des valeurs de contrainte d'écaillage avec le niveau de choc est à noter, empêchant de dégager une tendance particulière. D'autres études tendent à montrer qu'aucune relation ne peut être faite entre le niveau de choc et la contrainte d'écaillage. Dandekar et Bartkowski (2001) ont montré que différentes nuances de SiC pouvaient montrer des tendances très différentes : alors que la nuance S-SiC frittée et pressée à chaud présentait la dispersion la plus faible et la plus grande sensibilité au niveau de choc (contrainte d'écaillage variant d'environ 0,8 GPa à 1,85 GPa pour des niveaux de choc variant de 1,5 à 11,7 GPa), la nuance SiC-N présentait une dispersion très importante des contraintes d'écaillage avec le niveau de choc (cf. Fig. 2.13(a)) (la probable cause avancée par les auteurs serait une grande variation en termes de qualité des échantillons de SiC-N). Paris et al. (2010) ont comparé (cf. Fig. 2.13(b)) les contraintes d'écaillage d'un carbure de silicium fritté avec le procédé dit de frittage flash, noté SPS, avec les céramiques Sohio et Cercom (données de Bartkowski et Dandekar (1996)) et les SiC pressés à chaud étudiés par Winkler et Stilp (1991). Ils ont tout d'abord montré que le SiC fritté par frittage flash présente une contrainte d'écaillage globalement constante (environ 1,4 GPa) à des niveaux de choc inférieurs à  $0,28 \times \text{LEH}$  (la LEH est d'environ 18 GPa) et une décroissance monotone de cette contrainte d'écaillage pour des niveaux supérieurs (il atteint une contrainte d'écaillage d'environ 0,34 GPa pour un niveau de choc de 21,5 GPa). Ils montrent également que les contraintes d'écaillage et la sensibilité au niveau de choc du SPS SiC sont comparables à ceux du SiC-B étudié par Bartkowski et Dandekar (1996).

Martin (2004) a réalisé des essais d'écaillage sur deux SiC Hexoloy<sup>®</sup> 2 (un Hexoloy<sup>®</sup> "standard" et un Hexoloy<sup>®</sup> "amélioré"; l'Hexoloy<sup>®</sup> standard présentant un nombre

---

2. Hexoloy<sup>®</sup> est le nom commercial d'une nuance de carbure de silicium frittée par frittage naturel en phase solide et commercialisée par Saint-Gobain. Plus d'informations concernant l'Hexoloy<sup>®</sup> peuvent être obtenues au chapitre 3.

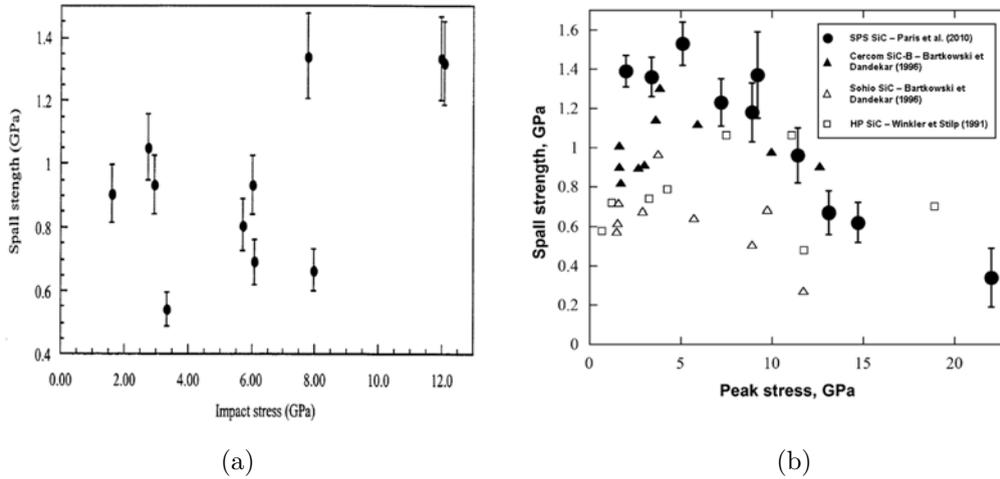


Fig. 2.13 – Contrainte d'écaillage en fonction du niveau de choc pour différentes nuances de carbure de silicium : (a) SiC-N (Dandekar et Bartkowski, 2001), (b) SPS SiC (Paris et al., 2010), Cercom SiC-B et Sohio SiC (Dandekar et Bartkowski, 2001), HP SiC (Winkler et Stilp, 1991) - (Paris et al., 2010)

plus important de porosités de grande taille). Il a montré que la distribution de taille des pores du matériau n'avait pas d'effet notable sur la contrainte d'écaillage.

Murray et al. (1998b) ont réalisé des essais d'écaillage sur trois aluminés présentant des puretés différentes. L'alumine la plus poreuse (alumine 880) semble présenter des contraintes d'écaillage plus faibles que l'alumine 975 pour des niveaux de choc inférieurs à 4 GPa. Les auteurs observent également une décroissance de la contrainte d'écaillage avec la durée du pulse de compression. En effet, plus le pulse de compression est long, plus les microfissures générées durant cette phase ont le temps de grandir, expliquant ainsi la contrainte d'écaillage plus faible observée. Les auteurs ont également testé l'influence de la vitesse de déformation durant la phase de détente. Selon eux, celle-ci a un effet négligeable sur la contrainte d'écaillage. Cependant, il est à noter que Grady (1988) avait relaté, dans un précédent travail, un accroissement de la contrainte d'écaillage avec la vitesse de déformation. Selon lui, la contrainte d'écaillage pour un matériau fragile peut s'écrire en fonction de la vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}$  par la formule :

$$\sigma_{ec} = \left(3\rho C_0 K_c^2 \dot{\epsilon}\right)^{1/3}, \quad (2.5)$$

avec  $K_c$  le facteur d'intensité des contraintes (en  $\text{MPa}\sqrt{m}$ ). Ce même auteur avait en 1980 (Grady et Kipp, 1980) montré une augmentation de la résistance en traction de schistes avec la vitesse de déformation.

## 2.4.2 Conclusion partielle

Les essais d'écaillage permettent d'accéder à des valeurs de résistance en traction dynamique offerte par les céramiques. Cependant, l'utilisation de la technique d'impact de plaques ne permet pas de remonter à des données telles que la vitesse de déformation à rupture. Ainsi, les contraintes d'écaillage sont couramment données en fonction du niveau de choc. Les tendances observées ne sont pas claires : tandis que selon certains auteurs (pour des niveaux de choc faibles) la contrainte d'écaillage tend à augmenter avec le niveau de choc, d'autres observent plutôt une insensibilité au niveau de choc. Certaines études, cependant, ne montrent aucune relation entre contrainte d'écaillage et niveau de choc, comme observé par exemple Fig. 2.13(a). Il est à noter également que les incertitudes de mesure de la contrainte d'écaillage par la technique d'impact de plaques sont élevées. De plus, certains paramètres comme la durée du choc semblent influencer sur la contrainte d'écaillage du matériau : plus la durée du choc est grande, plus la contrainte d'écaillage diminue ; laissant soupçonner, dans ce cas, la présence d'un endommagement en compression. Enfin, les paramètres matériau influençant la résistance à l'écaillage de la céramique sont encore sujets à discussion.

## 2.5 Comportement dynamique de la céramique fragmentée

La troisième phase de chargement élémentaire vue par la céramique au cours d'un impact balistique consiste en une pénétration du projectile ou de ses débris dans la céramique fragmentée. Cette phase de chargement est la plus longue puisqu'elle se déroule sur plusieurs dizaines de microsecondes. En effet, elle peut durer environ dix fois plus longtemps que la phase de traction dynamique (2<sup>e</sup> phase de chargement) et environ cent fois plus longtemps que la phase de compression dynamique (1<sup>re</sup> phase de chargement). Ainsi, il est nécessaire de caractériser et de prendre en compte le comportement dynamique d'une céramique fragmentée si l'on veut pouvoir comprendre et modéliser finement le comportement d'une céramique face à un impact balistique.

Des études ont été réalisées pour identifier la réponse d'un ensemble de fragments. Considérant que le glissement et la rotation sont les principaux mécanismes

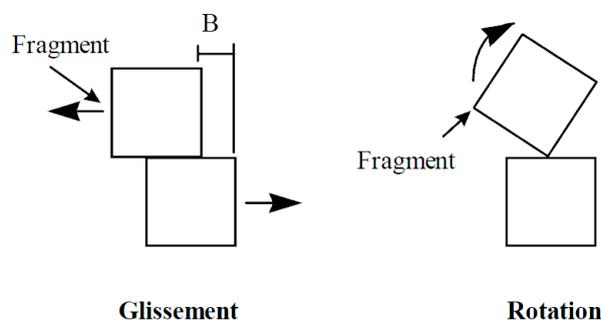


Fig. 2.14 – Principaux mécanismes de déformation d’un assemblage de fragments (Malaise, 1999)

de déformation d’un ensemble de fragments (cf. Fig. 2.14), on peut donc distinguer le coefficient de friction d’un ensemble de fragments se déformant par roulement de celui d’un ensemble de fragments se déformant par glissement (Curran et al., 1993).

Cependant, du fait que le matériau soit souvent confiné rendant donc difficile une déformation par rotation, ce type de déformation n’est que très peu représenté dans les modèles de la littérature. Ainsi, nous nous intéresserons uniquement à la réponse d’un assemblage de fragments favorisant le glissement. Pour décrire le coefficient de friction associé au glissement, il est courant d’utiliser le critère de Mohr-Coulomb. Celui-ci peut s’écrire sous la forme :

$$|\tau| = d + \sigma \tan \phi \quad (2.6)$$

avec  $\tau$  la contrainte de cisaillement appliquée à l’ensemble,  $d$  la contrainte de cohésion du milieu,  $\sigma$  la contrainte normale au plan de contact et  $\phi$  l’angle de friction interne. Le glissement apparaît lorsque l’intensité de la contrainte de cisaillement appliquée devient égale à la somme des autres membres de l’Eq. 2.6.

Rudnicki et Rice (1975) ont défini, dans l’espace des invariants du tenseur des contraintes, le coefficient de friction  $\mu$  comme le rapport entre le second et le premier invariant (contrainte moyenne) (cf. Eq. 2.7).

$$\mu = \sqrt{J_2}/P \quad (2.7)$$

Cependant, il est difficile voire impossible de récupérer une céramique dans l’état où elle se trouve durant la phase de pénétration du projectile lors d’un impact balistique. Ainsi, les auteurs se sont généralement penchés sur l’utilisation de matériaux de substitution (assemblages de poudres ou de matériaux granulaires) présentant des propriétés proches de celles des fragments de céramique formés lors d’un impact.

Des essais statiques ou dynamiques ont été développés afin de mesurer le coefficient de friction d'un ensemble de fragments. Les essais statiques consistent généralement à déposer une poudre de céramique sur un support horizontal et à mesurer l'angle que fait une génératrice du cône avec le plan horizontal. L'angle mesuré coïncidant avec l'angle de friction du matériau.

Cortés et al. (1993) ont réalisé ce type d'essai sur des poudres de carbure de silicium et d'alumine présentant des tailles de fragment différentes. Ils ont montré que le coefficient de friction dépendait de la taille des fragments. Ainsi, dans le cas de la poudre de carbure de silicium, le coefficient de friction vaut 0,72 pour une taille de fragment de 0,2 mm et diminue pour atteindre une valeur de 0,64 pour une taille de fragment de 0,4 mm avant d'augmenter légèrement jusqu'à atteindre une valeur de 0,68 pour des fragments de 4,4 mm. La même tendance est observée pour la poudre d'alumine, mais avec des valeurs de coefficient de friction légèrement supérieures (environ 0,72 pour des fragments de grande taille). Ces mêmes auteurs ont réalisé des essais dynamiques en plaçant une poudre de céramique entre deux boîtiers et en imposant un mouvement oscillatoire relatif entre les boîtiers. Le coefficient de friction est calculé comme le quotient entre la force de friction mesurée et le confinement imposé. Ils ont observé que le coefficient de friction dépendait grandement de la vitesse de déplacement relatif et de la taille des fragments. La pression de confinement imposée ne joue quant à elle qu'un rôle mineur. Cependant ces essais ne permettent pas de déterminer précisément le coefficient de friction de la céramique fragmentée. En effet la principale limitation des essais quasi-statiques et dynamiques utilisant une poudre est que le pourcentage de vide présent dans la poudre utilisée est trop important par rapport au pourcentage de vide présent dans une céramique fragmentée.

Klopp et Shockey (1991) ont réalisé des essais d'impact incliné symétriques (impacteur et cible en carbure de silicium) et ont utilisé une mesure de vitesse en surface libre comme diagnostic. Ils ont déterminé le coefficient de friction du matériau endommagé par approche inverse : des simulations numériques ont été réalisées en faisant varier les paramètres du modèle de plasticité de Mohr-Coulomb utilisé (coefficient de friction et autres paramètres tels que la dilatance et les effets de vitesse par exemple) jusqu'à avoir une bonne corrélation entre résultats expérimentaux et numériques. Ils ont obtenu un coefficient de friction optimal de 0,23 ; les autres pa-

ramètres du modèle ayant un effet plus faible sur les résultats que le coefficient de friction.

Anderson Jr. et al. (2009) ont réalisé des simulations numériques d'essais d'impact hypervitesse sur céramiques pré-endommagées par chocs thermiques et chargements cycliques TS/CL (*Thermally Shocked/Cyclic Loaded*) (Anderson Jr. et al., 2008) en utilisant le modèle de Drucker-Prager (Drucker et Prager, 1952). Ce modèle, couramment utilisé pour simuler le comportement de milieux granulaires, est basé sur une sensibilité à la pression de la résistance du matériau. Il s'écrit :

$$\sigma_{eq} = \min \left( d_0 + P \tan \beta, S_{max}^f \right), \quad (2.8)$$

avec  $\sigma_{eq}$  la contrainte équivalente,  $P$  la pression,  $d_0$  la cohésion du matériau,  $\beta$  l'angle de friction de friction et  $S_{max}^f$  un paramètre supplémentaire permettant de limiter la résistance du matériau pour les fortes pressions (saturation du déviateur).

Les auteurs ont montré que dans le cas des hautes vitesses d'impact (de l'ordre de 3 km/s), les résultats numériques de la pénétration du projectile sont pilotés par le paramètre  $S_{max}^f$  et que les paramètres  $d_0$  et  $\beta$  ont un effet négligeable. Ils ont ainsi obtenu une valeur de 2,56 GPa pour le paramètre  $S_{max}^f$ . Ils ont également montré que, pour toute la gamme de vitesses d'impact, plusieurs paires de paramètres ( $\beta$ ,  $d_0$ ) permettaient de s'approcher des résultats expérimentaux. L'utilisation d'un modèle à deux paramètres (absence de  $S_{max}^f$ ) peut également mener à une bonne corrélation avec les résultats expérimentaux. Néanmoins, dans ce cas, la très grande valeur de  $d_0$  nécessaire ( $d_0 = 1,0$  GPa) semble pour les auteurs non réaliste physiquement.

Cependant, Anderson Jr. et al. (2011) ont plus tard montré qu'il n'y avait pas de différences notables entre les vitesses de pénétration des barreaux dans les matériaux intacts et pré-endommagés. Ils expliquent ce phénomène par la présence d'un front d'endommagement se propageant, dans ce type d'essai, plus rapidement que la vitesse de pénétration du projectile. Ainsi, le projectile pénétrerait dans tous les cas dans une céramique endommagée.

Grove et Rajendran (1996) ont réalisé des simulations numériques d'impact de barreaux en tungstène (vitesses d'impact de 1500 m/s) sur plusieurs cibles composées de plaques en céramique (SiC) de différentes épaisseurs (25,4, 38,1 et 50,8 mm) et d'un backing semi-infini en acier. Le modèle d'endommagement de Rajendran-Grove a été utilisé (modèle détaillé au paragraphe 2.6.1.2). La résistance du matériau endommagé a été simplifiée suivant une loi à deux paramètres ( $\beta$  et  $S_{max}^f$ ; absence

de cohésion). En imposant un coefficient de friction  $\beta$  égal à 1, les auteurs ont obtenu pour  $S_{max}^f$  la valeur optimale de 4 GPa.

### 2.5.1 Conclusion partielle

Du fait de son important temps caractéristique (plusieurs dizaines de microsecondes), la troisième phase de chargement (c'est-à-dire la phase de pénétration du projectile ou de ses débris dans la céramique fragmentée) joue un rôle non négligeable dans la résistance d'une céramique face à un impact balistique. Pour déterminer le comportement d'une céramique fragmentée, plusieurs méthodes sont possibles. La première consiste à déterminer la réponse d'un ensemble de fragments par essais quasi-statiques ou dynamiques (mouvement oscillatoire) et en substituant les fragments par une poudre de céramique. Cependant, les principales limitations de cette approche sont que l'assemblage de poudres de céramique peut présenter un comportement différent des fragments de céramique (taux de vide important dans l'assemblage de poudres) et les chargements sont très éloignés du chargement vu par la céramique fragmentée au cours d'un impact. La deuxième méthode consiste à déterminer les paramètres d'un modèle de comportement par approche inverse en simulant numériquement des essais d'impact sur céramique (intacte, endommagée ou à l'état de poudre compactée). Les lois de comportement de type Mohr-Coulomb ou Drucker-Prager (résistance du matériau sensible à la pression) semblent bien reproduire le comportement de la céramique fragmentée. Cependant de nombreux jeux de paramètres, parfois irréalistes, peuvent être obtenus suivant les variables utilisées.

## 2.6 Modélisation numérique du comportement des céramiques

La modélisation numérique du comportement dynamique des céramiques est un enjeu important : pouvoir se servir de la simulation numérique pour dimensionner de nouvelles configurations de blindage (type de céramique, épaisseur, etc.) permettrait en effet à la fois un gain de temps et de coût. Cependant, la modélisation fine du comportement dynamique des céramiques est difficile puisqu'elle suppose de prendre en compte une quantité importante de phénomènes physiques décrits précédemment. Plusieurs modèles sont présentés dans la littérature. Certains, comme le modèle de Johnson-Holmquist, sont de nature phénoménologique. De formula-

tion simple, ils sont utilisés principalement dans le but de réaliser des simulations d'impact. D'autres sont de nature micromécanique. Ils se basent sur une description des mécanismes activés dans le matériau durant un chargement dynamique et permettent de réaliser des simulations d'impact ou de décrire un type de chargement bien précis (comme la traction dynamique par exemple, s'agissant du modèle DFH). Il existe également des modèles mésoscopiques (simulations numériques à l'échelle des grains du matériau) qui permettent principalement une compréhension des mécanismes activés en dynamique par comparaisons expérimentations - calculs. Cette étude bibliographique sera ainsi portée sur la description et les manques des principaux modèles présents dans la littérature.

### 2.6.1 Modèles macroscopiques

Les modèles macroscopiques sont les modèles les plus couramment rencontrés dans la littérature et peuvent être de nature phénoménologique ou micromécanique. Une revue non exhaustive de différents modèles est tout d'abord présentée, avant de détailler deux modèles couramment rencontrés.

Le modèle de Wilkins ([Wilkins, 1968, 1969](#)) est l'un des premiers modèles de comportement et d'endommagement des céramiques. Il est basé sur un critère d'endommagement en traction. Lorsque la contrainte principale maximale dépasse une contrainte critique en traction, une fissure est générée dans une cellule. Cette fissure va influencer directement sur la variable d'endommagement. Lorsque la fissure a parcouru toute la cellule, la variable d'endommagement est égale à 1 et le matériau ne possède plus aucune résistance. Walker et Anderson ont, en 1996, modifié ce modèle en considérant que le matériau entièrement endommagé conserve une résistance et utilisent la loi de comportement de Drucker-Prager pour le matériau endommagé ([Anderson Jr., 2007](#)). Ce modèle semble reproduire convenablement la pénétration du projectile en fonction du temps pour un impact de projectiles à 820 m/s. Cependant, il ne permet pas de reproduire la vitesse et la longueur résiduelle du projectile et prédit également mal l'effet *Dwell* ([Anderson Jr., 2007](#)).

[Grady et Kipp \(1980\)](#) ont développé un modèle micromécanique pour décrire la fragmentation dynamique de schistes. Ce modèle se base sur une approche de Weibull pour déterminer, au cours du chargement, le nombre de défauts pouvant être activés en fonction du niveau de déformation. Lorsqu'un défaut est activé, une

fissure se propage avec une vitesse finie. Du fait de l'état libre de contrainte des lèvres des fissures, une sphère d'"occultation" se développe autour de la fissure et à l'intérieur de laquelle le champ de contrainte est nul. Les défauts présents dans les zones occultées ne peuvent plus être activés et la variable d'endommagement est fonction du volume total des zones occultées. Ce modèle permet de reproduire, à partir de résultats expérimentaux, une augmentation de la résistance en traction des roches avec la vitesse de déformation.

Hazell et Iremonger (1997) ont proposé un modèle d'endommagement basé sur une population initiale de défauts (lieux d'initiation des fissures). Les fissures sont initiées lorsqu'une valeur critique du facteur d'intensité des contraintes est atteinte. La vitesse des fissures est fonction de la vitesse des ondes de Rayleigh et de l'intensité de la contrainte appliquée. La variable d'endommagement est définie à 1 lorsque les fissures d'une cellule lagrangienne ont coalescé. Bien que ce modèle reproduise bien la pénétration de sphères en acier dans un bloc de céramique, de plus gros écarts entre résultats expérimentaux et numériques sont obtenus dans des configurations d'impact de plaques.

Le modèle de Chocron Benloulo et Sanchez-Galvez (1998) est un modèle analytique de pénétration d'un projectile dans un blindage bi-couche céramique/composite basé en deux étapes : la première décrit l'érosion du projectile et la formation d'un cône dans la céramique ; lors de la seconde phase, le cône de céramique pénètre dans le backing en composite. Le projectile continue à s'éroder. Fellows et Barton (1999) ont développé un modèle analytique décrivant la pénétration de projectiles à haute vitesse dans une cible bi-couche céramique/backing métallique. Suivant sa vitesse, le projectile peut se comporter de trois façons différentes : érosion, déformation en "champignon" du nez du projectile et comportement rigide pour les vitesses les plus faibles. Ils considèrent également que la céramique s'endommage en formant un cône (dont l'angle dépend de la vitesse du projectile) et que ce cône peut pénétrer dans le backing avant que la céramique ne soit entièrement érodée.

Malaise (1999) a développé un modèle basé sur une représentation phénoménologique du comportement macroscopique des céramiques. Il considère que la céramique fragmentée est uniquement composée d'un ensemble de fragments de taille micrométrique et de forme hexagonale. Il introduit une variable d'évolution de l'endommagement basée sur la vitesse de déformation permanente de cisaillement. L'état

de la céramique intacte, de la céramique fragmentée compacte et de la céramique fragmentée avec un ensemble de fragments lâches sont considérés. Pour chacun de ces états, un modèle de comportement de Drucker-Prager est utilisé. Le modèle de Malaise a montré de bonnes aptitudes à simuler des essais d'impact de plaques et de compression sphérique divergente. Cependant il requiert une analyse inverse pour déterminer le paramètre de fragmentation  $N_0$  nécessaire au calcul de l'endommagement. Dans le cas de simulations d'impact de barreaux encapsulés ou non, il montre une sous-estimation de la pénétration d'un barreau seul par rapport à celle mesurée expérimentalement et une sur-estimation de la profondeur de pénétration d'un barreau encapsulé.

Hari Manoj Simha et al. (2002) ont développé un modèle phénoménologique dans lequel est considéré à la fois un endommagement en compression et un endommagement en traction. L'endommagement en compression est dépendant de l'état de contrainte (donné par la contrainte équivalente au sens de von Mises). L'endommagement en traction est également basé sur l'état de contrainte mais est fonction de deux taux d'évolution de l'endommagement : lorsque toutes les contraintes principales sont en traction, le taux d'évolution est considéré comme plus rapide que lorsque l'état de contrainte est de type traction/compression. La résistance du matériau en compression est sensible à la pression, à la vitesse de déformation et à l'endommagement en compression. En traction, il est considéré que le matériau perd toute sa résistance lorsque la variable d'endommagement est égale à 0,5. Des essais de type DOP et de pénétration dans une cible semi-infinie ont été simulés numériquement par les auteurs et une bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et numériques a été observée. De plus ce modèle semble bien reproduire le phénomène appelé *interface defeat* (écoulement radial du barreau sur la face avant de la céramique et absence de pénétration). Cependant, les taux d'évolution de l'endommagement nécessitent d'être calibrés par approche inverse.

Le modèle de Paliwal et Ramesh (2008) est un modèle micromécanique considérant une distribution initiale de défauts dans le matériau dont la taille suit une certaine distribution. L'endommagement en compression des céramiques est supposé dû à l'amorçage et à la croissance de *wing cracks*. L'initiation de fissures à partir des défauts du matériau ainsi que la vitesse des fissures est fonction du facteur d'intensité des contraintes considérant une fissuration en mode I. L'évolution de l'endommage-

ment est basé sur une notion de densité de fissures. Le modèle incorpore également une notion d'inclusion (pouvant être comparée à l'approche d'Eshelby (1957)) pour traiter l'interaction entre les fissures : les fissures sont entourées par des matrices elliptiques elles-mêmes ancrées dans un milieu "effectif". Cette approche permet alors de déterminer le champ de contrainte dans le voisinage de la fissure. Les paramètres relatifs à la population initiale de défauts dans le matériau nécessite toutefois une approche inverse pour être déterminés.

Le modèle de Fernández-Fdz et al. (2011) est un modèle phénoménologique de comportement dynamique des céramiques. Un endommagement en traction, fonction de la contrainte principale maximale, d'une contrainte seuil d'initiation de l'endommagement et d'un taux d'évolution de l'endommagement est considéré. La résistance du matériau en compression est dépendante de la pression et du taux d'endommagement. Ce modèle a montré de bonnes corrélations entre résultats expérimentaux et numériques dans le cas d'essais d'impact de type DOP sur un blindage alumine/aluminium.

Le modèle de Keita et al. (2014) considère une population initiale et périodique localement de microfissures dans le matériau. Considérant  $\varepsilon$  la distance entre le centre de deux fissures voisines et  $l$  la longueur (localement) des microfissures, la variable d'endommagement est déterminée par :  $d = \varepsilon/l$ . Un critère énergétique est utilisé pour l'évolution de l'endommagement. Cependant, ce modèle nécessite un endommagement initial différent de zéro (présence de microfissures à l'état initial) et une distance entre chaque fissure ( $\varepsilon$ ) ne pouvant être déterminée que par approche inverse à partir d'essais d'écaillage.

### 2.6.1.1 Modèle phénoménologique de Johnson et Holmquist

Le modèle de Johnson et Holmquist, disponible en trois versions généralement appelées JH-1 (Johnson et Holmquist, 1990), JH-2 (Johnson et Holmquist, 1993) et JHB (Johnson-Holmquist-Bessel, Johnson et al. (2003)) est l'un des modèles les plus courants et les plus utilisés pour les simulations du comportement des matériaux fragiles soumis à des chargements extrêmes en termes de pression et de grande vitesse de déformation. Ce modèle décrit les aspects essentiels du comportement des matériaux fragiles sous confinement en s'appuyant sur une équation d'état polynomiale, sur une enveloppe de plasticité reproduisant l'augmentation de résistance avec la pression de confinement et sur l'endommagement du matériau. Pour l'enveloppe de plasticité

comme pour l'équation d'état, deux courbes sont définies : l'une correspondant au matériau sain ; l'autre définissant le comportement de la céramique totalement fragmentée. Dans le cas du modèle JH2, l'enveloppe de plasticité du matériau intact est définie par la relation :

$$\sigma_i^* = A(P^* + T^*)^n (1 + C \ln \varepsilon^*), \quad (2.9)$$

avec  $\sigma_i^*$  la contrainte équivalente normalisée (par rapport à la contrainte équivalente à le LEH), et  $P^*$  la pression normalisée (par rapport à la pression équivalente à le LEH). La valeur  $T^*$  correspond à la pression normalisée (en valeur positive) pour laquelle la contrainte équivalente est nulle. L'enveloppe de plasticité du matériau fracturé est définie par :

$$\sigma_f^* = B(P^*)^m (1 + C \ln \varepsilon^*). \quad (2.10)$$

L'évolution de l'endommagement, basée sur les incréments de déformation plastique  $\Delta\varepsilon_p$  (qui peuvent être des déformations de compression ou de tension), est utilisée comme variable d'interpolation entre le comportement sain et fracturé (cf. Fig. 2.15) :

$$D = \sum \frac{\Delta\varepsilon_p}{\varepsilon_p^f} \quad (2.11)$$

avec

$$\varepsilon_p^f = D_1 (P^* + T^*)^{D_2}. \quad (2.12)$$

La résistance du matériau, quel que soit son niveau d'endommagement, est ensuite calculée comme :

$$\sigma^* = \sigma_i^* - D (\sigma_i^* - \sigma_f^*). \quad (2.13)$$

Cependant, bien qu'elle permette de prendre en compte la transition du comportement d'un matériau entre son état intact et son état entièrement fragmenté, la modélisation du comportement du matériau fragmenté reste grossière et ne prend pas en compte par exemple la compacité de l'assemblage des fragments. De plus, l'absence de paramètre microstructural empêche également de modéliser précisément les différences de comportement balistique observées entre différentes nuances de carbure de silicium. En effet, certaines constantes du modèle ne peuvent être déterminées que par approche inverse en réalisant des simulations numériques d'essais d'impact, ce qui constitue l'un des plus gros désavantages de ces modèles. Enfin, comme l'a noté Malaise (1999) en réalisant des simulations numériques d'impact de

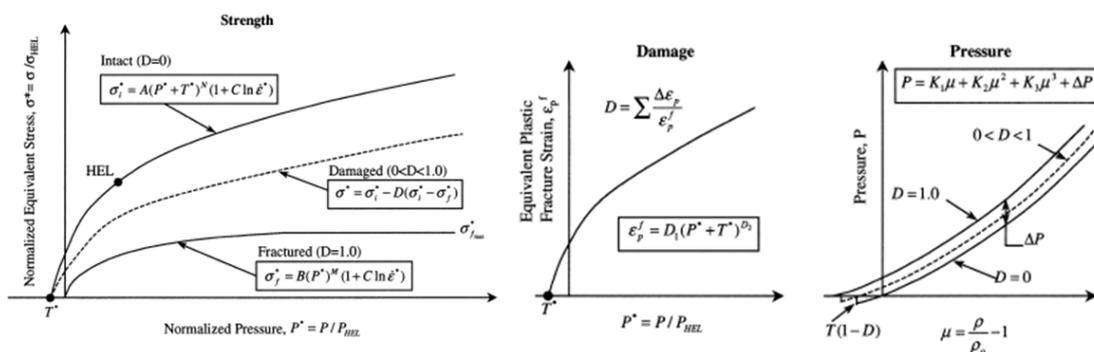


Fig. 2.15 – Enveloppe de plasticité, modèle d'endommagement et équation d'état utilisés dans le modèle JH2 (Johnson et Holmquist, 1993)

barreaux en tungstène encapsulés ou non, ce modèle conduit à une sur-estimation importante de la fragmentation de la céramique puisqu'il reproduit mal les effets du confinement sur la résistance d'un bloc de céramique face à un impact. Il est également à noter que seule une sensibilité à la vitesse de déformation de la résistance en compression du matériau est prise en compte. La résistance en traction dynamique n'est définie que par une seule valeur, généralement obtenue en moyennant les résultats d'une série d'essais d'écaillage par impact de plaques.

### 2.6.1.2 Modèle micromécanique de Rajendran et Grove

Le modèle de Rajendran et Grove (Rajendran, 1994; Rajendran et Grove, 1996) est un modèle permettant de décrire le comportement à l'impact des céramiques. Il prend en compte dans sa formulation le comportement en compression (élastique et plastique lorsque sollicité au dessus de la LEH), en traction, et le comportement de la céramique endommagée. Une équation d'état de Mie-Grüneisen est également utilisée. L'endommagement est défini comme égal à une densité de microdéfauts et est défini par :

$$\gamma = N_0^* a^3, \quad (2.14)$$

avec  $N_0^*$  le nombre de microdéfauts par unité de volume initialement présents dans le matériau et  $a$  la taille de la microfissure la plus grande. Le nombre de microdéfauts étant supposé constant, l'évolution de l'endommagement est uniquement gouvernée par la propagation des microfissures (originaires des défauts du matériau) dont la croissance est activée lorsque l'état de contrainte satisfait le critère de Griffith. L'évolution de l'endommagement est de la forme :

$$\dot{a} = \begin{cases} 0 & , G_I \leq G_C \\ n_1 C_R \left[ 1 - \left( \frac{G_C}{G_I} \right)^{n_2} \right] & , G_I > G_C \end{cases} \quad (2.15)$$

avec  $C_R$  la vitesse des ondes de Rayleigh,  $G_c$  le taux de restitution d'énergie de déformation critique et  $G_I$  le taux de restitution d'énergie de déformation. À noter que différentes valeurs de  $n_1$  et  $n_2$  peuvent être utilisées suivant des chargements de compression ou de traction. Le taux de restitution d'énergie de déformation  $G_I$  est dépendant du mode de fissuration (mode I, II ou III) et le taux de restitution d'énergie de déformation critique  $G_c$  est dépendant en partie de la ténacité du matériau. Le matériau est considéré totalement pulvérisé lorsque  $\gamma = 0,75$ .

La limite d'écoulement en compression du matériau intact est basée sur le critère de plasticité de von Mises et est calculée à partir de la LEH du matériau déterminée par essais d'impact de plaques. Il est cependant à noter que dans ce modèle, l'augmentation de résistance pour le matériau intact est fonction de la vitesse de déformation. Le module de cisaillement  $G$  du matériau, permettant de calculer le comportement déviatorique, est dépendant de la porosité (notée  $\phi$ ) et de la variable d'endommagement  $\gamma$ . Le matériau totalement endommagé ( $\gamma = 0,75$ ) est considéré comme n'ayant aucune résistance en traction. Sa résistance en compression suit une loi de type Mohr-Coulomb.

Bien que le modèle présente une description physique de l'endommagement du matériau, les paramètres de la loi d'endommagement ne peuvent être déterminés que par approche inverse en faisant certaines hypothèses (par exemple fixer les paramètres  $n_1$  et  $n_2$ ) et en faisant varier le nombre initial de microfissures  $N_0$  et leur taille  $a_0$ .

### 2.6.2 Modèles mésoscopiques

Les modèles mésoscopiques permettent de simuler numériquement le comportement des céramiques à l'échelle du grain du matériau. Une discrétisation de type Voronoi est généralement utilisée pour générer un maillage polycristallin. Plusieurs éléments finis peuvent constituer un grain du matériau et des lois de contact et de cohésion sont appliquées entre chacun des grains. Ils permettent, par comparaisons expériences-calculs, une détermination ou une validation des micromécanismes activés durant un chargement dynamique défini. [Espinosa et Zavattieri \(2000\)](#); [Zavattieri et al. \(2001\)](#) ont réalisé des simulations mésoscopiques sur un maillage en

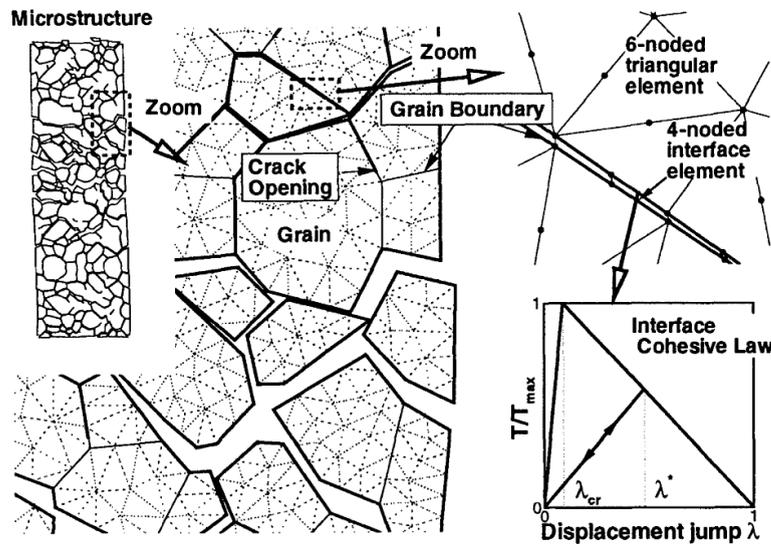


Fig. 2.16 – Représentation des simulations mésoscopiques 2D de [Espinosa et Zavattieri \(2000\)](#); [Zavattieri et al. \(2001\)](#) : microfissuration aux joints de grains et évolution de la contrainte de traction à l'interface en fonction de l'ouverture d'une fissure (loi de cohésion) ([Espinosa et Zavattieri, 2000](#))

deux dimensions (cf. Fig. 2.16). Ils ont testé l'influence de différents paramètres comme l'anisotropie du comportement des grains, la taille ou la forme des grains ou encore l'influence des propriétés d'interface entre les grains (ténacité du matériau, force de traction nécessaire à l'ouverture d'une fissure) sur la surface microfissurée après un chargement dynamique. Ils ont montré que l'anisotropie du comportement des grains avait pour effet d'augmenter la densité de fissuration et qu'une diminution de la taille de grain avait pour effet de diminuer la densité de fissuration. La densité de fissuration est également très dépendante de la forme des grains et des propriétés à l'interface. Ils ont également montré qu'une distribution des propriétés à l'interface (en imposant une distribution de Weibull à ces propriétés) pouvait influencer (en augmentant ou diminuant) la densité de fissuration en comparaison d'une répartition isotrope.

[Zhang et al. \(2005\)](#) ont réalisé des simulations mésoscopiques 3D pour étudier le rôle de la plasticité cristalline des grains de céramique et de la fissuration intergranulaire sur la réponse des céramiques soumises à un chargement de compression sous choc et d'écaillage. Ils ont considéré un comportement élastique anisotrope avec une loi de plasticité cristalline pour les grains. Les joints de grains sont modélisés par des solides isotropes avec une loi de plasticité dépendante de la pression et dépendante

de l'endommagement calculé à partir de la déformation plastique équivalente. Un élément de joint de grain est cependant supprimé si un critère de fissuration en mode I est satisfait. Les simulations utilisant à la fois un endommagement intergranulaire et une plasticité cristalline sont celles représentant le mieux le comportement du matériau à la LEH et après la LEH. Ils ont obtenu que les mécanismes de microplasticité sont à l'origine de la LEH et que, dans le cas d'un choc soutenu, les mécanismes de microfissuration sont activés dans un second temps en fonction de l'intensité de l'hétérogénéité de la plasticité cristalline.

### 2.6.3 Conclusion partielle

De nombreux modèles numériques servant à simuler le comportement dynamique des céramiques sont présents dans la littérature. Tandis que les modèles mésoscopiques sont dédiés à une analyse numérique des mécanismes activés en dynamique, les modèles "macroscopiques" peuvent être dédiés à des applications plus en aval comme par exemple la simulation numérique d'essais d'impact sur des configurations de blindages à base de céramiques et peuvent avoir une formulation phénoménologique ou micromécanique. Bien que des lois de sensibilité à la pression de la résistance du matériau (comme par exemple la loi de Drucker-Prager) soient généralement utilisées pour décrire le comportement elasto-plastique des céramiques, chaque modèle repose sur une définition propre de l'endommagement. En effet, alors que le modèle phénoménologique de Johnson-Holmquist se base sur une évolution de la déformation plastique pour quantifier l'endommagement, certains modèles micromécaniques comme celui de Rajendran et Grove se basent sur une population initiale de microdéfauts à partir desquels ils font initier et croître des fissures. De plus, pour la majorité des modèles, les paramètres de la loi d'endommagement ne peuvent être déterminés que par approche inverse en les faisant varier jusqu'à avoir une bonne corrélation avec des résultats expérimentaux (par exemple des essais d'impact de plaques et/ou de pénétration).

## 2.7 Résumé de l'étude bibliographique

Au cours d'un impact balistique, une céramique est soumise à une suite d'états de chargement, se différenciant par le type de sollicitation (tri-compression, compression/bi-traction), la durée des chargements induits, les niveaux de contrainte atteints ou encore la réponse de la céramique à ces différents chargements. Cette étude bibliographique a été axée sur chacune de ces phases de chargement.

La phase de compression dynamique est caractérisée par des niveaux de contrainte très élevés, pouvant dépasser la limite élastique du matériau. Des essais d'impact de plaques sont couramment réalisés pour caractériser la réponse de la céramique durant cette première phase de chargement. Ils permettent en premier lieu de déterminer la limite élastique d'Hugoniot du matériau. Des études ont été réalisées pour déterminer les mécanismes à l'origine du comportement inélastique des céramiques. Elles ont permis de mettre en évidence la présence de phénomènes de microplasticité et/ou de microfissuration. Les propriétés microstructurales des céramiques (taille de grain, taux et taille des porosités, présence de phase secondaire vitreuse ou cristalline, etc.) semblent avoir une influence importante à la fois sur la LEH et sur les mécanismes d'endommagement activés. Cette étude bibliographique a permis de mettre en évidence des incohérences sur l'influence des paramètres microstructuraux. De plus, il est à noter que la majorité des études sur les mécanismes d'endommagement a été réalisée sur des céramiques de type alumines. Un manque apparaît donc concernant l'étude d'autres céramiques comme les carbures de silicium.

Durant la seconde phase de chargement, une fragmentation intense de la céramique due à des contraintes de traction apparaît. Les essais d'impact sur la tranche semblent un moyen d'essai pertinent dans le but d'étudier les caractéristiques de la fragmentation des céramiques sous impact et notamment leurs densités de fissuration. Afin d'étudier leur résistance sous chargement de traction dynamique, des essais d'écaillage sont couramment réalisés. Les paramètres microstructuraux des céramiques semblent également jouer un rôle important. Cependant, les techniques d'impact de plaques utilisées pour réaliser des essais d'écaillage ne permettent pas de déterminer la vitesse de déformation. Ainsi, très peu d'études existent concernant une éventuelle sensibilité à la vitesse de déformation des céramiques. Les contraintes d'écaillage sont couramment données en fonction du niveau de choc appliqué.

Au cours de la troisième phase de chargement, le projectile ou ses débris pé-

nètre(nt) dans la céramique fragmentée. Du fait de la durée de cette phase de chargement (plusieurs dizaines de microsecondes), le comportement de la céramique fragmentée va jouer un rôle non négligeable sur la résistance à la pénétration de la céramique face à un impact balistique. Cependant du fait de la difficulté de récupérer une céramique fragmentée par un impact, les auteurs se sont intéressés à des techniques alternatives. Certains se sont intéressés à la réponse d'un assemblage de poudres de céramique en considérant que son comportement se rapproche de celui d'une céramique fragmentée. D'autres ont réalisé des essais d'impact hypervitesse sur des blocs de céramique endommagés par chocs thermiques accompagnés ou non de chargements cycliques et ont déterminé les paramètres d'une loi de comportement par approche inverse. Cependant, parmi toutes ces études, l'endommagement de la céramique est probablement différent de celui réellement affiché suite à un impact balistique.

La simulation numérique jouant un rôle essentiel de nos jours, en particulier dans le but d'aider au dimensionnement des futures configurations de blindages à base de céramique, une partie de cette étude bibliographique a donc été axée sur l'étude de différents modèles de comportement existants. Bien que présentant des aptitudes à décrire le comportement d'une céramique face à certains types de sollicitations, les paramètres des lois de comportement ou des lois d'endommagement ne peuvent être, pour la plupart, que déterminés par approche inverse.



# Chapitre 3

## Caractérisation des matériaux d'étude

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Caractéristiques microstructurales</b>	<b>68</b>
<b>3.2</b>	<b>Caractérisations quasi-statiques</b>	<b>69</b>
3.2.1	Dureté et ténacité	69
3.2.2	Approche de Weibull	71
3.2.3	Paramètres de Weibull des différentes céramiques	74
<b>3.3</b>	<b>Caractérisation balistique</b>	<b>76</b>
<b>3.4</b>	<b>Résumé de la caractérisation des matériaux d'étude</b>	<b>78</b>

---

Cette étude est axée sur le comportement dynamique de quatre nuances de carbure de silicium. En effet, les carbures de silicium font partie des céramiques les plus couramment utilisées grâce à leur excellent rapport efficacité balistique/prix (Tressler, 2001). Cependant, de nombreuses lacunes existent dans la littérature concernant le comportement dynamique de ce type de matériau. Pour les besoins de cette étude, Rossiquet (2012) a développé trois nuances innovantes et purement expérimentales. La quatrième nuance est l'Hexoloy<sup>®</sup> SA, fabriquée et commercialisée par la société Saint-Gobain, et utilisée en tant que référence dans ses travaux en raison de sa haute performance balistique. Dans un premier temps, l'élaboration des céramiques sera présentée ainsi que les caractéristiques microstructurales des différentes nuances. Dans un second temps, certaines propriétés mécaniques quasi-statiques seront détaillées ainsi que certaines performances balistiques (obtenues par essais de type DOP) des différents matériaux.

### 3.1 Elaboration des céramiques - Caractéristiques microstructurales

Pour élaborer les céramiques caractérisées en dynamique dans cette thèse, deux procédés de frittage ont été utilisés : le premier est le procédé dit de frittage naturel (noté PS, *Pressureless Sintering*) et le deuxième est le procédé de frittage flash (noté SPS, *Spark Plasma Sintering*). Le frittage naturel, également appelé frittage classique ou conventionnel, consiste en une simple cuisson des échantillons dans un four sans appliquer de pression. Le frittage flash permet notamment de réaliser des cycles plus rapides que dans le cas du frittage naturel. Le cru est placé dans une matrice en graphite. Une contrainte uniaxiale est appliquée et un courant pulsé permet une montée en température rapide par effet Joule (généralement plusieurs dizaines à centaines de degrés par minute, [Munir et Quach \(2011\)](#)). Deux modes de frittage sont également utilisés avec chacun des procédés de frittage : le frittage en phase solide (noté SSS, *Solid State Sintering*) et le frittage en phase liquide (noté LPS, *Liquid Phase Sintering*). Au cours du frittage en phase liquide, au moins un des constituants de la poudre de départ (dans ce cas les additifs de frittage) devient liquide. Ce mode de frittage permet de nombreux avantages dont une densification rapide et efficace du matériau et une baisse de la température de frittage ([Rossiquet, 2012](#)). Cependant, malgré ces avantages, le principal inconvénient du frittage en phase liquide est qu'il va générer des phases secondaires amorphes ou cristallines intergranulaires, pouvant avoir une influence sur le comportement dynamique des céramiques (cf. paragraphe 2.2.2.4).

L'Hexoloy<sup>®</sup> (nuance pouvant également être notée PS-S), qui constitue notre matériau de référence, est une nuance frittée en phase solide par le procédé de frittage naturel à des températures supérieures à 2000 °C. Après frittage, du carbure de bore et du carbone peuvent se retrouver sous forme d'inclusions intergranulaires au sein de la microstructure. Celles-ci ont généralement une taille de quelques centaines de nanomètres. La densité finale est de 98,5 % et la taille de grain moyenne est d'environ 6  $\mu\text{m}$  (cf. Tab. 3.1).

La deuxième nuance est frittée en phase solide par le procédé de frittage flash. Cette nuance sera notée SPS-S. La poudre de carbure de silicium ainsi que les additifs de frittage sont les mêmes que ceux utilisés pour l'Hexoloy<sup>®</sup>. Un palier à 2000 °C pendant 5 min a été réalisé pendant le frittage. Un grossissement exagéré des grains

sans dédensification du matériau s'est produit au cours du frittage. Les grains sont de forme allongée et il n'a pas été possible d'identifier une taille de grain. La densité finale est supérieure à 99 %. Il est à noter que contrairement à l'Hexoloy<sup>®</sup>, les inclusions de carbone sont couramment rencontrées en position intragranulaire.

La troisième nuance est frittée en phase liquide par le procédé de frittage naturel. Elle est notée PS-L. La poudre utilisée est la poudre Starck UF 25, produite par HC Starck et fournie par ABCR (Karlsruhe, Allemagne). Le YAG ( $Y_3Al_5O_{12}$ ) est utilisé comme additif de frittage. Un palier à 1875 °C pendant 30 min a été réalisé pendant le frittage. Un film mince (pouvant être amorphe ou cristallisé) et constitué d'éléments originaires des ajouts de frittage est généralement observé entre les grains de SiC. Des poches de YAG ou de  $YSi_2$  cristallisées de plusieurs centaines de nanomètres sont également observées. La taille de grain est fine (environ 3  $\mu m$ ) et le matériau présente une densité de 98,5 %.

Pour le frittage en phase liquide par le procédé de frittage flash (quatrième nuance, notée SPS-L), la poudre Starck UF25 et le YAG ont été utilisés. Un palier de 15 min à 2050 °C a été réalisé pendant le frittage. La taille des grains est très fine (supérieure à 0,5  $\mu m$ ) et la densité est supérieure à 98,5 %. A l'instar de la nuance PS-L, la phase secondaire est présente sous forme de films minces localisés aux joints de grains et à l'intérieur de poches situées à des points triples. Cependant, la phase secondaire présente dans les poches est amorphe.

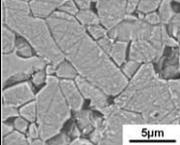
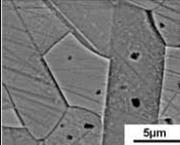
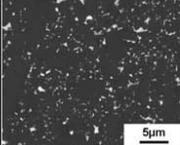
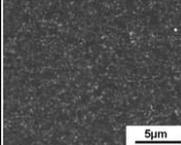
Les principales caractéristiques microstructurales ainsi que les caractéristiques inhérentes au processus de frittage sont présentées Tab. 3.1.

## 3.2 Caractérisations quasi-statiques

### 3.2.1 Dureté et ténacité

Pour déterminer la dureté et la ténacité des différentes nuances de SiC, des essais d'indentation de type Vickers ont été réalisés. La dureté est déterminée à partir de la taille de l'empreinte laissée à la surface après l'indentation et est exprimée en Pascal. La ténacité est calculée à partir de la longueur des fissures radiales issues des quatre coins de l'empreinte et se formant au cours de l'indentation.

L'Hexoloy<sup>®</sup>, matériau de référence de notre étude, présente une dureté  $Hv_1 = 24,3$  GPa. La nuance SPS-S, malgré une taille de grain importante, présente une dureté de 27 GPa. D'après [Rossiquet \(2012\)](#), l'une des explications au fait que la nuance

	Hexoloy	SPS-S	PS-L	SPS-L
Mode de frittage	phase solide		phase liquide	
Procédé de frittage	naturel	SPS	naturel	SPS
Poudre de SiC	/	SG	Starck UF25	
Mode de granulation de la poudre	atomisation	lyophilisation + broyage + tamisage (pas de liant)		
Additifs de frittage et quantités (%pds)	B <sub>4</sub> C + C	B <sub>4</sub> C (0,3) + C (0,75)	YAG (10)	YAG (5)
Cycle de frittage (température/temps de palier)	/	2000°C/5min	1875°C/30min	2050°C/15min
Densité (%th)	98,5	≥99	98,5	≥98,5
Taille de grains (µm)	6	/	3	≥ 0,5
Inclusions - Phases intergranulaires	inclusions de C (graphite) et de B <sub>4</sub> C		phase principalement cristalline (YAG, YSi <sub>2</sub> )	phase amorphe (riche en Si, Y, Al, O)
Polytypes principaux du SiC	6H (~92%), 4H (~8%)	6H (~39%), 4H (~61%)	6H (>95%)	6H (~89%), 4H (~11%)
Aperçu de la microstructure				

Tab. 3.1 – Principales caractéristiques microstructurales des différentes nuances de SiC développées dans le cadre de la thèse de [Rossiquet \(2012\)](#)

SPS-S présente une dureté supérieure à celle de l'Hexoloy<sup>®</sup> est le fait que le SPS-S présente une densité très élevée (>99 %). Les nuances PS-L et SPS-L présentent respectivement une dureté de 22,2 GPa et de 23,9 GPa. Les phases secondaires aux joints de grains présentant une dureté plus faible que celle des grains de SiC seraient à l'origine de la baisse de dureté des céramiques frittées avec une phase liquide. Il est toutefois à noter que la nuance SPS-L (présentant une densité élevée et une très faible taille de grain) affiche une dureté proche de celle de l'Hexoloy<sup>®</sup> (24,3 GPa).

La ténacité est décrite macroscopiquement comme la capacité d'un matériau à s'opposer à la propagation d'une fissure. Les céramiques, matériaux fragiles, sont caractérisées par des ténacités faibles. La microstructure du matériau et son mode de propagation de fissure semblent avoir une influence importante sur sa ténacité. Les deux nuances frittées en phase liquide PS-L et SPS-L présentent les ténacités les plus élevées (respectivement  $5,2 \text{ MPa}\sqrt{m}$  et  $3,8 \text{ MPa}\sqrt{m}$ ). Ces deux nuances présentent un mode de propagation de fissures intergranulaire, rendant le parcours de la fissure plus sinueux et plus long, expliquant en partie la valeur plus élevée de la ténacité. La fissuration intergranulaire observée dans le cas des matériaux frittés en phase liquide est expliquée par [She et Ueno \(1999\)](#) comme due aux contraintes internes associées à la différence de coefficients de dilatation entre les différentes phases et qui fragilisent les interfaces entre phases. D'autres mécanismes peuvent également augmenter la ténacité d'un matériau comme les mécanismes de création de fissures secondaires ou de pontage de fissures par les grains de SiC (ces différents mécanismes

ont été observés par [Rossiquet \(2012\)](#)). Les tailles de grains faibles diminuent les mécanismes de pontage et ainsi la ténacité d'un matériau, expliquant alors la plus faible ténacité du matériau SPS-L. Les deux matériaux frittés en phase solide (PS-S et SPS-S) présentent respectivement des ténacités de 3,0 et 2,5  $\text{MPa}\sqrt{m}$ . Le mode de propagation des fissures est majoritairement transgranulaire pour l'Hexoloy® et entièrement transgranulaire pour le SPS-S, soulignant la très forte cohésion entre les grains de SiC pour les matériaux frittés en phase solide.

### 3.2.2 Rupture en traction quasi-statique - Approche de Weibull

Sous chargement de traction quasi-statique, la rupture d'un matériau fragile est liée à l'amorçage d'une fissure unique originaire d'un défaut de ce matériau. Dans le cas des céramiques, ces défauts sont généralement issus de la phase de frittage du matériau et peuvent être de natures et de tailles différentes : porosités plus ou moins larges, inclusions, impuretés ou phases secondaires, défauts de densification, etc. Les contraintes résiduelles peuvent également être la cause d'un amorçage précoce de fissures. La Fig. 3.1 présente quelques défauts typiques d'un faciès de rupture pour les différentes nuances.

Lors d'essais quasi-statiques, il a été observé que la rupture d'éprouvettes en céramique soumises à un champ de traction suivait un caractère aléatoire. En effet, la contrainte à rupture diffère d'un essai à un autre. Pour modéliser ce phénomène, [Weibull \(1939, 1951\)](#) a proposé une loi probabiliste reposant sur un processus de [Poisson \(1838\)](#) suivant lequel la probabilité  $P_k$  d'apparition de  $k$  évènements dans un volume  $V$  est donnée par :

$$P_k = \frac{N^k}{k!} \exp(-N), \quad (3.1)$$

avec  $N = \lambda V$ ,  $N$  étant le nombre moyen d'évènements et  $\lambda$  la densité moyenne d'évènements. La probabilité qu'aucun n'évènement n'ait lieu est donc :

$$P_{k=0} = \exp(-N) = \exp(-\lambda V). \quad (3.2)$$

Considérons une structure en céramique  $\Omega$ , de volume  $V$ , et notons  $\lambda_c$  la densité de défauts critiques dans la structure. La probabilité de survie  $P_s$  de la structure est égale à la probabilité de non-amorçage d'un défaut de ce matériau. Il est alors

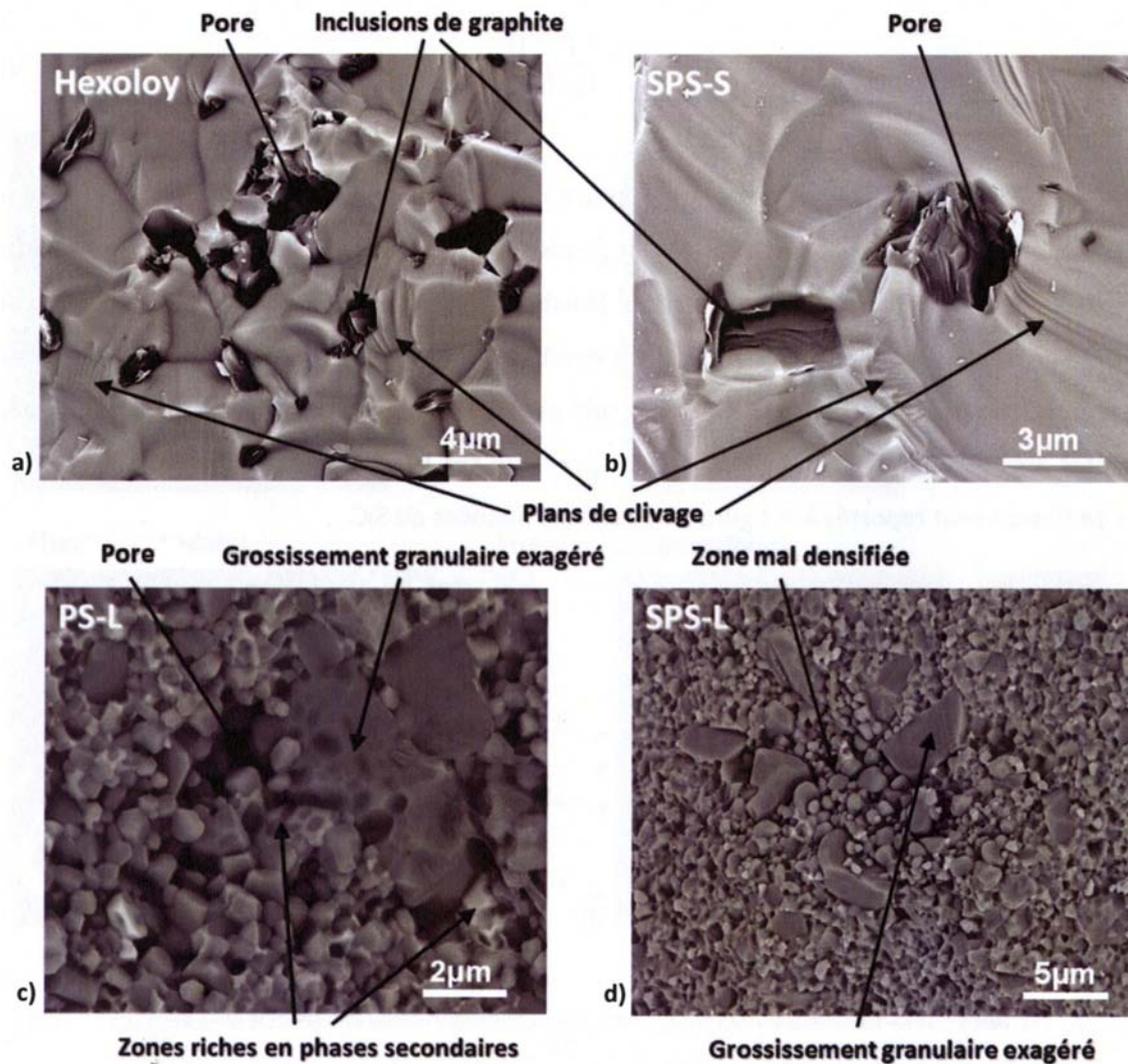


Fig. 3.1 – Images obtenues au microscope électronique à balayage (MEB) de défauts typiques d'un faciès de rupture pour a) l'Hexoloy<sup>®</sup> et pour les nuances b) SPS-S, c) PS-L et d) SPS-L (Rossiquet, 2012)

possible d'en déduire la probabilité de rupture  $P_r$  comme :

$$P_r = 1 - P_s = 1 - \exp(-\lambda_t V). \quad (3.3)$$

La densité de défauts critiques est supposée dépendante de la contrainte appliquée  $\sigma$  sous la forme :

$$\lambda_t(\sigma) = \lambda_0 \left( \frac{\langle \sigma \rangle}{\sigma_0} \right)^m, \quad (3.4)$$

où  $\sigma_0$  et  $\lambda_0$  sont respectivement la contrainte de référence et la densité de défauts critiques de référence. Le paramètre  $m$  est appelé module de Weibull et donne une indication sur le type de comportement : probabiliste si  $m$  est faible et déterministe si  $m$  est élevé. Le paramètre  $\lambda_0/\sigma_0^m$  est appelé paramètre d'échelle. Le symbole  $\langle . \rangle$  représente les crochets de Macaulay, c'est-à-dire la partie positive.

L'Eq. 3.3 est valable uniquement dans le cas où la contrainte est uniforme dans le volume. Davies (1973) a introduit la notion de volume effectif  $V_{eff}$  pour prendre en compte les cas où le chargement n'est plus parfaitement uniforme.  $V_{eff}$  est défini comme le volume qu'aurait la structure si la contrainte y était uniforme et est donné par :

$$V_{eff} = \int_{\Omega} \left( \frac{\langle \sigma_i(x) \rangle}{\sigma_m} \right)^m d\omega, \quad (3.5)$$

avec  $\sigma_i(x)$  la contrainte principale maximale en un point  $x$ .

La probabilité de rupture "généralisée" s'écrit :

$$P_r = 1 - \exp \left( -V_{eff} \lambda_0 \left( \frac{\langle \sigma_m \rangle}{\sigma_0} \right)^m \right). \quad (3.6)$$

La contrainte moyenne à rupture et l'écart type sont donnés par :

$$\sigma_w = \sigma_0 (V_{eff} \lambda_0)^{-\frac{1}{m}} \Gamma \left( \frac{m+1}{m} \right) \quad (3.7)$$

$$\sigma_{sd}^2 = \sigma_0^2 (V_{eff} \lambda_0)^{-\frac{2}{m}} \Gamma \left( \frac{m+2}{m} \right) - \sigma_w^2, \quad (3.8)$$

où  $\Gamma$  est la fonction Eulérienne de second espèce (ou fonction factorielle généralisée) définie par :

$$\Gamma(1+X) = \int_0^1 \ln \left( \frac{1}{1-Y} \right)^X dY \text{ et } \Gamma(1+X) = X! \quad \forall X \in \mathbb{N}. \quad (3.9)$$

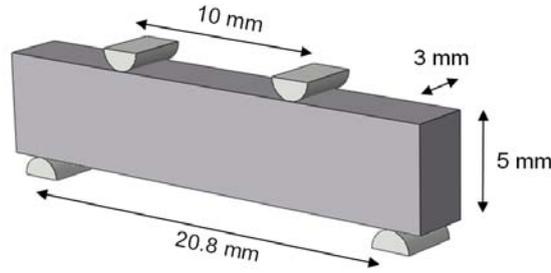


Fig. 3.2 – Représentation schématique du montage d'essais de flexion 4 points utilisé pour déterminer les paramètres de Weibull de chacune des nuances de céramique

### 3.2.3 Paramètres de Weibull des différentes céramiques

Afin de déterminer expérimentalement les paramètres de Weibull des différentes nuances de céramique, des essais de flexion 4 points quasi-statiques ont été réalisés sur au moins 14 échantillons par nuance (Rossiquet, 2012). Une représentation schématique du montage de flexion 4 points est donnée Fig. 3.2.

La contrainte à rupture  $\sigma_r$  pour chaque essai de flexion 4 points est donnée en fonction de la force maximale avant rupture de l'éprouvette  $F$  par la relation :

$$\sigma_r = \frac{3F(L-l)}{2bh^2}, \quad (3.10)$$

avec  $L$  et  $l$  les distances entre les appuis inférieurs et les appuis supérieurs (respectivement 20,8 mm et 10 mm).  $b$  et  $h$  sont la largeur et l'épaisseur des éprouvettes (respectivement 3 mm et 5 mm).

Dans le cas des essais de flexion 4 points, le volume effectif (dont la formule générale est donnée Eq. 3.5) peut être calculé analytiquement à partir des relations de la théorie des poutres par :

$$V_{eff} = \frac{bhl}{2(m+1)} + \frac{bh(L-l)}{2(m+1)^2}. \quad (3.11)$$

Pour calculer le module de Weibull  $m$  associé à chaque nuance, il est possible d'écrire, à partir de l'Eq. 3.6 :

$$\ln(-\ln(1-P_r)) = m \ln(\sigma_r) + \ln\left(\frac{V_{eff}\lambda_0}{\sigma_0^m}\right). \quad (3.12)$$

Le module de Weibull est alors déterminé en traçant un diagramme de Weibull : en considérant  $X = \ln(\sigma_r)$  et  $Y = \ln(-\ln(1-P_r))$  avec  $P_r = (i-0,5)/n$  ( $i$  variant entre 1 et  $n$ , avec  $n$  le nombre total d'essais), le module de Weibull est donc donné

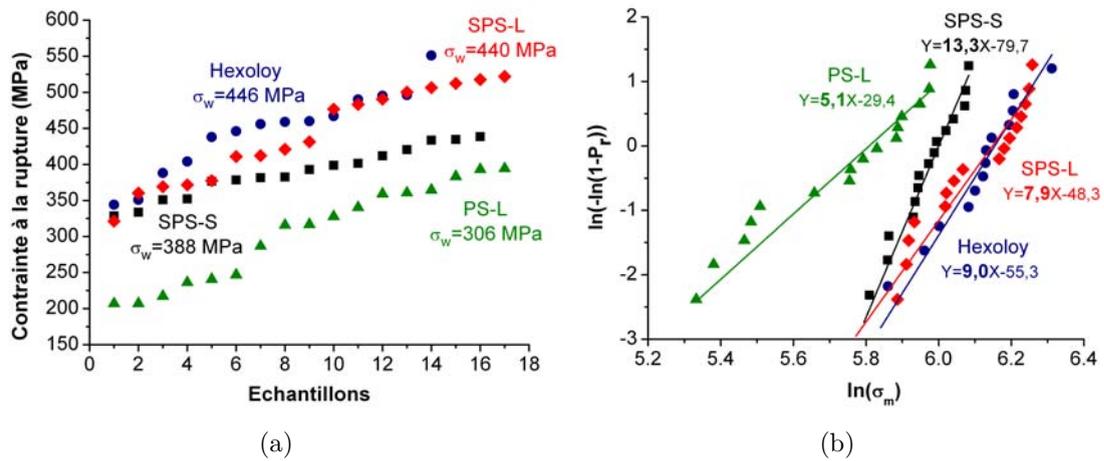


Fig. 3.3 – a) Contrainte à la rupture pour chaque échantillon des différentes nuances et b) diagrammes de Weibull associés, d'après [Rossiquet \(2012\)](#)

	Hexoloy <sup>®</sup>	SPS-S	PS-L	SPS-L
Dureté (GPa)	24,3	27	22,2	23,9
Ténacité ( $\text{MPa}\sqrt{m}$ )	3,0	2,5	5,2	3,8
Contrainte moyenne à la rupture (MPa)	446	388	306	440
Module de Weibull	9,0	13,3	5,1	7,9
Volume effectif ( $\text{mm}^3$ )	8,3	5,6	14,5	9,5

Tab. 3.2 – Tableau de synthèse des principales propriétés mécaniques en quasi-statique des quatre nuances de carbure de silicium

par l'interpolation linéaire  $Y = mX + B$ . La distribution de la contrainte à rupture par ordre croissant ainsi que les diagrammes de Weibull associés à chaque nuance sont donnés Figs. 3.3(a) et 3.3(b).

Le volume effectif est un paramètre en partie relatif à la configuration des essais de flexion. Cependant l'Eq. 3.7 montre que la contrainte moyenne à rupture est dépendante du volume sollicité : plus le volume est grand et plus la contrainte moyenne à rupture sera faible. Cela s'explique par le fait que plus le volume sollicité est important et plus la probabilité d'avoir un défaut critique activé à contrainte faible augmente. Cet effet d'échelle a notamment été retrouvé par [Rossi et al. \(1994\)](#) lors d'essais de traction sur bétons. Ainsi, il est important d'indiquer le volume effectif avec lequel ont été obtenues les contraintes moyennes à rupture.

L'ensemble des paramètres de Weibull (module de Weibull, contrainte moyenne à la rupture, volume effectif) ainsi que les duretés et ténacités précédemment obtenues sont détaillés Tab. 3.2. Nous pouvons constater que les différentes nuances de carbure

de silicium peuvent présenter des paramètres de Weibull très différents les uns des autres.

La nuance Hexoloy<sup>®</sup>, avec une contrainte moyenne à rupture de 446 MPa, présente une bonne résistance en traction quasi-statique confirmant ainsi que le frittage en phase solide assure une bonne cohésion entre les grains et que les inclusions possèdent aussi une bonne cohésion avec la matrice. Cependant la nuance SPS-S, également frittée en phase solide, présente une résistance plus faible (388 MPa). D'après [Rossiquet \(2012\)](#), cela pourrait être dû à des contraintes résiduelles présentes dans le matériau et issues de la phase de refroidissement rapide après frittage. Cela pourrait également expliquer le module de Weibull élevé de ce type de matériau : les contraintes résiduelles présentes dans le matériau entraîneraient un niveau de rupture assez similaire entre les échantillons d'où un comportement plus déterministe que pour les autres nuances. La nuance PS-L peut présenter très localement des hétérogénéités typiques de ce type de matériau : des zones plus riches en phases secondaires, des porosités, des zones moins bien densifiées ou encore un grossissement granulaire exagéré. Ces hétérogénéités locales vont être à l'origine du niveau de résistance plus faible. Ceci est accompagné par un caractère très probabiliste de son comportement (module de Weibull égal à 5,1) laissant présager une population non homogène des défauts dans sa microstructure. Enfin, la nuance SPS-L, malgré des caractéristiques microstructurales très différentes de l'Hexoloy<sup>®</sup> (taille de grain très fine, présence de phase secondaire amorphe), présente une contrainte moyenne à la rupture et un module de Weibull très proches de cette dernière.

### 3.3 Caractérisation balistique

Afin de comparer les performances balistiques de ces quatre nuances de carbure de silicium, des essais balistiques de type DOP ont été réalisés dans le cadre de la thèse de [Rossiquet \(2012\)](#) à DGA TT à Bourges. Deux types de projectiles de calibre 7,62 mm ont été utilisés : l'un avec un noyau en acier (APIB32,  $V_{impact} = 840$  m/s) et l'autre avec un noyau en carbure de tungstène (AP8,  $V_{impact} = 930$  m/s). Les cibles de carbure de silicium étaient de dimensions 60x60 mm<sup>2</sup> ou de diamètre 80 mm (pour les nuances frittées par frittage flash) et d'épaisseur 4 mm ou 6 mm. Les backing utilisés étaient en aluminium 2024 et avaient une dimension de 150x150x60 mm<sup>3</sup>.

La Fig. 3.4 présente les profondeurs de pénétration moyennes, minimales et maxi-

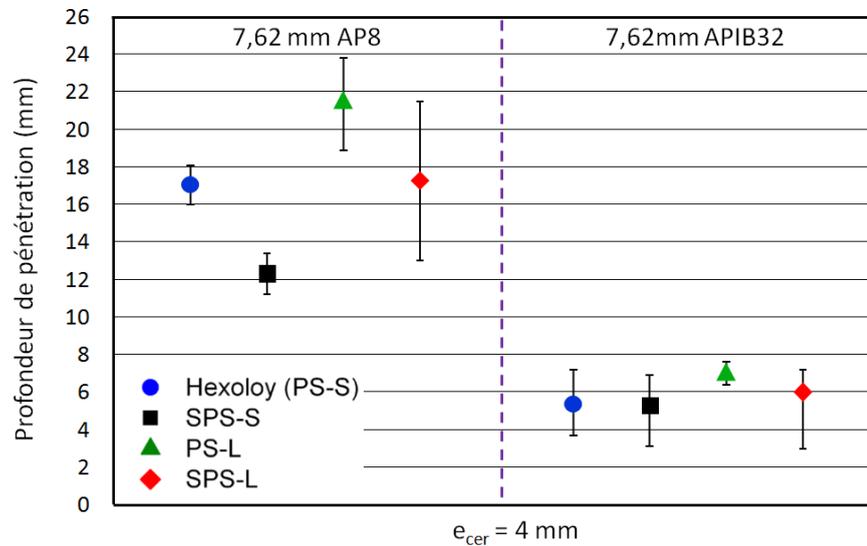


Fig. 3.4 – Profondeurs de pénétration moyennes, minimales et maximales observées pour les quatre nuances de céramique ( $e_{cer} = 4$  mm) et les deux types de projectiles. D'après [Rossiquet \(2012\)](#)

males observées pour les quatre nuances de céramique d'épaisseur 4 mm et les deux types de projectiles.

Nous pouvons constater que la nuance SPS-S présente la meilleure efficacité balistique vis à vis de la AP8 pour une épaisseur de céramique de 4 mm et que la nuance PS-L est celle présentant l'efficacité balistique la plus faible. Dans le cas du projectile en noyau acier (APIB32) et avec une épaisseur de céramique de 4 mm, les performances balistiques sont très similaires suivant les nuances. Nous pouvons également observer que la nuance SPS-L présente la plus forte dispersion expérimentale. Lorsque l'épaisseur de céramique était de 6 mm, peu voire pas de pénétration dans l'aluminium a été observée quelque soit la nuance. Ces résultats tendent à confirmer certaines observations de la littérature concernant une influence importante de la dureté d'une céramique sur sa résistance à la pénétration (la nuance SPS-S présentant une dureté plus élevée que les trois autres nuances). Il est cependant à noter que la configuration utilisée est éloignée de la configuration réelle d'un blindage bi-couche. En effet, la face arrière était rigide (épaisseur semi-infinie) et un fort confinement latéral était appliqué à la céramique.

### 3.4 Résumé de la caractérisation des matériaux d'étude

Les travaux portent sur trois nuances de carbure de silicium qui ont été développées dans le cadre de la thèse de [Rossiquet \(2012\)](#). La quatrième nuance, l'Hexoloy<sup>®</sup>, fabriquée et commercialisée par Saint-Gobain, sert de référence dans notre étude. Les quatre nuances de SiC ont été fabriquées en utilisant 2 procédés de frittage (frittage naturel ou frittage flash) et suivant deux modes de frittage (frittage en phase solide ou en phase liquide), offrant ainsi un panel très large et varié de caractéristiques, que ce soit en termes de taille et de forme des grains, de taux de densification (dans tous les cas celui-ci est supérieur à 98,5 % ce qui en font des céramiques très denses), de la présence ou non et du type de phase secondaire ou encore en termes de dureté.

L'approche de Weibull a été utilisée pour modéliser la rupture en flexion quasi-statique de chacune des nuances. Les résultats obtenus montrent un comportement en quasi-statique différent entre les nuances, que ce soit en termes de contrainte moyenne à rupture ou de module de Weibull.

Enfin la caractérisation balistique montre que la nuance SPS-S présente la meilleure efficacité balistique vis à vis du projectile en carbure de tungstène (7,62 mm AP8) confirmant ainsi (dans le cas du projectile AP8) la corrélation apparente entre l'efficacité balistique et la dureté du matériau. Dans le cas du projectile en acier (7,62 mm APIB32), les performances balistiques sont très proches malgré les différences entre les nuances.

Plus d'informations concernant les caractérisations microstructurales des différentes nuances de SiC, ainsi que sur les caractérisations de leur comportement en quasi-statique et de leurs efficacités balistiques peuvent être obtenues dans [Rossiquet \(2012\)](#).

# Chapitre 4

## Caractérisation de la résistance en compression dynamique des céramiques

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>79</b>
<b>4.2</b>	<b>Présentation du moyen GEPI</b>	<b>80</b>
<b>4.3</b>	<b>Configuration expérimentale</b>	<b>82</b>
<b>4.4</b>	<b>Analyse lagrangienne</b>	<b>84</b>
4.4.1	Présentation de la méthode	84
4.4.2	Incertitude associée à la configuration expérimentale	85
<b>4.5</b>	<b>Essais de compression GEPI</b>	<b>86</b>
4.5.1	Cas de l'Hexoloy <sup>®</sup>	87
4.5.2	Cas du SPS-S	91
4.5.3	Cas du PS-L	93
4.5.4	Comparaison entre les nuances	96
<b>4.6</b>	<b>Essais de récupération sous choc</b>	<b>98</b>
4.6.1	Récupération d'un matériau soumis à un choc	99
<b>4.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>106</b>

---

### 4.1 Introduction

Les céramiques dites “techniques” sont réputées pour leur résistance en compression très élevée, résistance qui joue très certainement un rôle primordial dans la capacité d'une céramique à briser un projectile et donc à réduire son pouvoir perforant. L'étude bibliographique réalisée chapitre 2 a montré que la limite d'élasticité sous choc (LEH) des SiC atteint plus de 13 GPa et peut aller jusqu'à 18 GPa selon la microstructure et le mode de frittage. Cependant, cette étude bibliographique a

également pointé certains manques comme l'influence des différents paramètres microstructuraux tels que la taille de grain, le taux de porosité ou encore la nature des phases secondaires sur la résistance d'une céramique et son mode d'endommagement (microfissuration ou microplasticité). Lors d'un impact balistique avec un projectile à haute vitesse, les contraintes de compression dans la céramique peuvent atteindre 20 GPa. Il est donc important, dans le but de mieux comprendre le comportement d'une céramique face à un impact, de caractériser son comportement en compression dans toute la gamme de contraintes activée. Dans ce chapitre, des essais de compression sont réalisés à l'aide d'un générateur électrique utilisant les techniques dites de hautes puissances pulsées (HPP). Ce type de dispositif permet notamment de pouvoir utiliser la technique d'analyse lagrangienne. Cette étude va ainsi nous permettre de quantifier la résistance en compression des quatre nuances étudiées dans cette thèse. Dans un second temps, des essais de récupération sous choc ont été dimensionnés et réalisés. Leur but est de récupérer une céramique ayant été soumise à un chargement de compression intense, de l'analyser par la suite par microscopie électronique et ainsi de déterminer les modes d'endommagement activés.

## 4.2 Présentation du moyen GEPI

Le moyen expérimental GEPI (Générateur Électrique de Pression Intense), installé au CEA Gramat, consiste à générer des rampes de pression dans les matériaux à partir d'une énergie électrique (Hérel et Avriilaud, 2006; Lefrançois et al., 2011). Le moyen GEPI est composé de 28 étages de condensateurs (contenant chacun quatre condensateurs de capacité 170 nF soit une capacité totale de 19  $\mu$ F) connectés en parallèle et déclenchés simultanément (cf. Fig. 4.1(a)). L'énergie totale stockée atteint 70 kJ pour une tension de charge de 85 kV. Deux électrodes planes, séparées par un isolant (composé de films de Mylar<sup>®</sup> et de Kapton<sup>®</sup>), sont reliées localement par un court-circuit (cette configuration est appelée configuration ligne plate (Mangeant et al., 2002)). La décharge simultanée de l'ensemble des condensateurs activés génère dans la partie centrale un courant pouvant atteindre une intensité de l'ordre de 2,8 à 3,5 MA en environ 550 ns. Cela induit un champ magnétique intense, qui, grâce à l'effet Laplace, engendre une pression magnétique appliquée sur chacune des électrodes (cf. Fig. 4.1(b)). Cette pression se propage par la suite jusque dans les matériaux à caractériser et positionnés sur une ou chacune des électrodes.

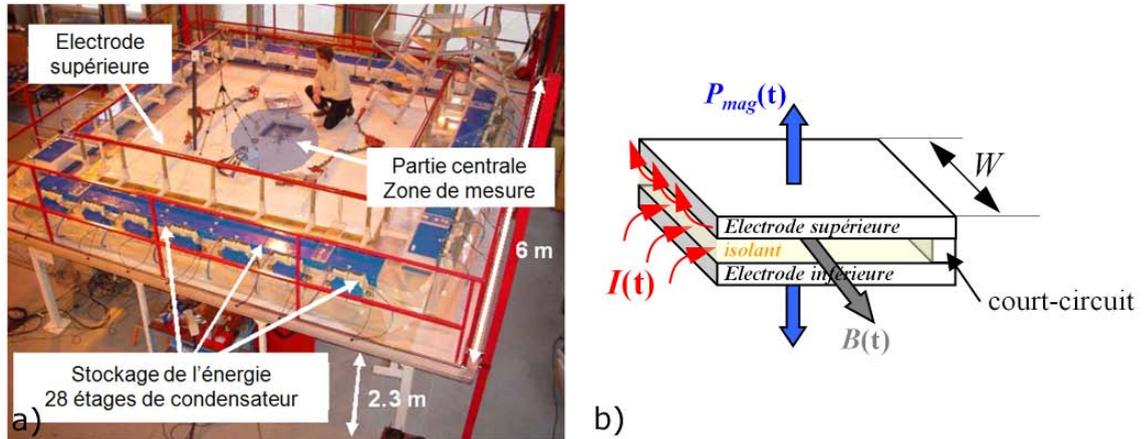


Fig. 4.1 – a) Vue générale de la machine GEPI, b) schéma de la partie centrale illustrant le principe de la configuration ligne plate

Dans la configuration ligne plate, la pression magnétique appliquée à l'électrode peut être calculée par la formule :

$$P_{mag}(t) = \frac{B_{th}^2(t)}{2\mu_0} = k_p \frac{\mu_0}{2} \left( \frac{I(t)}{W} \right)^2, \quad (4.1)$$

avec  $B_{th}$  le champ magnétique théorique dans la configuration ligne plate,  $\mu_0$  la perméabilité magnétique dans le vide,  $I$  l'intensité du courant et  $W$  la largeur des électrodes (dans leur partie utile). Le coefficient  $k_p$  est un coefficient correcteur permettant de prendre en compte les effets de bord de la partie terminale de l'électrode. L'intensité du courant est mesurée dans la partie centrale à l'aide d'une bobine de Rogowski.

La décharge du courant n'étant pas instantanée (front de montée de l'ordre de 550 ns), une rampe de chargement est donc générée (cf. Fig. 4.2(a)). En faisant varier la largeur d'électrode et/ou l'intensité du courant, il est possible de contrôler le niveau de pression magnétique à appliquer dans une gamme pouvant aller jusqu'à 80 GPa (cf. Fig. 4.2(b)). En utilisant de faibles largeurs d'électrode et une intensité de courant élevée, il est alors possible d'atteindre des niveaux de contrainte dans la céramique supérieurs à sa limite élastique d'Hugoniot.

L'un des autres avantages du moyen GEPI est qu'il permet, grâce à sa configuration symétrique, d'appliquer le même chargement sur l'électrode inférieure et sur l'électrode supérieure. Il est donc possible de caractériser plusieurs matériaux en un seul essai ou encore caractériser deux éprouvettes d'un même matériau mais de deux épaisseurs différentes.

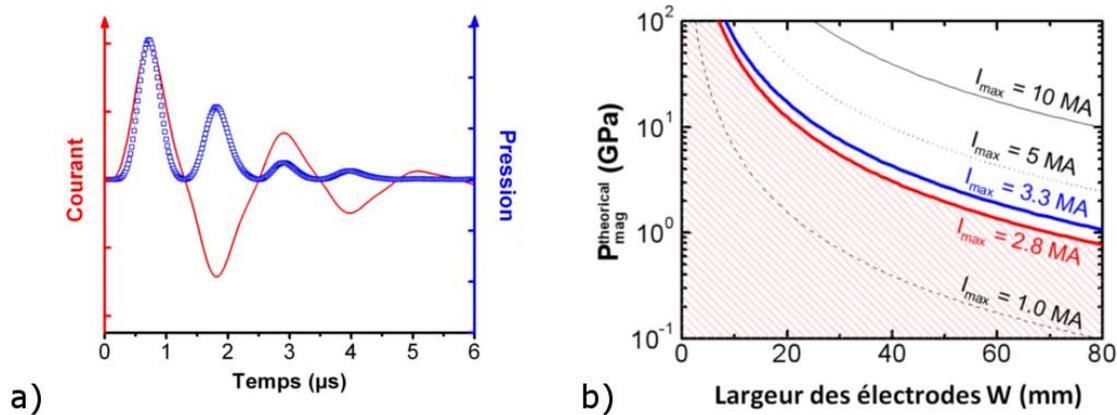


Fig. 4.2 – a) Signal de courant typique généré par le moyen GEPI et pression magnétique associée, b) performances théoriques du moyen GEPI (zone rouge hachurée)

### 4.3 Configuration expérimentale

La réalisation d'un essai GEPI sur deux éprouvettes d'épaisseurs différentes permet d'utiliser la technique d'analyse lagrangienne. Cette technique étant basée sur une comparaison de deux signaux de vitesse obtenus à des épaisseurs différentes (cf. section 4.4), une mesure de vitesse est réalisée sur chaque matériau. L'utilisation d'un matériau fenêtre en LiF permet de limiter les retours d'onde dans le SiC tout en autorisant une mesure de vitesse à son interface avec le SiC (matériau fenêtre transparent à la longueur d'onde 1550 nm utilisée). En effet, lorsqu'une mesure de vitesse est réalisée à l'interface entre deux matériaux (par exemple SiC/LiF ou SiC/air), les différents retours d'onde occasionnés par l'interface viennent perturber et fausser l'estimation de la vitesse : la vitesse après correction en se basant sur les différences d'impédance (cf. Eq. 2.2) n'est pas égale à la vitesse réelle *in situ* dans la céramique et des perturbations en termes de temps d'arrivée de l'onde et d'intensité de la vitesse apparaissent (Hérel, 1986). Ces perturbations sont d'autant plus importantes que la différence en termes d'impédance entre les deux matériaux est importante.

Cependant, le niveau de chargement appliqué à la céramique est en partie dépendant de la largeur des électrodes. Un dimensionnement a donc été nécessaire afin de déterminer la largeur d'électrode permettant de solliciter la céramique avec le chargement le plus élevé sans que les ondes de détente latérales ne viennent également perturber la mesure de vitesse dans la plage de temps voulue. Une largeur

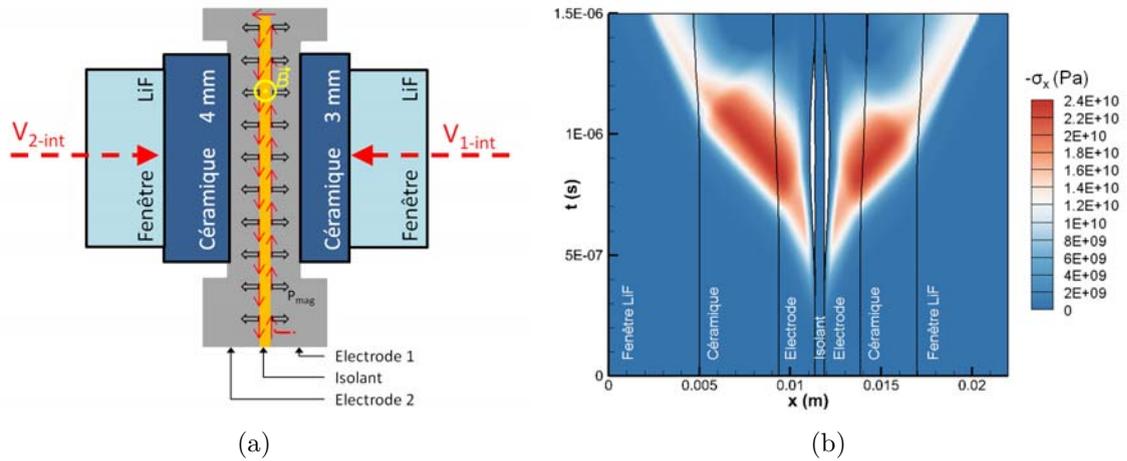


Fig. 4.3 – a) Schéma de la configuration expérimentale utilisée pour réaliser les essais de compression GEPI avec analyse lagrangienne, b) diagramme de marche associé (les contraintes de traction ont été retirées)

d'électrode de 15 mm a ainsi été obtenue et la capacité maximale de la machine est utilisée. Les éprouvettes de céramique ont pour dimension globale  $15 \times 15 \times 3 \text{ mm}^3$  et  $15 \times 15 \times 4 \text{ mm}^3$ . L'utilisation de carreaux de 15 mm de côté permet de s'assurer que les ondes de détente latérales ne viennent perturber les mesures de vitesse (pour chacun des échantillons) qu'une fois le chargement de compression terminé (c'est-à-dire au début de la détente du matériau). Le chargement de compression s'effectue donc en déformation uniaxiale.

Un schéma de la configuration expérimentale utilisée pour réaliser les essais de compression GEPI avec analyse lagrangienne est proposé Fig. 4.3(a). Le diagramme de marche associé est présenté Fig. 4.3(b).

Nous pouvons observer que grâce à la fenêtre en LiF les retours d'onde dans la céramique sont limités. De plus, l'utilisation d'une faible largeur d'électrode couplée à un courant de 2,8 MA permet de générer des contraintes longitudinales dans la céramique de l'ordre de 24 GPa, ce qui est a priori largement suffisant pour atteindre et dépasser la LEH de l'ensemble des nuances de SiC.

## 4.4 Analyse lagrangienne

### 4.4.1 Présentation de la méthode

L'analyse lagrangienne est une technique permettant de remonter à l'évolution du chemin thermodynamique d'un matériau (tel que la contrainte longitudinale  $\sigma^1$ , la vitesse matérielle  $u$ , le volume spécifique  $v$ , l'énergie interne spécifique  $e$  ou encore la déformation  $\varepsilon$ ) lorsqu'il est soumis à un chargement de compression ou de détente. Elle est basée sur l'intégration des équations de conservation de la mécanique en utilisant soit l'histoire des contraintes, soit l'histoire des vitesses matérielles.

L'intérêt de l'analyse lagrangienne est qu'elle permet d'accéder aux états intermédiaires du matériau lors d'un chargement, là où les relations de Rankine-Hugoniot, applicables uniquement à des profils de vitesse ou de contrainte discontinus, ne permettent d'accéder qu'à des états d'équilibre liés à une onde de choc (cf. Fig. 4.4(a)).

Plusieurs cas existent, suivant que le mouvement soit plan ou sphérique, que les ondes soient atténuées ou non ou encore que la grandeur mesurée soit la contrainte ou la vitesse matérielle. Nous nous intéresserons ici uniquement au cas d'un mouvement unidimensionnel, dont les ondes sont non atténuées et dont la grandeur mesurée expérimentalement est la vitesse matérielle. Il est considéré que les ondes sont non atténuées car la différence d'épaisseur entre les deux éprouvettes de céramique est de 1 mm environ. Une description synthétique de la technique d'analyse lagrangienne est présentée ci-dessous. Plus de détails peuvent toutefois être obtenus dans l'annexe A.

La première étape consiste en une détermination de la vitesse des ondes  $C_L$  en fonction de la vitesse particulière  $u$  à partir des signaux de vitesse obtenus en deux épaisseurs différentes (cf. Fig. 4.4(b)). Des corrections temporelles sont réalisées pour prendre en compte la possible différence d'épaisseur entre les deux électrodes. De plus, les vitesses étant mesurées à l'interface entre l'éprouvette de SiC et une fenêtre en LiF, une correction basée sur les impédances des deux matériaux (SiC et LiF) est également nécessaire pour déterminer la vitesse matérielle *in situ* (cf. Eq. 2.2).

À partir de la vitesse matérielle et de la vitesse des ondes associée, il est possible de calculer l'évolution des différents paramètres thermodynamiques par les formules :

---

1. Dans l'ensemble de ce manuscrit, nous considérons comme convention les contraintes et les déformations positives en traction.

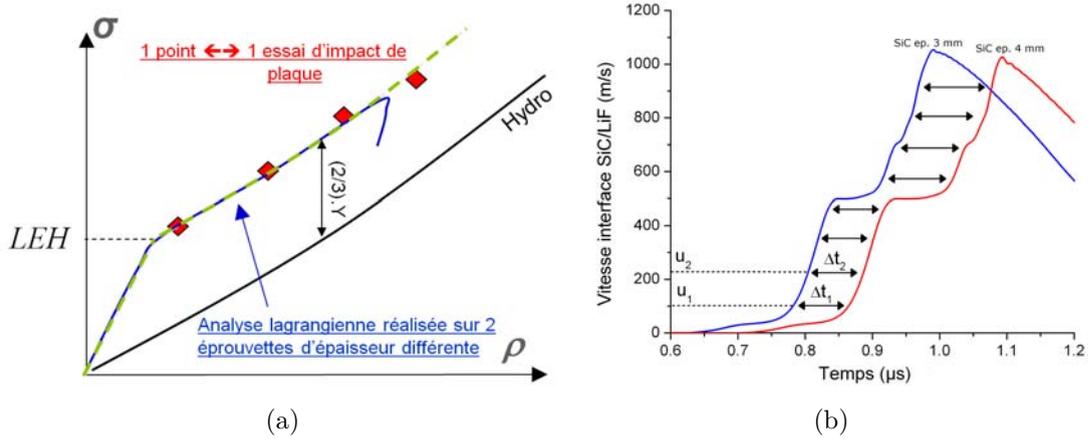


Fig. 4.4 – Méthode d’analyse lagrangienne : a) intérêt par rapport aux essais d’impact de plaques, b) détermination de la vitesse des ondes  $C_L(u_p)$  associée à chaque vitesse matérielle  $u_p$

$$d\sigma = -\rho_0 C_L(u_p) du_p \quad (4.2)$$

$$dv = -\frac{1}{\rho_0 C_L(u_p)} du_p \quad (4.3)$$

$$de = -\frac{\sigma}{\rho_0 C_L(u_p)} du_p \quad (4.4)$$

$$d\varepsilon = -\frac{du_p}{C_L(u_p)} \quad (4.5)$$

#### 4.4.2 Incertitude associée à la configuration expérimentale

Afin d’estimer l’incertitude associée à la configuration expérimentale, des simulations numériques 1D ont été réalisées avec le code UNIDIM développé au CEA Gramat (Petit et al., 1997). Deux cas ont été considérés. Le premier cas est un cas idéal : une céramique d’épaisseur semi-infinie est en contact parfait avec une électrode en aluminium. Deux mailles lagrangiennes<sup>2</sup> sont positionnées à 3 et 4 mm de l’interface entre l’électrode et la céramique (cf. Fig. 4.5(a)). Ce cas est un cas idéal car aucun retour d’onde dans la céramique ne vient perturber les signaux de vitesse mesurés.

Le deuxième cas correspond à la configuration expérimentale GEPI : deux électrodes sont considérées et sur chacune d’elles sont positionnés un bloc de céramique

2. Nous appelons mailles lagrangiennes les mailles auxquelles sont sorties l’historique des états du matériau

d'épaisseur 3 mm et 4 mm ainsi qu'une fenêtre en LiF. Les mailles lagrangiennes sont positionnées aux interfaces entre les blocs de SiC et les fenêtres (cf. Fig. 4.5(b)).

Un comportement élastique parfaitement plastique, avec une limite d'élasticité égale à 10,9 GPa (correspondant à une LEH égale à 13 GPa) a été considéré pour la céramique.

#### Méthodologie

La méthodologie utilisée pour estimer l'incertitude des résultats obtenus par analyse lagrangienne dans chacun des cas consiste en 4 étapes :

- Un chargement typique de celui obtenu par essai GEPI en considérant une forte intensité du courant et une faible largeur d'électrode ( $W = 15$  mm) est appliqué sur la ou les électrodes
- Une analyse lagrangienne est réalisée avec les signaux de vitesse obtenus aux différentes mailles lagrangiennes (positionnées à 3 mm et 4 mm des électrodes). Cela nous permet, par analyse lagrangienne, d'estimer le comportement du matériau
- Une troisième maille lagrangienne nous permet de connaître le chemin thermodynamique du matériau (correspondant au comportement de référence imposé pour le matériau)
- Le comportement de référence du matériau est comparé au comportement déterminé par analyse lagrangienne

Nous constatons dans le cas idéal des résultats obtenus par analyse lagrangienne identiques aux résultats "attendus", aux erreurs numériques près. Dans le cas de la configuration expérimentale, l'analyse lagrangienne conduit à une erreur maximale (obtenue après la LEH) de 3,5 %. Cet écart est acceptable et peut être diminué a posteriori en corrigeant les signaux de vitesse pour prendre en compte les perturbations dues aux interfaces, soit en intégrant les équations de mouvement en espace (Hayes, 2001) soit en utilisant la méthode des caractéristiques (Rothman et Maw, 2006).

## 4.5 Essais de compression GEPI

Un essai de compression GEPI en configuration "analyse lagrangienne" a été réalisé pour les nuances Hexoloy<sup>®</sup>, SPS-S et PS-L. L'essai de compression sur la nuance SPS-L va être réalisé dans un futur proche.

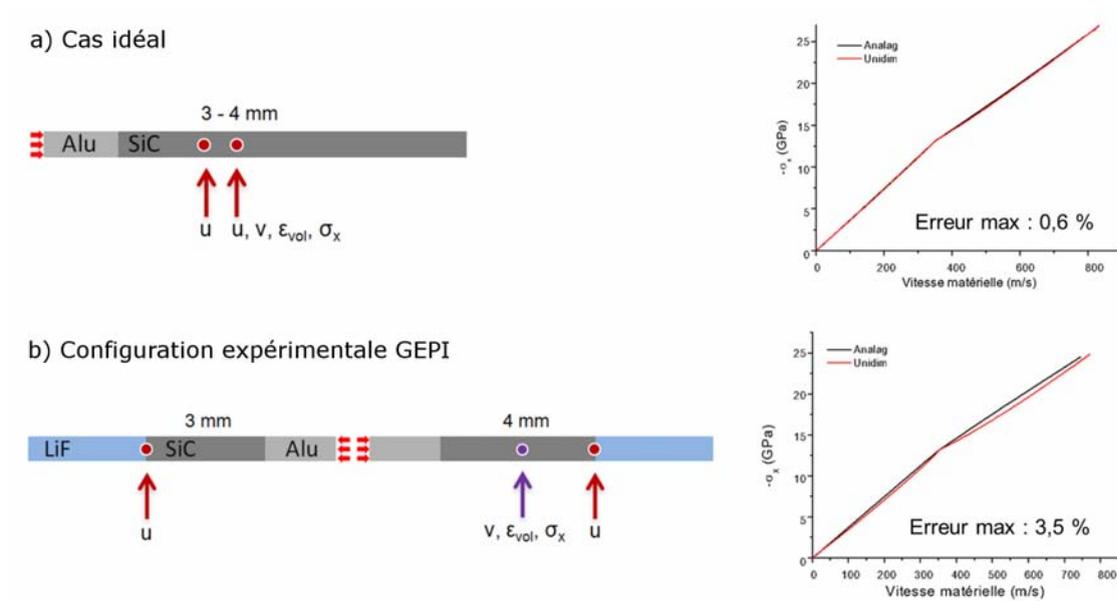


Fig. 4.5 – Validité des résultats obtenus par analyse lagrangienne, a) cas idéal, b) configuration expérimentale GEPI

#### 4.5.1 Cas de l'Hexoloy®

Les signaux de vitesse<sup>3</sup> obtenus après l'essai de compression réalisé sur Hexoloy® ont montré la présence d'un choc pour l'échantillon d'épaisseur 4 mm. Ce choc est très certainement dû à un décollement partiel à l'interface entre l'électrode d'aluminium et la céramique ayant entraîné la formation d'une fine épaisseur d'air. Des simulations numériques 1D réalisées en introduisant une couche de vide (de l'ordre du micromètre) entre l'électrode et la céramique ont permis de valider cette hypothèse : les signaux de vitesse obtenus ont montré la présence d'un choc suivi d'un profil identique à celui obtenu sans décollement.

Afin de déterminer la LEH, nous utilisons le signal de vitesse obtenu avec la céramique d'épaisseur 3 mm. Deux droites ont été tracées sur la partie élastique et sur la partie inélastique. La vitesse à la LEH est prise égale à la vitesse à l'intersection de ces deux droites. La vitesse à l'interface au niveau du changement de pente est de 569 m/s (cf. Fig. 4.6). Nous utilisons l'Eq. 2.2 pour estimer la vitesse matérielle *in situ*. Nous utilisons pour cela la relation  $Z_c = \rho_0^c * C_L^c$  avec  $\rho_0^c = 3144 \text{ kg/m}^3$  et

3. Il est à noter que, lors de l'utilisation d'un matériau fenêtre, la vitesse mesurée par interférométrie est différente de la vitesse réelle à l'interface matériau cible/matériau fenêtre. Dans le cas de l'utilisation d'un matériau fenêtre en LiF et de l'utilisation d'un laser de longueur d'onde 1550 nm, la vitesse mesurée expérimentalement doit être divisée par un facteur 1,2669 pour obtenir la vitesse réelle à l'interface (Jensen et al., 2007). Dans ce manuscrit, l'ensemble des vitesses aux interfaces indiquées sont celles obtenues après correction.

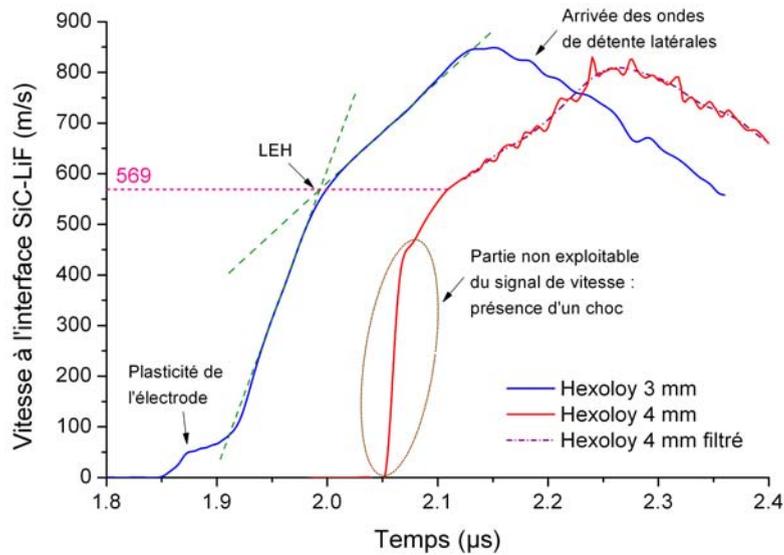


Fig. 4.6 – Signaux de vitesse expérimentaux mesurés aux interfaces SiC/LiF lors de l'essai de compression GEPI sur Hexoloy®

$C_L^c = 11711$  m/s. La valeur  $C_L^c$  n'a pas pu être estimée convenablement à partir des signaux de vitesse, nous utiliserons donc la vitesse moyenne des ondes déterminée à partir des essais d'écaillage GEPI sur Hexoloy® (cf. sous-section 5.6.1).

Nous utilisons pour déterminer l'impédance mécanique du LiF l'équation d'état du matériau sous choc (Mie-Grüneisen avec Hugoniot comme référence) :

$$Z_f = \rho_0 * U_s = \rho_0 (C_0 + sU_{int}), \quad (4.6)$$

avec  $\rho_0^{LiF} = 2640$  kg/m<sup>3</sup>,  $C_0^{LiF} = 5150$  m/s,  $s = 1,35$  (Meyers, 1994). Nous obtenons :

$$U_p^{LEH} = \frac{Z_c + Z_f}{2Z_c} \times 569 = 405,2 \text{ m/s}$$

$$LEH_{Hexoloy} = Z_c U_p^{LEH} = 14,9 \text{ GPa}.$$

L'incertitude sur la valeur de la LEH a été estimée, pour cette méthode, à  $\pm 0,2$  GPa. Une analyse lagrangienne est réalisée en utilisant le signal de vitesse filtré obtenu sur l'éprouvette de 4 mm. Les pieds de courbe ont été supprimés jusqu'à une vitesse à l'interface de 470 m/s afin de ne considérer que la partie du signal post-choc.

La Fig. 4.7 présente le résultat de l'analyse lagrangienne sous forme contrainte longitudinale - déformation. Des droites ont été rajoutées pour mieux se rendre compte des changements de pente. L'analyse lagrangienne donne la LEH de l'Hexoloy®

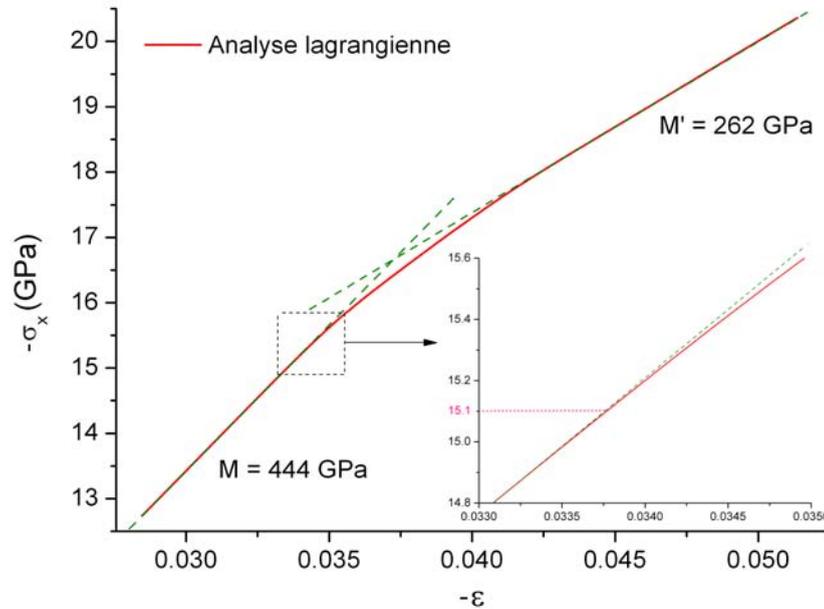


Fig. 4.7 – Résultat de l’analyse lagrangienne réalisée sur l’Hexoloy<sup>®</sup> sous forme contrainte longitudinale - déformation et modules tangents associés

égale à  $15,1 \pm 0,2$  GPa. Le module élastique tangent  $M$  (avec  $M = K + (4/3)G$  en déformation uniaxiale et dans le cas d’un comportement élastique) est de 444 GPa. Le module plastique tangent est quant à lui de 262 GPa. Cependant, nous pouvons observer que la transition entre le domaine élastique et le domaine inélastique est progressive et lente.

Cet essai de compression nous a permis d’observer que l’Hexoloy<sup>®</sup> présente une limite élastique d’Hugoniot élevée mais du même ordre de grandeur que celles obtenues sur le SiC-B par Kipp et Grady (1990); Bourne et al. (1997).

La contrainte équivalente du matériau peut s’exprimer au cours d’une déformation uniaxiale ou pour tout chargement triaxial tel que  $\sigma_y = \sigma_z$  à partir de la relation (avec  $\sigma_x$  négatif et  $P$  positif en compression) :

$$\sigma_{eq} = \frac{3}{2} (-\sigma_x - P). \quad (4.7)$$

Il est donc possible d’estimer l’évolution de la contrainte équivalente du matériau en imposant une équation d’état. Pour chacun des matériaux étudiés, nous considérons une équation d’état et un modèle d’évolution du module de cisaillement simplifiés ( $K$  et  $G$  constants). Une simulation numérique de l’essai de compression a été réalisée en considérant le comportement du matériau estimé à partir de l’analyse lagrangienne. Le module magnétohydrodynamique (MHD) du code UNIDIM a été

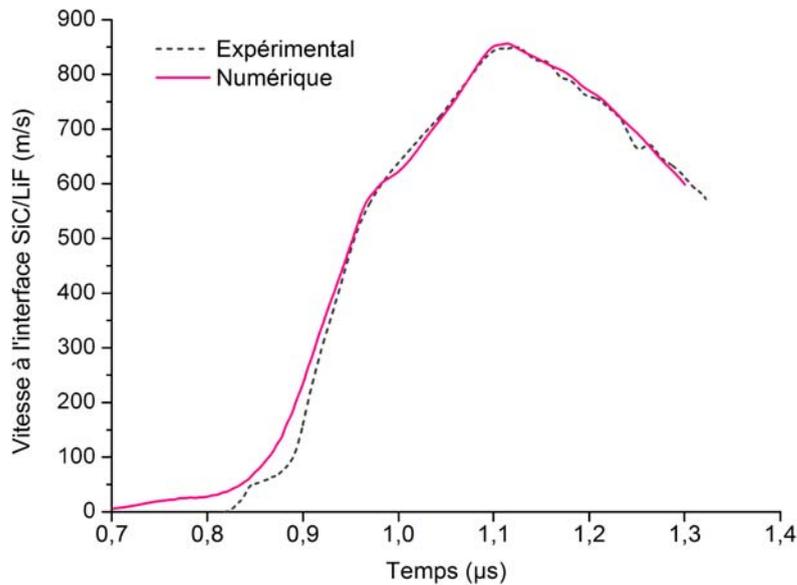


Fig. 4.8 – Comparaison entre le signal de vitesse expérimental issu de l’essai de compression GEPI sur Hexoloy<sup>®</sup> et le signal de vitesse obtenu par simulation numérique

utilisé. Le signal de courant obtenu expérimentalement constitue l’une des conditions aux limites d’entrée de la simulation.

Du fait de la densité de courant élevée, les électrodes passent localement en fusion durant un essai de compression GEPI. Des tables Sesame “multiphasiques” de l’aluminium ont donc été utilisées pour l’équation d’état et les conductivités électriques et thermiques. La rhéologie du matériau est simulée à l’aide du modèle de [Johnson et Cook \(1983\)](#) et ses coefficients pour l’alliage 2024-T351 (alliage voisin du 2017-T4 utilisé expérimentalement). Les fenêtres en LiF ont été modélisées à l’aide de l’équation d’état de Murnaghan (avec isotherme comme référence) et le modèle d’élastoplasticité est celui proposé par [Steinberg \(1991\)](#). Pour ce matériau, les conductivités sont considérées comme négligeables ([Chanal et Petit, 2012](#)).

Une comparaison est proposée Fig. 4.8 entre le signal de vitesse expérimental mesuré à l’interface sur l’échantillon d’épaisseur 3 mm et le signal de vitesse obtenu par simulation numérique. La mesure de courant et la mesure de vitesse n’étant pas parfaitement synchronisées, un recalage temporel est nécessaire.

Nous pouvons remarquer Fig. 4.8 une bonne corrélation entre le signal de vitesse expérimental et le signal de vitesse obtenu par simulation numérique, montrant ainsi une bonne estimation par analyse lagrangienne du comportement du matériau. Les faibles écarts observés peuvent être dus à des erreurs issues de l’analyse lagrangienne

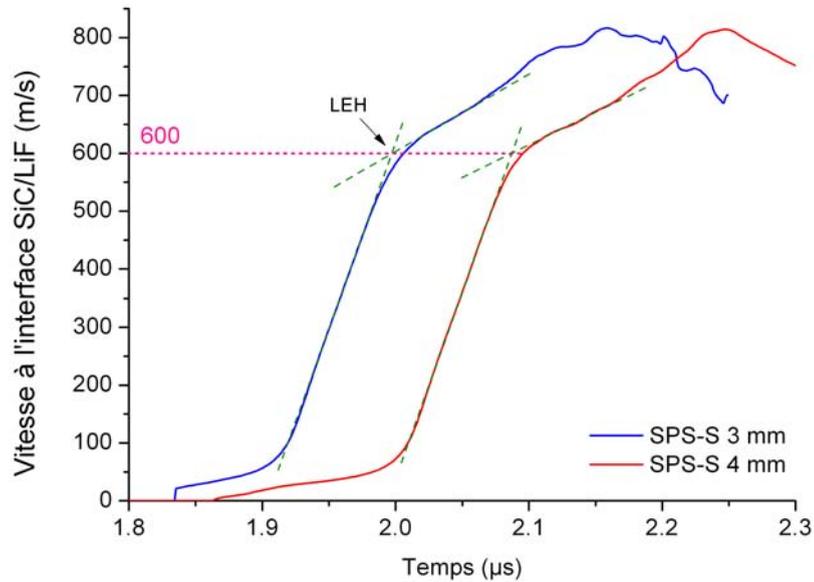


Fig. 4.9 – Signaux de vitesse expérimentaux mesurés aux interfaces SiC/LiF lors de l'essai de compression GEPI sur SPS-S

et/ou à une mauvaise modélisation du comportement de l'électrode.

#### 4.5.2 Cas du SPS-S

Il est possible de réaliser une analyse lagrangienne à partir des signaux de vitesse obtenus sur chacune des éprouvettes. La densité moyenne des deux éprouvettes de SPS-S testées est de  $3189 \text{ kg/m}^3$ . Des simulations numériques 1D ont montré que la différence d'épaisseur de colle entre les électrodes et les deux éprouvettes de SiC influence grandement l'estimation de la vitesse des ondes. Il est cependant à noter que cette différence d'épaisseur de colle n'a qu'une faible influence sur les profils de vitesse. La différence d'épaisseur de colle réelle n'étant pas connue et pouvant mener à des incertitudes sur les temps d'arrivée, un recalage temporel est réalisé sur le signal de vitesse obtenu avec l'éprouvette de 4 mm d'épaisseur de manière à obtenir la vitesse moyenne des ondes obtenue grâce aux essais d'écaillage (à savoir  $11953 \text{ m/s}$ ). En connaissant au préalable la vitesse des ondes longitudinales en régime élastique d'un matériau, il est ainsi possible de minimiser les erreurs liées aux différences d'épaisseur des joints de colle.

Une première estimation de la limite élastique d'Hugoniot est réalisée directement à partir des signaux de vitesse (cf. Fig. 4.9). La vitesse de transition (à l'interface SiC/LiF) étant estimée à  $600 \text{ m/s}$ , nous obtenons :

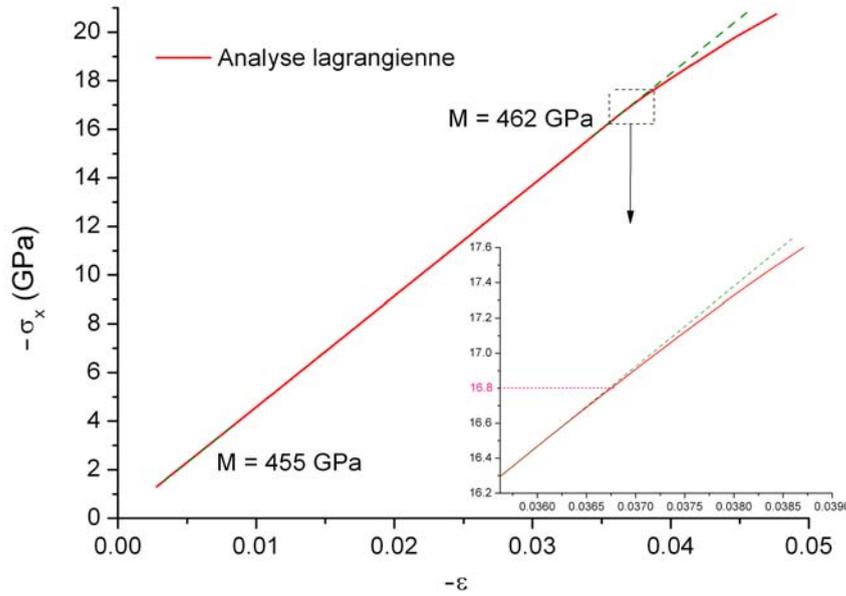


Fig. 4.10 – Résultat de l’analyse lagrangienne réalisée sur la nuance SPS-S sous forme contrainte longitudinale - déformation et modules tangents associés

$$U_p^{LEH} = \frac{Z_c + Z_f}{2Z_c} \times 600 = 423,8 \text{ m/s}$$

$$LEH_{SPS-S} = Z_c U_p^{LEH} = 16,2 \text{ GPa.}$$

La Fig. 4.10 présente les résultats de l’analyse lagrangienne sous forme contrainte longitudinale - déformation. Nous observons que l’analyse lagrangienne prévoit une LEH d’environ  $16,8 \pm 0,2$  GPa contre  $16,2 \pm 0,2$  GPa obtenue par étude des signaux de vitesse. Cependant, les résultats d’analyse lagrangienne sont plus fiables que ceux obtenus par la précédente méthode car basés sur une évolution précise de la célérité des ondes longitudinales plutôt que sur une estimation de la vitesse à laquelle intervient le changement de pente.

Le module élastique pour les faibles niveaux de pression est de 455 GPa contre 462 GPa proche de la LEH. Ceci est dû à une très faible augmentation du module de compressibilité  $K$  et/ou du module de cisaillement  $G$  avec le niveau de pression. La limite d’élasticité du matériau étant élevée par rapport au niveau de chargement, la déformation inélastique du matériau est limitée et il n’a pas été possible de déterminer un module tangent après la LEH.

Nous observons une LEH plus élevée pour la nuance SPS-S que pour la nuance Hexoloy<sup>®</sup> (16,8 GPa contre 15,1 GPa). Ce résultat tend tout d’abord à montrer que

la taille de grain des carbures de silicium n'est pas un facteur prépondérant. En effet, en comparaison de l'Hexoloy<sup>®</sup> (dont la taille de grain est d'environ  $6\mu\text{m}$ ), la nuance SPS-S présente une microstructure grossière constituée de grains très allongés dont la longueur peut dépasser  $10\mu\text{m}$ . Il semblerait par contre que la densité du matériau joue un rôle dans la LEH : la nuance SPS-S présente en effet une densité supérieure à celle de l'Hexoloy<sup>®</sup> (supérieure à 99 % contre 98,5 % pour l'Hexoloy<sup>®</sup>).

Hayun et al. (2012) avaient également montré une augmentation de la LEH pour un carbure de silicium fritté par frittage flash en comparaison de nuances pressées à chaud. En effet, leur nuance nommée SiCA, après un frittage par SPS (température de  $2050\text{ }^\circ\text{C}$ , palier de 10 min, pression appliquée de 69 MPa) présentait une LEH de 18,5 GPa. Toutefois, malgré des caractéristiques microstructurales proches de celles de la nuance SPS-S (densité de 99,4 %, absence de phases amorphes, inclusions aux joints de grains et aux jonctions de 3 grains), leur nuance SiCA présentait une taille de grain très fine (environ  $1,30\mu\text{m}$ ). Ce résultat tend à confirmer une influence importante de la densité initiale. Cependant, la taille de grain bien plus fine de la nuance SiCA en comparaison de la nuance SPS-S constitue peut-être une explication de la différence de LEH entre ces deux nuances.

À l'instar de l'essai de compression sur Hexoloy<sup>®</sup>, l'évolution de la contrainte équivalente du SPS-S au cours de l'essai peut être estimée en considérant un module de compressibilité  $K$  constant au cours de la déformation. La Fig. 4.11 présente une comparaison entre le signal de vitesse obtenu expérimentalement sur l'éprouvette d'épaisseur 4 mm et le signal de vitesse obtenu par simulation numérique. Nous pouvons constater une parfaite corrélation entre les deux signaux de vitesse et ainsi valider la loi de comportement obtenue par analyse lagrangienne.

### 4.5.3 Cas du PS-L

À l'instar de l'essai de compression réalisé sur Hexoloy<sup>®</sup>, le profil de vitesse mesuré sur l'éprouvette d'épaisseur 4 mm présente un choc (cf. Fig. 4.12). Nous pouvons également constater que le changement de pente dû au passage de la LEH est très difficile à distinguer à première vue. Un zoom nous a permis d'estimer une vitesse à l'interface de 300 m/s au niveau de la LEH. L'absence de changement de pente significatif est dû mécaniquement à une baisse très progressive du module tangent, donc à un très bon coefficient d'écroutissage du matériau. Malgré la présence

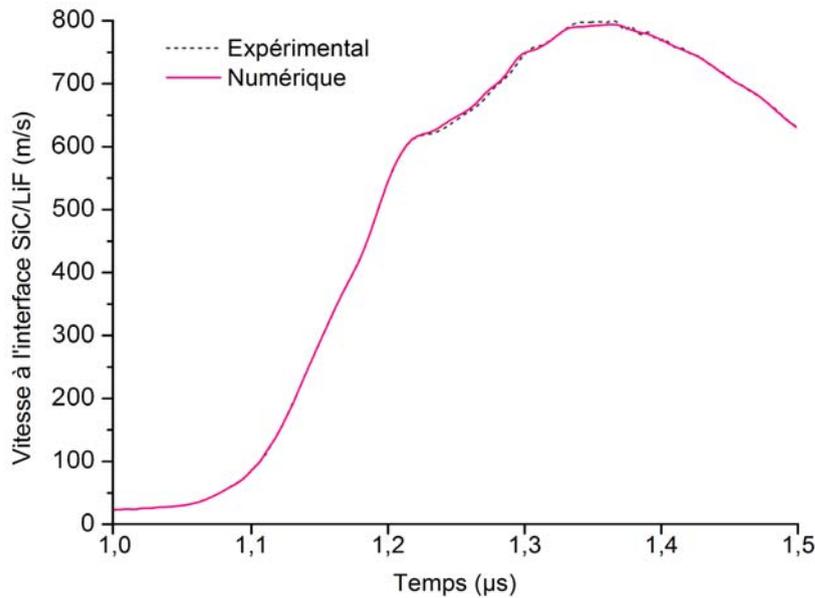


Fig. 4.11 – Comparaison entre le signal de vitesse expérimental issu de l’essai de compression GEPI sur SPS-S et le signal de vitesse obtenu par simulation numérique

d’un choc sur un signal, un changement de pente doit tout de même être visible au passage de la LEH. Le changement de pente observé à 300 m/s sur le signal de vitesse de l’éprouvette de 4 mm tend donc à confirmer le faible niveau de la LEH.

La densité moyenne mesurée des deux éprouvettes de PS-L est de  $3270 \text{ kg/m}^3$ . Pour une telle densité, la vitesse des ondes longitudinales à faible pression est d’environ  $11615 \text{ m/s}$ . Nous avons donc :

$$U_p^{LEH} = \frac{Z_c + Z_f}{2Z_c} \times 300 = 207,9 \text{ m/s}$$

$$LEH_{PS-L} = Z_c U_p^{LEH} = 7,9 \text{ GPa}.$$

Nous constatons que la LEH de la nuance PS-L est près de deux fois plus faible que celle de l’Hexoloy<sup>®</sup>, malgré un taux de densification similaire et une taille de grain plus faible ( $3 \mu\text{m}$  contre  $6 \mu\text{m}$ ). Ceci est très certainement dû, en accord avec les observations issues de l’étude bibliographique, à la présence de phase secondaire générant des seuils de microfissuration faibles.

Le modèle de Johnson-Holmquist (dans la version JH2) a été utilisé pour simuler le comportement élastoplastique de la nuance PS-L. En considérant les modules  $K$  et  $G$  constants au cours de l’essai, la contrainte et la pression équivalente à la LEH s’écrivent :

$$\sigma_{LEH} = \frac{1 - 2\nu}{1 - \nu} LEH \quad (4.8)$$

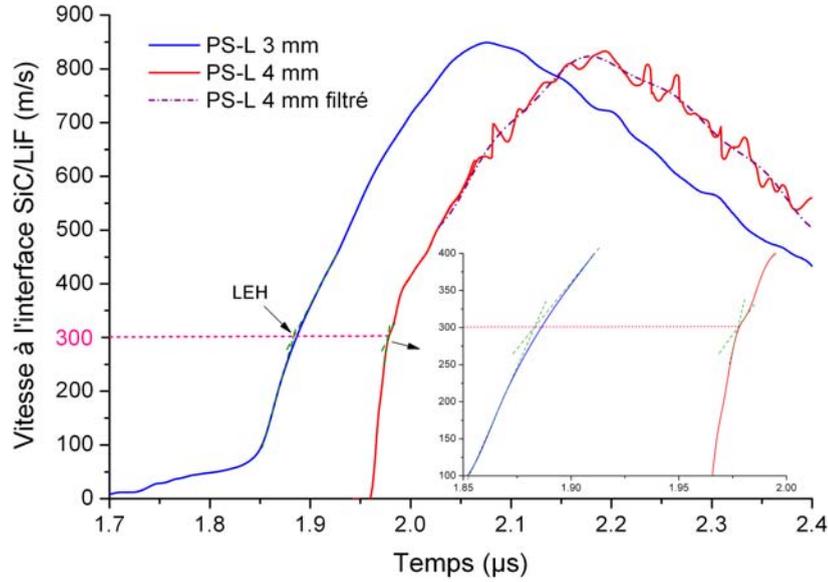


Fig. 4.12 – Signaux de vitesse expérimentaux mesurés aux interfaces SiC/LiF lors de l’essai de compression GEPI sur PS-L

$$P_{LEH} = \frac{1 + \nu}{3(1 - \nu)} LEH. \quad (4.9)$$

D’après le modèle de Johnson-Holmquist, la résistance d’une céramique est sensible à la pression et s’écrit pour un matériau “intact” et sans prise en compte de l’influence de la vitesse de déformation (cf. Eq. 2.9) :

$$\sigma^* = A(P^* + T^*)^n,$$

avec  $\sigma^* = \sigma/\sigma_{LEH}$ ,  $P^* = P/P_{LEH}$  et  $T^* = T/P_{LEH}$ .

Dans le cas d’une déformation uniaxiale et lorsque les paramètres  $K$  et  $G$  sont constants, le trajet de chargement suivi par le matériau dans sa phase élastique s’écrit :

$$Y = \frac{2G}{K} P = \frac{3(1 - 2\nu)}{1 + \nu} P. \quad (4.10)$$

La LEH d’un matériau correspond à l’intersection entre le trajet de chargement en déformation uniaxiale suivi dans la phase élastique et la loi de plasticité du matériau considérée (cf. Fig. 4.13).

Pour l’ensemble des simulations de compression réalisées avec le modèle de Johnson-Holmquist, une valeur de  $T$  égale à 300 MPa a été considérée (moyenne de la pression à l’écaillage de l’ensemble des essais d’écaillage GEPI).

L’enveloppe de plasticité devant passer par la LEH, nous avons une relation entre

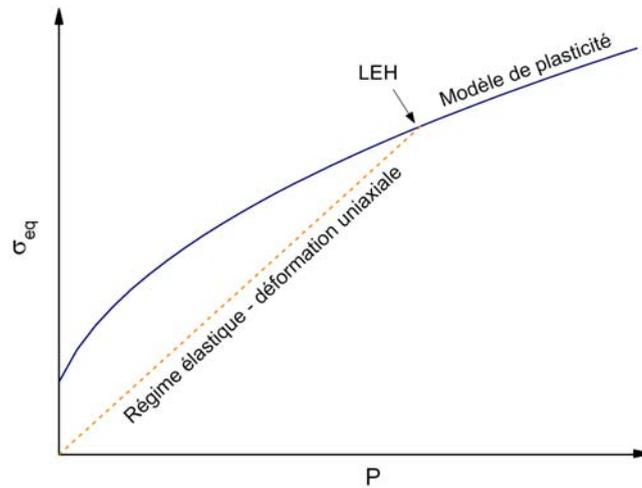


Fig. 4.13 – Schématisation de la limite élastique d'Hugoniot d'un matériau

les paramètres  $A$  et  $n$  :

$$A = \frac{1}{(1 + T^*)^n}. \quad (4.11)$$

Une comparaison est proposée Fig. 4.14 entre le signal de vitesse expérimental mesuré à l'interface sur l'échantillon d'épaisseur 3 mm et les signaux de vitesse obtenus par simulation numérique pour différentes valeurs de  $n$ . Une LEH égale à 7,9 GPa, correspondant à la valeur estimée pour le PS-L, est considérée.

Nous constatons que les différentes valeurs de  $n$  conduisent à des paliers plus ou moins marqués au niveau de la LEH dus à la transition franche entre le trajet de chargement dans la phase élastique et l'enveloppe de plasticité. Néanmoins, la valeur  $n = 0,9$  permet une bonne corrélation entre les deux signaux de vitesse sur l'ensemble de l'essai.

Le très bon écrouissage du matériau PS-L sous choc est confirmé par simulation numérique. En effet, la valeur  $n = 0,9$  permettant de reproduire au mieux le signal de vitesse expérimental à l'interface conduit à une très forte sensibilité de la résistance du matériau avec la pression et à un écrouissage quasi-linéaire (cf. Fig. 4.15).

#### 4.5.4 Comparaison entre les nuances

Nous pouvons observer Fig. 4.15 des sensibilités à la pression différentes suivant les céramiques. La nuance SPS-S, en plus de présenter une LEH plus élevée que celle de l'Hexoloy<sup>®</sup>, présente également un meilleur écrouissage que cette dernière. La nuance Hexoloy<sup>®</sup> présente pour des pressions proches de 10 GPa une faible sensibilité

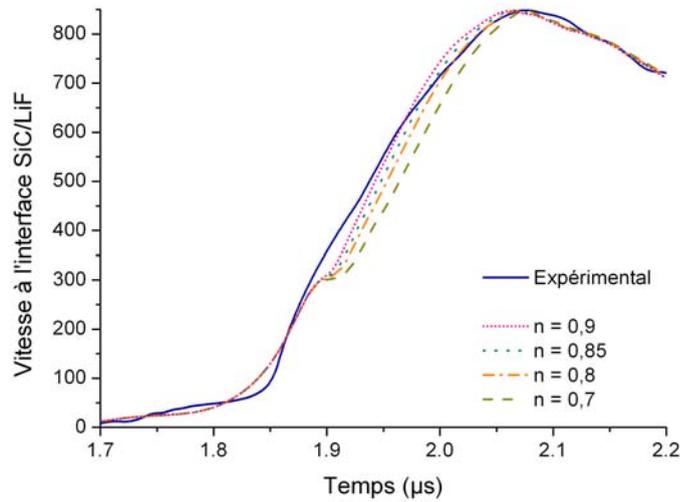


Fig. 4.14 – Comparaison entre les signaux de vitesse expérimentaux obtenus par essai de compression GEPI sur PS-L et numériques obtenus en utilisant le modèle JH2 pour différentes valeurs de  $n$

à la pression pouvant laisser présager une possible saturation de sa résistance pour des pressions plus élevées.

La nuance PS-L, malgré une faible LEH, présente à haute pression une très bonne résistance en compression due à son fort écrouissage. La faible LEH de la nuance PS-L est très probablement liée à la présence de phase secondaire dans la microstructure. Cette phase secondaire, plus fragile que les grains de SiC, présenterait, en accord avec l'étude bibliographique, un seuil de microfissuration faible. Le très bon écrouissage de cette nuance pourrait être expliqué par le fait que l'essentiel de l'endommagement soit localisé dans la phase secondaire et que les grains de SiC resteraient donc intacts, continuant à conserver une très bonne résistance. Toutefois, un taux de phase secondaire trop important pourrait être néfaste et provoquer une densité de microfissuration dans la céramique bien plus élevée, lui faisant probablement perdre sa capacité à s'écrouir.

Nous constatons également que les résultats obtenus par Bourne et al. (1997) par essais d'impact de plaques sur une céramique S-SiC sont très proches de ceux obtenus par analyse lagrangienne sur Hexoloy<sup>®</sup>. La nuance S-SiC est, à l'instar de l'Hexoloy<sup>®</sup>, une céramique frittée par frittage naturel en phase solide. Elle a été fabriquée par "Céramiques et Composites". Les microstructures de ces deux matériaux sont semblables (par exemple : taille de grain moyenne de 3-4 μm pour le S-SiC et environ 6 μm pour l'Hexoloy<sup>®</sup>; ténacité de 3,2 MPa√m pour le S-

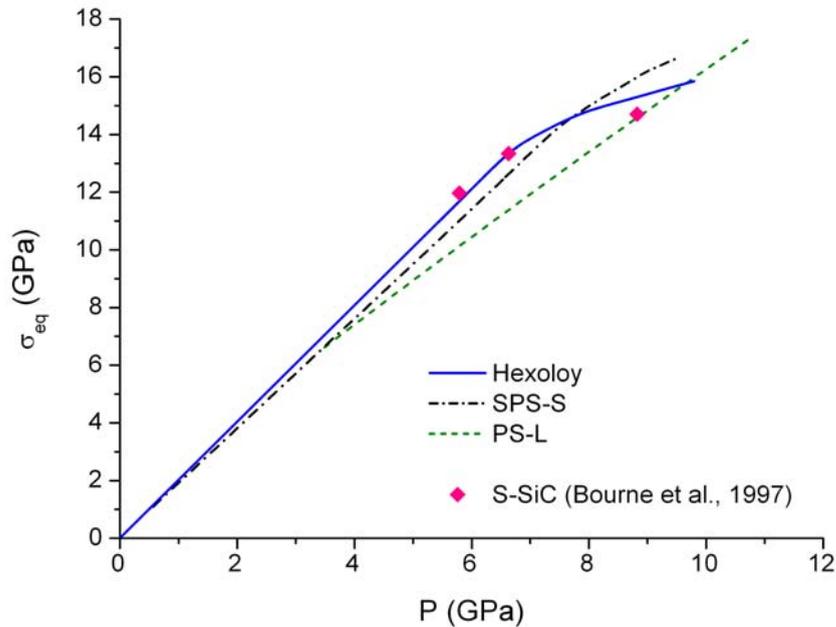


Fig. 4.15 – Sensibilité à la pression de la résistance offerte par les différentes nuances de SiC déterminée par simulation numérique des essais GEPI. Comparaison avec la résistance offerte par le S-SiC (d’après les résultats expérimentaux de Bourne et al. (1997))

SiC et  $3 \text{ MPa}\sqrt{m}$  pour l’Hexoloy<sup>®</sup>). Les microstructures des deux matériaux étant proches, cela apporte une nouvelle confirmation de la validité des résultats obtenus pour l’Hexoloy<sup>®</sup>.

## 4.6 Essais de récupération sous choc

Les essais de compression quasi-isentropique réalisés avec GEPI ont permis de déterminer la LEH et d’estimer l’évolution de la résistance avec la pression des différentes nuances de céramique (à l’exception de la nuance SPS-L). Cependant, ces essais ne nous donnent aucune indication sur les mécanismes d’endommagement activés en compression et ne permettent pas de quantifier le rôle que peuvent jouer les différents paramètres microstructuraux (influence de la taille de grain, du taux de porosité ou encore de la présence et du type de phase secondaire) sur ces mécanismes. Pour cela, un essai de récupération est dimensionné. Il permet de solliciter la céramique à un chargement de compression de haute intensité (approchant ou dépassant la LEH du matériau). Un boîtier de récupération spécialement conçu permet alors de récupérer les fragments après tir afin de réaliser par la suite une étude microscopique (au MEB et/ou au MET).

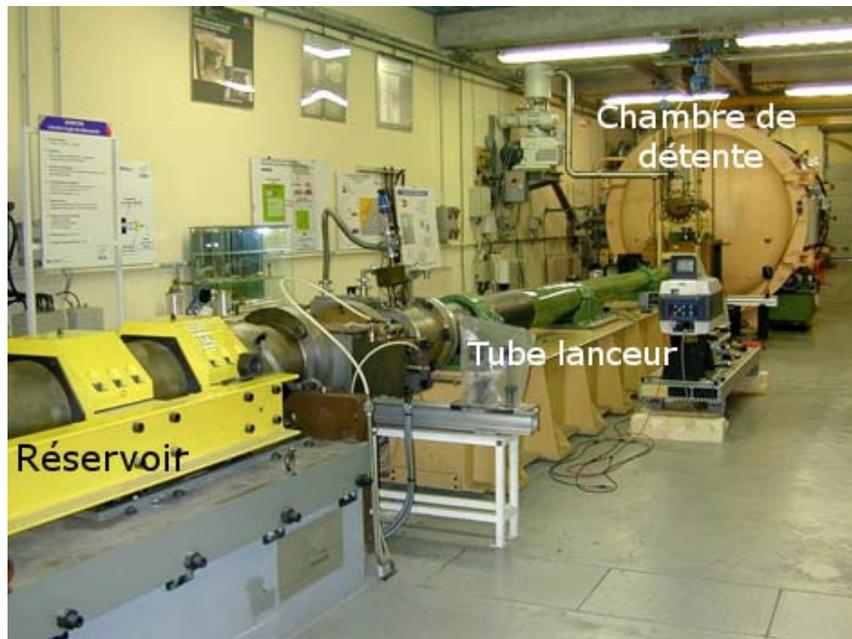


Fig. 4.16 – Photographie du lanceur à gaz simple étage DEMETER

Du fait de la faible largeur d'électrode nécessaire avec le moyen GEPI pour atteindre de tels niveaux de chargement, les restrictions en termes de dimensionnement du boîtier de récupération étaient trop importantes. Il a été décidé d'utiliser le lanceur à gaz DEMETER, installé également au CEA Gramat, pour réaliser les essais de récupération. Le lanceur DEMETER est un lanceur à gaz (air ou Hélium) à simple étage (cf. Fig. 4.16). D'un calibre de 110 mm, il permet d'atteindre des vitesses maximales de plus de 900 m/s dans le cas de projectiles légers (400 g environ).

#### 4.6.1 Récupération d'un matériau soumis à un choc

L'une des techniques permettant la récupération des fragments de céramique après un essai de caractérisation consiste à utiliser un projectile et un matériau cible de forme étoilée. La forme étoilée permet de limiter les zones perturbées par les ondes de détente aux branches de l'étoile et ainsi de minimiser les ondes parasites dans une partie centrale de forme octogonale. Un exemple de cible étoilée est donné Fig. 4.17(a). Cette technique a notamment permis la récupération sous choc et l'analyse au MET de céramiques de type alumine (Raiser et al., 1990; Cagnoux et Longy, 1988). Cependant, cette technique permet uniquement de limiter la fragmentation de la céramique par les ondes de détente latérales et trouve ses limites lorsque le matériau présente des mécanismes de fissuration en compression pouvant conduire à

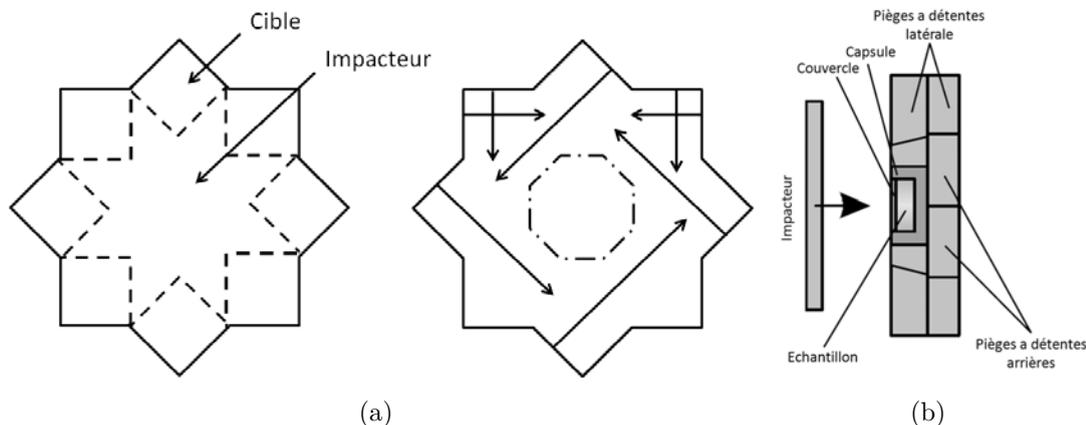


Fig. 4.17 – Essais de récupération sous choc : a) configuration “étoile”, b) configuration avec boîtier de récupération (Petit et Dequiedt, 2006)

sa fragmentation. De plus, cette technique expérimentale nécessite la présence d’un tube lanceur rainuré afin de guider le projectile et s’assurer de la bonne coïncidence des sommets de la cible et de l’impacteur.

Une autre approche consiste à confiner la céramique dans un boîtier afin d’en faciliter la récupération. Dans ce cas, la prévention des ondes de détente latérales se fait par l’intermédiaire de pièges à détentes placés autour du boîtier. Un exemple de boîtier de récupération est donné Fig. 4.17(b). Notons la présence de divers éléments nécessaires tels qu’un couvercle permettant de confiner le matériau cible dans la capsule, des pièges à détentes latérales et des pièges à détentes arrière. Ce type de configuration a été utilisé de nombreuses fois pour récupérer des matériaux céramiques (Raiser et al., 1990; Bourne et al., 2006), métalliques (Petit et Dequiedt, 2006), ou encore des roches (Ponsonnaille et Hérel, 1997).

Ce type de configuration nécessite toutefois une étape préalable de dimensionnement afin de s’assurer de la conformité du chargement vu par le matériau cible, de la tenue du boîtier de récupération et de la limitation des ondes de détente parasites dans le boîtier.

Une phase de dimensionnement du boîtier de récupération a été réalisée avec le code de calcul OURANOS. Cette étape a consisté à déterminer la géométrie optimale du boîtier de récupération permettant de :

- limiter au maximum les contraintes de traction dans la céramique,
- s’assurer du bon fonctionnement des pièges à détentes, c’est-à-dire de leur capacité à s’éjecter et à piéger les ondes de détente,

- diminuer au maximum la déformation du boîtier de récupération.

Une étude paramétrique a donc été réalisée en jouant sur les paramètres suivants : épaisseur et diamètre de la capsule et de l'échantillon de céramique ; taille du boîtier ; position de la céramique dans le boîtier ; taille et forme des différents pièges à détentes.

Afin de limiter au maximum les ondes de détente dues aux différences d'impédance entre la céramique et le boîtier, l'ensemble des éléments du boîtier sont constitués de cuivre (matériau facile à usiner et présentant une polaire de choc proche de celle du SiC en comparaison d'autres métaux).

Cette étude de dimensionnement a permis de montrer que la configuration optimale consiste à n'utiliser qu'une couche de pièges à détentes latérales et arrières. Les pièges à détentes latérales sont constitués de quatre quarts de tube, d'épaisseur 10 mm et de largeur 20 mm, se plaçant autour du boîtier de récupération de diamètre 30 mm. L'échantillon de céramique a une épaisseur de 3 mm et un diamètre de 12 mm. Le couvercle possède le même diamètre mais une épaisseur de 2 mm. Les pièges à détentes arrières sont constitués de quatre quarts de cylindre, d'épaisseur 10 mm et de rayon 25 mm, se plaçant derrière le boîtier et les pièges à détentes latérales.

L'impacteur est une plaque de cuivre d'épaisseur 2 mm et de diamètre 70 mm. Il est fixé sur un sabot léger en polyoxyméthylène (POM). Dans la chambre de détente, des blocs de mousse suivis de blocs de bois permettent de décélérer et d'arrêter les différents constituants (boîtier et pièges à détentes).

La Fig. 4.18(a) donne une schématisation en coupe de la configuration expérimentale avant tir. La Fig. 4.18(b) donne une illustration (issue d'un calcul Abaqus) de l'éjection des différents pièges à détentes au cours de l'essai. Nous pouvons observer que la simulation numérique prévoit une bonne éjection des pièges à détentes pendant l'essai.

Quatre mailles lagrangiennes ont été placées au centre de la céramique et à des épaisseurs différentes afin d'étudier l'évolution du chargement vu par la céramique prévu par la simulation numérique. Les résultats sont présentés Fig. 4.19(a). Nous pouvons constater que la configuration choisie permet une quasi-absence de contraintes de traction après le chargement de compression. L'efficacité des pièges à détentes est quant à elle présentée Figs. 4.19(b) et 4.19(c). On remarque que la simu-

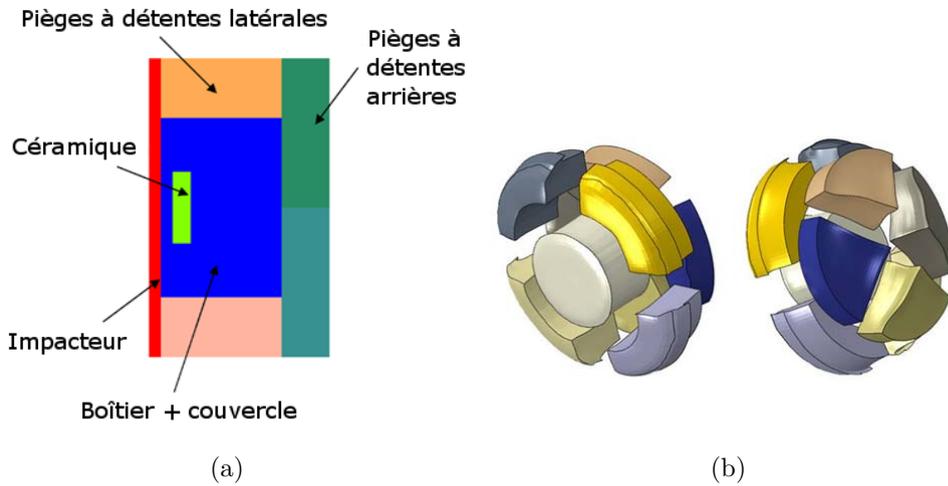


Fig. 4.18 – a) Schématisation en coupe de la configuration expérimentale avant tir et b) illustration de l'éjection des différents pièges à détentes

lation numérique prévoit également un très bon piégeage des ondes de détente dans les plaques latérales et arrières. Il est cependant à noter que, dans les simulations numériques, le comportement du cuivre est considéré comme sans endommagement.

Des essais similaires ont été réalisés dans le passé au Centre d'Études de Gramat mais ont été conduits à des vitesses bien plus faibles sur des céramiques de type alumine ou sur des matériaux métalliques.

Une campagne évolutive a été réalisée, à des vitesses comprises entre 684 et 892 m/s, pour mettre au point l'essai de récupération. Ces vitesses d'impact permettent d'atteindre des contraintes longitudinales dans la céramique de l'ordre de 14 GPa et 18,5 GPa afin de pouvoir étudier les mécanismes d'endommagement activés et leur évolution au cours d'un chargement de compression dynamique. La Fig. 4.20(a) présente une photographie avant tir du boîtier de récupération et des différents composants positionnés sur le support situé devant la bouche du tube lanceur. Une illustration des différents composants récupérés après un tir de validation à 890 m/s est présentée Fig. 4.20(b). Nous pouvons observer le bon état du boîtier après tir et la présence d'un écaillage sur les pièges à détentes arrières, signe de leur efficacité à piéger les ondes de détente. Le bon état du boîtier de récupération après tir montre un bon dimensionnement de l'essai de récupération. Cependant, des difficultés liées à l'arrêt du boîtier de récupération et du projectile ont été rencontrées, montrant le besoin de renforcer le boîtier et d'améliorer le système de freinage et d'arrêt du boîtier.

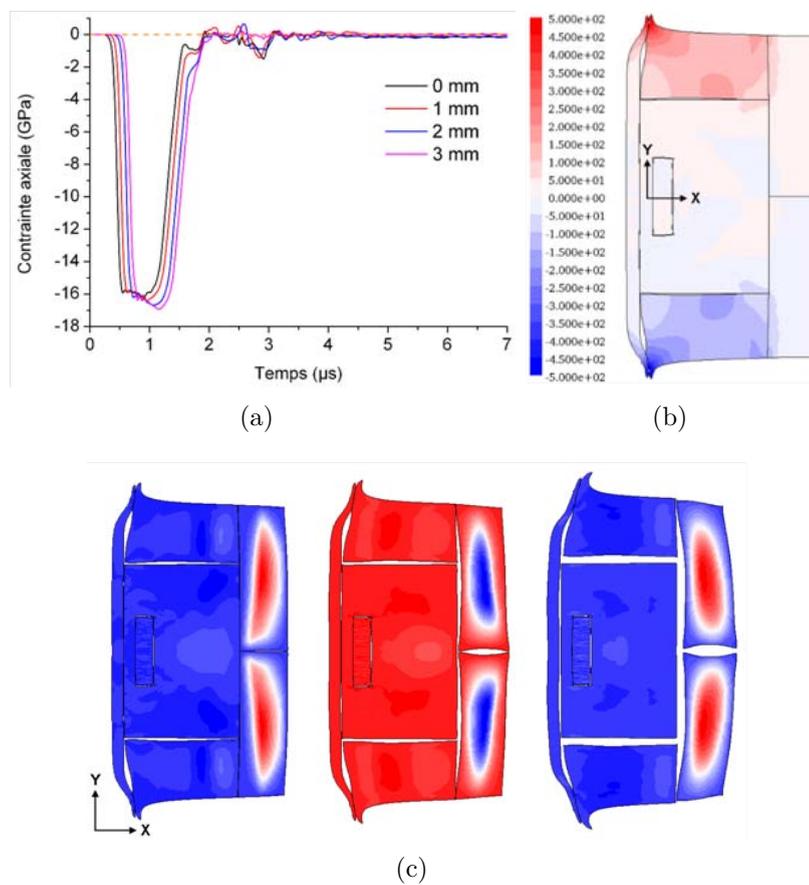


Fig. 4.19 – Simulation numérique d'un essai de récupération à 800 m/s : a) contrainte longitudinale vue par la céramique, b) champ de vitesse suivant Y permettant de juger l'efficacité des pièges à détentes latérales, c) illustration du piégeage du front de chargement dans les pièges à détentes arrière

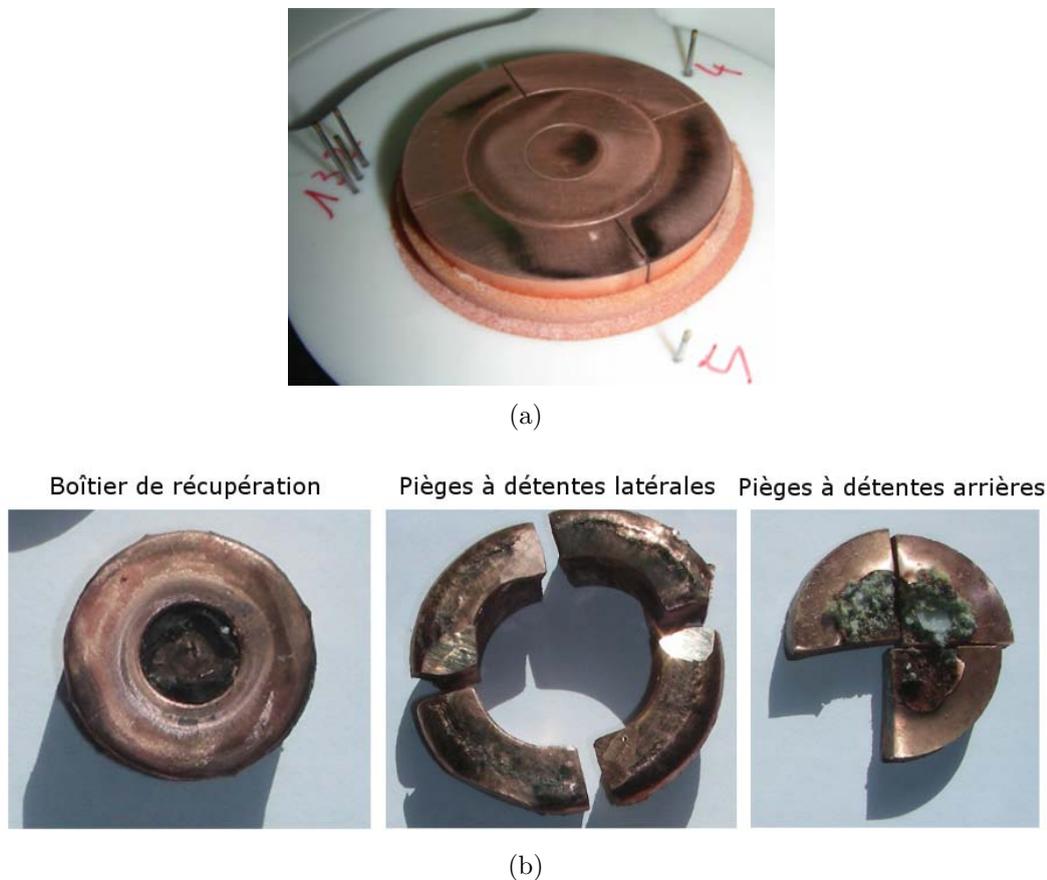


Fig. 4.20 – Photographie des éléments du système de récupération a) assemblés avant tir, b) après tir à 890 m/s

Toutefois, dans l'un des cas, des fragments d'un échantillon d'Hexoloy® après un essai à 890 m/s ont été récupérés. La Fig. 4.21 présente des clichés MEB obtenus à différentes échelles après découpe et polissage du boîtier de récupération contenant les fragments d'Hexoloy®.

Nous pouvons observer la présence d'un nombre très important de fragments de taille inférieure ou égale à  $250 \mu\text{m}$ , confirmant une importante microfissuration de la céramique. Toutefois, nous pouvons également remarquer la présence de quelques gros fragments. Nous nous intéressons à l'un d'eux, dont le diamètre moyen est supérieur à 1 mm. Nous remarquons tout d'abord la présence dans le fragment de quelques longues fissures. Un zoom plus important dans l'une des zones proches des bords de ce fragment permet de remarquer la présence de très nombreuses microfissures intergranulaires et transgranulaires n'étant pas toujours connectées les unes aux autres. De plus nous pouvons remarquer la présence de fragments présentant une très forte décohésion proche du bord, générant des fragments de la taille d'un

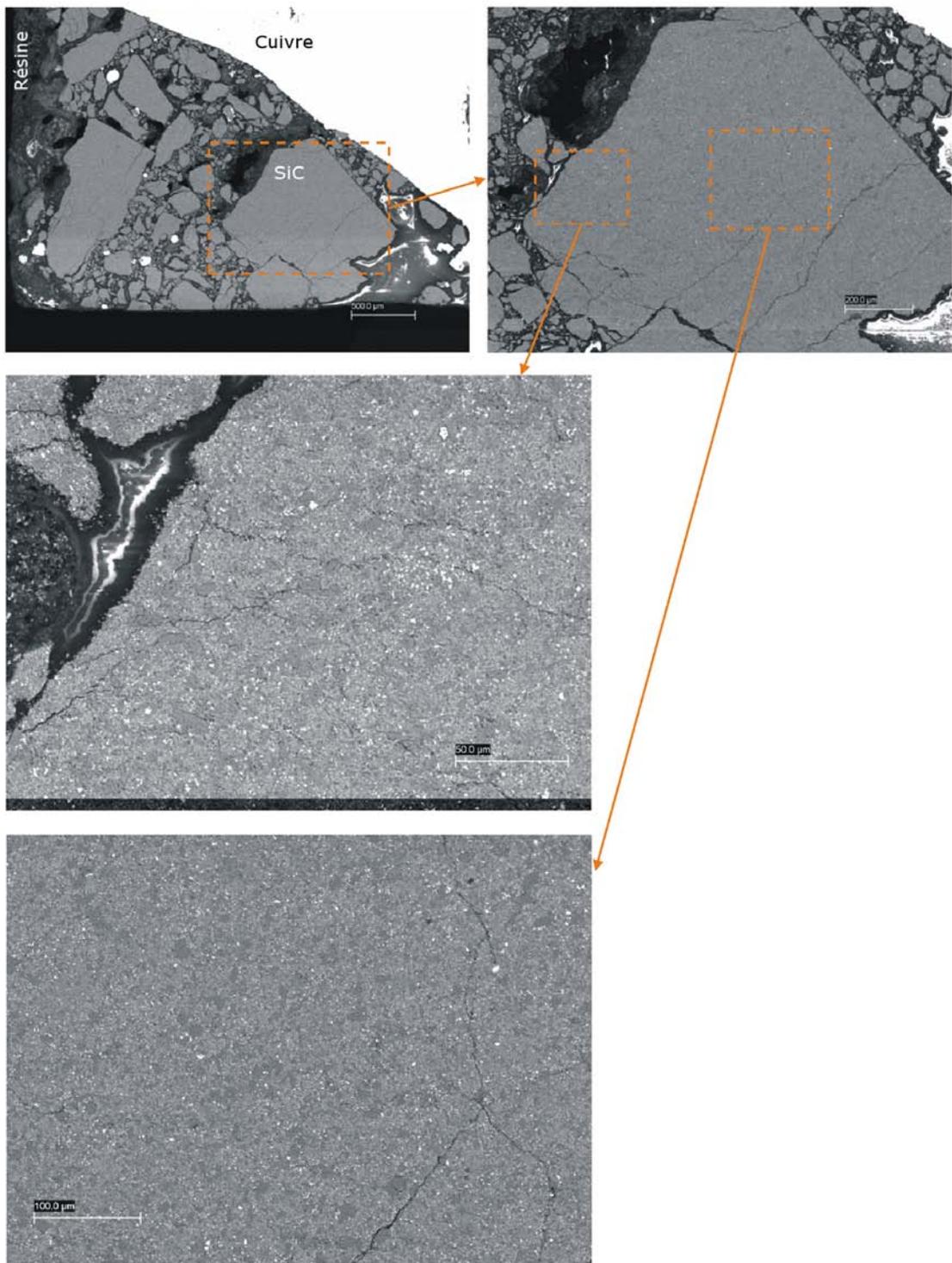


Fig. 4.21 – Clichés MEB à différentes échelles de fragments de SiC Hexoloy<sup>®</sup> ayant subi un choc d'intensité d'environ 18,5 GPa

grain de matériau.

Cependant, du fait du faible nombre de fragments récupérés, il n'est pas possible de savoir quel chargement a été exactement vu par chaque fragment ni quelle est l'origine des fissures. Sont-elles dues au chargement de compression, à des ondes de détente ou encore ont-elles été initiées lors de l'arrêt du fragment si celui-ci a bougé ? De plus, en l'absence d'analyses au MET et de fragments d'Hexoloy<sup>®</sup> soumis à des contraintes plus faibles, il n'est pas possible de conclure sur le seuil d'activation de la microfissuration, ni sur la présence d'éventuels mécanismes de microplasticité dans l'Hexoloy<sup>®</sup>.

Néanmoins, l'observation au MEB a confirmé la capacité de récupération de céramiques de type SiC soumises à de très fortes contraintes à l'aide d'un boîtier de récupération. Il est cependant nécessaire de poursuivre les développements expérimentaux pour identifier les mécanismes d'endommagement activés pour chacun des matériaux.

## 4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, le comportement en compression dynamique des différentes nuances de carbure de silicium a été caractérisé au travers d'essais de compression réalisés avec le moyen GEPI du CEA Gramat. Celui-ci nous a permis de quantifier les niveaux de résistance offerts par l'ensemble des nuances. Des essais de récupération de céramiques soumises à un choc ont également été dimensionnés et réalisés afin de permettre une étude des mécanismes d'endommagement activés dans chacune des nuances et ainsi de pouvoir mieux comprendre l'influence de la microstructure et des mécanismes d'endommagement sur la résistance offerte par le matériau.

Des LEH différentes ont été observées suivant les nuances. La présence de phase secondaire semble l'un des paramètres les plus influents sur la LEH d'une céramique. Dans le cas où la céramique ne présente pas de phase secondaire, il semblerait, d'après les résultats expérimentaux et en les confrontant avec des résultats de la littérature, que le taux de densification soit le paramètre le plus influent. Viendrait après la taille des grains ; la présence de grains de petite taille semblant favoriser des LEH plus élevées.

La microstructure semble également avoir une forte influence sur la sensibilité à la pression de la résistance en compression. En effet, alors que la nuance PS-L présente

une LEH faible, son fort écrouissage conduit à des niveaux de résistance semblables aux autres nuances pour des pressions élevées. La présence d'un faible taux de phase secondaire semblerait favoriser une fissuration intergranulaire. Dans le cas du PS-L, cette fissuration intergranulaire serait suffisamment faible pour ne pas faire chuter la résistance de la céramique. Pour les nuances frittées en phase solide, d'après les résultats de la littérature, il semblerait que des mécanismes de microplasticité et/ou de microfissuration s'initient dans les grains de SiC. Il est toutefois à noter que les deux matériaux frittés en phase solide semblent présenter un écrouissage moins important que la nuance PS-L.

Les essais balistiques réalisés dans la thèse de [Rossiquet \(2012\)](#) ont montré des résultats semblables entre les nuances, à l'exception de la nuance SPS-S présentant une meilleure efficacité balistique que les autres nuances dans le cas d'un projectile de type AP8. La LEH élevée du SPS-S couplée à un bon écrouissage pourrait être l'un des éléments expliquant sa bonne résistance face à ce type d'impact. Cependant, malgré des différences de résistance entre les nuances Hexoloy<sup>®</sup> et PS-L pouvant atteindre jusqu'à 2 GPa, les résistances à l'impact similaires semblent confirmer l'importance du comportement des céramiques dans les deux autres phases de chargement (à savoir son comportement et sa résistance en traction dynamique et le comportement de la céramique fragmentée). Dans le prochain chapitre, la résistance en traction dynamique des différentes nuances sera caractérisée.



# Chapitre 5

## Caractérisation de la résistance en traction dynamique des céramiques

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>109</b>
<b>5.2</b>	<b>Présentation du modèle DFH</b>	<b>110</b>
5.2.1	Modèle de fragmentation multiple (modèle local)	111
5.2.2	Modèle multi-échelle	116
5.2.3	Validations du modèle	118
<b>5.3</b>	<b>Simulations de Monte-Carlo</b>	<b>119</b>
<b>5.4</b>	<b>Présentation des essais d'écaillage GEPI</b>	<b>121</b>
5.4.1	Traitement et exploitation des résultats	124
<b>5.5</b>	<b>Étude préliminaire sur alumine AL23</b>	<b>126</b>
5.5.1	Résultats expérimentaux	126
5.5.2	Essais de flexion quasi-statique sur alumine AL23	128
5.5.3	Simulation numérique des essais d'écaillage	131
5.5.4	Essai d'écaillage à la LEH	136
5.5.5	Conclusion de l'étude préliminaire sur alumine	138
<b>5.6</b>	<b>Essais d'écaillage sur les quatre nuances de SiC</b>	<b>138</b>
5.6.1	Cas de l'Hexoloy®	140
5.6.2	Cas du SPS-S	144
5.6.3	Cas du PS-L	147
5.6.4	Cas du SPS-L	151
<b>5.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>156</b>

---

### 5.1 Introduction

Dans le but de caractériser le comportement en traction dynamique des céramiques, des essais d'écaillage sont couramment réalisés en utilisant les techniques

d'impact de plaques. L'étude bibliographique réalisée (cf. chapitre 2) n'a pas permis de dégager de tendances claires concernant l'influence des paramètres microstructuraux des céramiques sur leur résistance en traction dynamique. Il est cependant acquis que les fissures responsables de la perte de résistance des céramiques sont amorcées à partir de défauts préexistants dans le matériau (par exemple des porosités, des défauts de frittage, des hétérogénéités de densification ou encore des phases secondaires plus fragiles que les grains de SiC, etc.). De plus, il est difficile voire impossible de déterminer précisément la vitesse de déformation lors d'un essai d'écaillage par impact de plaques. Cependant, les résistances à l'écaillage des céramiques supérieures à leurs résistances en traction quasi-statique laissent penser à un probable effet de vitesse. Le modèle de fragmentation de Denoual, Forquin et Hild (DFH) prévoit une sensibilité à la vitesse de déformation de la résistance en traction dynamique des céramiques. Ce modèle, qui n'a jusqu'alors pu être validé pour les matériaux céramiques que qualitativement en comparant des densités de fissuration sous impact, reste encore à être validé quantitativement en termes d'évolution de la contrainte d'écaillage. Pour cela, le moyen GEPI présenté section 4.2 et permettant de soumettre le matériau à une rampe de chargement a été utilisé pour réaliser des essais d'écaillage sans choc et avec une vitesse de déformation connue. Dans un premier temps, le modèle DFH est présenté. Des simulations de Monte-Carlo ont également été réalisées en utilisant les paramètres de Weibull de chacune des nuances de céramique. Dans un second temps, les essais d'écaillage sur le moyen GEPI sont présentés, de la mise en œuvre des essais jusqu'aux traitements des données expérimentales. L'ensemble des résultats obtenus sur chacune des nuances de carbure de silicium mais également les résultats de l'étude préliminaire réalisée sur alumine sont également présentés. Enfin, dans un dernier temps, des comparaisons entre données expérimentales et numériques sont proposées, en termes de sensibilité à la vitesse de déformation, de signaux de vitesse en surface libre mais également en termes de position de l'endommagement et de densité de fissuration dans les éprouvettes partiellement endommagées.

## 5.2 Présentation du modèle DFH

L'analyse microscopique post-mortem d'éprouvettes de céramique ayant subi un chargement de traction dynamique a montré que leur rupture était due à l'amor-

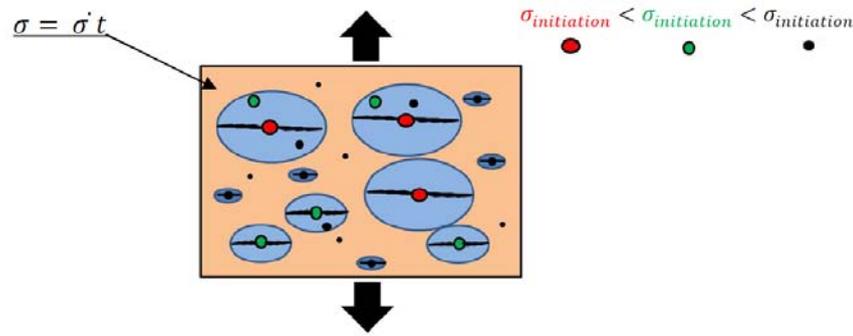


Fig. 5.1 – Illustration du mécanisme d’occultation des défauts (Erzar, 2010)

çage de multiples microfissures amorcées sur des défauts du matériau tels que par exemple les porosités, défauts de frittage ou joints de grains. Le modèle de fragmentation multiple proposé par Denoual, Forquin et Hild (Denoual et Hild, 2000; Forquin et Hild, 2010) est basé sur l’amorçage de fissures à partir de défauts critiques du matériau et sur le mécanisme d’occultation. Supposons un matériau présentant une population initiale de défauts ayant chacun un seuil d’amorçage différent. Considérons maintenant que ce matériau est soumis à un chargement de traction. Lorsque la contrainte principale maximale devient égale à la valeur critique du défaut le plus faible (c’est-à-dire présentant la contrainte d’activation la plus basse), une fissure va s’initier et se propager. Lors de la propagation d’une fissure, des ondes de détente se développent perpendiculairement aux lèvres de cette fissure, produisant un phénomène de relaxation des contraintes de traction dans une zone dont la taille dépend de la taille de la fissure. Cette zone est appelée zone d’occultation. Cette diminution de la contrainte va ainsi empêcher l’activation de défauts situés dans cette zone de relaxation. Lorsque la vitesse de chargement est élevée (chargement dynamique), la première fissure créée n’aura pas le temps de se propager suffisamment pour occulter l’ensemble du matériau. Ainsi, de nouveaux défauts sont eux-même activés, produisant à leur tour de nouvelles fissures et de nouvelles zones d’occultation (cf. Fig. 5.1).

### 5.2.1 Modèle de fragmentation multiple (modèle local)

Le modèle DFH est basé sur une description micromécanique des trois principaux mécanismes activés lors du processus de fragmentation dynamique des matériaux fragiles, à savoir l’amorçage des fissures à partir de défauts du matériau, la propagation instable de ces fissures et le phénomène d’occultation.

### Amorçage des fissures

Les fissures sont amorcées à partir des défauts du matériau. Le terme “défauts” est un terme général, prenant en compte l’ensemble des lieux possibles d’activation des fissures. Ils peuvent être, comme nous l’avons vu à la sous-section 3.2.2, des porosités, des défauts de densification, des poches de phase secondaire, etc. La densité de défauts critiques permet de calculer, à un temps donné, le nombre de lieux possibles d’activation de fissures. De même qu’en quasi-statique, la densité de défauts critiques s’exprime par la relation :

$$\lambda_t(\sigma) = \lambda_0 \left( \frac{\langle \sigma \rangle}{\sigma_0} \right)^m . \quad (5.1)$$

En considérant que la population de défauts activée en quasi-statique est la même que celle activée en dynamique, les paramètres  $\lambda_0/\sigma_0^m$  et  $m$  sont identiques à ceux obtenus à partir des essais de flexion quasi-statique (cf. sous-section 3.2.3).

### Propagation des fissures

Les fissures créées dans le matériau sont supposées se propager à une vitesse constante et proportionnelle à la vitesse des ondes  $C_0$  (avec  $C_0 = \sqrt{E/\rho}$ ) :

$$v_{fiss} = kC_0. \quad (5.2)$$

Broek (1982) et Kanninen et Popelar (1985) ont, en se basant sur le concept de conservation d’énergie, montré analytiquement que  $k$  tendait vers 0,38. Oberg et al. (2013) ont mesuré expérimentalement la vitesse des fissures dans deux aluminés de puretés différentes. Ils ont montré que la vitesse moyenne des fissures dans les aluminés purs à 96 % était, pour différentes vitesses du projectile, comprise entre 0,30 et 0,45  $C_0$  et qu’elle était globalement comprise entre 0,30 et 0,40  $C_0$  pour les aluminés impurs. Par la suite, le paramètre  $k = 0,38$  sera considéré.

### Phénomène d’occultation

Le mécanisme de relaxation des contraintes à l’origine des zones d’occultation stipule qu’aucune fissure ne peut s’initier dans un volume déjà occulté. La taille du

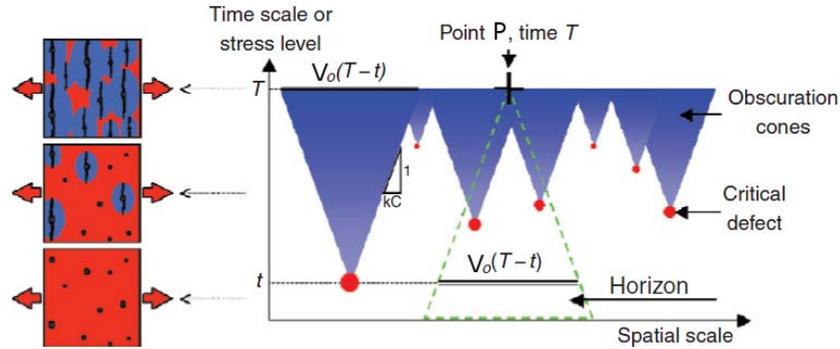


Fig. 5.2 – Mécanisme d'occultation et horizon d'un point P au temps T, (Forquin et Hild, 2010)

volume occulté par une fissure dépend de la longueur de cette fissure à la puissance  $n$  et l'on a (Denoual et Hild, 2000) :

$$V_0 [T - t] = S (v_{fiss} (T - t))^n, \quad (5.3)$$

où  $T$  est le temps courant,  $t$  le temps d'initiation de la fissure et  $S$  est le paramètre de forme associé à la taille du volume d'occultation selon la dimension  $n$  de l'espace ( $S_{n=3} = 4\pi/3$ ,  $S_{n=2} = \pi$ ,  $S_{n=1} = 2$ ). Cependant, le volume occulté par une fissure n'étant pas parfaitement sphérique autour de celle-ci, le paramètre  $S_{n=3} = 3,74$  est considéré (Denoual et Hild, 2002).

Afin de déterminer la probabilité qu'un point P de l'espace au temps T soit occulté, il suffit de regarder dans le passé du point considéré (dans son horizon) si un défaut est susceptible de l'occulter (Denoual, 1998) (cf. Fig. 5.2). Ainsi, la probabilité de non-occultation  $P_{no}(P, T)$  du point P au temps T est écrite comme le produit, dans chacun des volumes spatio-temporels  $dV \times dt$  élémentaires appartenant à l'horizon du point P, des probabilités élémentaires de non-existence d'une fissure (Forquin, 2003; Forquin et Hild, 2010) :

$$P_{no}(P, T) = \prod_{\text{horizon de } (P, T)} P_{\not\in}^i(x, t) \text{ avec } P_{\not\in}^i(x, t) = \exp\left(-\frac{\partial \lambda_t(x, t)}{\partial t} dV dt\right). \quad (5.4)$$

Lorsque le chargement est homogène dans l'horizon du point considéré, la probabilité de non-occultation généralisée est donnée par (Forquin et Hild, 2010) :

$$P_{no} = \underbrace{\exp\left(-\int_{t=t_z}^T \frac{d\lambda_t(t)}{dt} V_0(T-t) dt\right)}_{\text{Fragmentation multiple}} \times \underbrace{\exp\left(-V \int_{t=0}^{t_z} \frac{d\lambda_t(t)}{dt} dt\right)}_{\text{Fragmentation simple}}, \quad (5.5)$$

avec  $V$  la taille du volume sollicité et  $t_z$  le temps auquel le volume décrit par l'horizon du point  $P$  à l'instant  $T$  est égal au volume  $V$ .

Une fissure n'étant créée que si le défaut considéré n'est pas occulté, l'accroissement de la densité de fissures est défini par :

$$\frac{d\lambda_{fiss}(t)}{dt} = \frac{d\lambda_t(t)}{dt}(P_{no}(T)) \text{ avec } \lambda_{fiss}(T=0) = 0. \quad (5.6)$$

En supposant une vitesse de chargement  $\dot{\sigma}$  constante et un amorçage des fissures à  $t \approx 0$ , Denoual et Hild (2000) ont présenté les paramètres caractéristiques du modèle. Pour cela, ils se sont appuyés sur le fait que le processus de fragmentation se termine lorsque tout le volume est occulté. Le temps caractéristique  $t_c$  correspond à l'instant auquel chaque fissure occulte un volume moyen égal au volume total divisé par le nombre total de fissure, autrement dit l'instant où l'égalité 5.7 est vérifiée.

$$\lambda_t(t_c)Z_0(t_c) = 1. \quad (5.7)$$

À partir des équation précédentes, on obtient :

$$t_c = \left( \lambda_0^{-\frac{1}{m}} \sigma_0 \right)^{\frac{m}{m+n}} \dot{\sigma}^{-\frac{m}{m+n}} \left( \frac{1}{S^{\frac{1}{n}} v_{fiss}} \right)^{\frac{n}{m+n}}. \quad (5.8)$$

Nous pouvons observer que le temps caractéristique est dépendant de trois types de paramètres relatifs au processus de fragmentation : les paramètres de Weibull ( $m$  et  $\lambda_0^{-\frac{1}{m}} \sigma_0$ ) décrivant le mécanisme d'initiation des fissures, la vitesse de chargement  $\dot{\sigma}$  et les paramètres  $S$  et  $v_{fiss}$  décrivant les mécanismes de propagation des fissures et de croissance des volumes d'occultation. Il est à noter que le paramètre  $t_c$  nous donne une idée de la durée du processus de fragmentation dynamique. En effet, dans un cas où la vitesse de chargement est constante, l'endommagement se développe entre  $t_c$  et  $2t_c$ . Il est également possible, à partir du temps caractéristique, de déterminer une contrainte caractéristique (définie par  $\sigma_c = \dot{\sigma} t_c$ ) et la densité de défauts caractéristique (définie par  $\lambda_c = \lambda_t(t_c)$ ) :

$$\sigma_c = \left( \lambda_0^{-\frac{1}{m}} \sigma_0 \right)^{\frac{m}{m+n}} \left( \frac{\dot{\sigma}}{S^{\frac{1}{n}} v_{fiss}} \right)^{\frac{n}{m+n}} \quad (5.9)$$

$$\lambda_c = \left( \lambda_0^{\frac{1}{m}} \frac{\dot{\sigma}}{\sigma_0} \right)^{\frac{mn}{m+n}} \left( S^{\frac{1}{n}} v_{fiss} \right)^{\frac{-mn}{m+n}}. \quad (5.10)$$

La variable d'endommagement est définie comme étant égale à la probabilité d'occultation à un instant donné (0 si le matériau est intact, c'est-à-dire qu'aucune

fissure n'a été initiée, et vaut 1 quand tout le volume est occulté, autrement dit quand plus aucune fissure ne peut être initiée). Elle peut aussi être approximée par le rapport entre le volume occulté et le volume total (Denoual, 1998) :

$$D = P_o(T) \approx \frac{V_0}{V}. \quad (5.11)$$

L'endommagement s'exprime, lorsque la vitesse de chargement est constante, par (Forquin et Hild, 2010) :

$$D = 1 - \exp\left(-\frac{m!n!}{(m+n)!} \left(\frac{T}{t_c}\right)^{m+n}\right). \quad (5.12)$$

Au cours du processus de fragmentation le matériau va conserver une part de résistance (notée  $\Sigma$ , également appelée contrainte macroscopique), assurée par les zones non occultées sur lesquelles une contrainte  $\sigma$  continue d'être appliquée, calculée à partir de la relation 5.13 :

$$\Sigma = (1 - D)\sigma. \quad (5.13)$$

La contrainte ultime  $\Sigma_u$ , ou résistance maximale offerte par le matériau et telle que  $d\Sigma(t)/dt = 0$ , peut être calculée analytiquement dans le cas d'une vitesse de chargement constante par la relation 5.14 :

$$\Sigma_u = \sigma_c \left(\frac{1}{e} \frac{(m+n-1)!}{m!n!}\right)^{\frac{1}{m+n}}. \quad (5.14)$$

Pour prendre en compte une anisotropie de l'endommagement, le modèle est basé sur l'utilisation d'une variable d'endommagement indépendante pour chacune des directions principales. Le tenseur des souplesses  $\underline{\underline{S}}^D$  est défini par Denoual (1998) :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{S}}^D(D_1, D_2, D_3, \nu)\underline{\underline{\Sigma}}. \quad (5.15)$$

Il est écrit en notation matricielle sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{12} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{1-D_1} & -\nu & -\nu & 0 & 0 & 0 \\ -\nu & \frac{1}{1-D_2} & -\nu & 0 & 0 & 0 \\ -\nu & -\nu & \frac{1}{1-D_3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1+\nu}{(1-D_2)^\gamma(1-D_3)^\gamma} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1+\nu}{(1-D_1)^\gamma(1-D_3)^\gamma} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1+\nu}{(1-D_1)^\gamma(1-D_2)^\gamma} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \Sigma_{11} \\ \Sigma_{22} \\ \Sigma_{33} \\ \Sigma_{23} \\ \Sigma_{13} \\ \Sigma_{12} \end{pmatrix}, \quad (5.16)$$

avec  $\gamma$  le coefficient correspondant au rapport entre le volume où les contraintes tangentielles sont relaxées et celui où les contraintes normales sont relaxées ( $\gamma = 0, 31$

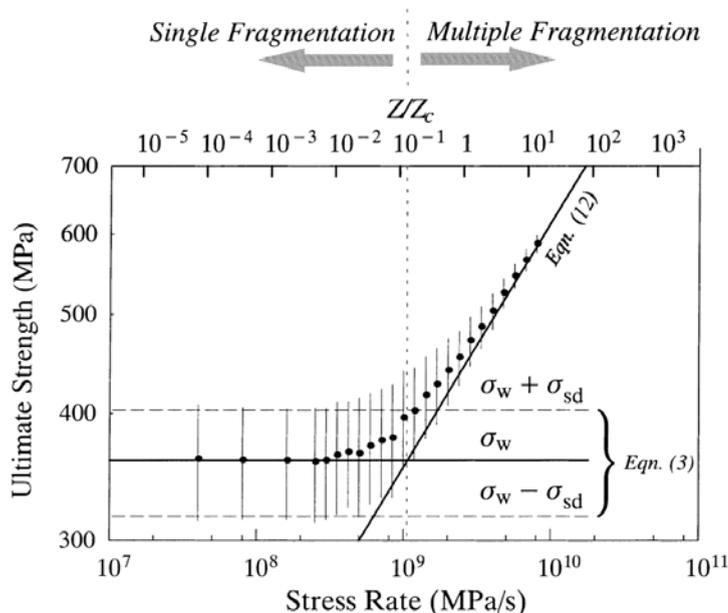


Fig. 5.3 – Simulation par une méthode de Monte-Carlo de la sensibilité à la vitesse de chargement (proportionnelle à la vitesse de déformation) de la résistance en traction des céramiques S-SiC ( $m=9,3$ ) (Denoual et Hild, 2000)

pour un coefficient de Poisson  $\nu$  de 0,15 (Denoual, 1998)). Le tenseur des contraintes macroscopiques  $\underline{\Sigma}$  s'écrit en fonction du tenseur des contraintes microscopiques  $\underline{\sigma}$  par (Forquin, 2003) :

$$\underline{\Sigma} = \left( \underline{S}^D(D_1, D_2, D_3, \nu) \right)^{-1} \underline{S}^D(0, 0, 0, \nu) \underline{\sigma}. \quad (5.17)$$

## 5.2.2 Modèle multi-échelle

Denoual (1998) a réalisé des simulations par la méthode de Monte-Carlo en utilisant les paramètres de Weibull du S-SiC. Pour cela, un volume  $V$  égal au volume effectif  $V_{eff} = 1,25 \text{ mm}^3$  a été sollicité avec une vitesse de chargement  $\dot{\sigma}$  constante. Pour chaque vitesse de chargement, 500 réalisations ont été faites. L'évolution de la contrainte ultime moyenne ainsi que les écarts types associés sont tracés en fonction des vitesses de chargement Fig. 5.3 (les contraintes ultimes sont représentées par des points tandis que les barres d'erreurs représentent les écarts types).

On peut observer qu'à faible vitesse de chargement, l'évolution de la contrainte ultime avec la vitesse de contrainte est faible et les écarts types associés sont élevés. Dans ce cas, la fragmentation est dite simple. Une ou quelques fissures mènent à la rupture du volume et le comportement est probabiliste. Lorsqu'un unique défaut a mené à la rupture, les simulations de Monte-Carlo donnent des résultats semblables

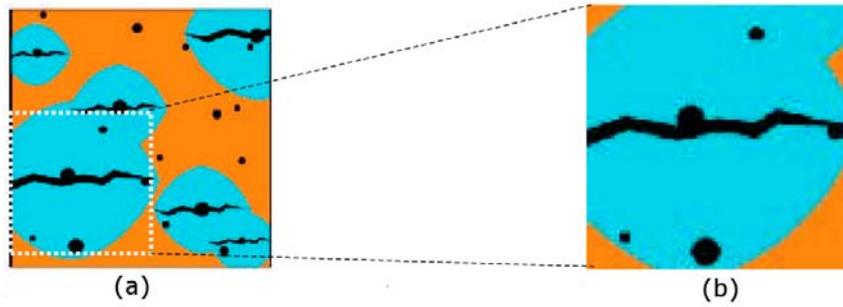


Fig. 5.4 – Mise en évidence de l'effet du volume considéré sur le type de fragmentation simple : a) fragmentation multiple ( $V > V_{transition}$ ), b) fragmentation simple ( $V < V_{transition}$ ) (Forquin, 2003)

au modèle de Weibull (Eqs. 3.7 et 3.8). Lorsque la vitesse de chargement est élevée (dépasse la vitesse de transition définie par  $\sigma_w = \Sigma_u(\dot{\sigma}_{transition})$ ), le comportement devient de plus en plus déterministe. Les écarts types diminuent et la sensibilité de la contrainte ultime à la vitesse de chargement augmente. La contrainte ultime tend vers celle donnée Eq. 5.14. Dans ce cas, la fragmentation est dite multiple et le comportement déterministe associé est expliqué par l'amorçage d'un nombre important de fissures. Cependant, la contrainte moyenne à rupture étant dépendante du volume considéré du fait de l'effet d'échelle, la transition est également dépendante du volume considéré. Ainsi, pour une même vitesse de chargement, une réduction du volume pourrait conduire à un cas de fragmentation simple (cf. Fig. 5.4).

Un modèle multi-échelle a été développé pour prendre en compte la différence de comportement (fragmentation simple ou fragmentation multiple) en fonction de la vitesse de chargement et du volume considéré (Denoual et Hild, 2002). Pour chacun des éléments finis, une contrainte aléatoire  $\sigma_k$  vérifiant la loi de Weibull est tirée aléatoirement. D'après l'Eq. 3.6 et en considérant  $V_{eff} = V_{EF}$  (Forquin et Hild, 2010) :

$$\sigma_k = \sigma_0 \left( \lambda_0 V_{EF} \ln \left( \frac{1}{1 - P_k} \right) \right)^{\frac{1}{m}}, \quad (5.18)$$

avec  $P_k$  une valeur aléatoire comprise entre 0 et 1.

Tant que la contrainte reste inférieure à  $\sigma_k$ , l'élément ne s'endommage pas. Lorsque la contrainte  $\sigma_k$  est atteinte, deux cas sont possibles : si la rupture est précoce ( $\sigma_k < \sigma_0(V_{EF}\lambda_0)^{-1/m}$ ), une seule fissure est créée (densité de fissures prise égale à  $1/V_{EF}$ , avec  $V_{EF}$  le volume de l'élément fini). Sinon, la densité de défauts

critiques donnée par l'Eq. 5.1 est utilisée. Cela se traduit en termes d'équations par :

$$\lambda_t V_{EF} = \begin{cases} 0 & , \text{ si } \sigma \leq \sigma_k \\ \max [V_{EF} \lambda_0 (\sigma/\sigma_0)^m, 1] & , \text{ si } \sigma > \sigma_k. \end{cases} \quad (5.19)$$

Cette nouvelle loi d'évolution de l'endommagement permet de reproduire, à l'échelle de l'élément fini, le comportement probabiliste du matériau, piloté par le modèle de Weibull, pour les basses vitesses de chargement ou pour les faibles volumes d'éléments. Pour les hautes vitesses de chargement ou pour les éléments de volume important, le modèle d'endommagement local est vérifié. [Forquin et Hild \(2010\)](#) ont montré une faible dépendance au maillage du modèle multi-échelle en termes de densité de fissures pour une simulation numérique d'impact sur la tranche sur béton de type Ductal<sup>®</sup>.

### 5.2.3 Validations du modèle

Le modèle de fragmentation a été validé de nombreuses fois de manière qualitative, notamment en comparant des valeurs de densité de fissuration obtenues expérimentalement par essais d'impact sur la tranche avec les prévisions du modèle. Cela a été le cas par exemple pour les bétons à ultra-hautes-performances ([Forquin et Hild, 2008](#)) ou les microbétons ([Forquin et Erzar, 2009](#)), le verre ([Brajer et al., 2003](#)) ou encore les roches calcaires ([Grange et al., 2008](#)). Le modèle a également montré une bonne aptitude à simuler la fragmentation dynamique de céramiques de type SiC ([Rossiquet, 2012](#)) et R-SiC infiltrées ou non d'aluminium ([Forquin et al., 2003b](#)).

Il a également été validé de façon quantitative en comparant, avec les prévisions du modèle, la sensibilité à la vitesse de déformation de la résistance en traction de bétons de type R30A7 secs et humides ([Erzar et Forquin, 2011](#)) obtenue expérimentalement. L'une des uniques validations quantitatives du modèle de fragmentation pour les céramiques repose sur l'utilisation de la technique du Moiré lors d'essais d'impact sur la tranche ([Denoual et Hild, 2002](#)). La technique du Moiré permet de déterminer le trajet de déformation (déformation orthoradiale/déformation radiale) en un point du carreau de céramique. Le modèle multi-échelle a montré une très bonne aptitude à reproduire le trajet de déformation ; l'utilisation d'un modèle élastique sous-estimant à la fois l'évolution des déformations radiales et orthoradiales au cours de l'essai.

	Hexoloy <sup>®</sup>	SPS-S	PS-L	SPS-L
$m$	9,0	13,3	5,1	7,9
$V_{eff}$ (mm <sup>3</sup> )	8,3	5,6	14,5	9,5
$\sigma_w$ (MPa)	446	388	306	440
$V_{eff}$ (mm <sup>3</sup> )	1	1	1	1
$\sigma_w$ (MPa)	564	442	517	585

Tab. 5.1 – Tableau de synthèse des paramètres de Weibull des quatre nuances de carbure de silicium pour le volume effectif des essais de flexion et pour un volume effectif de référence de 1 mm<sup>3</sup>

### 5.3 Simulations de Monte-Carlo

Afin de mieux comprendre et appréhender l'influence des différents paramètres de la modélisation (paramètres de Weibull) sur la fragmentation des quatre nuances de SiC, des simulations de Monte-Carlo ont été réalisées. La contrainte moyenne à rupture de chacune des nuances a été recalculée pour un volume effectif de référence 1 mm<sup>3</sup> grâce à la relation 5.20.

$$\sigma_w^{ref} = \sigma_w \left( \frac{V_{eff}}{V_{eff}^{ref}} \right)^{1/m}. \quad (5.20)$$

Le Tab. 5.1 présente les paramètres de Weibull des 4 nuances de SiC pour le volume effectif des essais de flexion et pour un volume effectif de 1 mm<sup>3</sup>.

Dans ces calculs, un élément de volume a été modélisé et discrétisé en 125000 éléments (50x50x50 éléments). Le volume sollicité est égal à 1 mm<sup>3</sup> (égal au volume effectif de référence pour chacune des nuances). Pour chacun des éléments composant le domaine, une résistance a été tirée au sort en respectant la loi de distribution proposée par Weibull (cf. Eq. 5.18 - Fig. 5.5(a)). Ce domaine a ensuite été soumis à une contrainte homogène croissante à vitesse de chargement constante (cf. Fig. 5.5(b)). Si la contrainte appliquée dépasse la contrainte d'activation d'un élément, un volume d'occultation est créé et croît avec le temps. L'évolution de la contrainte macroscopique est alors calculée à partir du rapport entre volume occulté et volume total. Le processus de fragmentation est terminé lorsque le volume complet est relaxé. Pour chaque simulation, la contrainte macroscopique maximale ou contrainte ultime  $\Sigma_u$  atteinte est déterminée (cf. Fig. 5.5(c)) et l'opération est répétée 500 fois. Ces nombreux tirages permettent d'évaluer l'écart type associé à la contrainte ultime (cf. Fig. 5.6).

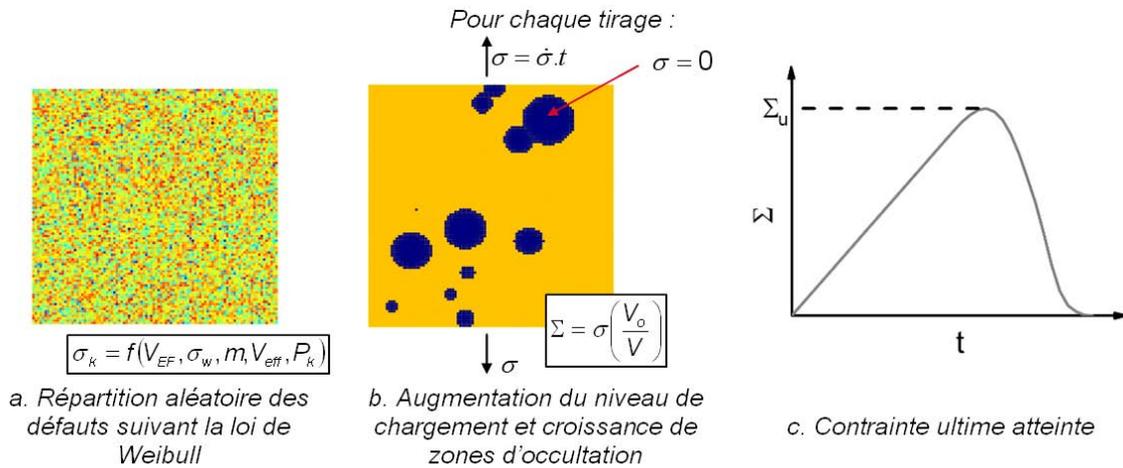


Fig. 5.5 – Simulations de Monte-Carlo du phénomène de fragmentation dynamique

La Fig. 5.6 présente la confrontation des résultats des simulations Monte-Carlo avec le modèle de Weibull (cf. Eqs. 3.7 et 3.8) et l'expression analytique du modèle de fragmentation (cf Eq. 5.14). D'une part, cette technique de simulation permet d'étudier la transition entre régime de fragmentation simple (décrit par le modèle de Weibull) et régime de fragmentation multiple; les paramètres utilisés dans ce cas étant ceux de l'Hexoloy<sup>®</sup> (PS-S). D'autre part, comme le prévoit le modèle de fragmentation, la Fig. 5.6 montre clairement que la résistance dynamique est d'autant plus déterministe que la vitesse de déformation est élevée.

Cette même approche a été appliquée aux 4 matériaux étudiés. La Fig. 5.7 illustre parfaitement l'influence globale du module de Weibull  $m$  qui traduit la dispersion en termes de contrainte d'amorçage des défauts de la microstructure. On observe que la nuances PS-L (pour laquelle  $m = 5,1$ ) n'ayant pas la contrainte moyenne à rupture en quasi-statique la plus élevée présente pourtant la résistance en traction la plus élevée en dynamique. La caractéristique pourtant "désavantageuse" en quasi-statique qu'est un module de Weibull faible devient un avantage indéniable en dynamique. La Fig. 5.8 donne un aperçu de l'influence du module de Weibull sur le multi-amorçage des défauts et le mécanisme d'occultation. Dans le cas d'un module de Weibull faible, la dispersion des contraintes d'activation des défauts est élevée. Ainsi, au cours du chargement, seuls quelques défauts sont activés. Le mécanisme d'occultation joue dans ce cas un rôle primordial. Dans le cas d'un matériau avec un module de Weibull élevé (tel que le matériau SPS-S pour lequel  $m = 13,3$ ), du fait de la faible dispersion des contraintes d'activation, un nombre beaucoup plus

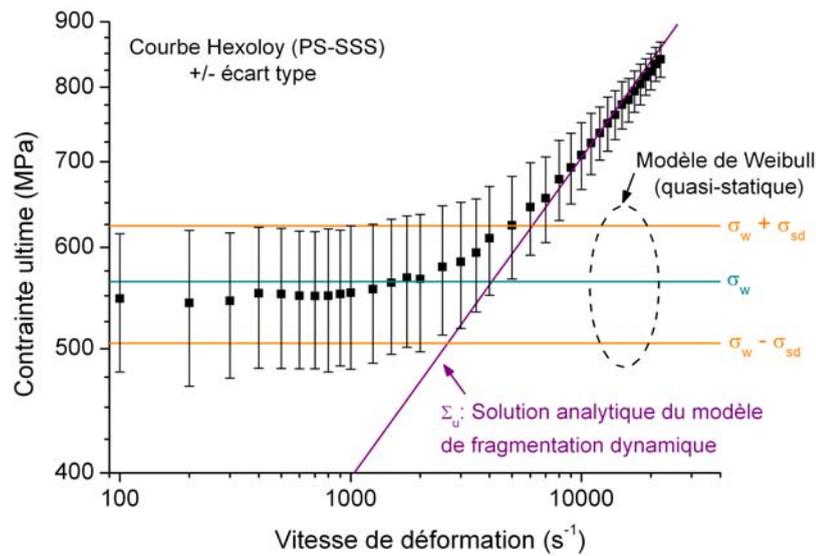


Fig. 5.6 – Simulations de Monte-Carlo pour l'Hexoloy<sup>®</sup>, 500 tirages par vitesse de déformation, 125 000 éléments en considérant un volume total égal au volume effectif de référence (1 mm<sup>3</sup>)

important de défauts sera activé et l'occultation de l'ensemble du domaine se déroulera durant un court laps de temps. Ainsi, même si la vitesse de chargement est élevée, la rapidité de l'endommagement ne conduit qu'à une faible augmentation de la contrainte macroscopique, d'où une faible sensibilité à la vitesse de déformation.

Afin de d'étudier expérimentalement la sensibilité de la contrainte d'écaillage des céramiques à la vitesse de déformation et ainsi pouvoir comparer les résultats obtenus aux prévisions du modèle DFH, des essais d'écaillage GEPI sont réalisés.

## 5.4 Présentation des essais d'écaillage GEPI

La machine GEPI, présentée à la section 4.2 et utilisée pour réaliser des essais de compression quasi-isentropique, est également un moyen intéressant dans le but de réaliser des essais d'écaillage. Alors que la principale limitation des essais d'écaillage par impact de plaques est qu'ils ne permettent pas, du fait du choc appliqué (discontinuité du chargement), de déterminer la sensibilité à la vitesse de déformation de la contrainte d'écaillage des céramiques, la machine GEPI permet de solutionner ce problème. En effet, il est possible, du fait de la rampe de chargement appliquée (dont le front de montée s'étale sur environ 550 ns), de déterminer avec une bonne précision la vitesse de déformation en tout point du carreau de céramique et en tout

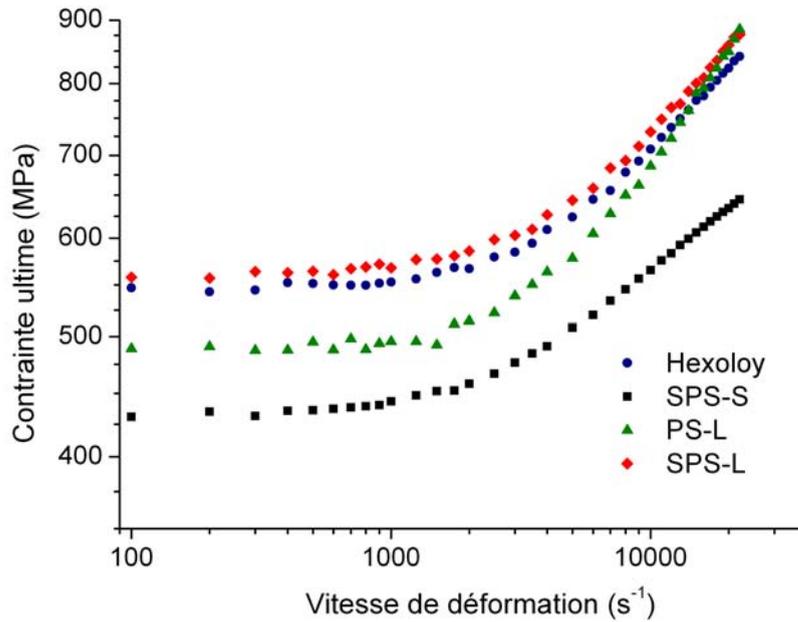


Fig. 5.7 – Simulations de Monte-Carlo pour les quatre nuances de SiC à partir des paramètres de Weibull recalculés pour un volume effectif de référence de 1 mm<sup>3</sup>

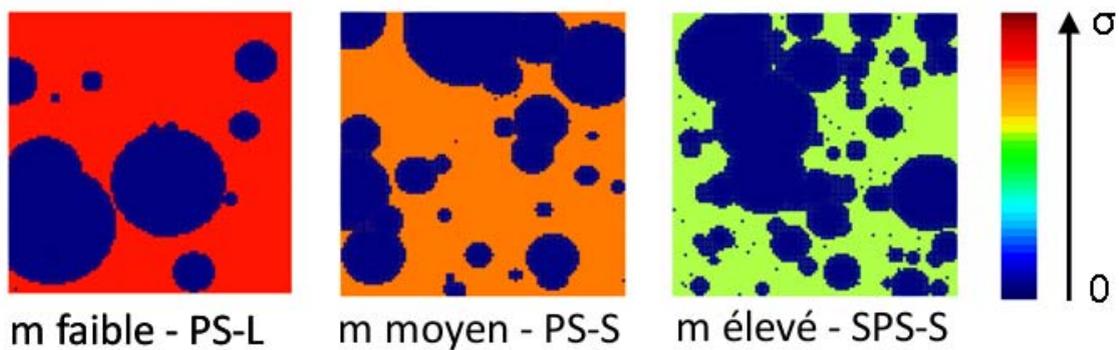


Fig. 5.8 – Influence du module de Weibull sur le multi-amorçage des défauts (images issues de simulations de Monte-Carlo 2D - 100x100 éléments). Les zones bleu foncé représentent les zones d'occultation où la contrainte appliquée est nulle. Les autres couleurs donnent un aperçu de la contrainte microscopique dans le matériau. La vitesse de déformation est la même dans chaque cas,  $\dot{\epsilon} = 10000 \text{ s}^{-1}$

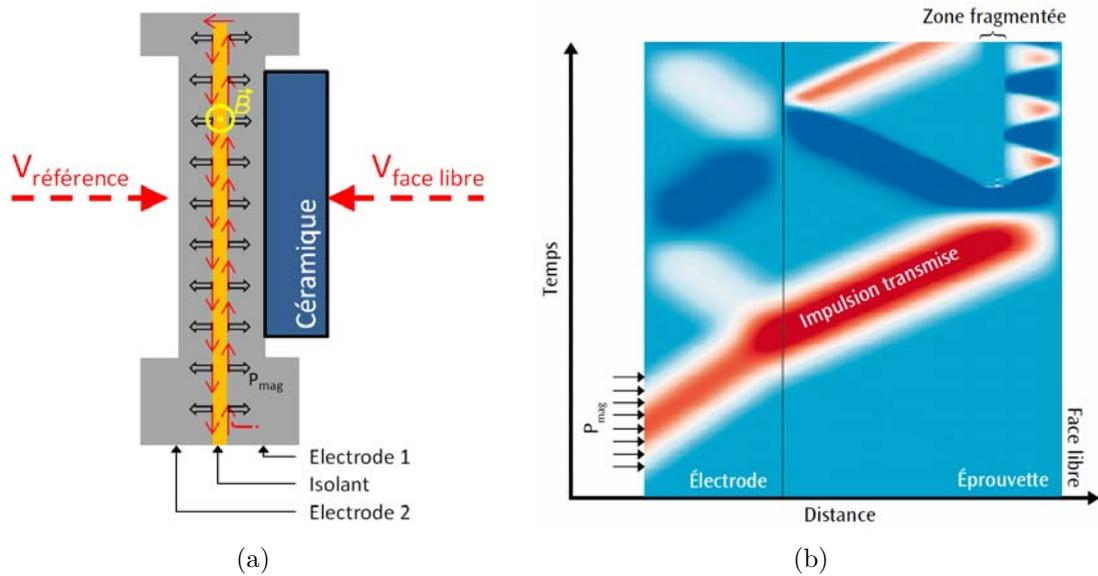


Fig. 5.9 – (a) Représentation schématique de la configuration employée pour réaliser les essais d'écaillage GEPI. (b) Diagramme de marche de l'essai d'écaillage GEPI. En blanc et rouge, chargement de compression. En bleu foncé, chargement de traction

temps à l'aide de simulations numériques 1D.

Ainsi, les essais d'écaillage GEPI constituent un moyen unique de valider quantitativement le modèle DFH pour les céramiques en termes d'évolution de la résistance en traction avec la vitesse de déformation.

De plus, du fait de l'absence de projectile et de gaz propulseur comme c'est le cas lors des essais d'impact de plaques, la machine GEPI facilite la récupération des échantillons après un essai. Des observations post-mortem des éprouvettes donnent par la suite accès à un aperçu unique des mécanismes activés en dynamique.

La configuration utilisée pour réaliser les essais d'écaillage GEPI diffère légèrement de la configuration préalablement utilisée pour réaliser les essais de compression quasi-isentropique. L'échantillon de céramique est collé sur l'électrode supérieure et est dépourvu de matériau fenêtre (cf. Fig. 5.9(a)). Ainsi, l'impulsion de compression transmise à la céramique se propage jusqu'à la face arrière, libre de contrainte, où elle se réfléchit. Un chargement de traction dynamique est initié au croisement des ondes de détente activant ainsi le processus de fragmentation (écaillage) (cf. Fig. 5.9(b)). Une mesure de vitesse est réalisée sur la surface libre de l'éprouvette à tester et permet de remonter à la résistance en traction dynamique du matériau. Une mesure de vitesse témoin est réalisée sur la surface de l'électrode inférieure (cf. Fig. 5.9(a)).

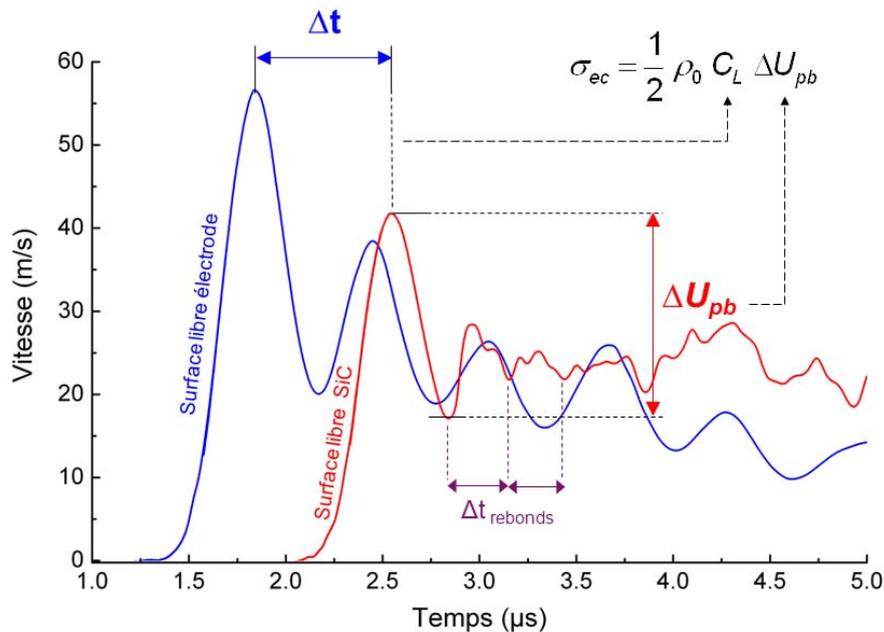


Fig. 5.10 – Illustration de la première phase de traitement et d’exploitation des résultats des essais d’écaillage GEPI. Mesures de vitesse issues de l’essai G753 réalisé sur Hexoloy®

### 5.4.1 Traitement et exploitation des résultats

L’approximation acoustique de Novikov et al. (1966) (cf. Eq. 2.4) permet de déterminer la résistance en traction dynamique du matériau à tester. La Fig. 5.10 donne une illustration de la première phase de traitement et d’exploitation des résultats des essais d’écaillage GEPI.

- La densité de chaque éprouvette ( $\rho_0$ ) est mesurée avant les essais d’écaillage.
- La mesure de vitesse de référence réalisée sur l’électrode inférieure permet de déterminer la célérité des ondes longitudinales de la céramique  $C_L$ . Une éventuelle correction peut être nécessaire pour prendre en compte des différences d’épaisseur des électrodes).
- Le *pullback velocity*  $\Delta U_{pb}$  est égal à la différence entre la vitesse maximale atteinte à la surface libre de la céramique et la vitesse au niveau du premier rebond.

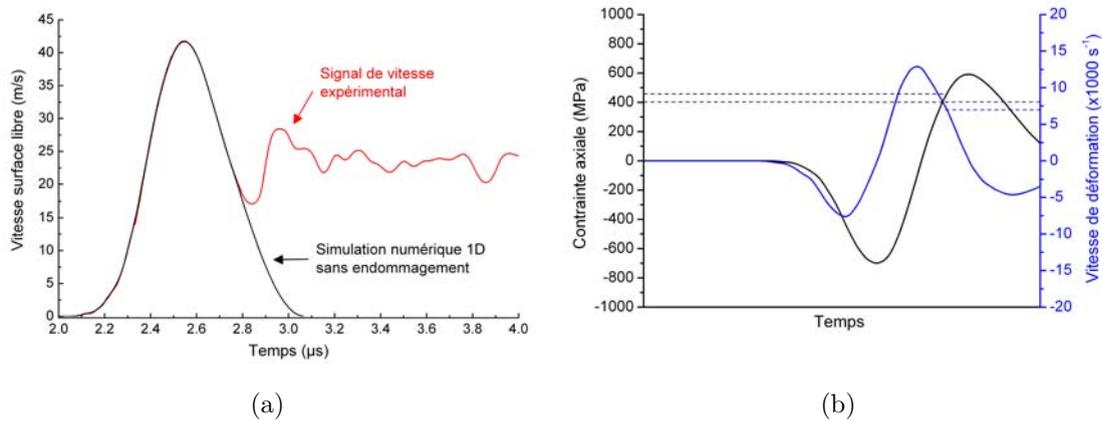


Fig. 5.11 – (a) Validation du pulse de chargement appliqué dans les simulations numériques. (b) Estimation de la vitesse de déformation à rupture. Essai G753, début d'endommagement considéré à 1,8 mm de la surface libre,  $\sigma_{ec}=450$  MPa,  $\dot{\epsilon} = 7500$  s<sup>-1</sup>

Il est également possible, à l'aide du signal de vitesse mesuré en surface libre de l'éprouvette, d'estimer la position du lieu d'initiation de l'endommagement. Les différents rebonds observés sur le signal de vitesse étant dus aux allers-retours d'ondes entre la zone endommagée et la surface libre de l'éprouvette, la localisation de la zone endommagée par rapport à la surface libre peut alors être évaluée à partir du temps  $\Delta t_{rebonds}$  entre chaque apparition des rebonds.

La dimension des éprouvettes utilisées pour réaliser les essais d'écaillage GEPI a été calculée de manière à ce que les ondes de détente latérales n'influencent pas le processus de fragmentation dynamique ni les signaux de vitesse en surface libre. Le matériau est donc sollicité dans un état de déformation uniaxiale durant sa phase de compression et de fragmentation.

Une fois le pulse de chargement validé (cf. Fig. 5.11(a)), une simulation numérique 1D réalisée à l'aide du code unidimensionnel UNIDIM permet de déterminer la vitesse de déformation au moment de la rupture (cf. Fig. 5.11(b)). Les essais d'écaillage étant réalisés à des niveaux de chargement inférieurs à la LEH du matériau (le pulse de compression appliqué lors des essais d'écaillage réalisés au plus haut niveau de chargement est d'environ 5 GPa), il est considéré qu'aucun endommagement en compression n'a pu se produire. L'erreur globale dans la détermination de la vitesse de déformation a été estimée à  $\pm 1000$  s<sup>-1</sup> pour prendre en compte l'incertitude liée à la position du plan d'endommagement.

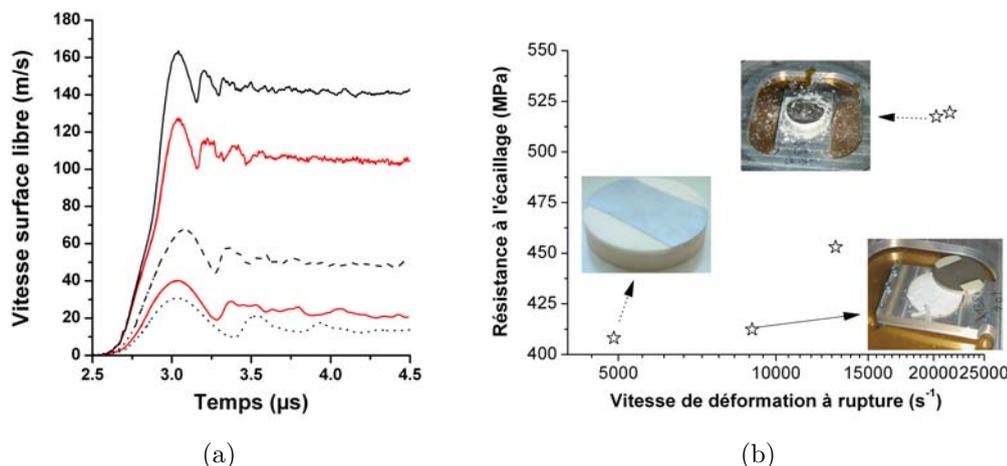


Fig. 5.12 – Essais d'écaillage sur alumine AL23 : (a) profils de vitesse mesurés en surface libre, (b) sensibilité à la vitesse de déformation de la résistance en traction, d'après [Erzar et Buzaud \(2012\)](#)

## 5.5 Étude préliminaire sur alumine AL23

### 5.5.1 Résultats expérimentaux

[Erzar et Buzaud \(2012\)](#) ont réalisé une campagne expérimentale constituée de 5 essais d'écaillage réalisés à des niveaux de chargement différents. La céramique testée était une alumine AL23 (pureté : 99,7 % ; densité : 3,8-3,9 ; taille de grain : 20-70  $\mu\text{m}$ ). Les éprouvettes étaient cylindriques, d'épaisseur 10 mm et de diamètre 60 mm (pour l'essai G672) ou 40 mm (pour les 4 autres essais). La Fig. 5.12 présente les profils de vitesse mesurés en surface libre ainsi que la sensibilité à la vitesse de déformation de la résistance en traction de l'alumine AL23. On peut constater que l'alumine présente une sensibilité de la résistance à la vitesse de déformation : alors que sa résistance en traction est de 408 MPa pour un essai mené à  $4900 \text{ s}^{-1}$ , elle atteint 520 MPa pour un essai mené à  $21500 \text{ s}^{-1}$  (cf. Fig. 5.12(b)).

La machine GEPI facilite également, grâce à l'absence de projectile et de gaz propulseur, la récupération des éprouvettes après essai. Lors de l'essai réalisé à  $9000 \text{ s}^{-1}$ , l'éprouvette endommagée a été récupérée en deux morceaux et le plan d'endommagement principal était situé à environ 3 mm de la surface libre. Lors de l'essai réalisé à  $4900 \text{ s}^{-1}$ , une éprouvette endommagée mais non totalement rompue a été récupérée (cf. Fig. 5.12(b)). Alors que l'éprouvette semblait intacte, les rebonds observés sur le signal de vitesse associé révèlent l'existence d'un endommagement à cœur. Cepen-

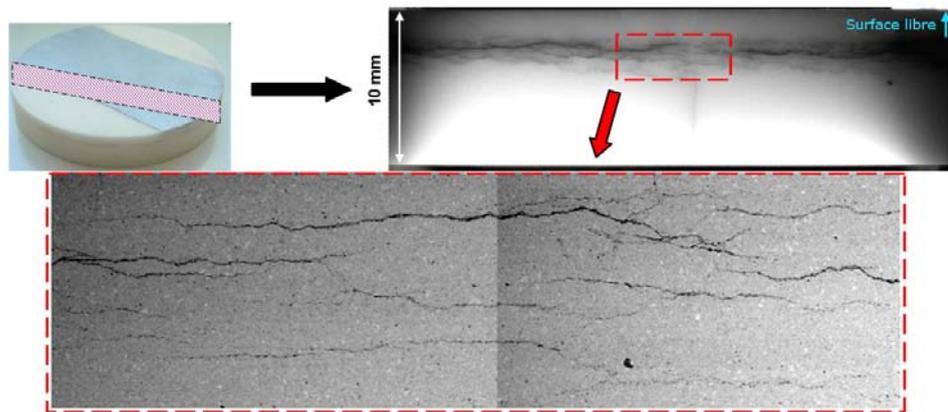


Fig. 5.13 – Analyse post-mortem par microscopie optique et électronique à balayage de l'éprouvette d'alumine en limite d'écaillage

dant, le chargement de traction a été suffisamment limité dans le temps pour figer le processus de fragmentation avant la coalescence des fissures et donc la rupture complète de l'éprouvette. Ainsi, il est possible après infiltration de cet éprouvette par une résine, découpe et polissage d'obtenir une image du processus de fragmentation dans les alumines.

La Fig. 5.13 présente le faciès d'endommagement de l'alumine AL23 sollicitée en limite d'écaillage. Les images sont issues d'observations au microscope optique et au microscope électronique à balayage (MEB). Nous pouvons observer l'initiation d'un nombre important de fissures horizontales (fissuration par écaillage).

Les différents résultats expérimentaux obtenus sont donc autant d'éléments de validation pour le modèle DFH. Dans un premier temps, des essais de flexion quasi-statique ont été réalisés afin de déterminer les paramètres de Weibull de l'alumine AL23, paramètres d'entrée du modèle DFH. Dans un second temps, une comparaison est proposée entre les résultats expérimentaux et les prévisions du modèle en termes de sensibilité à la vitesse de déformation ainsi qu'en termes de signaux de vitesse en surface libre. La sensibilité à la vitesse de déformation obtenue expérimentalement grâce au moyen GEPI permet également, si nécessaire, d'ajuster les paramètres de Weibull de la céramique. Enfin, dans un dernier temps, l'étendue de la zone endommagée ainsi que la densité de fissuration donnée par le modèle DFH est comparée avec les résultats expérimentaux obtenus par analyse post-mortem de l'éprouvette d'alumine en limite d'écaillage.

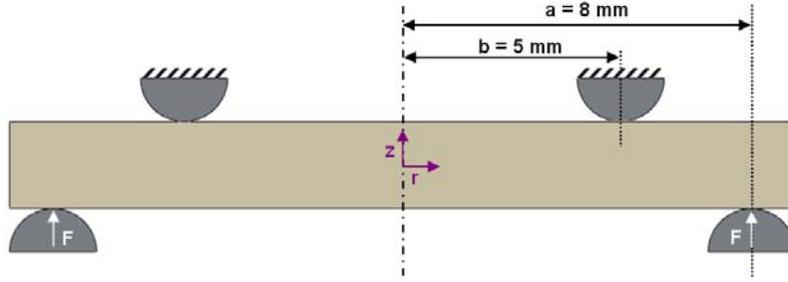


Fig. 5.14 – Représentation schématique des essais de flexion quasi-statique axisymétriques réalisés sur alumine AL23

### 5.5.2 Essais de flexion quasi-statique sur alumine AL23

Dans le but de déterminer les paramètres de Weibull de l'alumine AL23, une série de 17 essais de flexion quasi-statique a été réalisée sur des disques d'alumine de diamètre 18 mm et d'épaisseur 1 mm. Ces essais de flexion ont été réalisés en configuration axisymétrique. Les appuis supérieurs et inférieurs correspondant alors à des tores coupés dans l'épaisseur. Notons  $a$  et  $b$  respectivement les rayons moyens des appuis inférieurs et supérieurs. On a  $a = 8$  mm et  $b = 5$  mm. Une représentation schématique de ces essais de flexion est donnée Fig. 5.14.

Dans cette configuration, le moment de flexion pour des abscisses comprises entre  $-b$  et  $b$  est constant (noté  $M_1$ ) et est donné par l'Eq. 5.21 (Timoshenko et Woinowsky-Krieger, 1961). Pour des abscisses comprises entre  $b$  et  $a$  (ou entre  $-b$  et  $-a$ ), il décroît de la valeur  $M_1$  pour  $r = \pm b$  à une valeur nulle pour  $r = \pm a$ .

$$M_1 = F \left( \frac{(1 - \nu)(a^2 - b^2)}{8\pi a^2} - \frac{(1 + \nu) \ln(\frac{b}{a})}{4\pi} \right). \quad (5.21)$$

La contrainte radiale est donnée pour toute abscisse et pour toute ordonnée par :

$$\sigma_r(r, z) = \frac{12zM(r)}{h^3}, \quad (5.22)$$

avec  $r$  variant entre 0 et  $a$  et  $z$  variant entre  $-h/2$  et  $h/2$ .

Connaissant le champ de contrainte en tout point de l'éprouvette, il est alors possible de déterminer la formule analytique du volume effectif (Eq. 5.23) pour ce type d'essai de flexion (la formule générale du volume effectif est donnée Eq. 3.5).

$$V_{eff} = \frac{\pi h(2a^2 + 2abm + b^2m + b^2m^2)}{2(m + 1)^2(m + 2)}. \quad (5.23)$$

Le champ de contrainte étant positif (contraintes de traction) dans les fibres inférieures, la contrainte maximale de traction est donc obtenue pour  $z = -h/2$ . La

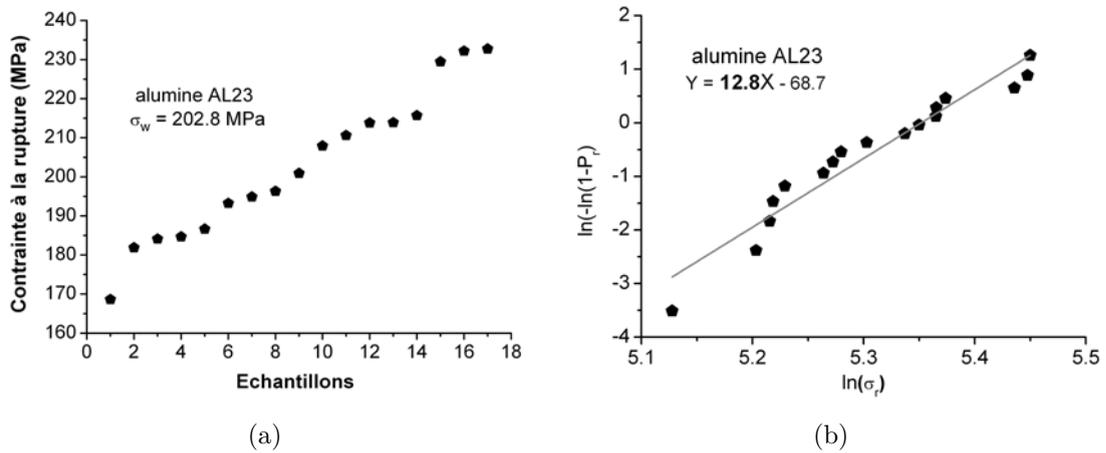


Fig. 5.15 – a) Contraite à la rupture pour chaque échantillon d’alumine AL23 et b) diagramme de Weibull associé

	Contraite moyenne à la rupture (MPa)	Module de Weibull	Volume effectif (mm <sup>3</sup> )
alumine AL23	202,8	12,8	3,21

Tab. 5.2 – Tableau de synthèse des paramètres de Weibull de l’alumine AL23 déterminés par essais de flexion quasi-statique axisymétriques

répartition des contraintes à la rupture obtenues pour chaque échantillon d’AL23 ainsi que le diagramme de Weibull associé sont présentés Fig. 5.15. Les paramètres de Weibull ainsi déterminés sont présentés Tab. 5.2.

Il est désormais possible de comparer la sensibilité de la résistance en traction à la vitesse de déformation observée expérimentalement avec la solution analytique donnée par le modèle DFH (Eq. 5.14) en utilisant les paramètres de Weibull déterminés ci-dessus. La comparaison est donnée Fig. 5.16 (courbe en tirets verts). Nous observons que le modèle DFH, en utilisant les paramètres de Weibull de l’alumine donnés Tab. 5.2 sous-estime nettement les contraintes d’écaillage observées expérimentalement. L’une des explications pourrait être l’amorçage et la croissance aux très faibles vitesses de déformation de fissures sous-critiques dans les alumines (fissuration lente s’amorçant en deçà du facteur d’intensité des contraintes critique  $K_{IC}$ ), conduisant à une sous-estimation de la contrainte à rupture en quasi-statique. Ce phénomène a notamment été observé en traction par Evans (1974) et en compression simple par Lankford (1981).

Il est toutefois à noter que le module de Weibull déterminé expérimentalement peut être très sensible au nombre d’essais de flexion réalisés. Le nombre d’essais de

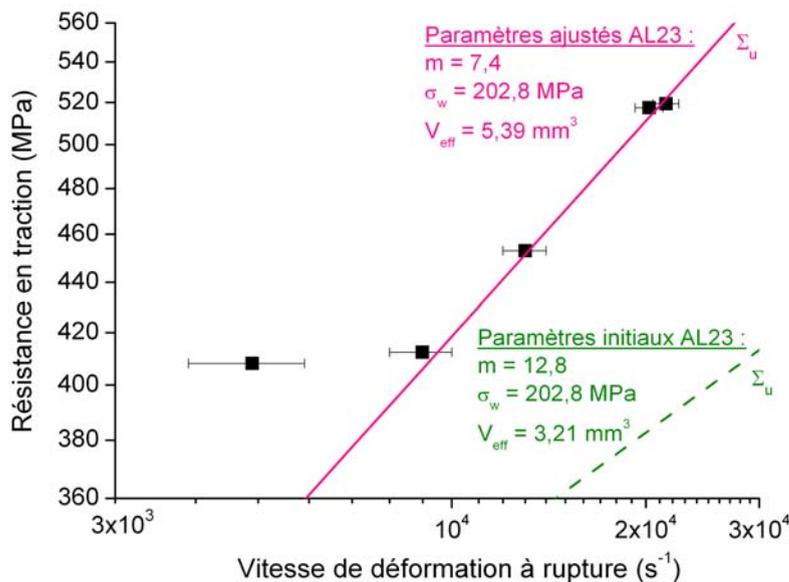


Fig. 5.16 – Comparaison entre la sensibilité à la vitesse de déformation de la résistance en traction observée expérimentalement sur alumine AL23 avec la solution analytique donnée par le modèle DFH en utilisant différents jeux de paramètres de Weibull

flexion n'étant "que" de 17, il est possible qu'une valeur différente du module de Weibull aurait été obtenue en réalisant un nombre plus important d'essais. L'erreur sur le module de Weibull peut également expliquer la différence observée avec la sensibilité de la résistance en traction dynamique. Ainsi, il est possible d'ajuster le module de Weibull de façon à reproduire la sensibilité à la vitesse de déformation observée expérimentalement. Le volume effectif étant dépendant, en partie, du module de Weibull, un ajustement de ce dernier conduit également à une modification du volume effectif.

On observe qu'un fort ajustement du module de Weibull (d'une valeur de 12,8 à 7,4) est nécessaire afin de reproduire la sensibilité à la vitesse de déformation. Il est à noter que la valeur de 7,4 obtenue pour le module de Weibull est cohérente avec les valeurs de module de Weibull généralement observées pour les aluminés. En effet, Gorjan et Ambrozic (2012), après avoir réalisé 5100 essais de flexion sur des céramiques denses à 95 % ont obtenu un module de Weibull de 9,0.

	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	E (GPa)	$\nu$	$\sigma_w$ (MPa)	m	$V_{eff}$ (mm <sup>3</sup> )
alumine AL23	3890	360	0,22	202,8	7,4	5,39

Tab. 5.3 – Tableau de synthèse des paramètres matériaux du modèle DFH pour l'alumine AL23

### 5.5.3 Simulation numérique des essais d'écaillage

L'ensemble des simulations numériques d'écaillage utilisant le modèle de fragmentation a été réalisé en utilisant le code Abaqus/Explicit. La version multi-échelle du modèle DFH est implémentée dans le code de calcul par l'intermédiaire d'une subroutine utilisateur VUMAT (Forquin, 2003). Un schéma du modèle éléments-finis utilisé pour réaliser les simulations numériques est présenté Fig. 5.17. L'éprouvette d'alumine est modélisé par un parallélépipède de hauteur 10 mm et de côté 2,5 mm. Deux conditions de symétrie ont été appliquées sur deux des faces latérales. Sur les deux autres faces latérales, les déplacements normaux ont été bloqués afin d'assurer un état de déformation uniaxiale durant le chargement, comme c'est le cas dans la partie centrales des éprouvettes de céramique sollicitées expérimentalement. Ainsi, il n'est pas nécessaire de modéliser l'ensemble de l'éprouvette. Le pulse de chargement, déterminé grâce aux simulations numériques 1D préalables, est appliqué directement sur la face inférieure. La face supérieure est libre de contrainte. Pour l'ensemble des comparaisons entre résultats expérimentaux et numériques, la vitesse en surface libre est obtenue en moyennant les vitesses nodales obtenues en chacun des noeuds d'une surface de 1x1 mm<sup>2</sup> présente en surface libre (en rouge Fig. 5.17). L'ensemble est maillé par des éléments C3D8R. Chacun des essais d'écaillage a été simulé avec différentes tailles de maille afin d'étudier la sensibilité au maillage des simulations numériques d'écaillage. Les paramètres matériau utilisés pour réaliser l'ensemble des simulations d'écaillage sont présentés Tab. 5.3.

Une comparaison entre les signaux de vitesse mesurés expérimentalement en surface libre et les signaux de vitesse obtenus par simulation numérique est proposée, pour trois des cinq essais d'écaillage, Fig. 5.18. Les trois essais d'écaillage considérés sont les essais nommés G672, G692 et G695 correspondant respectivement aux essais réalisés au niveau de chargement le plus faible ( $\dot{\epsilon} = 4900 \text{ s}^{-1}$ ), au niveau de chargement intermédiaire ( $\dot{\epsilon} = 13000 \text{ s}^{-1}$ ) et au niveau de chargement le plus élevé ( $\dot{\epsilon} = 21500 \text{ s}^{-1}$ ). Pour chacun de ces essais, les champs d'endommagement et de

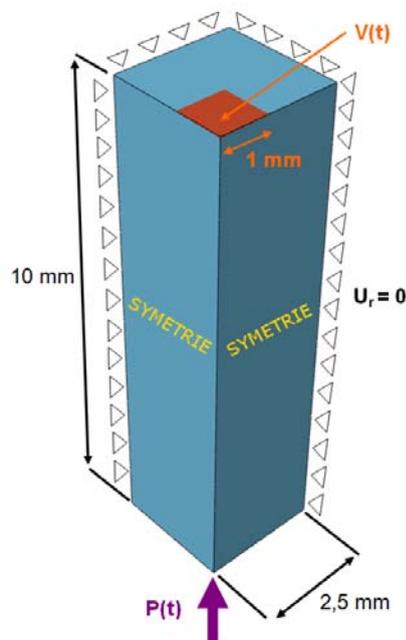


Fig. 5.17 – Schéma du modèle éléments-finis utilisé pour réaliser les simulations numériques des essais d'écaillage GEPI

densité de fissuration obtenus par simulation numérique (en utilisant une taille de maille de 0,1 mm) sont également présentés à titre indicatif. Les zones de rupture déterminées expérimentalement à l'aide des rebonds observés sur le signal de vitesse en surface libre ont été superposées (en traits jaunes) aux champs d'endommagement obtenus numériquement.

Nous pouvons observer Fig. 5.18(a) une forte influence du maillage dans le cas de l'essai G672. Tandis que les maillage de dimension 0,1 mm offre une très bonne corrélation entre signaux de vitesse expérimentaux et numériques, le maillage le plus fin sur-estime la contrainte d'écaillage alors que le maillage grossier (de longueur caractéristique 0,33 mm et correspondant à une maille de volume  $0,15 \times 0,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$ ) sous-estime la contrainte d'écaillage. En utilisant un maillage fin, les chances d'avoir des éléments endommagés en fragmentation simple (une fissure par élément) sont grandes. De plus, les techniques numériques ne permettent pas de faire propager un plan d'endommagement entre plusieurs éléments. En utilisant un maillage grossier, le nombre d'éléments activés en fragmentation simple diminue et l'essentiel de l'endommagement s'effectue en fragmentation multiple (de nombreuses fissures activées par élément) et le résultat de la simulation numérique converge vers la solution analytique du modèle local. L'essai G672 a été réalisé à la limite d'écaillage et ne

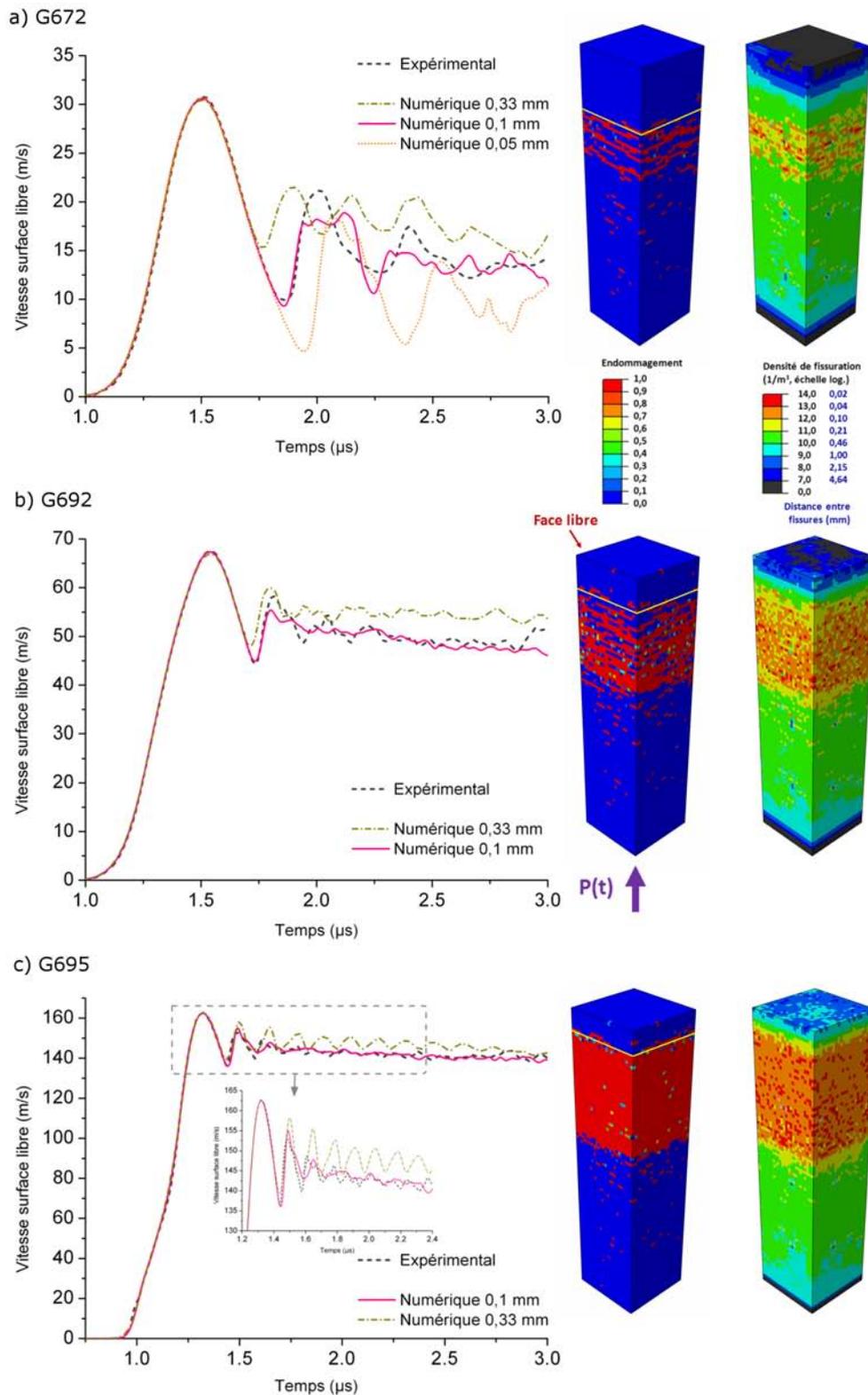


Fig. 5.18 – Comparaisons entre les signaux de vitesse en surface libre obtenus expérimentalement et numériquement accompagnés des champs d'endommagement et de densité de fissuration prévus par le modèle DFH en considérant un maillage de 0,1 mm. Les traits jaunes indique la localisation des fissures les plus proches de la surface libre déterminée expérimentalement à partir des rebonds du signal de vitesse associé. a) Cas G672,  $\dot{\epsilon} = 4900 \text{ s}^{-1}$ ; b) Cas G692,  $\dot{\epsilon} = 13000 \text{ s}^{-1}$ ; c) Cas G695,  $\dot{\epsilon} = 21500 \text{ s}^{-1}$

peut donc pas être considéré comme un essai d'écaillage où un mode de fragmentation multiple a été activé. Nous observons Fig. 5.16 que la solution analytique du modèle DFH (courbe rose) ne permet pas de reproduire la résistance en traction lors de l'essai G672. Cependant, les écarts obtenus numériquement par rapport au résultat expérimental sont faibles (quelques m/s). Dans le cas des essais G692 et G695 (respectivement Figs. 5.18(b) et 5.18(c)) on remarque également une bonne aptitude du modèle à reproduire le signal de vitesse en surface libre, notamment pour le maillage 0,1 mm. L'écart observé entre les résultats donnés par les différents maillages diminue au fur et à mesure que la vitesse de déformation augmente, ce qui peut s'expliquer par le fait que lorsque la vitesse de chargement est élevée, le nombre d'éléments activés en fragmentation simple devient négligeable, y compris lorsque la taille de maille est petite. Nous observons également que, outre le fait que le maillage de 0,1 mm offre une meilleure capacité à reproduire l'évolution de la contrainte d'écaillage en fonction du niveau de chargement (premier rebond observé sur le signal de vitesse), il offre également une meilleure capacité que le maillage grossier à reproduire les rebonds successifs ainsi que la vitesse résiduelle observée expérimentalement.

La Fig. 5.18 nous montre également que le champ d'endommagement et le champ de densité de fissuration donné par le modèle DFH dépendent du niveau de vitesse de déformation. Lorsque la vitesse de déformation est faible (cas G672), on observe que la taille de la zone endommagée est petite et que cette dernière n'est composée que de quelques plans d'endommagement. A l'inverse, lorsque la vitesse de déformation est élevée (cas G695), la taille de la zone endommagée augmente et l'endommagement est uniforme à l'intérieur de cette dernière.

Comme nous le verrons par la suite, la zone de rupture déterminée expérimentalement grâce aux rebonds de vitesse correspond à la localisation des fissures les plus proches de la surface libre et ne donne pas d'informations sur la localisation du premier lieu d'amorçage de l'endommagement. Il est toutefois à noter une excellente corrélation entre la localisation des premières fissures (à partir de la surface libre, donnée par les lignes jaunes) et le début de la zone endommagée donnée par le modèle DFH. Ainsi, outre le fait que le modèle DFH reproduise bien l'évolution de la résistance en traction avec la vitesse de déformation, il semble également reproduire convenablement la cinétique d'endommagement.

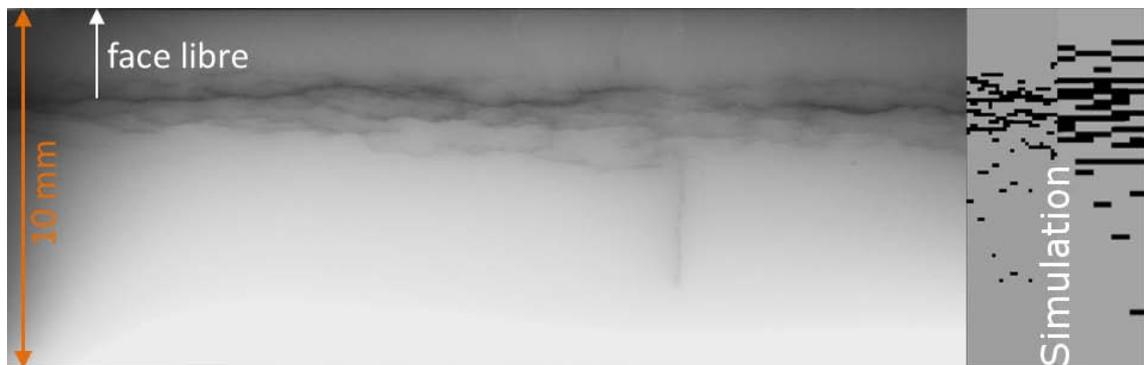


Fig. 5.19 – Comparaison entre le faciès d’endommagement observé expérimentalement par microscopie optique avec les faciès d’endommagement obtenus par simulation numérique en considérant deux tailles de maille (0,1 mm et 0,33 mm)

La vitesse de déformation a également une influence sur la densité de fissuration prévue par le modèle DFH dans la zone endommagée. Alors que le modèle prévoit une densité de fissuration pour l’alumine AL23 globalement comprise entre  $10^{10}$  et  $10^{12}$  fissures/m<sup>3</sup> pour une vitesse de déformation d’environ  $4900 \text{ s}^{-1}$  (cas G672), il prévoit une densité de fissuration globalement comprise entre  $10^{12}$  et  $10^{14}$  fissures/m<sup>3</sup> pour une vitesse de déformation d’environ  $21500 \text{ s}^{-1}$  (cas G695).

L’essai G672, réalisé à la limite d’écaillage, a permis de récupérer une éprouvette endommagée mais non rompue. Il est alors possible de comparer l’étendue et la position de la zone d’endommagement ainsi que la densité de fissuration avec les résultats obtenus numériquement.

La Fig. 5.19 présente une comparaison entre le faciès d’endommagement observé expérimentalement par microscopie optique avec les faciès d’endommagement obtenus par simulation numérique en considérant deux tailles de maille (0,1 mm et 0,33 mm). Nous pouvons observer que le modèle DFH reproduit correctement l’étendue et la location de la zone endommagée quelque soit la taille de maille (malgré la présence d’un endommagement partiel plus proche de la surface libre dans le cas du maillage grossier).

La Fig. 5.20 présente une comparaison entre le faciès d’endommagement observé expérimentalement par microscopie électronique à balayage (MEB) avec les champs de densité de fissuration obtenus par simulation numérique en considérant deux tailles de maille (0,1 mm et 0,33 mm). Nous pouvons tout d’abord observer que les fissures le plus proches sont à une distance d’environ 2,1 mm de la surface libre ; valeur très proche de celle obtenue en considérant les rebonds de vitesse (environ

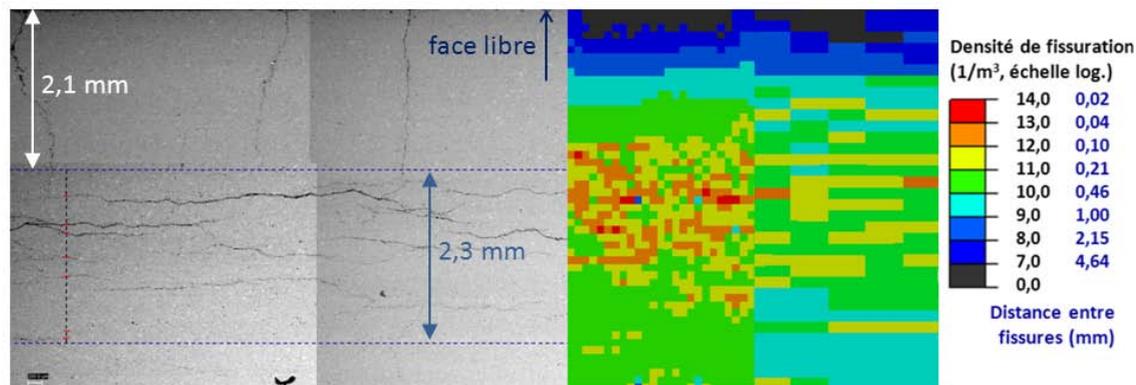


Fig. 5.20 – Comparaison entre le faciès d’endommagement observé expérimentalement par microscopie électronique à balayage (MEB) avec les champs de densité de fissuration obtenus par simulation numérique en considérant deux tailles de maille (0,1 mm et 0,33 mm)

2 mm). Cependant, des fluctuations en termes de distance de la zone endommagée par rapport à la surface libre peuvent être observées, pouvant justifier le léger décalage observé en comparant le champ de densité de fissuration à l’observation MEB. Afin de déterminer la densité de fissuration expérimentale, seules les fissures horizontales (fissures d’écaillage) sont considérées. En considérant que l’essentiel de la fissuration est situé entre les deux lignes bleues horizontales, la distance moyenne entre fissures est calculée à partir du nombre de fissures croisant une ligne verticale (ligne noire). En répétant cette opération 30 fois, une distance moyenne entre fissure a été calculée comme comprise entre 190 et 490  $\mu\text{m}$ , correspondant à une densité de fissuration comprise entre  $10^{10}$  et  $10^{11}$  fissures/ $\text{m}^3$ . Nous remarquons une bonne corrélation avec la densité de fissuration donnée par le modèle DFH et qui est comprise entre  $10^{10}$  et  $10^{12}$  fissures/ $\text{m}^3$ . Les valeurs de densité de fissuration légèrement supérieures obtenues avec le maillage fin ne sont que locales (à l’instar des densités de fissuration plus élevées pouvant être obtenues expérimentalement très localement). Les valeurs plus faibles obtenues avec un maillage grossier étant dues à un effet “de moyenne” des valeurs locales.

#### 5.5.4 Essai d’écaillage à la LEH

Un essai d’écaillage supplémentaire (essai nommé G776) a été réalisé à un niveau de chargement d’environ 6,25 GPa, correspondant approximativement à la LEH du matériau (estimé à 6,2 GPa par Cosculluela (1992)). La vitesse de déformation a été déterminée comme étant d’environ  $19000 \text{ s}^{-1}$ .

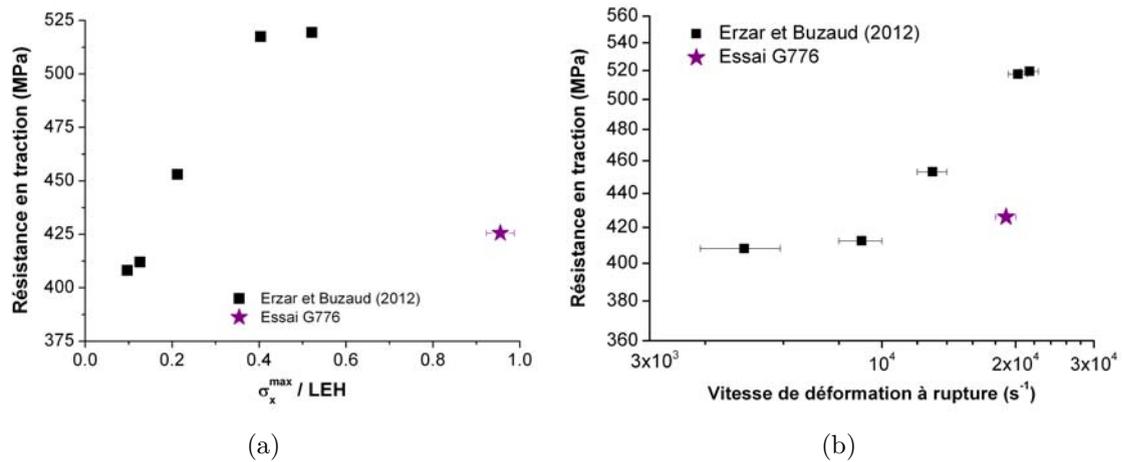


Fig. 5.21 – Évolution de la contrainte d'écaillage de l'alumine AL23 en fonction de : (a) le niveau de chargement normé par rapport à la LEH, (b) la vitesse de déformation

La Fig. 5.21 présente l'évolution de la contrainte d'écaillage des alumines AL23 en fonction du niveau de chargement et de la vitesse de déformation.

Nous pouvons remarquer tout d'abord que, malgré le niveau de chargement élevé et avoisinant la limite élastique d'Hugoniot, l'alumine AL23 conserve une résistance importante à l'écaillage d'environ 410 MPa (cf. Fig. 5.21(a)). Ce résultat est en accord avec ceux obtenus par Cosculluela (1992). Les essais d'écaillage par impact de plaques qu'il a réalisés ont permis de montrer que l'AL23 possède une résistance à l'écaillage de 500 MPa lorsqu'elle est soumise à un choc de 1,5 fois sa LEH.

En traçant l'évolution de la contrainte d'écaillage de l'alumine AL23 en fonction de la vitesse de déformation (cf. Fig. 5.21(b)), nous pouvons observer que la contrainte d'écaillage obtenue lors de l'essai G776 est inférieure à celle que nous pourrions attendre pour une vitesse de déformation de  $19000 s^{-1}$ . En effet, en utilisant les paramètres de Weibull ajustés, une contrainte d'écaillage de 503 MPa est prévue par le modèle DFH pour cette vitesse de déformation. Cependant, d'après Cosculluela (1992), les alumines AL23 sont le siège d'une activité microplastique (mouvements de dislocations) se manifestant pour des contraintes inférieures à la LEH et s'accompagnant d'une microfissuration débutant pour des niveaux de choc inférieurs à  $0,7 \times LEH$ . Ainsi, un endommagement en compression est probablement la cause de la perte de résistance à l'écaillage observée.

### 5.5.5 Conclusion de l'étude préliminaire sur alumine

Cette étude préliminaire a permis de montrer l'utilité des essais d'écaillage GEPI pour l'étude du comportement en traction dynamique des céramiques, l'ajustement des paramètres de Weibull et la validation du modèle DFH. Cette même étude va désormais pouvoir être réalisée sur l'ensemble des quatre nuances de carbure de silicium étudiées dans cette thèse afin de comparer leurs résistances en traction dynamique et ainsi pouvoir mieux comprendre l'influence des paramètres microstructuraux. Il sera possible, à partir des résultats expérimentaux de tester la validité des paramètres de Weibull déterminés en quasi-statique. Une comparaison entre résultats expérimentaux et numériques sera également proposée à l'instar de celle proposée dans cette étude préliminaire.

## 5.6 Essais d'écaillage sur les quatre nuances de carbure de silicium

Pour chacune des nuances de carbure de silicium étudiées, au moins trois essais d'écaillage ont été réalisés à des vitesses de déformation différentes. Les essais réalisés à faible niveau de vitesse de déformation ont pour but de se rapprocher de la limite d'écaillage et de récupérer après essai tout ou partie de l'éprouvette endommagée. Bien que, situés proches voire dans la zone de transition entre le comportement probabiliste et déterministe, ils présentent l'avantage de pouvoir réaliser des observations post-mortem de la zone endommagée et ainsi offrir des éléments de validation pour le modèle DFH comme la densité de fissuration dans la zone endommagée ainsi que la taille et la position de cette dernière. Les essais réalisés à plus haut niveau de vitesse de déformation permettent de quantifier la sensibilité à la vitesse de déformation de chacune des nuances et pouvoir ainsi, si nécessaire, réajuster les paramètres de Weibull des différentes céramiques.

La Fig. 5.22 présente l'évolution de la résistance en traction avec la vitesse de déformation pour les quatre nuances étudiées. Nous observons que les différentes nuances de carbure de silicium peuvent présenter des sensibilités et des résistances en traction très différentes entre elles suivant les vitesses de déformation. La nuance PS-L présente une importante sensibilité à la vitesse de déformation. En comparant ses résistances en traction avec celles présentées par l'Hexoloy<sup>®</sup>,

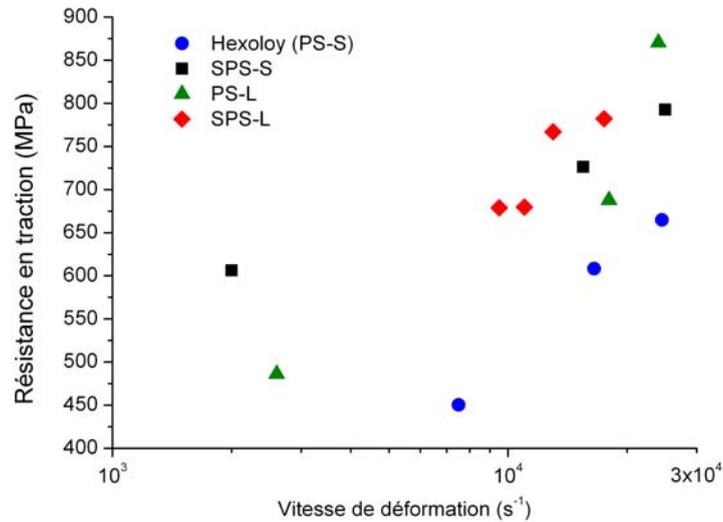


Fig. 5.22 – Sensibilité à la vitesse de déformation de la résistance en traction des quatre nuances de carbure de silicium

on peut se rendre compte de l'importance que peut avoir la microstructure d'une céramique sur sa résistance en traction. En effet, alors que l'Hexoloy<sup>®</sup> présentait une contrainte moyenne à rupture de 446 MPa en quasi-statique (contre 306 MPa pour la nuance PS-L), la nuance PS-L présente des résistances en traction dynamique meilleures que l'Hexoloy<sup>®</sup>. Ainsi, pour une vitesse de déformation d'environ 24000 s<sup>-1</sup>, la nuance PS-L présente une contrainte d'écaillage de 870 MPa contre 665 MPa pour l'Hexoloy<sup>®</sup>. L'ensemble des résultats expérimentaux en termes de contrainte d'écaillage et de vitesse de déformation associée est détaillé Tab. 5.4.

	Hexoloy <sup>®</sup>			SPS-S		
$\dot{\epsilon}$ (s <sup>-1</sup> )	7500	17000	25000	2000	15500	25000
$\sigma_{ec}$ (MPa)	450	608	665	606	726	793

	PS-L			SPS-L			
$\dot{\epsilon}$ (s <sup>-1</sup> )	2500	18000	24000	9500	11000	13000	17000
$\sigma_{ec}$ (MPa)	486	688	870	678	680	767	787

Tab. 5.4 – Détail des résultats expérimentaux des essais d'écaillage GEPI réalisés sur les quatre nuances de carbure de silicium

Malgré des sensibilités à la vitesse de déformation et des niveaux de résistance en traction plus ou moins différents suivant les nuances, nous nous apercevons que ceux-ci ne sont, à première vue, pas en accord avec les prévisions obtenues par les

simulations de Monte-Carlo à partir des paramètres de Weibull identifiés en quasi-statique (cf. Fig. 5.7). Il est toutefois possible, à partir des résultats expérimentaux, de préciser les paramètres de Weibull de chacune des nuances de carbure de silicium.

Dans la suite de ce chapitre, nous passerons en revue l'ensemble des quatre nuances de carbure de silicium étudiées. Les comparaisons entre les sensibilités à la vitesse de déformation initialement prévues et celles réellement affichées seront présentées, de même que les réajustements nécessaires des paramètres de Weibull. Des comparaisons seront également faites entre différents résultats numériques obtenus en utilisant le modèle DFH et les résultats expérimentaux correspondant.

### 5.6.1 Cas de l'Hexoloy®

Trois essais d'écaillage ont été réalisés sur la nuance Hexoloy®. Nous pouvons observer Fig. 5.23 que l'utilisation des paramètres de Weibull de l'Hexoloy® déterminés à la sous-section 3.2.3 conduit à une sur-estimation importante des résistance en traction avec les niveaux de vitesse de déformation (courbe verte) qu'un simple ajustement du module de Weibull ne permet pas de corriger. La Fig. 5.23 présente également l'augmentation de résistance en traction prévue par le modèle en utilisant les paramètres de Weibull du S-SiC (nuance présentant une microstructure similaire à celle de l'Hexoloy®) déterminés par Denoual (1998). Nous pouvons remarquer que l'utilisation des paramètres de Weibull du S-SiC permet une très bonne prévision de la sensibilité de la résistance en traction de l'Hexoloy® avec la vitesse de déformation.

Une des hypothèses qui pourrait expliquer la très forte différence observée entre les résistances en traction obtenues expérimentalement et les prévisions du modèle DFH en utilisant le jeu de paramètres de Weibull de l'Hexoloy® serait que deux populations de défauts différentes auraient été activées lors des essais de flexion et lors des essais GEPI. La probable cause serait alors qu'un volume trop élevé aurait été sollicité lors des essais de flexion. Il a été estimé que le volume sollicité lors des essais d'écaillage GEPI est près de cent fois plus faible que celui sollicité lors des essais de flexion quasi-statique. Les bonnes prévisions obtenues en utilisant les paramètres du S-SiC déterminés avec un volume effectif plus faible que dans le cas de l'Hexoloy® tendraient à confirmer cette hypothèse.

Dans la suite de ce chapitre, des comparaisons sont proposées entre les observa-

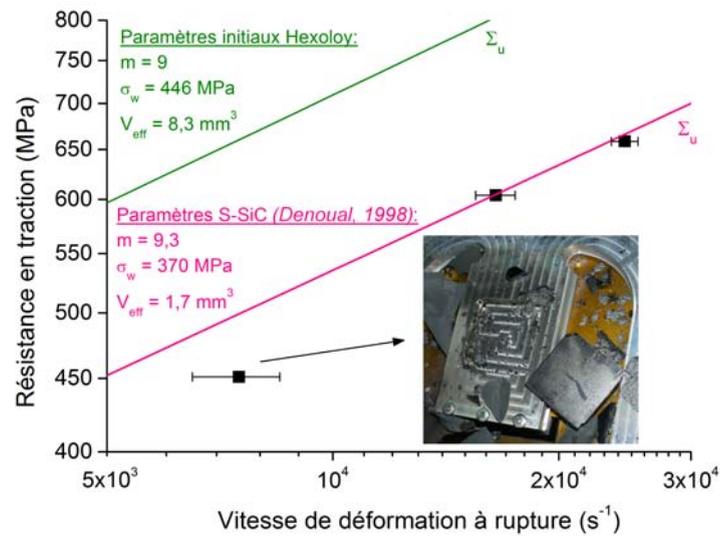


Fig. 5.23 – Comparaison entre la sensibilité à la vitesse de déformation de la résistance en traction de l'Hexoloy<sup>®</sup> observée expérimentalement avec la solution analytique donnée par le modèle DFH en utilisant différents jeux de paramètres de Weibull

tions expérimentales et les prévisions numériques en utilisant le jeu de paramètre du S-SiC. Les paramètres élastiques de l'Hexoloy<sup>®</sup> utilisés sont :  $E = 413 \text{ GPa}$ ,  $\nu = 0,14$ ,  $\rho = 3145$ .

Une comparaison entre les signaux de vitesse mesurés expérimentalement en surface libre et les signaux de vitesse obtenus par simulation numérique est proposée, pour chaque essai d'écaillage, Fig. 5.24. A l'instar de l'étude préliminaire réalisés sur alumine AL23, pour chacun de ces essais, les champs d'endommagement et de densité de fissuration obtenus par simulation numérique (en utilisant une taille de maille de 0,1 mm) sont également présentés, associés à la localisation des fissures les plus proches de la surface libre obtenue à l'aide des signaux de vitesse.

Nous pouvons observer, dans le cas de l'essai G753 (dont la vitesse de déformation est d'environ  $7500 \text{ s}^{-1}$ ), que le maillage de 0,1 mm ne permet pas de reproduire convenablement le signal de vitesse en surface libre observé expérimentalement, contrairement aux maillage plus gros (maillages de 0,25 mm et de 0,33 mm). En effet, le niveau de vitesse de déformation est faible et de nombreux éléments sont activés en fragmentation simple dans le cas de l'utilisation du maillage fin. Nous pouvons toutefois remarquer une très bonne corrélation entre la limite supérieure de la zone endommagée prévue par la simulation et la localisation des fissures les plus proches

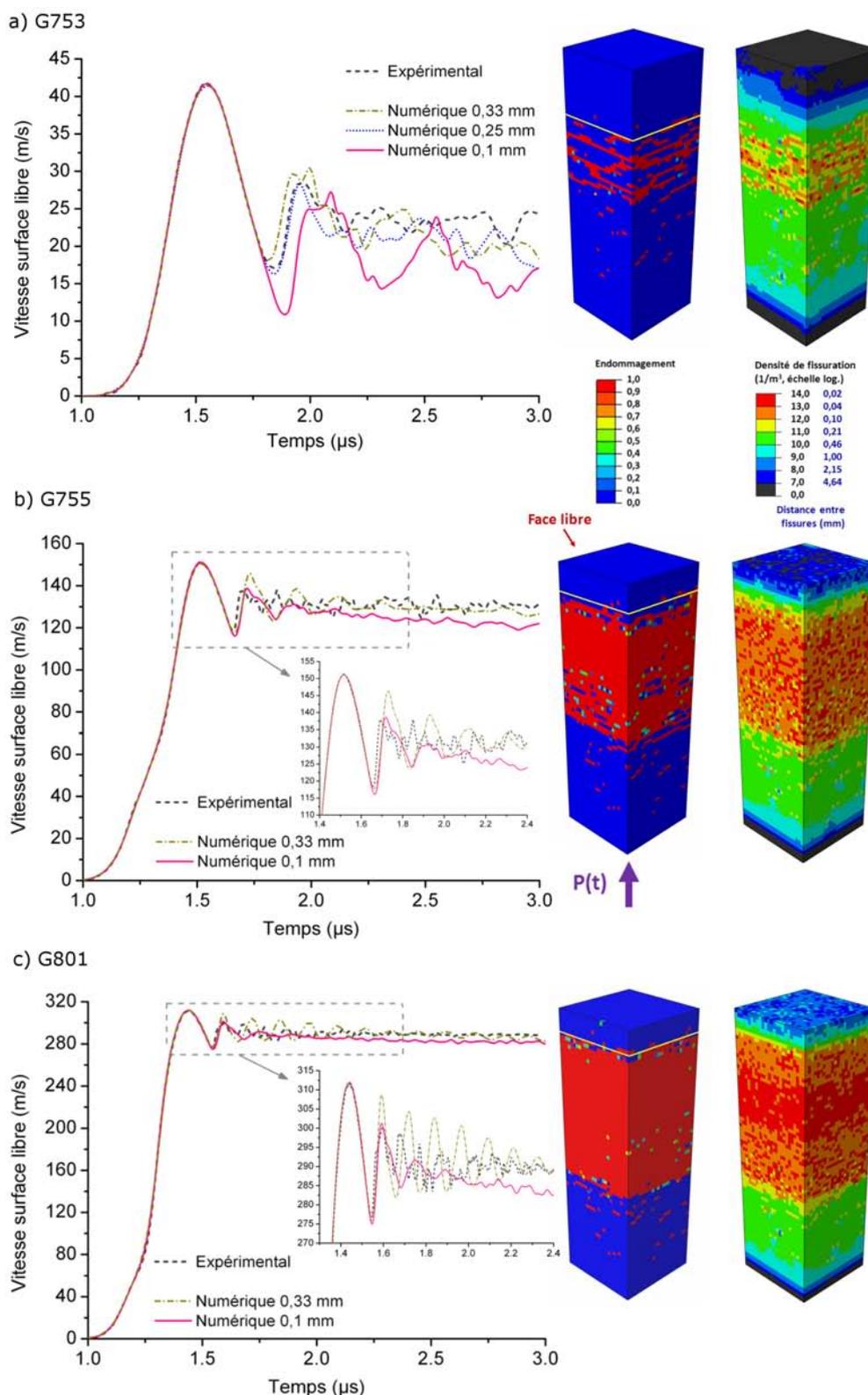


Fig. 5.24 – Essais d'écaillage sur Hexoloy® : comparaisons entre les signaux de vitesse en surface libre obtenus expérimentalement et numériquement accompagnés des champs d'endommagement et de densité de fissuration prévus par le modèle DFH considérant un maillage de 0,1 mm. Les traits jaunes indiquent la localisation des fissures les plus proches de la surface libre déterminée expérimentalement à partir des rebonds du signal de vitesse associé. a) Cas G753,  $\dot{\epsilon} = 7500 \text{ s}^{-1}$ ; b) Cas G755,  $\dot{\epsilon} = 17000 \text{ s}^{-1}$ ; c) Cas G801,  $\dot{\epsilon} = 25000 \text{ s}^{-1}$

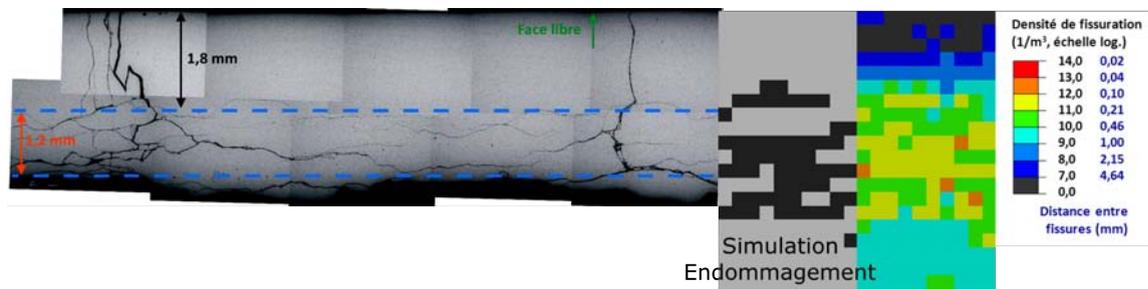


Fig. 5.25 – Comparaison entre le faciès d'endommagement de l'écaillage supérieure récupérée après l'essai G753 et les champs d'endommagement et de fissuration donnés par le modèle en considérant une taille de maille de 0,25 mm

de la surface libre. La même observation a pu être réalisée dans le cas de l'utilisation de maillages dont la taille est plus importante.

Dans le cas des essais G755 et G801, la vitesse de déformation est suffisamment élevée pour que le maillage fin offre des résultats similaires au maillage grossier en termes de restitution de la résistance en traction dynamique (premier rebond de vitesse). Des différences peuvent toutefois être observées entre les deux maillages en comparant les rebonds de vitesse suivants. Il est également à noter que, à l'instar de l'essai G753, une très bonne corrélation est observée entre le champ d'endommagement donné par le modèle et la localisation des fissures les plus proches de la surface libre.

La Fig. 5.25 présente une comparaison entre le faciès d'endommagement de l'écaillage supérieure récupérée après l'essai G753 et les champs d'endommagement et de densité de fissuration donnés par le modèle en considérant une taille de maille de 0,25 mm.

L'étude post-mortem de l'écaillage supérieure obtenue après l'essai G753 montre que les fissures les plus proches de la surface libre sont situées à une distance d'environ 1,8 mm ; valeur cohérente avec celle déterminée en se basant sur les rebonds du signal de vitesse. L'écaillage mesurant environ 3 mm d'épaisseur, la densité de fissuration a été mesurée en calculant la distance moyenne entre fissures dans une zone d'épaisseur 1,2 mm. La densité de fissuration moyenne dans la zone endommagée a été mesurée comme étant d'environ  $2 \cdot 10^{11}$  fissures/m<sup>3</sup>. La densité de fissuration prévue par le modèle DFH dans la zone considérée est, pour la majorité des éléments, comprise entre  $1 \cdot 10^{11}$  et  $1 \cdot 10^{12}$  fissures/m<sup>3</sup>, ce qui est cohérent avec la valeur expérimentale. Nous pouvons également observer une bonne corrélation entre l'étude post-mortem et le champ d'endommagement donné par le modèle. Il est à noter que

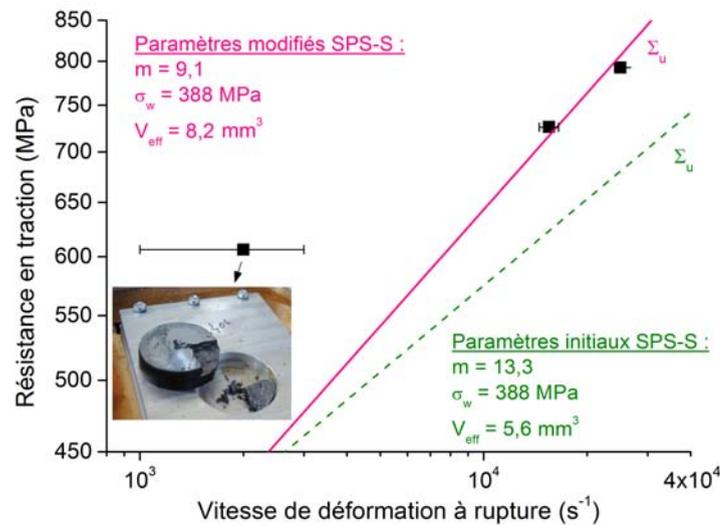


Fig. 5.26 – Comparaison entre la sensibilité à la vitesse de déformation de la résistance en traction de la nuance SPS-S observée expérimentalement avec la solution analytique donnée par le modèle DFH en utilisant différents jeux de paramètres de Weibull

la limite inférieure de la zone endommagée prévue par le modèle coïncide avec la limite de l'écaillage récupérée. Cependant, l'écaillage inférieure de l'Hexoloy® n'ayant pas été récupérée, il n'est pas possible de vérifier l'absence de fissures d'écaillage dans cette dernière.

### 5.6.2 Cas du SPS-S

Trois essais d'écaillage ont été réalisés sur la nuance SPS-S. L'essai G864, dont la vitesse de déformation est d'environ  $2000 \text{ s}^{-1}$ , a permis de récupérer la quasi-totalité de l'éprouvette en un seul morceau après tir (une partie de la face inférieure de la céramique est cependant restée collée à l'électrode lors du retrait de l'éprouvette).

Nous observons que l'utilisation des paramètres de Weibull de la nuance SPS-S déterminés lors des essais de flexion 4 points conduit à une sous-estimation de la contrainte d'écaillage quelque soit le niveau de vitesse de déformation. Un réajustement du module de Weibull de la valeur initiale de 13,3 à une valeur de 9,1 permet de prévoir correctement la contrainte d'écaillage pour des niveaux de vitesse de déformation supérieurs à  $10000 \text{ s}^{-1}$ . L'évolution de la contrainte ultime prédite par le modèle local ne permet toutefois pas de décrire correctement la résistance en traction de l'essai G864, probablement situé dans la zone de transition et dont la vitesse de

déformation à rupture est d'environ  $2000 \text{ s}^{-1}$ . Les comparaisons proposées entre les observations expérimentales et les prévisions numériques sont réalisées en utilisant les paramètres de Weibull du SPS-S après réajustement. Les paramètres élastiques utilisés sont :  $E = 436 \text{ GPa}$ ,  $\nu = 0,14$ ,  $\rho = 3195$ .

La Fig. 5.27(a) présente une comparaison entre les signaux de vitesse expérimentaux et numériques donnés par le modèle DFH multi-échelle pour trois tailles de maille. Du fait de la faible vitesse de déformation lors de cet essai, l'utilisation du maillage fin (0,1 mm) conduit à un très faible endommagement. Le maillage grossier (0,33 mm), dont la réponse se rapproche de celle donnée par le modèle local, sous-estime la résistance offerte par la céramique. Nous observons cependant que le maillage intermédiaire de 0,25 mm reproduit convenablement le niveau de vitesse au premier rebond. Nous pouvons également observer une très bonne corrélation entre la position des premiers éléments endommagés (par rapport à la surface libre) et celle des premières fissures déterminée à l'aide des rebonds du signal de vitesse. Une comparaison entre l'étude post-mortem de l'éprouvette récupérée lors de cet essai et les prévisions numériques du modèle est présentée ci-dessous (cf. Fig. 5.28).

Les Figs. 5.27(b) et (c) présentent une comparaison entre les signaux de vitesse expérimentaux et numériques donnés par le modèle DFH multi-échelle pour les essais G831 et G832 et pour différentes tailles de maille. Nous observons que les deux tailles de maille conduisent sensiblement à la même estimation de la contrainte d'écaillage et que celle-ci est proche de celle obtenue expérimentalement. Cependant une différence est observée entre les différents signaux de vitesse sur la suite du signal. En effet, alors qu'une vitesse résiduelle constante est observée sur le signal de vitesse expérimental, une légère baisse de vitesse est obtenue par simulation numérique avec le maillage fin, laissant penser à une cohésion offerte par le matériau. Cet effet est probablement dû à la présence à la fois d'éléments endommagés et non endommagés sur le début de la zone endommagée.

La Fig. 5.28 présente le faciès d'endommagement de l'éprouvette de céramique SPS-S récupérée après l'essai G864 et après infiltration, découpe et polissage, accompagné d'une comparaison avec les champs d'endommagement et de densité de fissuration prévus par le modèle DFH (taille de maille de 0,25 mm). Nous observons tout d'abord que de très nombreuses fissures ont été initiées malgré le faible niveau de vitesse de déformation à rupture (environ  $2000 \text{ s}^{-1}$ ). Nous pouvons également

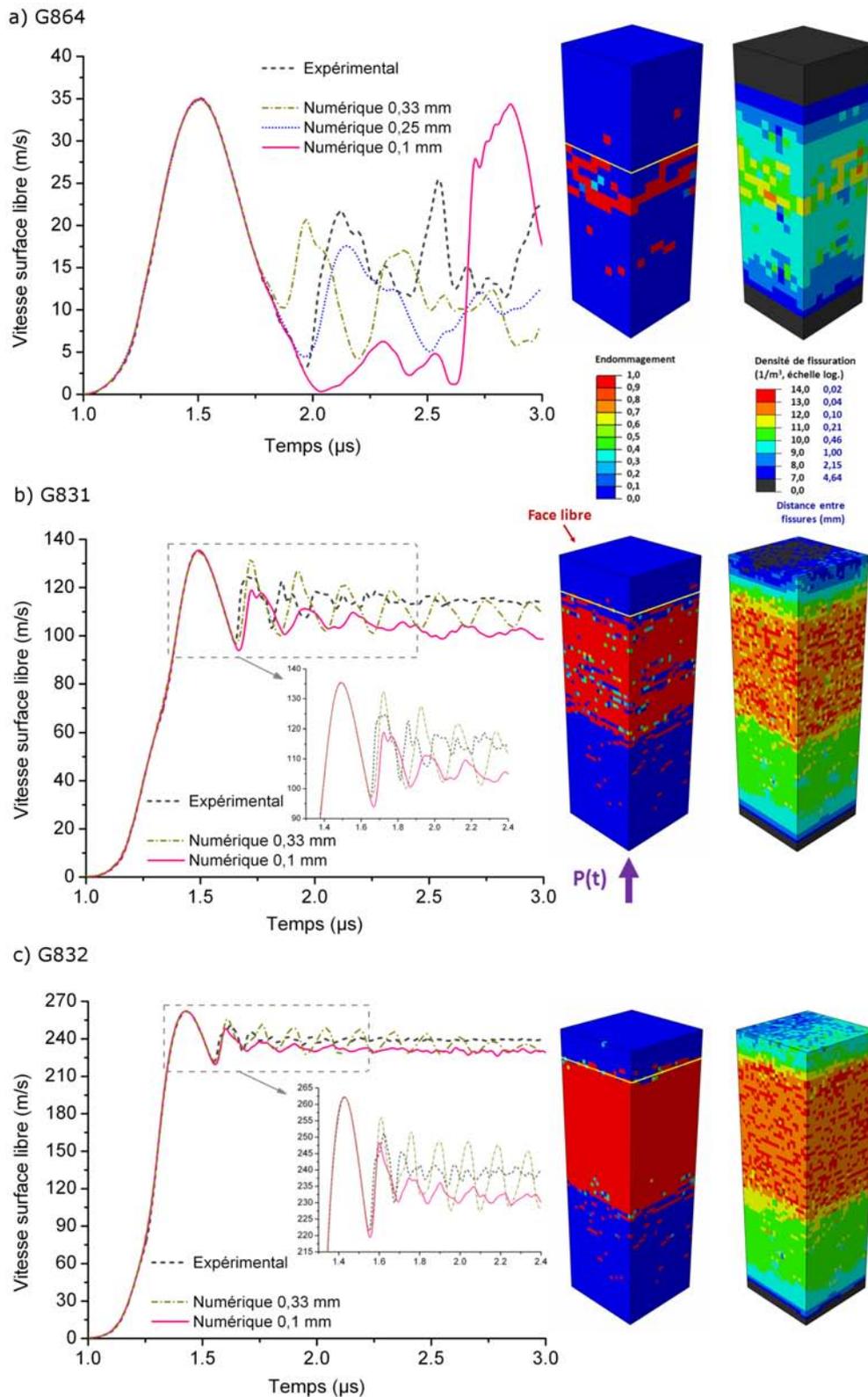


Fig. 5.27 – Essais d'écaillage sur SPS-S : comparaisons entre les signaux de vitesse en surface libre obtenus expérimentalement et numériquement accompagnés des champs d'endommagement et de densité de fissuration prévus par le modèle DFH. Les traits jaunes indiquent la localisation des fissures les plus proches de la surface libre déterminée expérimentalement à partir des rebonds du signal de vitesse associé. a) Cas G864,  $\dot{\epsilon} = 2000 \text{ s}^{-1}$ ; b) Cas G831,  $\dot{\epsilon} = 15500 \text{ s}^{-1}$ ; c) Cas G832,  $\dot{\epsilon} = 25000 \text{ s}^{-1}$

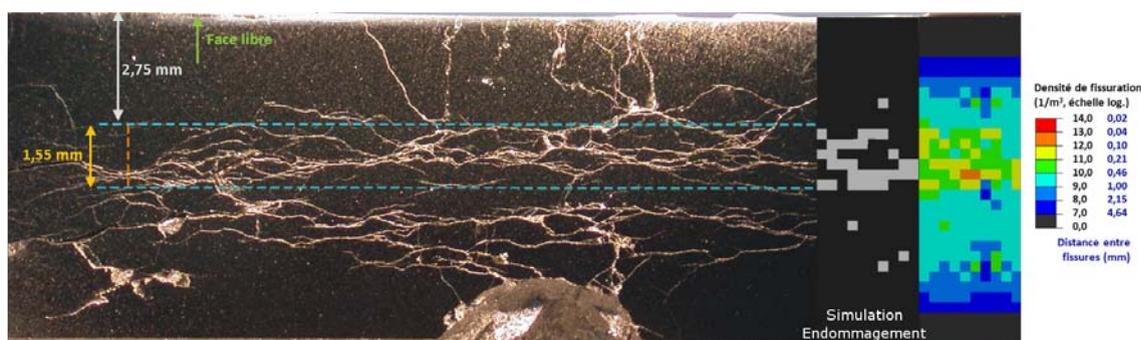


Fig. 5.28 – Comparaison entre le faciès d’endommagement de l’éprouvette de céramique SPS-S récupérée après l’essai G864 et les champs d’endommagement et de densité de fissuration donnés par le modèle en considérant une taille de maille de 0,25 mm

observer la présence de deux zones distinctes de fissuration par écaillage. Nous nous intéresserons uniquement à la zone d’endommagement supérieure (la plus proche de la surface libre) ; les fissures d’écaillage présentes dans la partie inférieure s’étant probablement initiées dans un second temps. Cette hypothèse est basée sur l’étude du signal de vitesse en surface libre ainsi que sur le fait qu’un nombre plus important de fissures se sont initiées dans la zone d’endommagement supérieure. Une bonne corrélation entre observations expérimentales et résultats numériques peut être observée en termes de position et de taille de la zone endommagée. Une densité de fissuration comprise entre  $2,5 \cdot 10^{10}$  et  $8,3 \cdot 10^{11}$  fissures/m<sup>3</sup>, avec une moyenne de  $1,7 \cdot 10^{11}$  fissures/m<sup>3</sup>, a été obtenue en calculant la distance moyenne entre fissures, montrant également une très bonne corrélation entre résultats expérimentaux et numériques en termes de densité de fissuration dans la zone endommagée.

### 5.6.3 Cas du PS-L

La nuance PS-L est celle présentant le module de Weibull (déterminé par essais de flexion) le plus faible, à savoir 5,1. De ce fait, une sensibilité importante de la résistance en traction avec la vitesse de déformation est attendue pour ce matériau. Cette tendance a été vérifiée grâce aux trois essais d’écaillage réalisés sur ce matériau.

Après l’essai G825, dont la vitesse de déformation à rupture est d’environ  $2600 \text{ s}^{-1}$ , une éprouvette intacte a été récupérée. Les signaux de vitesse ont montré la présence d’un rebond à environ 0,4 m/s. Ce rebond, accompagné d’un signal de vitesse accidenté par la suite, confirme qu’un endommagement en traction a eu lieu au cœur de l’éprouvette. De plus, du fait que le rebond se soit produit à une vitesse quasiment

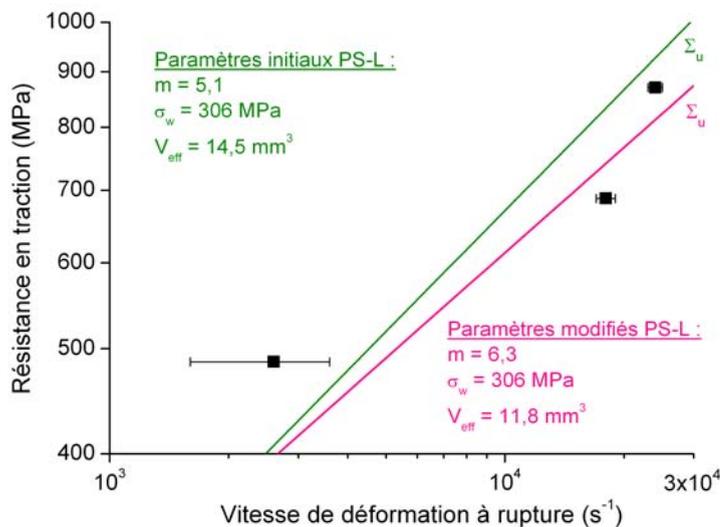


Fig. 5.29 – Comparaison entre la sensibilité à la vitesse de déformation de la résistance en traction de la nuance PS-L observée expérimentalement avec la solution analytique donnée par le modèle DFH en utilisant différents jeux de paramètres de Weibull

nulle, cet essai a été réalisé à la limite d'écaillage : un chargement incident légèrement plus faible n'aurait certainement pas conduit à l'écaillage de l'éprouvette.

La Fig. 5.29 présente une comparaison entre la sensibilité à la vitesse de déformation de la résistance en traction de la nuance PS-L avec la solution analytique de la contrainte ultime donnée par la version locale du modèle DFH pour deux jeux de paramètres de Weibull.

Nous observons que l'utilisation des paramètres de Weibull déterminés par essais de flexion conduit à une légère sur-estimation de la contrainte d'écaillage avec la vitesse de déformation qu'une faible augmentation du module de Weibull (de 5,1 à 6,3) permet de corriger.

La Fig. 5.30 présente une comparaison entre les signaux de vitesse expérimentaux et les signaux de vitesse donnés par le modèle DFH pour différentes tailles de maille accompagnée des champs d'endommagement et de densité de fissuration. Nous pouvons observer Figs. 5.30(b) et (c), en comparant les signaux de vitesse obtenus par simulation numérique avec des tailles de maille de 0,1 mm et 0,33 mm, une dépendance au maillage des résultats numériques légèrement plus marquée que pour les précédentes nuances de SiC. Ce phénomène est dû au plus faible module de Weibull de la céramique. En effet, dans le cas d'une céramique avec un module

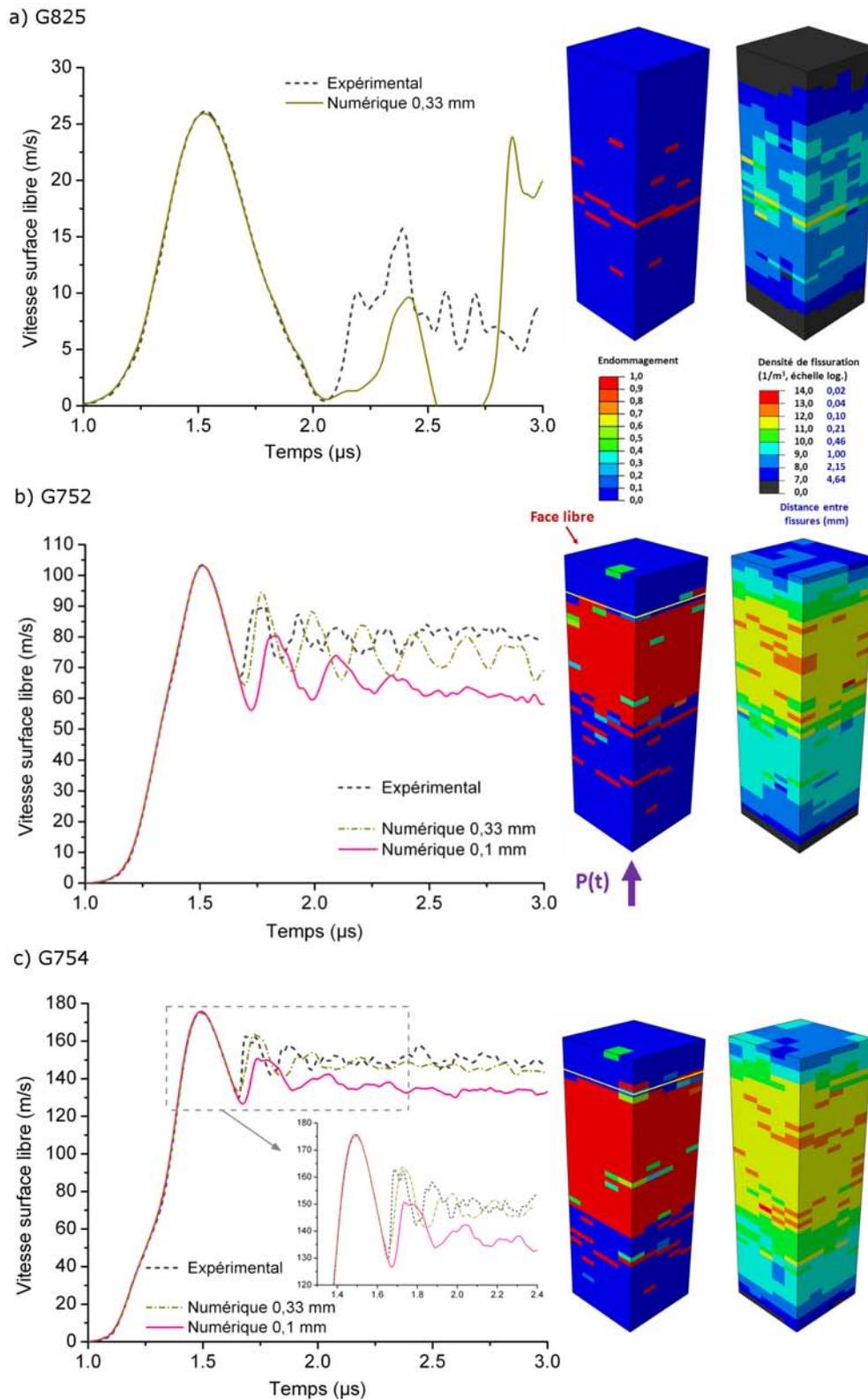


Fig. 5.30 – Essais d'écaillage sur PS-L : comparaisons entre les signaux de vitesse en surface libre obtenus expérimentalement et numériquement accompagnés des champs d'endommagement et de densité de fissuration prévus par le modèle DFH considérant un maillage de 0,33 mm. Les traits jaunes indiquent la localisation des fissures les plus proches de la surface libre déterminée expérimentalement à partir des rebonds du signal de vitesse associé. a) Cas G825,  $\dot{\epsilon} = 2500 \text{ s}^{-1}$ ; b) Cas G752,  $\dot{\epsilon} = 18000 \text{ s}^{-1}$ ; c) Cas G754,  $\dot{\epsilon} = 24000 \text{ s}^{-1}$

de Weibull faible (typiquement la nuance PS-L), le nombre défauts activés au cours d'une traction dynamique est plus faible que si la céramique avait un module de Weibull élevé. Cet effet a pu être vérifié en réalisant des simulations de Monte-Carlo (cf. Fig 5.7). Ainsi, le nombre d'éléments activés en fragmentation simple avec un maillage de 0,1 mm est plus élevé avec cette nuance que pour les autres nuances de céramique. Pour cette raison, les champs d'endommagement et de densité de fissuration prévus par le modèle DFH sont donnés pour un maille de 0,33 mm.

Nous pouvons également observer (Figs. 5.30(b) et (c)) une bonne corrélation entre le début de l'endommagement donné par le modèle DFH et la localisation des fissures les plus proches de la surface libre. Notons également que, du fait du module de Weibull faible, la densité de fissuration prévue par le modèle DFH est plus faible que celle obtenue pour les autres nuances de SiC (pour des vitesses de déformation du même ordre de grandeur), à savoir une densité de fissuration globalement comprise entre  $10^{11}$  et  $10^{12}$  fissures/m<sup>3</sup> pour la nuance PS-L contre des densités de fissuration supérieures à  $10^{12}$  fissures/m<sup>3</sup> pour les nuances Hexoloy<sup>®</sup> et PS-S.

La Fig. 5.30(a) présente une comparaison entre les signaux de vitesse expérimentaux et numériques, ainsi que les champs d'endommagement et de densité de fissuration donnés par le modèle DFH dans le cas de l'essai G825 réalisé à la limite d'écaillage. Seuls les résultats obtenus avec le maillage de 0,33 mm sont présentés. En effet, du fait du faible module de Weibull et de la faible vitesse de déformation, l'utilisation de maillages plus fins conduit à un endommagement très faible voire nul. Nous pouvons toutefois remarquer la présence de quelques éléments endommagés en utilisant le maillage de 0,33 mm. Cependant, la corrélation entre la localisation des premiers éléments endommagés et celle des fissures les plus proches de la surface libre est moins bonne que précédemment.

La comparaison entre les champs d'endommagement et de densité de fissuration donnés par le modèle avec l'analyse post-mortem de l'échantillon récupéré est présentée Fig. 5.31. Nous pouvons remarquer que peu de fissures ont été initiées lors de cet essai d'écaillage. Contrairement aux essais d'écaillage réalisés à faibles niveaux de vitesse de déformation pour les autres nuances, le phénomène d'initiation de fissures est beaucoup moins présent et l'endommagement de la céramique est dû principalement à de la propagation de quelques fissures. Ainsi, conformément aux observations expérimentales, les fissures observées près de la surface libre ont pu

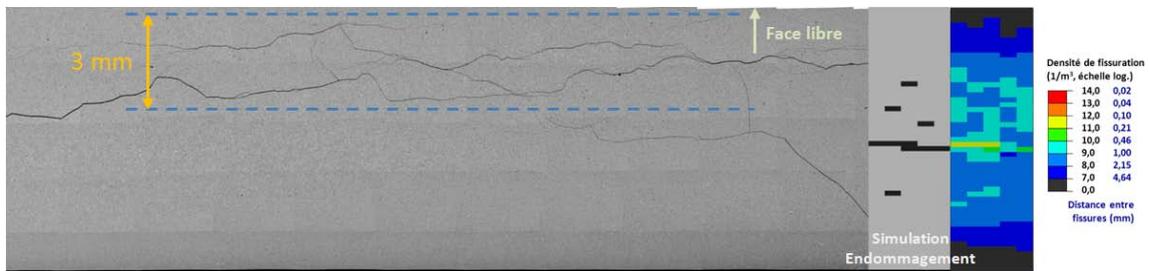


Fig. 5.31 – Comparaison entre le faciès d’endommagement de l’éprouvette de céramique PS-L récupérée après l’essai G825 et les champs d’endommagement et de densité de fissuration donnés par le modèle en considérant une taille de maille de 0,33 mm

être initiées à une distance plus lointaine. Nous nous situons, pour les plus faibles tailles de maille, dans le cas le plus défavorable en ce qui concerne la validation du modèle DFH. Toutefois, la présence de quelques éléments endommagés obtenus par simulation numérique avec un maillage de taille caractéristique 0,33 mm est cohérente avec le faible nombre de fissures activées. En considérant une zone d’environ 3 mm d’épaisseur à l’intérieure de laquelle la quasi-totalité des fissures sont présentes, une densité de fissuration comprise entre  $3,0 \cdot 10^8$  et  $8,2 \cdot 10^9$  fissures/m<sup>3</sup>, avec une moyenne de  $2,8 \cdot 10^9$  fissures/m<sup>3</sup>, a été obtenue montrant une bonne corrélation avec les résultats numériques.

#### 5.6.4 Cas du SPS-L

Quatre essais d’écaillage ont été réalisés sur la nuance SPS-L. Des écarts importants de vitesse d’onde dans les céramiques ont été mesurés lors des trois premiers essais d’écaillage. En effet, lors des essais G829 et G865, la vitesse des ondes longitudinales mesurée était d’environ 10900 m/s tandis qu’elle était d’environ 11600 m/s lors de l’essai G830. L’hypothèse retenue est que les essais dont la vitesse d’onde est la plus faible ont été réalisés dans des zones où le taux de porosité est élevé. En effet, il a été observé la présence de zones mal densifiées à la périphérie des échantillons de céramique frittés en phase liquide par frittage flash. Il est alors possible que les éprouvettes sollicitées présentent des porosités à cœur. Les travaux de [Yoshimura et al. \(2007\)](#) appuient cette hypothèse. Ils ont étudié l’influence de la porosité sur les constantes élastiques et les vitesses d’onde de céramiques de type nitrure d’aluminium. Ils ont montré qu’une augmentation de la fraction volumique de porosité conduisait à une chute à la fois de la vitesses des ondes dans le matériau ainsi que des

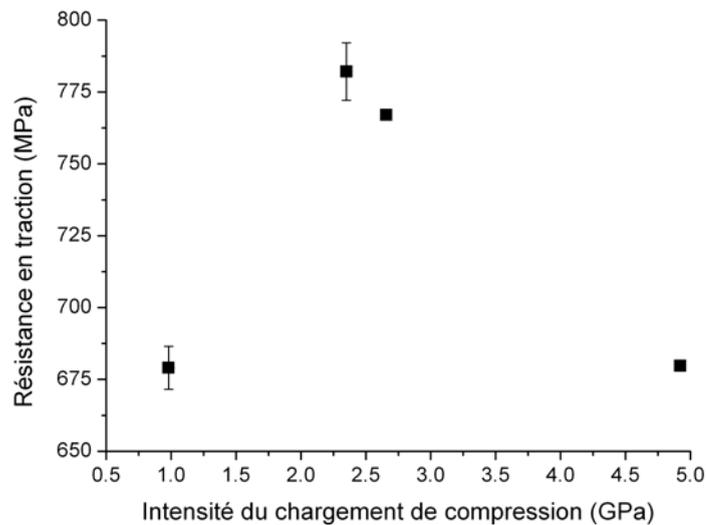


Fig. 5.32 – Évolution de la résistance en traction de la nuance SPS-L avec l'intensité maximale du chargement de compression

constantes élastiques du matériau. Le quatrième essai a été réalisé avec un échantillon de dimension  $30 \times 30 \times 6 \text{ mm}^3$  découpé proche du centre du carreau initial de façon à avoir un matériau dense.

Nous remarquons que l'évolution de la contrainte d'écaillage en fonction de l'intensité du chargement de compression n'est pas monotone (cf. Fig. 5.32). En effet, alors que la résistance en traction croît avec l'intensité du chargement de compression lorsque celle-ci varie entre 1,0 et 2,4 GPa, une contrainte d'écaillage plus faible est observée pour une intensité du chargement de compression de 4,9 GPa. Toutefois, ces seuls résultats ne permettent pas de conclure quant à un éventuel endommagement en compression pouvant expliquer cette baisse de la contrainte d'écaillage pour des niveaux de compression supérieurs à 2,5 GPa. Des essais de récupération sous choc à faibles niveaux de compression pourraient permettre de déceler un éventuel seuil d'endommagement aux alentours de 2,5 GPa.

La Fig. 5.33 présente une comparaison entre la sensibilité à la vitesse de déformation de la résistance en traction de la nuance SPS-L avec la solution analytique de la contrainte ultime donnée par la version locale du modèle DFH pour deux jeux de paramètres de Weibull. Nous constatons que l'utilisation des paramètres initiaux de Weibull de la nuance SPS-L conduit à une légère sur-estimation de la résistance en traction qu'un réajustement du module de Weibull de 7,9 à 9,2 permet de corriger.

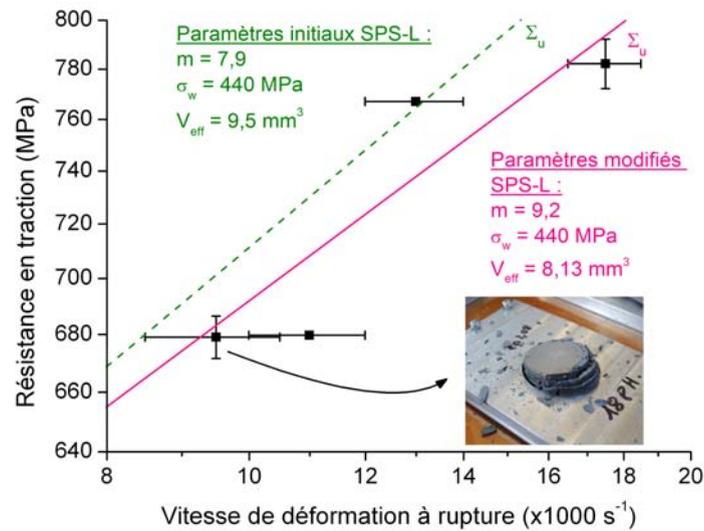


Fig. 5.33 – Comparaison entre la sensibilité à la vitesse de déformation de la résistance en traction de la nuance SPS-L observée expérimentalement avec la solution analytique donnée par le modèle DFH en utilisant différents jeux de paramètres de Weibull

A l'instar des trois précédentes nuances une comparaison entre les signaux de vitesse expérimentaux et les signaux de vitesse donnés par le modèle DFH pour différentes tailles de maille accompagnés des champs d'endommagement et de densité de fissuration est présentée Fig. 5.34 pour les essais d'écaillage G865, G829 et G830 et Fig. 5.35 pour l'essai G986.

Nous pouvons observer Figs. 5.34(a) et (b) une bonne corrélation entre les signaux de vitesse expérimentaux et numériques ainsi qu'entre le début de l'endommagement donné par le modèle DFH et la localisation des fissures les plus proches de la surface libre. Cependant, dans le cas de l'essai G830 (réalisé avec un niveau de chargement supérieur à l'essai G829 mais avec une vitesse de déformation moindre), les deux tailles de maille (0,1 mm et 0,33 mm) conduisent à une sur-estimation de la contrainte d'écaillage (879 MPa au lieu de 679 MPa) liée à une sur-estimation de la vitesse de déformation. Une très bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques est également observée Fig. 5.35.

Après l'essai G865, réalisé avec une vitesse de déformation d'environ  $9500 \text{ s}^{-1}$ , l'éprouvette de céramique a été récupérée séparée en trois morceaux (cf. Fig. 5.33). L'écaille supérieure a été infiltrée, découpée puis polie, permettant de réaliser une étude post-mortem du faciès d'endommagement. À l'instar de l'écaille récupérée

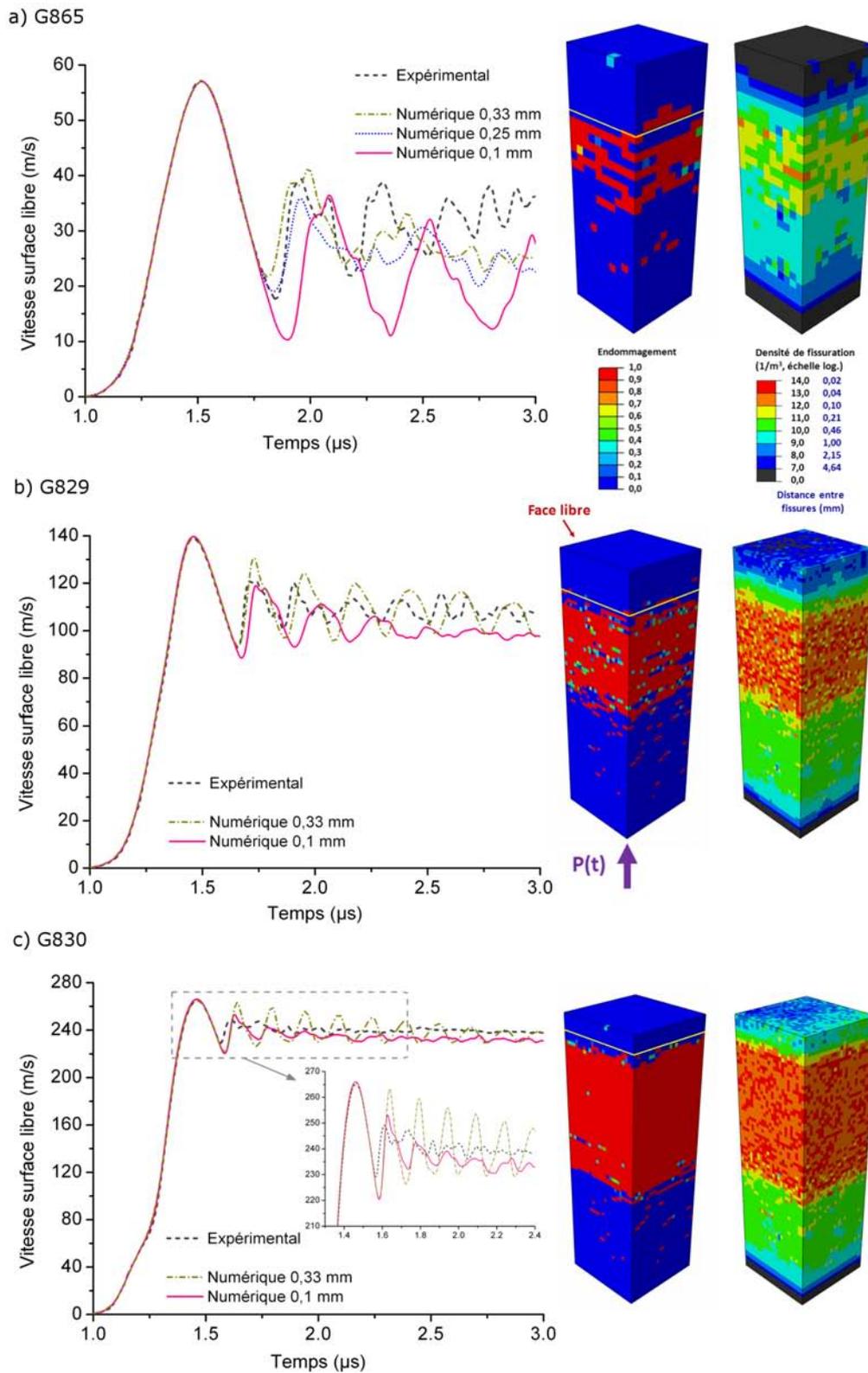


Fig. 5.34 – Essais d'écaillage sur SPS-L : comparaisons entre les signaux de vitesse en surface libre obtenus expérimentalement et numériquement accompagnés des champs d'endommagement et de densité de fissuration prévus par le modèle DFH. Les traits jaunes indiquent la localisation des fissures les plus proches de la surface libre déterminée expérimentalement à partir des rebonds du signal de vitesse associé. a) Cas G865,  $\dot{\epsilon} = 9500 \text{ s}^{-1}$ ; b) Cas G829,  $\dot{\epsilon} = 17000 \text{ s}^{-1}$ ; c) Cas G830,  $\dot{\epsilon} = 11000 \text{ s}^{-1}$

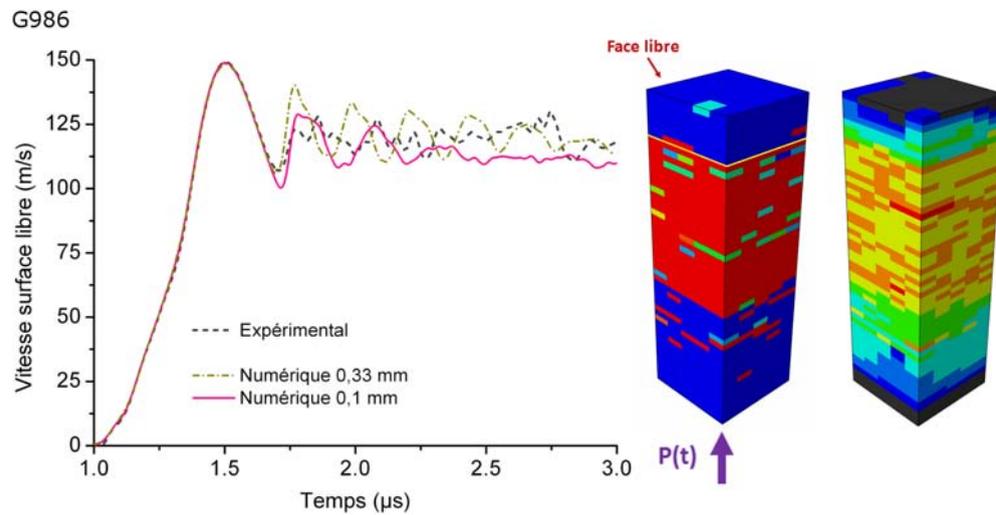


Fig. 5.35 – Essai d'écaillage G986 sur SPS-L ( $\dot{\epsilon} = 13000 \text{ s}^{-1}$ ) : comparaison entre le signal de vitesse en surface libre obtenu expérimentalement et le signal de vitesse obtenu numériquement accompagnés des champs d'endommagement et de densité de fissuration prévus par le modèle DFH considérant un maillage de 0,33 mm. Les traits jaunes indiquent la localisation des fissures les plus proches de la surface libre déterminée expérimentalement à partir des rebonds du signal de vitesse

après l'essai G753 réalisé sur Hexoloy<sup>®</sup>, nous apercevons la présence de nombreuses fissures.

La Fig. 5.36 présente une comparaison entre le faciès post-mortem d'une partie de l'écaille supérieure récupérée après l'essai G865 et les champs d'endommagement et de densité de fissuration prévus par le modèle DFH. Nous constatons tout d'abord une très bonne corrélation entre la localisation de l'endommagement prévu par simulation numérique et la localisation des fissures observées expérimentalement. Les signaux de vitesse avaient indiqué que les premières fissures se situaient à environ 1,7 mm de la surface libre alors que nous observons des fissures situées à 1,45 mm

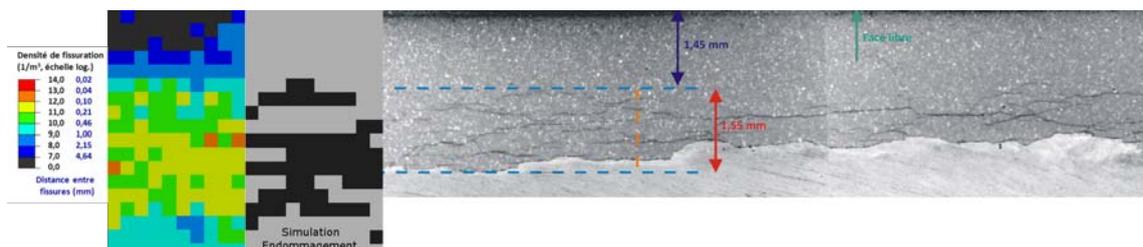


Fig. 5.36 – Comparaison entre le faciès post-mortem d'une partie de l'écaille supérieure récupérée après l'essai G865 et les champs d'endommagement et de densité de fissuration prévus par le modèle DFH en considérant une taille de maille de 0,25 mm

de la surface libre. Cependant, la méthode du rebond ne donne accès qu'à une estimation de la localisation des premières fissures. La densité de fissuration a été déterminée entre les deux traits horizontaux bleus. Une densité de fissuration comprise entre  $2.10^{11}$  et  $8.10^{11}$  fissures/m<sup>3</sup> avec une moyenne de  $4,7.10^{11}$  fissures/m<sup>3</sup> a ainsi été obtenue, montrant une bonne corrélation avec les résultats numériques. Il est toutefois possible, comme le prévoit le modèle DFH, que la densité de fissuration soit localement plus grande ou plus petite que cette valeur.

## 5.7 Conclusion

Dans ce chapitre, la machine GEPI a été utilisée pour caractériser le comportement dynamique des différentes nuances de SiC lorsqu'elles sont soumises à un chargement d'écaillage. L'utilisation de ce moyen expérimental offre des avantages indéniables et uniques par rapport aux essais généralement réalisés par impact de plaques. Grâce à la rampe de chargement qu'il génère dans les matériaux, il est possible de déterminer avec précision la vitesse de déformation à rupture. Cette information permet alors de quantifier la sensibilité à la vitesse de déformation des céramiques.

L'un des autres avantages du moyen GEPI est qu'il facilite, du fait de l'absence de projectile et de gaz propulseur, la récupération des échantillons après essai. Ainsi, lors des essais à faible niveau de chargement, il a été possible de récupérer des échantillons endommagés en traction mais non totalement rompus. Une étude post-mortem a ainsi offert pour les différentes nuances un aperçu unique du processus de fragmentation dynamique dans les céramiques.

Les quatre nuances étudiées dans ce manuscrit ont montré des sensibilités à la vitesse de déformation et des résistances très différentes entre elles. La nuance PS-L est celle présentant la plus grande sensibilité et la plus grande résistance en traction dynamique pour des vitesses de déformation élevées (supérieures à  $20000 \text{ s}^{-1}$ ). Malgré une faible taille de grain, sa microstructure montre la présence de plusieurs types de défauts comme des porosités, des zones riches en phase secondaire et des grains ayant grossi exagérément (Rossiquet, 2012). Ces différents types de défauts peuvent expliquer son module de Weibull faible à l'origine de sa sensibilité élevée à la vitesse de déformation. A contrario, nous notons que la nuance Hexoloy<sup>®</sup>, malgré une taille de grain et un taux de densification semblable au PS-L mais ne présentant

pas de phase secondaire, est celle présentant la résistance en traction dynamique la plus faible.

La nuance PS-L est la nuance ayant présenté la plus faible résistance en compression isentropique (en comparaison des nuances PS-S et SPS-S) mais est aussi celle qui présente la meilleure résistance en traction dynamique. Ces deux effets combinés peuvent probablement expliquer les résistances similaires observées face à un impact de projectile par rapport à l'Hexoloy<sup>®</sup>. Nous notons également que la nuance SPS-S présente, en plus de sa très bonne résistance en compression, une bonne résistance en traction dynamique.

La nuance SPS-L a présenté une chute de la contrainte d'écaillage pour des intensités du chargement de compression supérieures à 2,5 GPa, laissant présager un très faible seuil de microfissuration de la phase secondaire amorphe qu'elle contient. Des essais de récupération réalisés à des niveaux de choc similaires pourraient permettre de valider cette hypothèse. Il a cependant été observé, en accord avec les prévisions du modèle DFH, une sensibilité de sa contrainte d'écaillage à la vitesse de déformation. Toutefois, les fortes variations de vitesses des ondes mesurées lors des essais d'écaillage ont confirmé que cette nuance est ternie par une forte inhomogénéité de sa microstructure. Cette inhomogénéité de la microstructure la nuance SPS-L pourrait également expliquer les fortes dispersions expérimentales observées avec cette nuance lors des essais de caractérisation balistique (cf. Fig. 3.4).

L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus avec les essais d'écaillage GEPI ont constitué autant d'éléments de validation du modèle de fragmentation dynamique des matériaux fragiles DFH. Il a été possible à partir de la sensibilité à la vitesse de déformation obtenue expérimentalement de déterminer ou de réajuster les paramètres de Weibull des céramiques. Hormis pour la nuance Hexoloy<sup>®</sup>, seul un faible réajustement du module de Weibull était nécessaire. Il a été remarqué, dans le cas de l'Hexoloy<sup>®</sup>, que les paramètres de Weibull déterminés par essais de flexion quasi-statique ne permettaient pas de prédire convenablement la réponse en dynamique. L'une des explications à cela serait que différentes populations de défauts auraient été activées lors des essais de flexion et lors des essais d'écaillage, possiblement dû à un volume effectif trop élevé des essais de flexion en comparaison du volume sollicité lors des essais d'écaillage. De nouveaux essais de flexion vont être prochainement réalisés sur Hexoloy<sup>®</sup> pour tenter de confirmer cette hypothèse. Ils

permettront d'obtenir un volume effectif environ cent fois plus faible que le volume effectif des essais de flexion actuels. Un récapitulatif des paramètres de Weibull des 4 nuances de SiC avant et après réajustement est proposé Tab. 5.5.

	Hexoloy		SPS-S		PS-L		SPS-S	
	avant	après	avant	après	avant	après	avant	après
$m$	9	9,3	13,3	9,1	5,1	6,3	7,9	9,2
$\sigma_w$ (MPa)	446	370	388	388	306	306	440	440
$V_{eff}$ (mm <sup>3</sup> )	8,3	1,7	5,6	8,2	14,5	11,8	9,5	8,1

Tab. 5.5 – Récapitulatif des paramètres de Weibull des 4 nuances de SiC avant et après réajustement grâce aux essais d'écaillage

Une fois les paramètres de Weibull réajustés, de très bonnes corrélations ont été observées entre les résultats expérimentaux et numériques en termes de position et de taille de la zone endommagée ou encore de densité de fissuration. Toutefois, dans le cas des céramiques à module de Weibull faible (typiquement la nuance PS-L) et des essais d'écaillage réalisés à faible niveau de vitesse de déformation, les différences observées entre résultats expérimentaux et numériques en utilisant un maillage fin ne sont dues qu'aux limitations des techniques numériques ne permettant pas de faire propager un plan d'endommagement entre plusieurs éléments.

# Chapitre 6

## Fragmentation dynamique des céramiques

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>159</b>
<b>6.2</b>	<b>Impact sur la tranche</b>	<b>160</b>
6.2.1	Configuration ouverte	161
6.2.2	Configuration sarcophage	167
<b>6.3</b>	<b>Essais d'impact tandem</b>	<b>176</b>
6.3.1	Fragmentation sous impact normal	176
6.3.2	Essais d'impact perforant	185
6.3.3	Modélisation du comportement de la céramique fragmentée	189
<b>6.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>192</b>

---

### 6.1 Introduction

Au cours d'un impact balistique, les contraintes de traction causées par le déplacement de la matière génèrent une fragmentation intense de la céramique. Cette phase de chargement est suivie d'une phase de pénétration du projectile ou de ses fragments dans la céramique fragmentée. Ce chapitre s'intéresse à ces deux phases de chargement. Dans un premier temps, la fragmentation dynamique des céramiques sera étudiée par l'intermédiaire d'essais d'impact d'impact sur la tranche ou d'impact normal (Forquin, 2011; Zinszner et al., 2015) à relativement faible vitesse (environ 180 m/s). Les essais d'impact sur la tranche ont été réalisés à la fois en configuration ouverte et en configuration sarcophage (ces deux configurations ont été présentées au cours de la section 2.3). Ils permettent de remonter à différentes informations comme la densité de fissuration après impact et l'évolution de l'endommagement

avec le temps. Dans le but de caractériser le comportement dynamique d'une céramique fragmentée (3<sup>ème</sup> phase de chargement), un essai innovant d'impact en deux temps a été dimensionné et réalisé. Le premier impact a pour but de fragmenter intensément un carreau de céramique tout en récupérant l'intégralité des fragments proches de leur position initiale. Il est alors possible, avec la céramique fragmentée, soit de réaliser une étude post-mortem de sa fissuration, soit de l'impacter à nouveau avec un projectile à nez conique dans le but de caractériser sa résistance à la pénétration (Forquin, 2011; Zinszner et al., 2015). Une comparaison est également proposée entre les résultats expérimentaux en termes de densité de fissuration après impact ou d'évolution de l'endommagement et les simulations numériques réalisées en utilisant le modèle DFH présenté section 5.2.

## 6.2 Fragmentation sous impact : impact sur la tranche

Les essais d'impact sur la tranche permettent l'étude de l'endommagement des matériaux fragiles. Cet essai peut être mené dans deux configurations : la configuration sarcophage, durant laquelle la céramique est encapsulée dans un boîtier afin de conserver les fragments proches de leur position initiale et pouvoir par la suite réaliser une observation post-mortem du faciès d'endommagement, et la configuration ouverte durant laquelle l'utilisation d'une caméra ultra-rapide permet de suivre la progression de l'endommagement dans la céramique.

Ces deux essais ont été réalisés sur l'ensemble des nuances de carbure de silicium étudiées au cours de cette thèse. Ils permettent de mettre en évidence des différences de densité de fissuration qui apparaissent suivant les nuances dans un cas de sollicitation de type impact.

Les essais d'impact sur la tranche ont été réalisés en configuration ouverte et sarcophage avec des carreaux de céramique de dimension 30x60x8 mm<sup>3</sup>. Les projectiles sont en acier 15CDV6 (présentant une limite d'élasticité de 1300 MPa) et sont de forme cylindrique. Leur diamètre est de 10 mm pour une longueur de 15 mm. La masse des projectiles est d'environ 9,3 g. Un canon à air comprimé, installé au LEM3 de Metz, a été utilisé pour réaliser ces essais. Le diamètre du tube lanceur étant supérieur au diamètre des projectiles, des sabots de guidage en Téflon<sup>®</sup> ont été utilisés. Ces sabots ont un diamètre d'environ 21,15 mm (diamètre du tube lan-

ceur) et englobent uniquement l'arrière du projectile de sorte qu'ils n'aient aucune influence sur la fragmentation des céramiques. Les vitesses d'impact sont comprises entre 170 et 190 m/s pour l'ensemble des essais. Cette gamme de vitesse d'impact permet de générer une fragmentation intense de la céramique mais reste suffisamment faible pour ne pas générer d'endommagement en compression. Pour mesurer la vitesse d'impact, trois photodiodes sont placées à l'extrémité du tube lanceur et sont reliées à un oscilloscope. Cela permet de mesurer précisément les instants auxquels sont coupés chacun des signaux issus des photodiodes et ainsi de pouvoir évaluer à la vitesse d'impact et l'accélération du projectile peu de temps avant l'impact.

### 6.2.1 Configuration ouverte

Une caméra ultra-rapide Shimadzu HPV-1 a été utilisée afin de visualiser le processus de fissuration sur le carreau de céramique. La fréquence d'acquisition maximale de la caméra a été utilisée, c'est-à-dire 1 MHz (une image toutes les microsecondes). Cette fréquence permet de pouvoir visualiser la propagation du front d'endommagement dans la céramique. La Fig. 6.1 présente la mise en place de la configuration expérimentale utilisée pour réaliser les essais d'impact sur la tranche en configuration ouverte. La céramique est placée dans un caisson de protection permettant de protéger les personnels et les équipements des différents éclats de céramique et de pouvoir récupérer la quasi-totalité des fragments après tir. Le caisson de protection est équipé d'une vitre en polycarbonate permettant de visualiser le phénomène de fragmentation à l'aide de la caméra ultra-rapide. Le temps inter-image étant très faible ( $1 \mu\text{s}$ ), un projecteur est nécessaire afin de garantir une luminosité suffisante.

Au moins deux essais d'impact sur la tranche en configuration ouverte ont été réalisés pour chacune des nuances et suivant le même protocole expérimental. Les vitesses d'impact sont également similaires. La récupération des fragments après chaque essai a permis de réaliser une étude granulométrique de la taille des fragments (Rossiquet, 2012). La Fig. 6.2 présente les courbes granulométriques obtenues après chaque essai et pour chaque nuance. Nous pouvons observer dans un premier temps des tendances spécifiques pour chaque méthode de frittage. Ainsi, les céramiques frittées en phase solide semblent présenter un endommagement plus intense caractérisé par des tailles de fragments plus faibles que les nuances frittées en phase

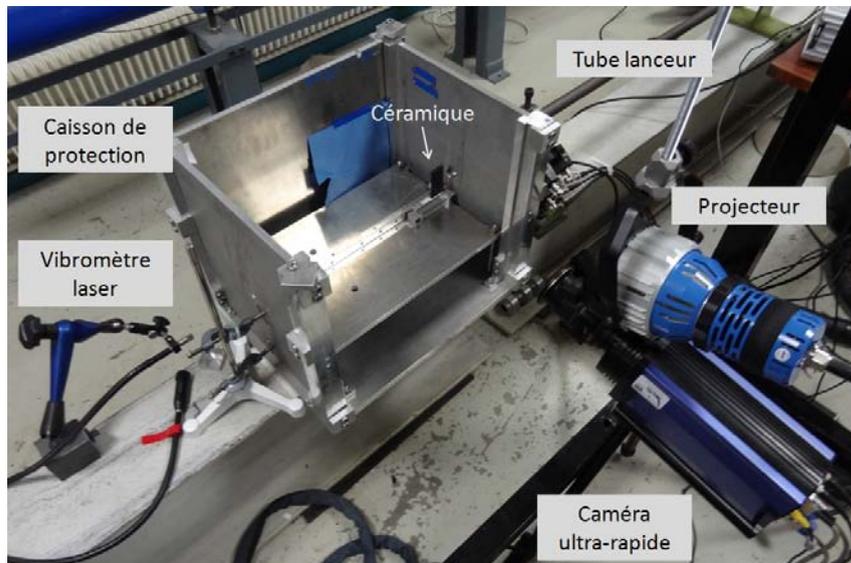


Fig. 6.1 – Configuration expérimentale utilisée pour réaliser les essais d’impact sur la tranche en configuration ouverte

liquide. Nous pouvons également observer une bonne superposition entre les différentes courbes granulométriques pour une même nuance. Cette observation montre le caractère déterministe de la fragmentation des céramiques lorsque les vitesses de déformation sont élevées (elles sont estimées à  $12500 \text{ s}^{-1}$  à 1 cm du point d’impact (Rossiquet, 2012)), en accord avec les observations expérimentales et numériques (par simulation de Monte-Carlo) montrant une réponse déterministe du comportement des céramiques lorsqu’elles sont soumises à un chargement de traction à haute vitesse de déformation. Ce comportement déterministe conduit alors à une très bonne répétabilité des essais d’impact sur la tranche.

La Fig. 6.3 présente une séquence d’images obtenues par caméra ultra-rapide lors d’un essai d’impact sur la tranche sur Hexoloy<sup>®</sup>. Nous pouvons observer Fig. 6.3 que durant les trois premières microsecondes, des fissures “radiales” et des fissures coniques (fissures amorcées sur la face impactée) se développent. La vitesse des ondes longitudinales dans la céramique étant d’environ  $11600 \text{ m/s}$  (soit  $11,6 \text{ mm}/\mu\text{s}$ ) et la largeur du carreau étant de 30 mm, les ondes longitudinales atteignent la surface arrière environ  $2,6 \mu\text{s}$  après l’impact, expliquant ainsi l’absence de fissures de détente ou d’écaillage pendant ce laps de temps. Les fissures de détente s’observent clairement sur les images de caméra ultra-rapide qu’à partir d’environ 4 ou 5  $\mu\text{s}$  après impact.

En comparant les séquences d’images obtenues par caméra ultra-rapide dans les

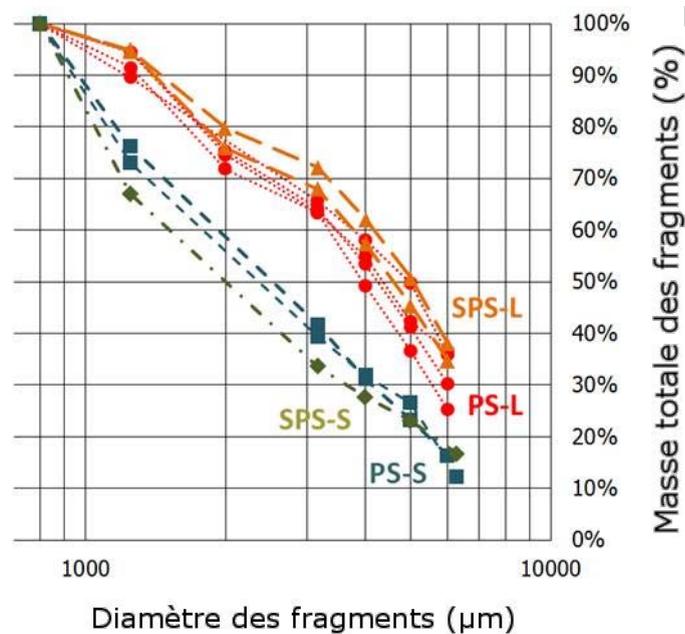


Fig. 6.2 – Courbes granulométriques obtenues par tamisage des fragments de céramique récupérés après les essais d’impact sur la tranche en configuration ouverte (Rossiquet, 2012)

cas des trois autres nuances étudiées, des chronologies d’endommagement similaires ont été observées pour chacune des microstructures. Ceci est dû au fait que la chronologie de l’endommagement est, dans le cas des céramiques et plus généralement des matériaux fragiles, principalement liée à la vitesse des ondes et des fissures dans le matériau et donc résulte des propriétés élastiques et de la densité de ces matériaux. Bien que présentant des microstructures différentes, les propriétés élastiques et les masses volumiques de ces quatre nuances sont toutefois relativement proches, expliquant ainsi une faible influence de la microstructures de ces quatre nuances sur les chronologies d’endommagement.

La Fig. 6.4 présente la fragmentation observée pour les différentes nuances de carbure de silicium 20  $\mu s$  après un impact sur la tranche en configuration ouverte. Nous pouvons observer une nette influence de la nuance de céramique sur la densité de fissuration au cours de l’impact. Ainsi, conformément à l’analyse granulométrique réalisée avec les fragments récupérés pour chacune des nuances de céramique (cf. Fig. 6.2), les nuances frittées en phase solide (PS-S et SPS-S) semblent présenter une densité de fissuration plus importante que les nuances frittées en phase liquide (PS-L et SPS-L). Inversement, la technique de frittage (frittage naturel ou frittage flash) semble avoir une influence relativement faible sur la fragmentation des céra-

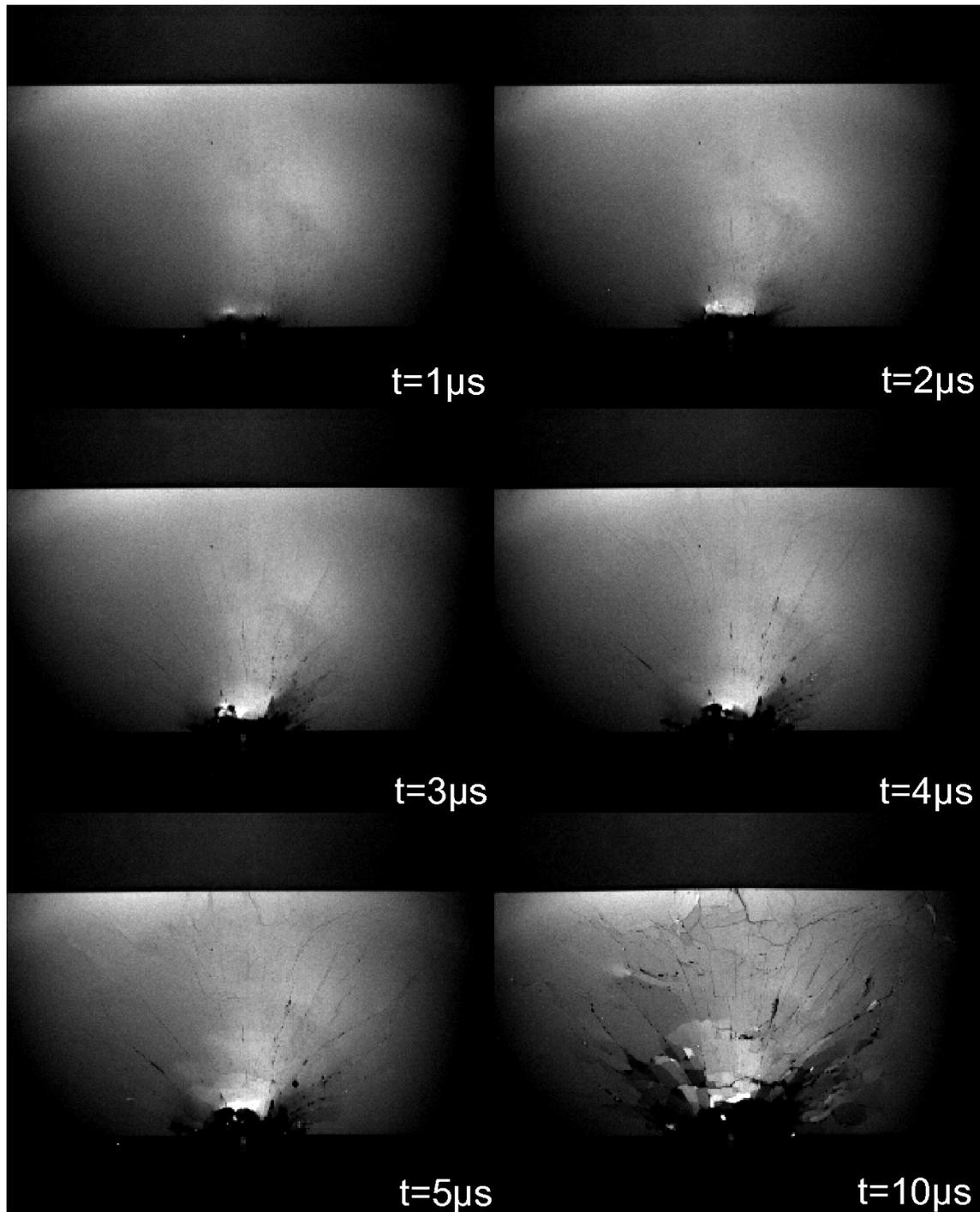


Fig. 6.3 – Séquence d'images obtenues par caméra ultra-rapide lors d'un essai d'impact sur la tranche sur Hexoloy<sup>®</sup>.  $V_{\text{impact}} = 180 \text{ m/s}$ . (Zinszner et al., 2015)

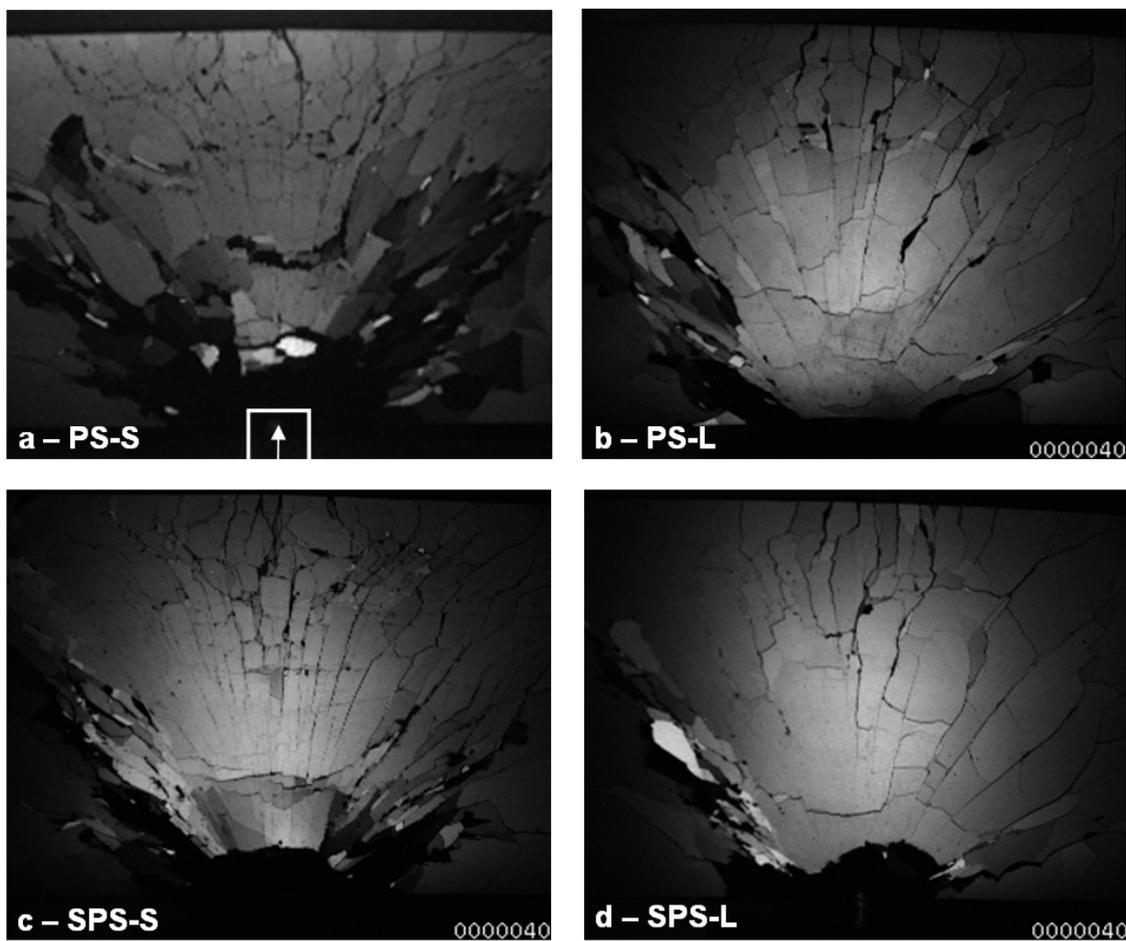


Fig. 6.4 – Influence de la nuance de carbure de silicium sur la fragmentation au cours d'un impact sur la tranche en configuration ouverte. (a) PS-S -Hexoloy<sup>®</sup>-, (b) PS-L, (c) SPS-S, (d) SPS-L

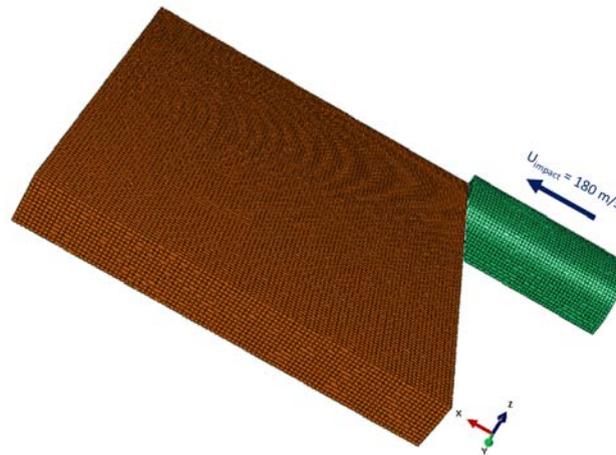


Fig. 6.5 – Maillage du projectile et du carreau de céramique utilisé pour réaliser les simulations d’impact sur la tranche en configuration ouverte et en configuration sarcophage. Seul un quart de la géométrie a été maillé en raison des différentes conditions aux limites. La taille de maille utilisée est de 0,3 mm

miques. Cependant, la densité de fissuration est difficile à quantifier en se basant sur les images issues de caméra ultra-rapide. Ceci est dû principalement au manque de résolution de la caméra ultra-rapide empêchant de distinguer la totalité des fissures initiées.

La séquence d’images obtenue par caméra ultra-rapide présentant l’évolution de l’endommagement dans le carreau de céramique pendant l’essai d’impact sur la tranche peut également être comparée à l’endommagement prévu par simulation numérique en utilisant le modèle DFH multi-échelle. En considérant les différentes conditions de symétrie (plans de symétrie suivant la largeur et suivant l’épaisseur du carreau de céramique), seul un quart du carreau de céramique et du projectile a été maillé. Une taille de maille de 0,3 mm a été utilisée et un maillage structuré a été considéré. Une vitesse initiale de 180 m/s a été appliquée au projectile dont le comportement a été considéré comme élastique parfaitement plastique. Une étude de sensibilité des résultats de simulation numérique à la taille de maille et à l’orientation du maillage a par ailleurs été réalisée et est présentée en Annexe B. Le maillage utilisé pour réaliser les simulations d’impact sur la tranche est présenté Fig. 6.5 (le même maillage ainsi que les mêmes conditions initiales et conditions aux limites ont été utilisés pour réaliser les simulations d’impact sur la tranche en configuration ouverte et en configuration sarcophage).

La section 5.6 nous ayant permis d’ajuster les paramètres de Weibull pour cha-

cune des nuances étudiées, l'ensemble des simulations numériques de ce chapitre sont réalisés avec les nouveaux paramètres.

La Fig. 6.6 présente une comparaison entre la séquence d'images obtenue par caméra ultra-rapide lors d'un impact sur la tranche en configuration ouverte sur Hexoloy® et le champ d'endommagement prévu par simulation numérique en utilisant le modèle DFH et les paramètres de Weibull réajustés de l'Hexoloy®.

Nous pouvons observer une bonne corrélation entre l'évolution de l'endommagement observée expérimentalement par caméra ultra-rapide et celle prévue par le modèle DFH. En effet, lors des deux premières microsecondes, seules les fissures radiales et les fissures coniques sont obtenues par simulation, à l'instar des observations expérimentales. A partir de la 3<sup>ème</sup> microseconde, les premières fissures de détente sont initiées. L'utilisation des paramètres de Weibull des trois autres nuances conduit également à une bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques. Ces calculs confirment que les paramètres de Weibull (et donc la microstructure de la céramique) ont peu d'influence sur l'évolution et la propagation de l'endommagement dans la céramique mais une forte influence sur l'intensité de l'endommagement (densité de fissures).

### 6.2.2 Configuration sarcophage

Des essais d'impact sur la tranche ont été réalisés en configuration sarcophage. Cette configuration permet de récupérer une céramique endommagée dont les fragments sont gardés proches de leur position initiale. Après infiltration et polissage de la céramique, il est alors possible de quantifier la densité de fissuration créée par l'impact. La configuration expérimentale utilisée pour réaliser les essais d'impact sur la tranche en configuration sarcophage est proche de celle utilisée pour réaliser les essais en configuration ouverte, la seule différence étant que le carreau de céramique a été placé dans un sarcophage en aluminium. La Fig. 6.7 présente le sarcophage utilisé après un impact sur la tranche et après avoir retiré l'une des faces latérales.

Le sarcophage utilisé est constitué d'un assemblage de plaques vissées, permettant de pouvoir contrôler le jeu latéral entre les plaques et la céramique. Des cartons sont placés entre la céramique et le sarcophage afin de créer une rupture d'impédance et ainsi éviter que le sarcophage ait une influence sur la fragmentation de la céramique. Le carreau est également placé dans un film plastique. Cela permet, en

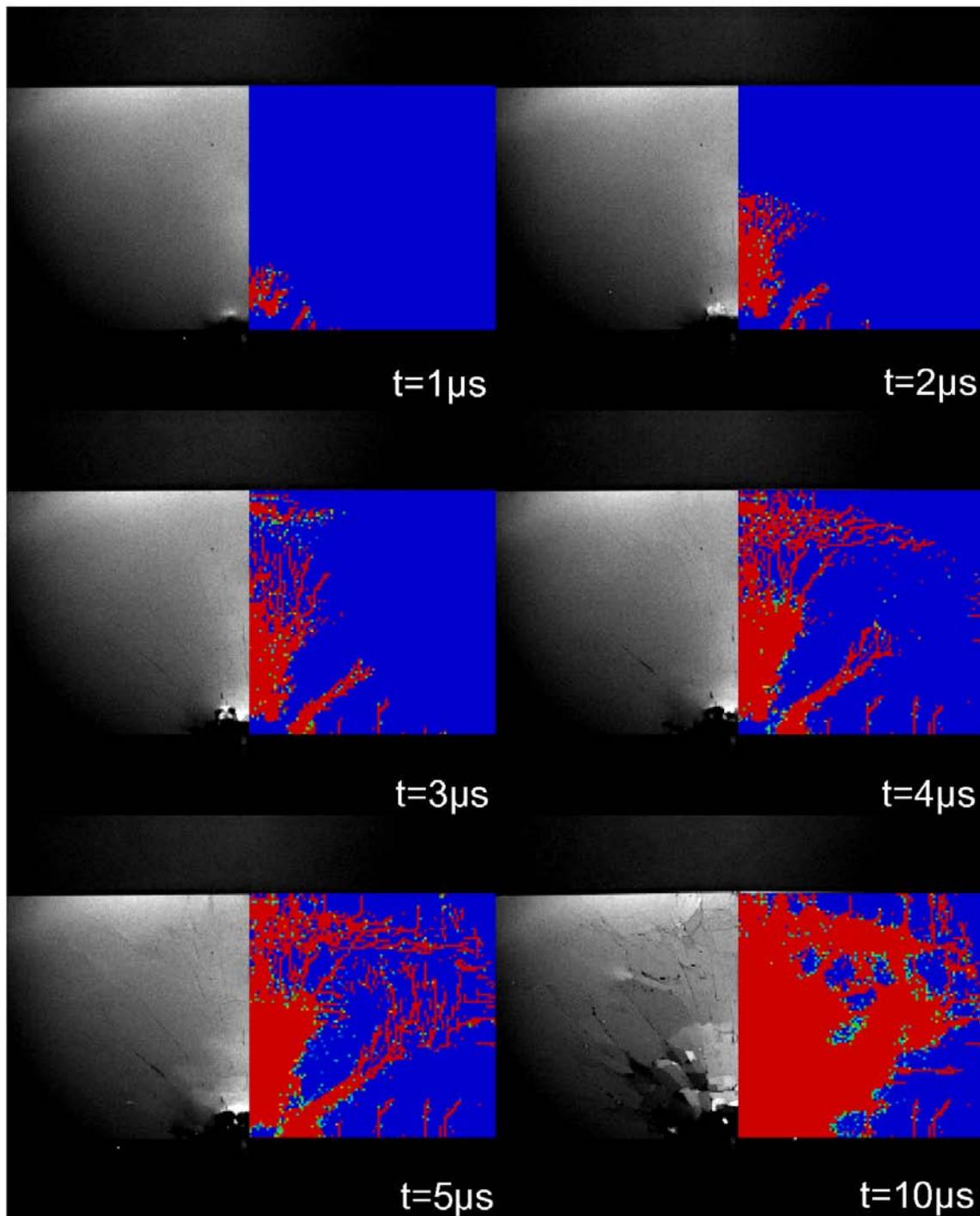


Fig. 6.6 – Comparaison entre la séquence d’images obtenues par caméra ultra-rapide lors d’un essai d’impact sur la tranche sur Hexoloy<sup>®</sup> et le champ d’endommagement prévu par le modèle DFH en utilisant les paramètres de Weibull réajustés de l’Hexoloy<sup>®</sup>

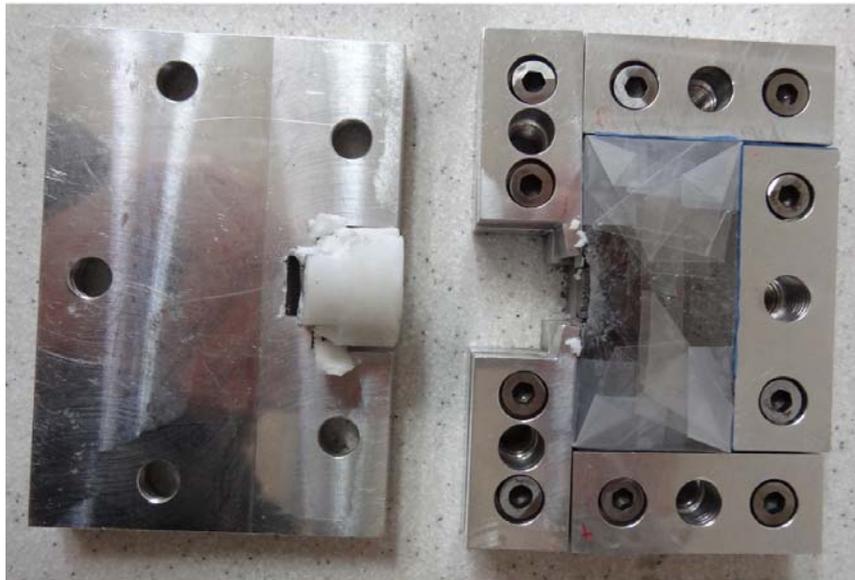


Fig. 6.7 – Sarcophage récupéré après un impact sur la tranche

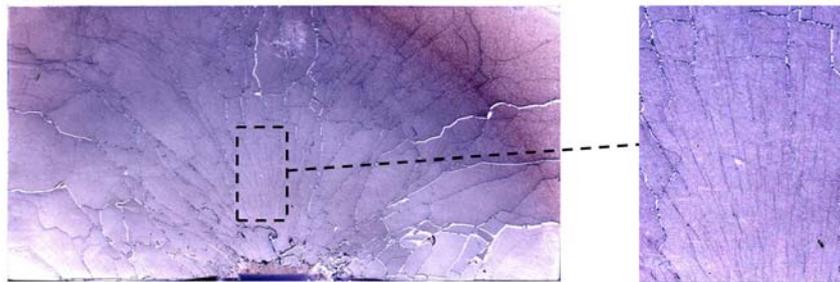


Fig. 6.8 – Mise en évidence de la multifissuration lors d'un impact sur la tranche sur une céramique SPS-L

plus d'augmenter la rupture d'impédance, de faciliter son infiltration après impact.

Les essais d'impact sur la tranche en configuration sarcophage permettent d'étudier l'interaction entre les fissures. Ainsi, la Fig. 6.8 présentant un agrandissement de la zone d'observation pour une nuance SPS-L, permet de mettre en évidence le phénomène de multifissuration sous chargement dynamique. En effet, la fissuration radiale n'est pas constituée de longues fissures uniques parcourant la totalité du carreau mais est le résultat de l'amorçage et de la propagation de nombreuses fissures initiées aléatoirement dans le carreau. Cette observation permet de confirmer l'importance des mécanismes physiques de croissance des fissures et d'occultation des défauts décrits dans le modèle de fragmentation dynamique (cf. section 5.2).

La Fig. 6.9 présente une observation post-mortem après infiltration et polissage des éprouvettes de chacune des nuances ayant subi un impact sur la tranche en confi-

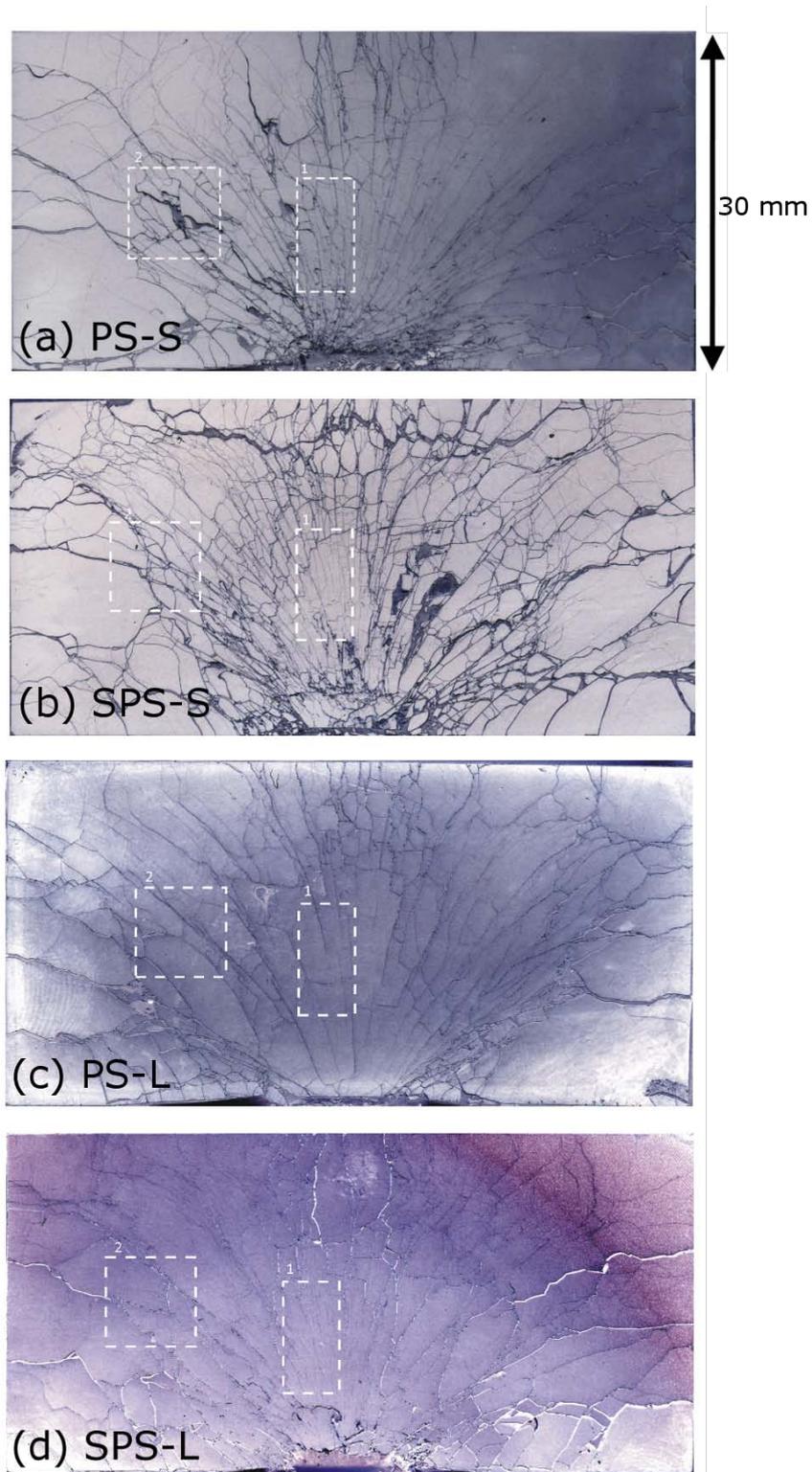


Fig. 6.9 – Observation après infiltration et polissage des éprouvettes de chacune des nuances ayant subi un impact sur la tranche en configuration sarcophage (en fausses couleurs)

guration sarcophage. Nous pouvons tout d'abord observer que chacune des nuances de céramique présente un endommagement et une fissuration intense, à l'instar des observations réalisées par essais d'impact sur la tranche en configuration ouverte. Les différents types de fissures présentés section 2.3 sont visibles sur chacune des observations, à savoir les fissures radiales situées dans l'axe du projectile, les fissures coniques situées de part et d'autre de la zone de fissuration radiale et formant une zone à l'extérieur de laquelle la densité de fissuration chute, et également les fissures de détente. Les fissures de détente sont tellement nombreuses qu'il est difficile de distinguer clairement les fissures d'écaillage.

Nous remarquons également, conformément aux résultats obtenus lors des essais d'impact sur la tranche en configuration ouverte, une influence de la nuance de céramique et donc de la microstructure du matériau sur sa fragmentation. Ainsi, les nuances frittées en phase solide (PS-S et SPS-S) présentent à première vue une densité de fissuration très élevée et supérieure à celle des nuances frittées en phase liquide (PS-L et SPS-L).

Il est possible, en se basant des observations post-mortem des carreaux de céramique fragmentée infiltrés et polis, de quantifier la densité de fissuration pour chacune des nuances. Deux zones distinctes sont considérées (zones délimitées par des tirets blancs). La première zone est située dans l'axe du projectile et a une dimension de  $10 \times 5 \text{ mm}^2$ . La seconde zone est située au milieu de l'une des moitiés des carreaux et a une dimension de  $8 \times 8 \text{ mm}^2$  (cf. Fig. 6.9). Des arcs de cercle centrés sur le point d'impact nous ont permis de calculer la distance moyenne entre chaque fissure. Seules les fissures radiales sont considérées.

La Fig. 6.10 regroupe les densités de fissuration moyennes, maximales et minimales déterminées dans chaque zone et pour chacune des céramiques après un essai d'impact sur la tranche. Nous observons dans un premier temps que la densité de fissuration est légèrement plus faible dans la seconde zone. L'éloignement moyen par rapport au point d'impact légèrement plus élevée dans la seconde zone que dans la première zone peut expliquer la baisse de densité de fissuration.

Nous constatons également que la densité de fissuration maximale dans la première zone (c'est-à-dire dans l'axe du point d'impact) est similaire entre les nuances Hexoloy<sup>®</sup>, SPS-S et SPS-L et est plus élevée que dans le cas de la nuance PS-L. Dans la seconde zone, les densités de fissuration de chacune des nuances sont du même

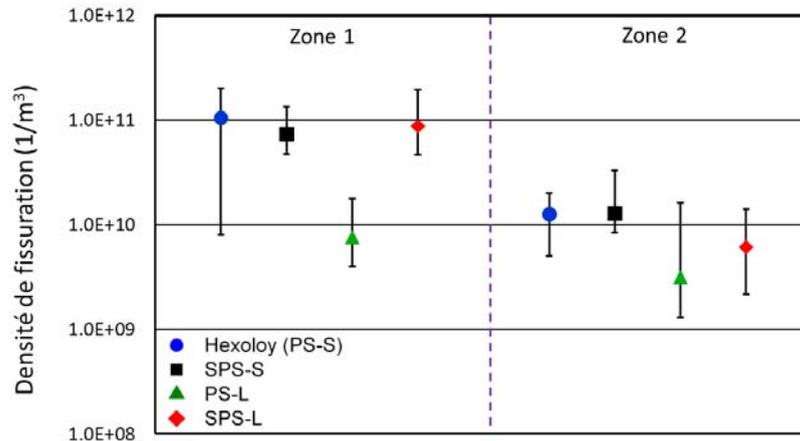


Fig. 6.10 – Densités de fissuration moyennes, minimales et maximales déterminées dans chacune des zones et pour chaque nuance de carbure de silicium fragmentée après un impact sur la tranche

ordre de grandeur. Cependant, les deux nuances frittées en phase solide montrent une densité de fissuration dans cette zone légèrement supérieure à celle des deux nuances frittées en phase liquide.

Les densités de fissuration plus intenses observées pour les nuances Hexoloy<sup>®</sup> et SPS-S par rapport à celles de la nuance PS-L confirment les premières observations issues des essais d'impact sur la tranche en configuration ouverte. Cependant, les séquences d'images obtenues par caméra ultra-rapide semblaient montrer que la nuance SPS-L présente une densité de fissuration moindre que celles des deux nuances frittées en phase solide. Cette observation n'est vérifiée que dans la seconde zone. La Fig. 6.8 a montré l'amorçage dans l'axe du projectile (et donc dans la zone 1) d'un nombre très élevé de petites et fines fissures qui ne peuvent pas être observables sur les images de caméra ultra-rapide.

Une comparaison entre les observations post-mortem des carreaux de céramique fragmentés et les densités de fissuration prévues par le modèle DFH pour chacune des nuances avant et après réajustement des paramètres de Weibull est proposée Fig. 6.11 et Fig. 6.12. Nous pouvons constater que les champs de densité de fissuration prévus par le modèle DFH avant réajustement sont très différents d'une céramique à l'autre, ce qui semble en désaccord avec les résultats expérimentaux. Ceci est particulièrement vrai en comparant les nuances Hexoloy<sup>®</sup> et SPS-S. En effet, alors que les densités de fissuration de ces deux nuances sont très proches dans la zone 1 et dans la zone 2, le modèle prévoit, avant réajustement, des densités de

fissuration pour la nuance SPS-S plus grandes d'un ordre de grandeur par rapport à l'Hexoloy<sup>®</sup>. Après réajustement des paramètres de Weibull, nous remarquons des champs de densité de fissuration relativement similaires d'une céramique à l'autre, à l'instar des valeurs déterminées expérimentalement d'une nuance à l'autre. Le réajustement des paramètres de Weibull a conduit à des modules de Weibull très proches pour les nuances Hexoloy<sup>®</sup>, SPS-L et SPS-L (à savoir environ 9,2) et à une légère augmentation du module de Weibull de la nuance PS-L qui présentait initialement le module de Weibull le plus faible, pouvant expliquer les champs de densité de fissuration similaires obtenus par simulation numérique.

Après réajustement, les simulations numériques prévoient une densité de fissuration très majoritairement comprise entre  $10^{11}$  et  $10^{12}$  fissures/m<sup>3</sup> avec des valeurs maximales de  $10^{13}$  fissures/m<sup>3</sup> dans l'axe de l'impact pour les nuances frittées en phase solide (Hexoloy<sup>®</sup> et SPS-S) et pour la nuance SPS-L. Dans le cas de la nuance PS-L, des densités de fissuration équilibrées entre  $10^{10}$  et  $10^{12}$  fissures/m<sup>3</sup> sont prévues par le modèle. De plus, il est à noter que la faible contrainte moyenne à rupture des paramètres de l'Hexoloy<sup>®</sup> conduit à une taille plus importante de la zone intensément fragmentée pour cette nuance.

Dans le cas de la nuance PS-L, le modèle prévoit une importante sur-estimation de la densité de fissuration en comparaison des valeurs déterminées expérimentalement pour cette nuance puisque seul peu d'éléments présentent, dans l'axe de l'impact, une densité de fissuration comprise entre  $10^9$  et  $10^{10}$  fissures/m<sup>3</sup>. Dans le cas des autres nuances (Hexoloy<sup>®</sup>, SPS-S et SPS-L), le modèle prévoit une densité de fissuration dans le même ordre de grandeur que celles déterminées expérimentalement. En considérant la seconde zone, les densités de fissuration prévues par simulation numérique sont très proches de celles déterminées expérimentalement pour l'ensemble des nuances.

Plusieurs causes peuvent être à l'origine de la sur-estimation de la densité de fissuration par simulation numérique. Il est tout d'abord probable, comme l'a précisé [Rossiquet \(2012\)](#), que les conditions de choc et les conditions aux limites soient "moins idéales" expérimentalement par rapport à celles imposées dans les simulations numériques. Il a également évoqué une possible sous-estimation de la densité de fissuration liée à l'observation des fissures sur les échantillons. En effet, il est tout à fait possible que de nombreuses fissures, particulièrement les fissures courtes et peu

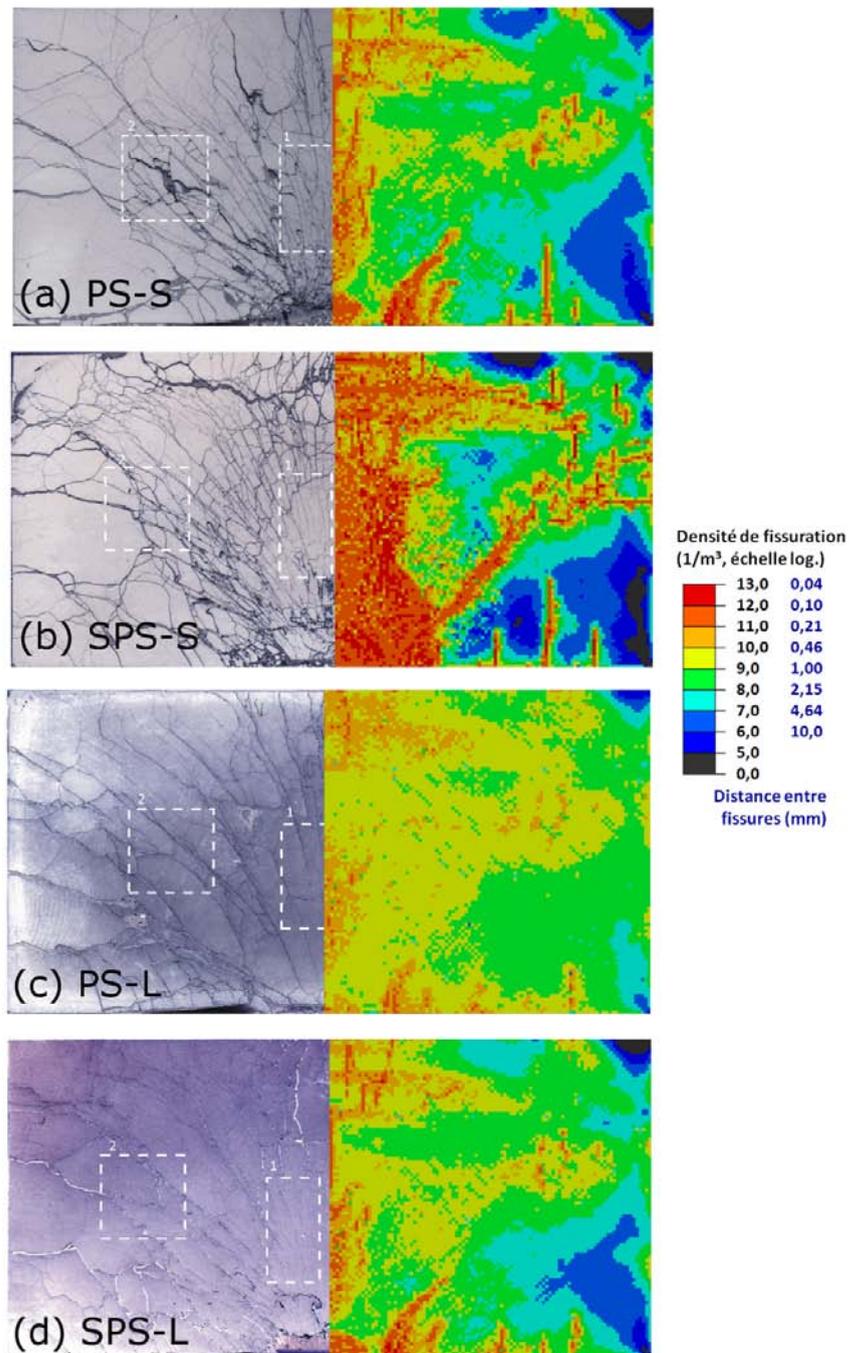


Fig. 6.11 – Comparaison entre les observations après infiltration et polissage des éprouvettes de chacune des nuances ayant subi un impact sur la tranche et les densités de fissuration prévues par le modèle DFH en utilisant les paramètres de Weibull initiaux

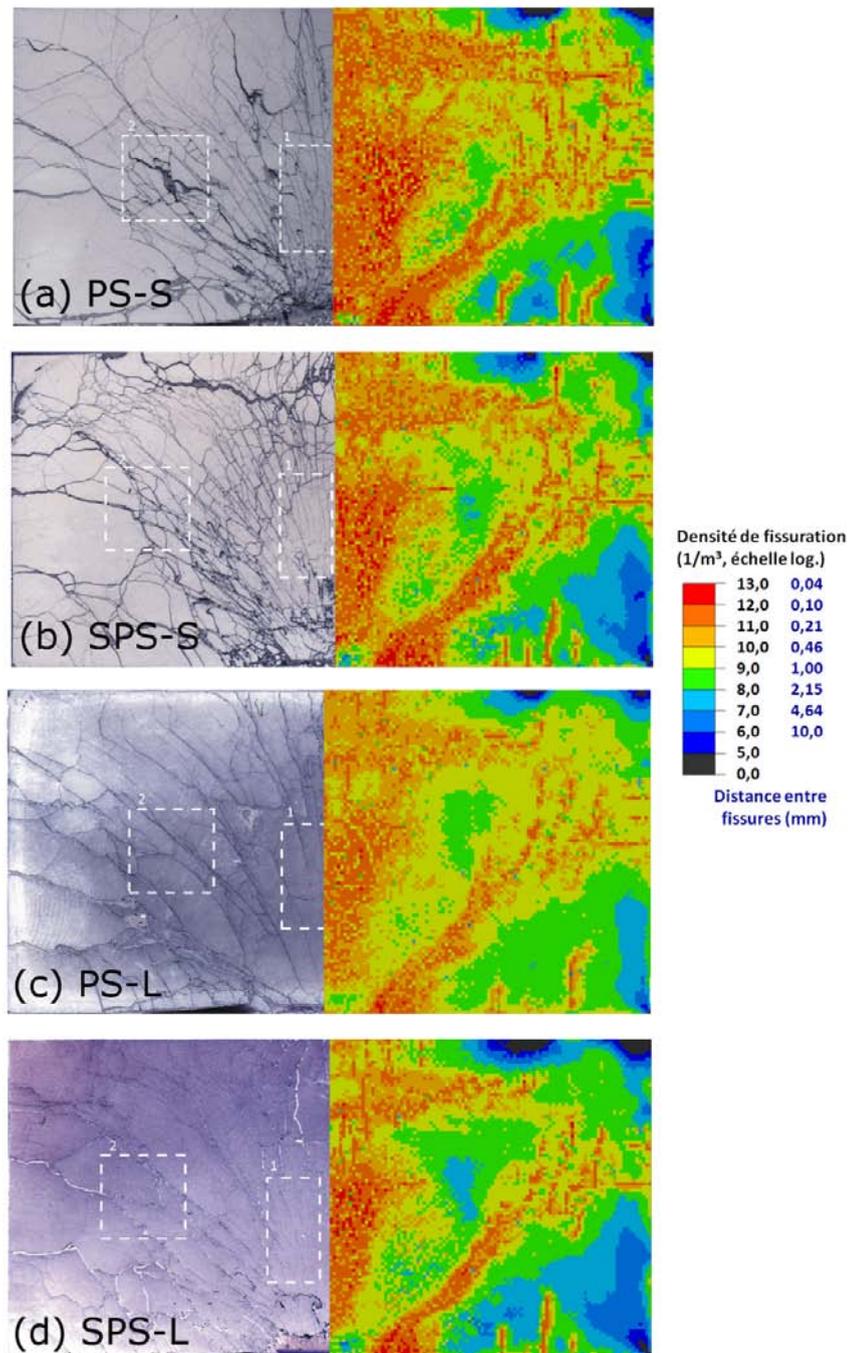


Fig. 6.12 – Comparaison entre les observations après infiltration et polissage des éprouvettes de chacune des nuances ayant subi un impact sur la tranche et les densités de fissuration prévues par le modèle DFH en utilisant les paramètres de Weibull réajustés

ouvertes ne soient pas observables en optique.

## 6.3 Comportement sous impact de la céramique fragmentée : essais d'impact tandem

Dans le but de caractériser le comportement dynamique de la céramique fragmentée, un essai d'impact innovant, pouvant être qualifié d'essai d'impact tandem ou d'essai d'impact en deux temps a été imaginé et développé par [Forquin \(2011\)](#). Il consiste, dans un premier temps, à faire impacter un projectile cylindrique semblable à celui utilisé pour réaliser les essais d'impact sur la tranche sur un carreau de céramique dans le but de le fragmenter tout en empêchant le moindre mouvement de fragments. Dans un second temps, un projectile à nez conique vient impacter la céramique fragmentée dont on aura ôté les systèmes de confinement.

### 6.3.1 Fragmentation sous impact normal

Le premier impact est qualifié d'impact normal puisque la direction de l'impact est perpendiculaire à l'une des faces d'un carreau de céramique et non plus à la tranche d'un carreau. La dimension du carreau de céramique est de  $60 \times 60 \times 8 \text{ mm}^3$ .

Dans le but de réimpacter la céramique fragmentée pour en caractériser son comportement, il est nécessaire de dimensionner l'essai d'impact normal de telle sorte que :

- aucune éjection ni mouvement de fragments n'aient lieu et particulièrement dans la zone proche du point d'impact. Pour cela, un système de confinement est nécessaire en plus du sarcophage extérieur
- la fragmentation de la céramique soit la plus homogène possible dans l'axe de l'impact et dans son voisinage.

#### 6.3.1.1 Dimensionnement des essais d'impact normal

La phase de dimensionnement a eu pour but de déterminer la taille et la géométrie du système de confinement permettant de satisfaire les deux conditions citées ci-dessus. Trois types de systèmes de confinement ont été étudiés (cf. [Fig. 6.13](#)) ([Zinszner et al., 2012](#)). Le matériau constitutif des systèmes de confinement est de l'acier.

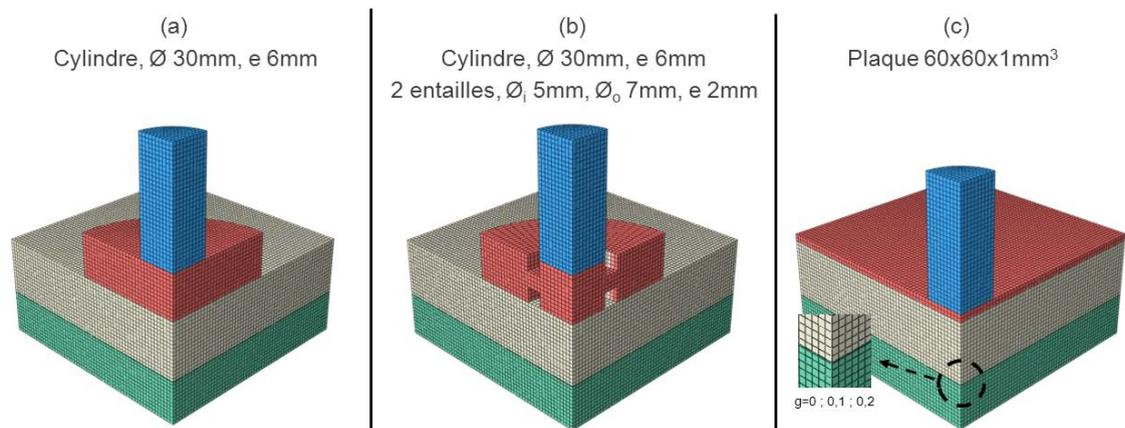


Fig. 6.13 – Dimensionnement de l'essai d'impact normal. Bleu : projectile, rouge : système de confinement en acier, gris : carreau de céramique, vert : backing en aluminium

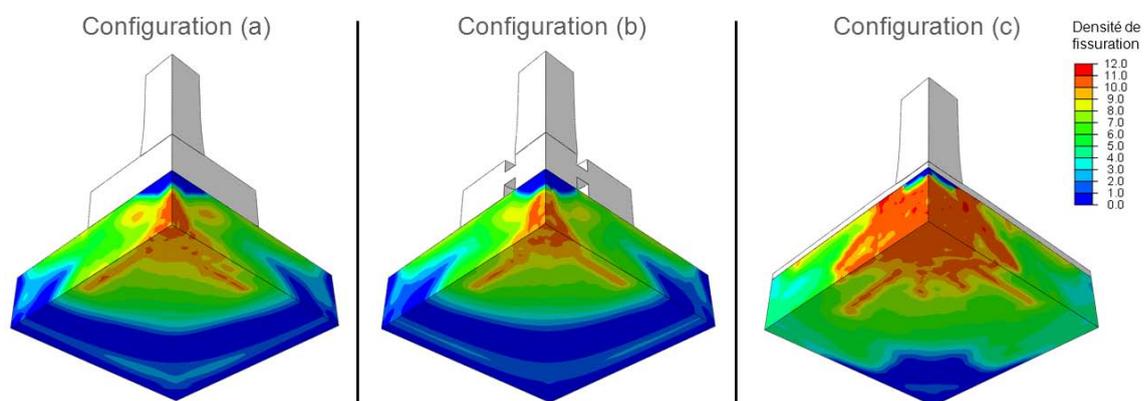


Fig. 6.14 – Influence de la géométrie du système de confinement sur la densité de fissuration de la céramique. Un jeu initial de 0,1 mm entre la céramique et le backing d'aluminium a été considéré dans ces simulations

La première géométrie de confinement étudiée est un cylindre en acier de diamètre 30 mm et d'épaisseur 6 mm (cf. Fig. 6.13(a)). Le second système de confinement est similaire au premier. La seule différence est la présence de deux entailles dans le but d'augmenter la mobilité de la partie centrale et donc la pression de confinement (cf. Fig. 6.13(b)). Le troisième type de confinement étudié est une simple plaque d'épaisseur 1 mm et recouvrant la totalité du carreau de céramique (cf. Fig. 6.13(c)).

Des simulations numériques ont été réalisées sur Abaqus en utilisant le modèle DFH et les paramètres de Weibull initiaux de l'Hexoloy<sup>®</sup>. Une comparaison est proposée Fig. 6.14 entre les trois types de systèmes de confinement en termes de densité de fissuration. Nous constatons Fig. 6.14 que la configuration (c) permet d'obtenir

une densité de fissuration homogène dans l'axe du projectile et sur un volume plus étendu en comparaison des densités de fissuration obtenues avec les deux premières configurations. L'influence d'un jeu initial entre la céramique et le backing d'aluminium a également été testée. Les simulations numériques ont montré que l'utilisation d'un jeu initial de 0,1 mm permettait d'obtenir une meilleure homogénéité de la densité de fissuration dans l'axe de l'impact en comparaison de celle obtenue sans jeu initial du fait d'une réflexion d'onde totale en face arrière de la céramique. Ainsi, la troisième configuration a été retenue pour réaliser les essais d'impact normal. Un jeu initial de 0,1 mm a été réalisé en plaçant des petites plaques métalliques de 0,1 mm d'épaisseur aux quatre coins du backing d'aluminium. La configuration initiale est donc composée de trois couches : une plaque de confinement de 1 mm d'épaisseur, le carreau de céramique de 6 mm d'épaisseur et le backing d'aluminium épais de 8 mm.

### 6.3.1.2 Réalisation des essais et présentation des résultats

Afin de maintenir en place l'ensemble des constituants (plaque de confinement, carreau de céramique, backing en aluminium), un sarcophage a été utilisé. Les différents constituants de l'assemblage expérimental sont présentés Fig. 6.15(a). Un perçage circulaire est réalisé dans la plaque arrière du sarcophage dans le but de pouvoir réaliser une mesure de vitesse en face arrière du backing d'aluminium. À l'instar des essais d'impact sur la tranche en configuration sarcophage, des morceaux de carton ont été placés entre les plaques latérales du sarcophage et le carreau de céramique dans le but de créer une rupture d'impédance. Une photographie de la configuration expérimentale est proposée Fig. 6.15(b).

Trois essais d'impact normal ont été réalisés sur chacune des nuances et dans les mêmes conditions d'impact. La vitesse d'impact est comme précédemment comprise entre 170 et 190 m/s.

La Fig. 6.16 présente une photographie d'un carreau d'Hexoloy<sup>®</sup> fragmenté après un impact normal et après retrait de la face avant du sarcophage et de la plaque de confinement. Nous pouvons tout d'abord remarquer que, grâce au sarcophage et au système de confinement, une céramique fragmentée a été récupérée et qu'aucune éjection de fragments n'a eu lieu. La face avant du carreau de céramique fragmenté est composée de fissures radiales dues aux contraintes de traction orthoradiales et de fissures circulaires liées aux ondes de surface telles que les ondes de Rayleigh.

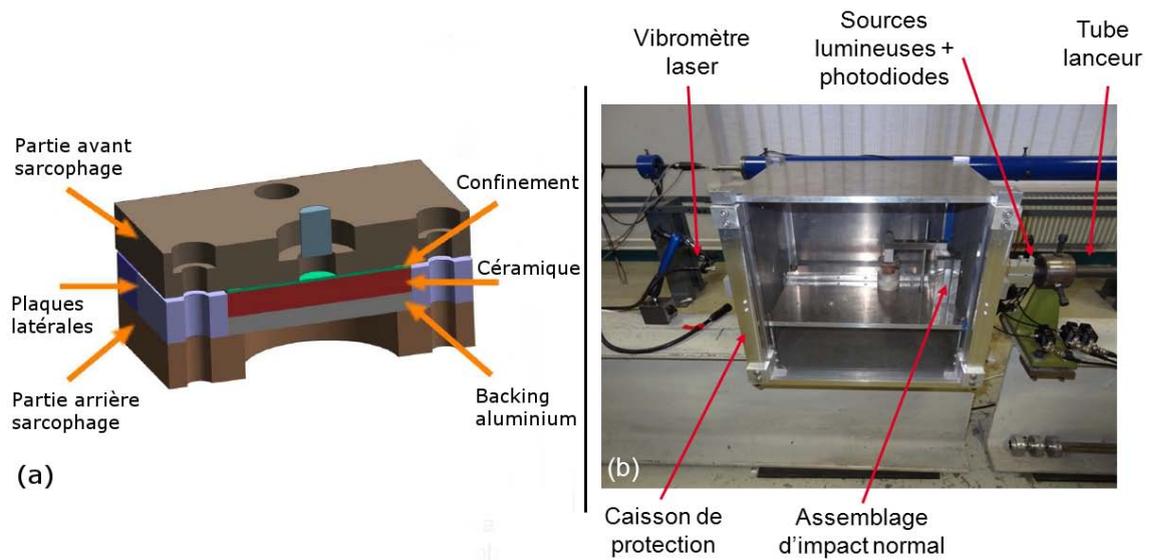


Fig. 6.15 – Essai d'impact normal : (a) présentation des différents constituants de l'assemblage d'impact normal, (b) mise en place de la configuration expérimentale

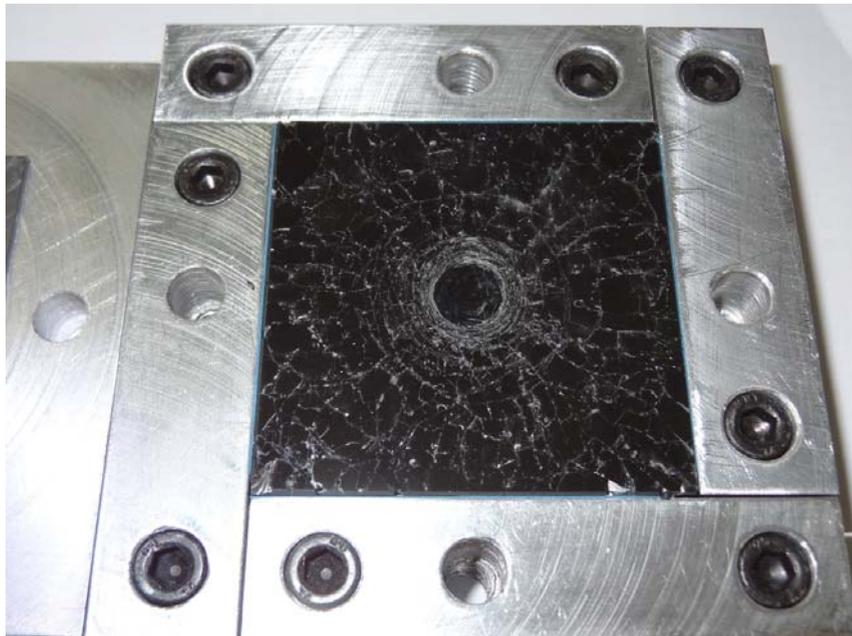


Fig. 6.16 – Faciès post-mortem de la face avant d'un carreau de céramique Hexoloy<sup>®</sup> fragmenté après un essai d'impact normal

De plus, la fragmentation est de plus en plus intense au fur et à mesure que l'on se rapproche du lieu d'impact. Sous le point d'impact, la fragmentation de la céramique semble à première vue très faible mais il est difficile de déterminer à partir de cette photographie l'état réel de la céramique. Des faciès similaires ont été obtenus après chacun des essais sur des céramiques de même nuance. Cependant, dans le cas de la nuance SPS-L, une fragmentation plus irrégulière est observée.

Il est possible, à partir des carreaux de céramique fragmentés par impact normal, soit de les infiltrer de résine et de les polir pour réaliser une étude post-mortem plus précise, soit de les réimpacter par un projectile à nez conique dans le but de pouvoir déterminer le comportement résiduel de la céramique fragmentée. Pour chacune des nuances, un carreau de céramique fragmenté a été infiltré et poli. Les deux autres carreaux ont fait l'objet d'un second impact avec un projectile à nez conique.

### 6.3.1.3 Étude post-mortem

La Fig. 6.17 présente les faciès observés sur la face arrière de chacune des nuances après infiltration et polissage des carreaux de céramique fragmentés. Nous observons que les observations post-mortem réalisées en face avant et en face arrière du carreau de céramique présentent des similarités. En face arrière, située dans l'axe du point d'impact, une zone intensément fragmentée composée de fissures n'ayant pas d'orientations particulières est visible. En s'éloignant de cette zone, nous pouvons observer les fissures radiales dues aux contraintes de traction orthoradiales et des fissures circulaires connectées orthogonalement aux fissures radiales. La densité de fissuration a été calculée dans deux zones circulaires de chacun des carreaux. La première zone, dont le rayon est d'environ 7,2 mm, correspond à la zone intensément fissurée située au centre du carreau. La seconde zone, dont le rayon est de 12,5 mm, correspond à une zone à l'intérieur de laquelle les fissures radiales et circulaires sont observables (cf. Fig. 6.19). Cependant, seules les fissures radiales ont été considérées dans la seconde zone pour déterminer la densité de fissuration.

Le Tab. 6.1 présente les densités de fissuration calculées dans chacune des zones et pour chaque nuance de carbure de silicium. Nous pouvons tout d'abord observer que la densité de fissuration décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre du carreau de céramique. Il est également observé que les nuances Hexoloy<sup>®</sup> et SPS-S présentent des densités de fissuration proches. La nuance PS-L présente quant à elle, à l'instar du carreau fragmenté après un impact sur la tranche, des densités

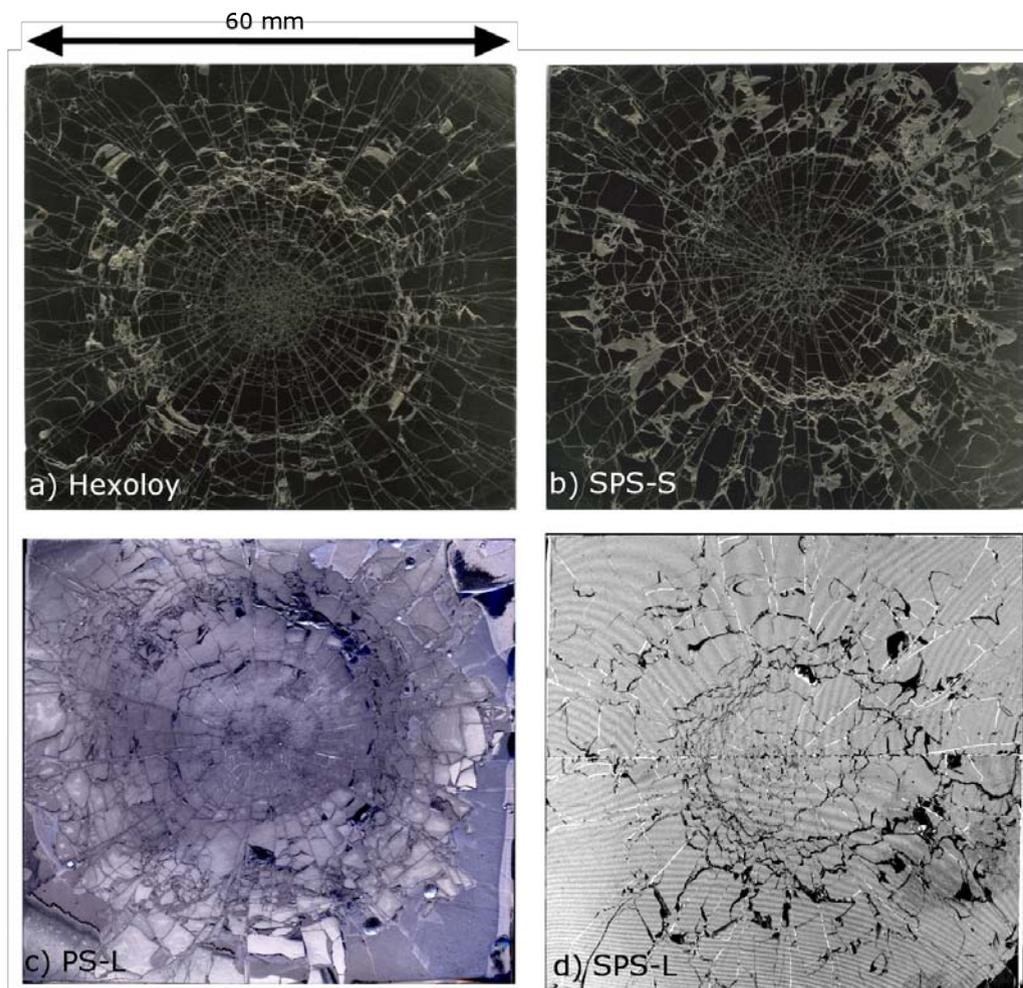


Fig. 6.17 – Faciès post-mortem observés sur la face arrière des carreaux de céramique après un impact normal

	Zone 1	Zone 2
Hexoloy <sup>®</sup>	$8,9.10^{10}$	$8,5.10^9$
SPS-S	$7,3.10^{10}$	$1,1.10^{10}$
PS-L	$9,8.10^9$	$6,5.10^8$
SPS-L	$8,6.10^8$	$8,3.10^8$

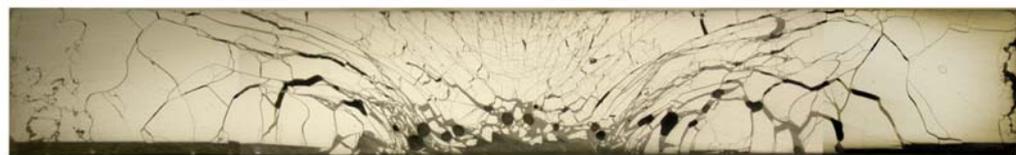
Tab. 6.1 – Densités de fissuration (en fissures/m<sup>3</sup>) déterminées en face arrière des carreaux de céramique fragmentés après un impact normal

de fissuration bien plus faibles que les nuances Hexoloy<sup>®</sup> et SPS-S. Cependant, la nuance SPS-L présente après un impact normal des densités de fissuration très faibles en comparaison de celles observées suite à un essai d'impact sur la tranche. Ceci peut être dû à de mauvaises conditions d'impact ou à l'inhomogénéité de sa microstructure.

Afin d'analyser les différents types de fissures observées en face avant et en face arrière mais également de pouvoir étudier la fragmentation au cœur du carreau de céramique, une coupe a été réalisée dans la largeur de chaque carreau de céramique fragmenté après impact normal. Les différentes vues en coupe sont présentées Fig. 6.18. Nous pouvons tout d'abord observer grâce aux vues en coupe que le faciès de fissuration des carreaux de céramique impactés par impact normal est similaire à celui occasionné par un impact sur la tranche, montrant ainsi que les mêmes mécanismes sont activés quelque soit le type d'impact.

Malgré le manque de fragments visibles dans certains cas proche du point d'impact (ces fragments ont pu se mouvoir lors de l'infiltration), nous constatons que la céramique présente également une fragmentation intense sous le point d'impact, ce qui n'avait pas pu être vérifié après observation des faces avant. La zone extrêmement fissurée observée sur la face avant des carreaux de céramique proche du point d'impact correspond au début de la zone de fissuration conique. L'intersection entre les fissures coniques et la face arrière est également facilement visible sur la face arrière sous forme d'un cercle composé de fissures très ouvertes. Ces vues en coupe permettent également de confirmer que les fissures circulaires observées sur la face avant sont dues aux ondes de surface telles que les ondes de Rayleigh. Le long de l'axe d'impact, la fragmentation est intense et homogène et est composée de multiples fissures radiales et de détente.

La densité de fissuration a été calculée le long de l'axe d'impact dans une zone rectangulaire de largeur 5 mm en suivant la méthode utilisée pour déterminer la



a) Hexoloy



b) SPS-S



c) PS-L



d) SPS-L

Fig. 6.18 – Vue en coupe des carreaux de céramique fragmentés après un impact normal

Matériau	Densité de fissuration
Hexoloy <sup>®</sup>	$1,5 \cdot 10^{11}$
SPS-S	$5,0 \cdot 10^{10}$
PS-L	$1,2 \cdot 10^{10}$
SPS-L	$3,0 \cdot 10^9$

Tab. 6.2 – Densités de fissuration (en fissures/m<sup>3</sup>) moyennes déterminées le long de l'axe d'impact après un impact normal

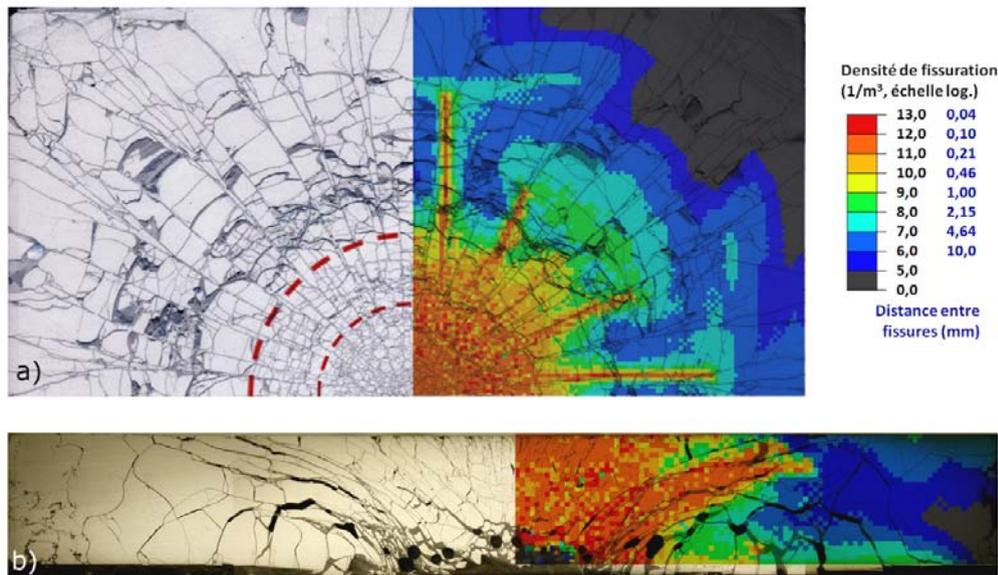


Fig. 6.19 – Comparaisons entre les observations post-mortem de : a) la face arrière, b) la vue en coupe de l'éprouvette d'Hexoloy<sup>®</sup> fragmentée par un essai d'impact normal et le champ de densité de fissuration prévu par le modèle DFH

densité de fissuration lors des essais d'impact sur la tranche (utilisation d'arcs de cercle centrés sur le point d'impact). Le détail des densités de fissuration obtenues est présenté Tab. 6.2. Nous constatons que pour l'ensemble des nuances, les densités de fissuration déterminées le long de l'axe d'impact sont similaires à celles calculées dans la zone de fissuration intense sur la face arrière.

#### 6.3.1.4 Confrontations expériences-calculs

La Fig. 6.19 présente une comparaison entre les observations post-mortem en face arrière et en vue en coupe du carreau d'Hexoloy<sup>®</sup> avec les densités de fissuration prévues par le modèle DFH en utilisant les paramètres de Weibull réajustés de cette même nuance.

La Fig. 6.19(a) montre que le modèle DFH prévoit, comme cela a été mesuré, une

baisse de la densité de fissuration au fur et à mesure de l'éloignement du point d'impact. De plus, il reproduit également convenablement les différentes zones comme la zone de fissuration intense au centre de la face arrière et la zone de transition où l'on commence à distinguer les fissures radiales et circulaires. Le cercle correspondant à l'intersection entre les fissures coniques et la face arrière, au delà duquel de gros fragments sont visibles, est également bien reproduit. La Fig. 6.19(b) montre également une bonne aptitude du modèle DFH à situer la zone de fissuration conique. Dans l'axe du projectile et au centre de la face arrière, une densité de fissuration de l'ordre de  $8,9 \cdot 10^{10}$  et  $1,5 \cdot 10^{11}$  fissures/m<sup>3</sup> a été déterminée expérimentalement et est convenablement prévue par simulation numérique. La densité de fissuration dans la zone de transition, évaluée à  $8,5 \cdot 10^9$  fissures/m<sup>3</sup>, est également bien reproduite par simulation numérique. De très bonnes comparaisons entre observations expérimentales et numériques ont également été observées pour la nuance SPS-S. Cependant, dans le cas des nuances PS-L et SPS-L, une sur-estimation de la densité de fissuration par le modèle DFH a été observée mais les différentes zones caractéristiques sont bien reproduites.

Les différentes observations post-mortem des faces avant, faces arrières ou encore vues en coupe ont permis de vérifier que, conformément aux résultats obtenus par l'étude de dimensionnement, les essais d'impact normal occasionnent une fragmentation intense et homogène de la céramique et particulièrement dans le voisinage et dans l'axe du point d'impact.

### 6.3.2 Essais d'impact perforant

Les essais d'impact perforant constituent la seconde étape des essais tandem, à savoir les essais d'impact avec un projectile à tête conique sur céramique préalablement fragmentée. Le but de ces essais est d'aider à la construction et/ou à la validation d'une loi de comportement permettant de modéliser le comportement d'une céramique fragmentée.

Après avoir retiré la face avant du sarcophage et la plaque de confinement, le sarcophage contenant la céramique fragmentée est remplacé orthogonalement par rapport à l'axe d'impact. Les projectiles utilisés comportent un nez conique dont l'angle au sommet est égal à 90°. La longueur des projectiles est de 18,3 mm et leur masse est égale à la masse des projectiles cylindriques préalablement utilisés (à savoir 9,3 g).

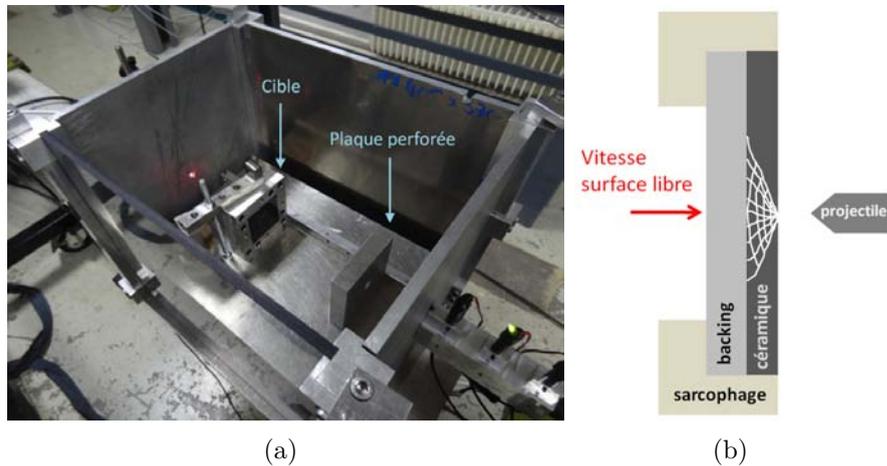


Fig. 6.20 – Essais d’impact perforant sur céramique fragmentée : a) photographie du montage utilisé, b) schéma de la cible

Un sabot en Téflon<sup>®</sup> est, comme précédemment, utilisé pour guider le projectile dans le tube lanceur. Cependant, il est nécessaire, dans le cadre de ces essais, de retirer entièrement le sabot au début du vol libre du projectile de manière à ce que ce dernier impacte seul la céramique fragmentée. Pour cela, une plaque perforée a été placée peu après la bouche du tube lanceur. L’interaction entre le projectile et la cible est filmée à l’aide d’une caméra ultra-rapide Shimadzu et le temps inter-image est fixé à  $8 \mu\text{s}$ . La configuration expérimentale est présentée Fig. 6.20.

Une mesure de vitesse est effectuée en face arrière du backing d’aluminium. Cette mesure de vitesse constitue un diagnostic essentiel pour la suite de cette étude, en plus de servir de trigger à la caméra Shimadzu.

Deux essais complémentaires ont été réalisés (également avec le projectile à nez conique) : l’un est un essai d’impact sur un carreau d’Hexoloy<sup>®</sup> sain, l’autre est un essai d’impact sur un backing d’aluminium seul. Ils servent de comparaison avec les résultats obtenus avec un matériau endommagé et aident à comprendre le rôle et le comportement de la céramique fragmentée.

La Fig. 6.21 présente une séquence de six images obtenues par caméra ultra-rapide lors de l’essai d’impact perforant sur l’un des carreaux d’Hexoloy<sup>®</sup> fragmenté.

Durant les premières centaines de microsecondes après impact, nous observons que seuls les fragments situés dans le voisinage du point d’impact sont éjectés. L’analyse des différentes séquences d’images obtenues montre que le projectile est stoppé plus ou moins rapidement par la céramique fragmentée. Ainsi, les deux essais d’im-

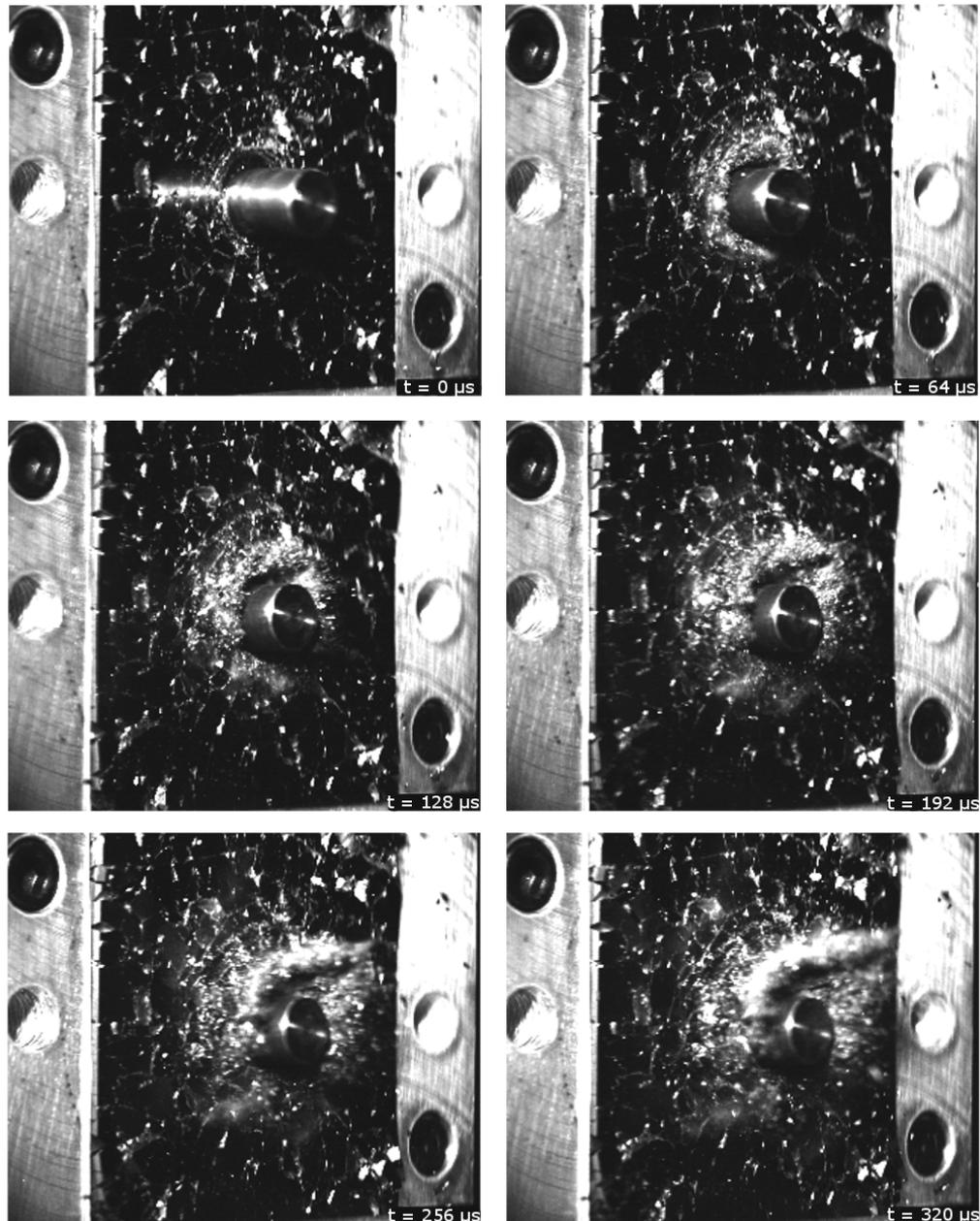


Fig. 6.21 – Séquence d'images obtenues par caméra ultra-rapide lors de l'essai d'impact perforant sur Hexoloy<sup>®</sup>.  $V_{\text{impact}} = 175 \text{ m/s}$

Impact sur Hexoloy® ont montré que le projectile était arrêté environ  $88 \mu\text{s}$  après impact avant de “faire marche arrière” sans subir de mouvement de rotation. Les séquences d’images obtenues avec les trois autres nuances montrent également un arrêt rapide du projectile mais cet arrêt est suivi par un mouvement de rotation du projectile. Quelque soit la nuance de céramique, l’absence de poinçonnement sur le backing après tir montre que l’arrêt du projectile est uniquement dû à l’interaction entre le projectile et les fragments de céramique. Toutefois, il n’est pas possible de commenter ni de conclure sur une éventuelle influence de la taille ou de la mobilité des fragments sur la rotation du projectile. En effet, les incertitudes des conditions d’impact telles que l’angle d’incidence ou encore le lieu d’impact (présence d’un gros fragment ou non localisé sous le projectile) peuvent jouer un rôle prépondérant.

La Fig. 6.22 présente les signaux de vitesse obtenus en face arrière du backing d’aluminium pour l’ensemble des essais d’impact perforant ainsi que ceux obtenus lors des essais d’impact sur le backing seul et sur le carreau d’Hexoloy® sain. Les différents signaux de vitesse ont été recalés temporellement de manière à ce qu’une vitesse de  $1 \text{ m/s}$  soit atteinte au temps  $t = 0$ . On notera une saturation du signal durant environ  $3,5 \mu\text{s}$  (à  $t = 20\mu\text{s}$ ) pour l’essai SPS SSS 5 liée à la capacité du dispositif de mesure utilisé dans cette campagne qui est limitée à une vitesse de  $20 \text{ m/s}$ .

Ces résultats confirment que la céramique fragmentée conserve une résistance résiduelle non négligeable face à un impact. En effet, la vitesse relevée au niveau de la face arrière du backing d’aluminium en présence d’une céramique fragmentée présente un front de montée plus raide que dans le cas d’un impact sur aluminium seul. La suite du signal présente une augmentation lente de la vitesse jusqu’à atteindre une valeur d’environ  $20 \text{ m/s}$ . Le signal de vitesse sur Hexoloy® sain nous montre un front de montée très raide sans perte de vitesse (du moins sur une faible plage de temps) signe d’une transmission quasi-intégrale de l’énergie à la face arrière en aluminium.

Cependant, pour les raisons évoquées ci-dessus concernant l’influence des conditions d’impact et notamment l’angle d’incidence du projectile, il n’est pas possible de conclure quant à une influence de la taille des fragments de céramique sur les signaux de vitesse obtenus. De plus, du fait des incertitudes importantes liées en partie à la résolution des images de la caméra ultra-rapide, la décélération du projectile dans

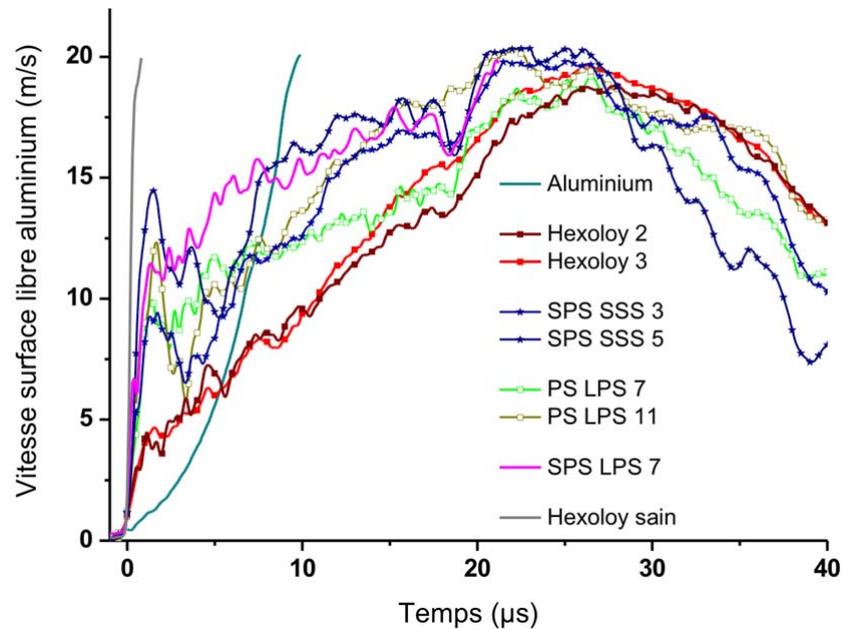


Fig. 6.22 – Signaux de vitesse obtenus en face arrière du backing d'aluminium pour l'ensemble des essais d'impact perforants ainsi que ceux obtenus lors des essais d'impact sur le backing seul et sur le carreau d'Hexoloy<sup>®</sup> sain

les différents essais n'a pas pu être déterminée précisément.

Nous noterons toutefois que les deux essais d'impact perforant sur Hexoloy<sup>®</sup> fragmenté, ayant présenté des conditions d'impact (bon angle d'incidence) et d'interaction (aucun mouvement de rotation après que le projectile soit arrêté) similaires entre eux, montrent des signaux de vitesse quasiment superposables, signe une nouvelle fois d'un caractère déterministe de la fragmentation dynamique mais également du comportement de la céramique fragmentée.

### 6.3.3 Modélisation du comportement de la céramique fragmentée

Les différents signaux de vitesse obtenus en face arrière du backing d'aluminium peuvent être comparés aux signaux de vitesse obtenus numériquement en modélisant l'essai d'impact perforant. Ils peuvent permettre de valider ou d'invalider une modélisation du comportement de la céramique fragmentée.

Pour modéliser le comportement de la céramique fragmentée, il a été décidé d'utiliser le modèle de Drucker-Prager. Ce modèle, couramment utilisé pour modéliser le comportement de milieux granulaires, est également parfois utilisé, comme l'a montré l'étude bibliographique, pour modéliser le comportement d'une céramique

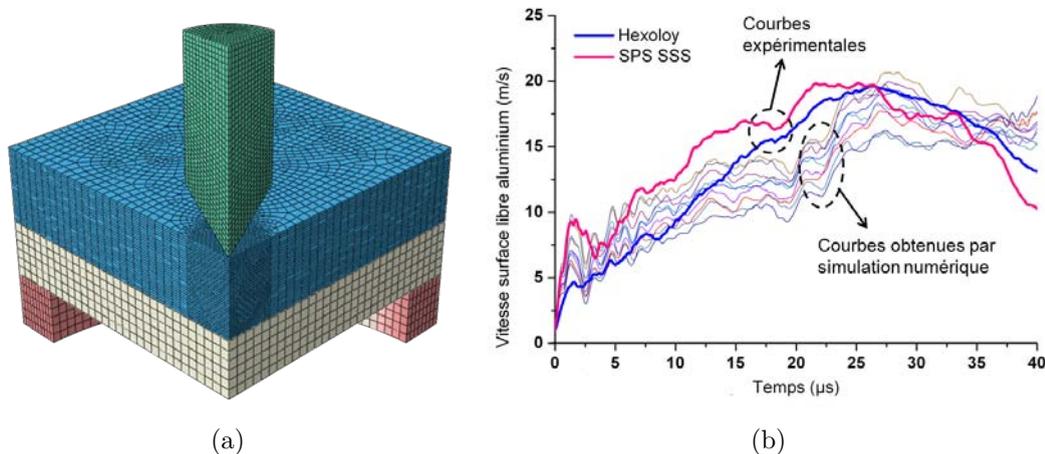


Fig. 6.23 – Étude du comportement résiduel de la céramique fragmentée : (a) maillage du modèle numérique mis en œuvre pour simuler les essais d’impact sur céramique fragmentée, (b) comparaison entre les signaux de vitesse obtenus expérimentalement avec les nuances PS-SSS et SPS-SSS et les signaux de vitesse obtenus numériquement

endommagée.

Une étude paramétrique a été réalisée en utilisant le code Abaqus/Explicit en faisant varier les différents paramètres du modèle. Les signaux de vitesse obtenus expérimentalement en face arrière du backing sont ensuite comparés avec ceux obtenus numériquement.

Le modèle de [Drucker et Prager \(1952\)](#) s’écrit :

$$\sigma_{eq} = d_0 + P \tan \beta, \quad (6.1)$$

avec  $\sigma_{eq}$  la limite d’élasticité,  $P$  la pression hydrostatique,  $d_0$  la cohésion du matériau (ou limite d’élasticité à pression nulle) et  $\beta$  l’angle de friction. Il est possible, comme noté Eq. 2.8, de rajouter un paramètre supplémentaire  $S_{max}^f$  permettant de limiter la résistance du matériau pour les fortes pressions. Dans le cas du modèle non-associé de Drucker-Prager (cf. Annexe C), le paramètre  $\psi$  permet de prendre en compte l’effet de la dilatance (augmentation du volume d’un milieu granulaire soumis à un cisaillement).

La Fig. 6.23(a) présente le maillage utilisé pour réaliser les simulations d’impact perforant sur céramique fragmentée. Deux conditions de symétrie ont été appliquées afin de réduire le temps de calcul. Une taille de maille de 0,25 mm est considérée dans la zone située sous le point d’impact.

Une comparaison entre les signaux de vitesse obtenus expérimentalement avec

les nuances PS-SSS et SPS-SSS et des signaux de vitesse obtenus par simulation est présentée Fig. 6.23(b). Un jeu de 0,1 mm a été appliqué entre la céramique et le backing en aluminium. Ce jeu correspond à la valeur utilisée lors des essais d'impact normal (essai servant à pré-fragmenter la céramique). Les profils de vitesse obtenus numériquement sont cohérents avec les signaux expérimentaux. En effet, les valeurs atteintes lors du premier pic après deux microsecondes et les valeurs de vitesses maximales atteintes (après environ 25 microsecondes) peuvent être reproduites par la simulation. Il est alors possible par approche inverse de déterminer des paramètres du modèle de Drucker-Prager permettant de reproduire au mieux le comportement des céramiques SiC pré-fragmentées. Néanmoins, les écarts relevés sur deux essais conduits sur la même nuance ainsi que la probable importance des conditions d'impact nous conduisent à identifier un comportement moyen pour l'ensemble des nuances de SiC testées.

Les détails concernant l'influence des différents paramètres du modèle de Drucker-Prager ou sur l'influence du jeu initial entre la céramique et le backing en aluminium sont présentés à l'Annexe C.

La Fig. 6.24 présente une comparaison entre les profils de vitesse expérimentaux et le profil de vitesse obtenu par simulation numérique en utilisant le modèle de Drucker-Prager avec un angle de friction de  $30^\circ$  et une cohésion de 35 MPa. Nous pouvons observer que le premier pic de vitesse à  $2 \mu s$ , la pente générale du profil de vitesse ainsi que la vitesse maximale sont assez cohérents avec les résultats expérimentaux de l'ensemble des nuances. Ainsi, le modèle de Drucker-Prager avec les paramètres cités ci-dessus sera utilisé pour modéliser le comportement résiduel de ces quatre nuances de carbure de silicium.

Cependant, le jeu de paramètres présenté ci-dessus ne constitue qu'un des jeux de paramètres admissibles. En effet, une approche heuristique a été réalisée et il est possible d'obtenir des jeux de paramètres (angle de friction, cohésion) différents et offrant également une bonne corrélation avec les résultats expérimentaux. En effet, les simulations numériques d'impact perforant ont montré que la pression hydrostatique dans la céramique était inférieure à 300 MPa, ce qui constitue une pression trop faible pour déterminer avec précision les "bons" jeux de coefficients. De plus, il n'est pas possible avec ce niveau de pression de déterminer l'influence d'une saturation de la résistance et sa valeur à appliquer.

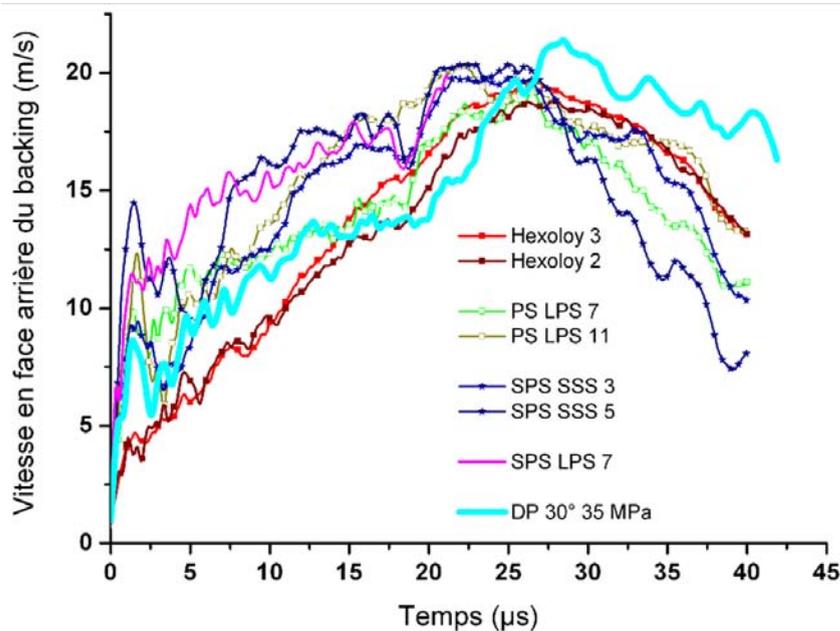


Fig. 6.24 – Comparaison entre les profils de vitesse expérimentaux et le profil de vitesse obtenu par simulation numérique en utilisant angle de friction de  $30^\circ$  et une cohésion de 35 MPa

## 6.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, la fragmentation dynamique des 4 nuances de carbure de silicium a été étudiée à l'aide d'essais d'impact sur la tranche et d'essais d'impact normal. Les essais d'impact sur la tranche ont été réalisés en configuration ouverte et en configuration sarcophage et ont permis, respectivement, soit de visualiser le processus de fragmentation au cours d'un impact à l'aide d'une caméra ultra-rapide, soit de récupérer une céramique fragmentée dans le but de réaliser une analyse post-mortem et de pouvoir calculer les densités de fissuration. Un essai d'impact normal a également été dimensionné. Son but a été de fragmenter intensément un carreau de céramique tout en empêchant le moindre mouvement de fragment. Cela a permis, dans un second temps, soit de réaliser une étude post-mortem, soit de réaliser un essai innovant d'impact perforant sur une céramique fragmentée.

Les différentes études post-mortem réalisées ont notamment permis d'observer que les différences nuances de céramique présentaient des densités de fissuration différentes. Ainsi, les nuances frittées en phase solide (PS-S et SPS-S) présentent des densités de fissuration bien supérieures à celles observées avec la nuance PS-L. La nuance SPS-L présentait quant à elle une densité de fissuration importante après

un essai d'impact sur la tranche mais très faible après un impact normal. Cette observation peut être expliquée par une incertitude sur les conditions d'impact lors de l'essai d'impact normal ou par l'inhomogénéité de sa microstructure. Une incertitude au niveau du matériau peut également expliquer les observations à tendances contradictoires.

Des comparaisons ont été réalisées entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques obtenus en utilisant le modèle DFH. Nous avons pu observer dans le cas des essais d'impact sur la tranche une amélioration des prévisions du modèle DFH après réajustement des paramètres de Weibull grâce aux essais d'écaillage GEPI. En effet, après réajustement, de très bonnes corrélations ont pu être observées en termes de densités de fissuration en différents endroits des échantillons et ce quelque soit la nuance considérée. Ces résultats montrent ainsi la nécessité d'utiliser les paramètres de Weibull réajustés si l'on veut simuler convenablement la fragmentation dynamique des 4 nuances de SiC étudiées.

Les essais d'impact perforant ont quant à eux permis de montrer qu'une céramique intensément fragmentée conservait une importante résistance à la pénétration et particulièrement durant les premières microsecondes. Ceci est dû en partie à une très bonne cohésion de l'assemblage de fragments. Des simulations numériques ont été réalisées en utilisant le modèle de Drucker-Prager. Elles ont permis, dans un premier temps, de montrer de très bonnes capacités du modèle à simuler le comportement d'une céramique fragmentée. Une approche inverse nous a ensuite permis de déterminer les paramètres du modèle à appliquer afin de simuler le comportement résiduel des céramiques étudiées. Cependant, il n'a pas été possible de déterminer un jeu de paramètres différent pour chacune des céramiques fragmentées. De nouveaux essais seraient ainsi nécessaires pour caractériser avec une plus grande précision le comportement d'une céramique fragmentée. Pour cela, une idée serait alors d'utiliser un autre type de projectile, tel qu'une bille par exemple, pour diminuer l'influence de l'angle d'incidence et d'augmenter la pression hydrostatique par confinement de la céramique. Des essais à vitesse plus importante pourraient également permettre d'étudier le besoin d'une saturation de la résistance en fonction de la pression pour le matériau fragmenté.



# Chapitre 7

## Conclusions et perspectives

Les matériaux céramiques, qu'ils soient de type carbure de silicium, carbure de bore, ou encore alumine sont couramment utilisés comme matériaux de protection. En effet, grâce à leurs très bonnes caractéristiques physiques et mécaniques, ils permettent pour un même niveau de protection, un gain de masse important par rapport aux matériaux métalliques. Une approche expérimentale itérative basée sur des essais balistiques est généralement réalisée pour déterminer l'efficacité d'une céramique. Une étude bibliographique a toutefois permis de constater que les paramètres microstructuraux d'une céramique peuvent avoir une forte influence sur sa résistance à l'impact que cette approche expérimentale ne permet de comprendre.

Le but de cette étude était d'affiner la compréhension des liens entre la microstructure d'une céramique et son comportement global face à un impact de projectile. Pour cela, quatre nuances de carbure de silicium (dont trois nuances purement expérimentales développées par Rossiquet (2012)) présentant des microstructures différentes ont été utilisées. L'approche expérimentale employée est basée sur la décomposition du chargement subi par une céramique lors d'un impact en trois phases de chargements élémentaires ; à savoir une phase de compression dynamique au cours de laquelle les contraintes subies par la céramique dépassent sa limite élastique d'Hugoniot, suivi d'une phase de traction dynamique au cours de laquelle une fragmentation intense de la céramique est observée. La troisième et dernière phase de chargement consiste en une pénétration du projectile (ou de ses fragments) dans la céramique fragmentée.

Des essais balistiques avaient été réalisés dans la thèse de Rossiquet (2012) et ont fait intervenir les quatre nuances de SiC et deux types de projectiles (7,62 mm AP8 et APIB32). Malgré les différences en termes de propriétés microstructurales des céramiques, les essais balistiques ont montré des résultats similaires suivant les nuances à l'exception des essais réalisés sur une cible de 4 mm et avec un projectile AP8 où la nuance SPS-S présente une meilleure efficacité balistique. Une analyse détaillée de chaque aspect du comportement des quatre matériaux a permis de mieux comprendre l'influence des caractéristiques microstructurales.

La machine GEPI installée au CEA Gramat a constitué un moyen unique de caractérisation des céramiques dans la phase de compression dynamique ou de traction dynamique. En effet, pour la caractérisation en compression dynamique, la technique d'analyse lagrangienne a ainsi pu être utilisée. Elle a permis d'accéder à l'évolution continue de la contrainte longitudinale dans le matériau testé et indirectement à sa résistance offerte au cours du chargement de compression. Les différentes nuances de SiC étudiées présentent des LEH différentes en fonction de leur microstructure. Ainsi, le paramètre essentiel pilotant la LEH des carbures de silicium est la présence ou non de phase secondaire (celle-ci pouvant faire chuter d'un facteur deux la LEH). Dans le cas où les céramiques ne présentent pas de phase secondaire, le taux de densification joue le rôle le plus important. Enfin, la taille de grain n'est pas un facteur prépondérant et ne semble intervenir que dans un troisième temps (une faible taille de grain pouvant toutefois contribuer à une amélioration de la LEH).

Les différentes nuances de céramique ont également montré différentes sensibilités à la pression de leur résistance en compression. Ainsi, la nuance PS-L a montré, malgré sa LEH faible, un écrouissage quasi-linéaire contribuant à lui garantir une bonne résistance en compression. La phase secondaire étant en faible proportion, la microfissuration intergranulaire est limitée et les grains de SiC continuent de contribuer à la résistance du matériau. Celle-ci reste toutefois inférieure à la résistance en compression présentée par les nuances frittées en phase solide. Enfin, la nuance SPS-S présente, en plus d'une LEH plus élevée que l'Hexoloy<sup>®</sup>, un meilleur écrouissage que cette dernière.

Grâce à l'absence de choc (rampe de chargement), le moyen GEPI offre la possibilité de caractériser la sensibilité à la vitesse de déformation de la résistance en traction dynamique des céramiques. Une forte influence de la microstructure des céramiques sur leur résistance en traction et sur leur sensibilité à la vitesse de déformation est à noter. Ainsi, la nuance PS-L, grâce à la présence de nombreux types de défauts dans sa microstructure (présence de phase secondaire, porosités, grains anormalement gros, etc.) présente un module de Weibull faible lui garantissant une forte sensibilité à la vitesse de déformation et la meilleure résistance en traction dynamique.

Un second avantage indéniable de l'utilisation du moyen GEPI pour la caractérisation en traction dynamique est la capacité à récupérer les éprouvettes après un essai d'écaillage. Ainsi, lors des essais à faible niveau de chargement, il a été possible de récupérer des éprouvettes endommagées à cœur mais non totalement rompues. Des analyses post-mortem ont ainsi permis d'obtenir un aperçu unique du processus de fragmentation dans les matériaux fragiles.

L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus avec les essais d'écaillage GEPI constitue autant d'éléments de validation pour le modèle de fragmentation dynamique DFH. La sensibilité à la vitesse de déformation observée en dynamique a permis de modifier légèrement les paramètres de Weibull issus des caractérisations en quasi-statique. Après cela, de très bonnes corrélations entre résultats expérimentaux et numériques ont été observées en termes de position et d'étendue de la zone endommagée ou encore en termes de densité de fissuration occasionnée lors d'un essai d'écaillage et lors des essais d'impact sur la tranche.

La fragmentation dynamique des ces quatre nuances a également été étudiée à partir d'essais d'impact sur la tranche ou d'impact normal, en configuration ouverte ou en configuration sarcophage. Ils ont permis de montrer que les différentes nuances de céramique présentent des densités de fissuration différentes après un impact. Comme observé par simulation de Monte-Carlo et validé lors des expérimentations, la caractéristique pourtant "désavantageuse" en quasi-statique pour une céramique que celle d'avoir un module de Weibull faible, devient un avantage indéniable en

dynamique. En effet, en bon accord avec les principes du modèle DFH, elle lui permet, outre d'avoir une bonne sensibilité de sa résistance en traction dynamique à la vitesse de déformation, de générer une faible densité de fissuration comparée à celle obtenue avec d'autres céramiques.

Alors que la caractérisation de la résistance d'une céramique fragmentée n'est pas aisée du fait de la difficulté de récupérer une céramique endommagée par un impact, un essai innovant d'impact tandem a été dimensionné et réalisé. Il a permis, grâce à un système de confinement couplé à l'utilisation d'un sarcophage, de récupérer une céramique intensément fragmentée sans aucun mouvement de fragments. Un deuxième impact a par la suite été réalisé sur cette céramique fragmentée. Il a été possible de constater une bonne résistance à la pénétration offerte par les quatre nuances de SiC malgré leur endommagement. Une approche inverse a ainsi permis de montrer les capacités d'un modèle sensible à la pression (par exemple le modèle de Drucker-Prager) à simuler le comportement d'une céramique fragmentée. Cependant, il n'a pas été possible, du fait de la probable importance des conditions d'impact, de déterminer des jeux de paramètres différents pour chacune des nuances.

Cette étude a permis de déterminer l'enveloppe de plasticité des différentes nuances en compression dynamique, ainsi que de valider le modèle DFH pour simuler le comportement en traction dynamique des céramiques et le modèle de Drucker-Prager pour modéliser le comportement d'une céramique fragmentée. Nous disposons ainsi de l'ensemble des éléments nécessaires pour simuler le comportement des différentes nuances face à l'impact d'un projectile. L'idée serait alors de considérer que seul l'endommagement en traction dynamique des céramiques pilote la transition entre le comportement du matériau "intact" et celui du matériau "endommagé".

Il n'a toutefois pas été possible d'étudier les mécanismes d'endommagement en compression des céramiques dans des pressions avoisinant celles subies lors d'un impact balistique ou avoisinant sa LEH : les très grandes vitesses nécessaires pour générer des contraintes suffisamment élevées nécessitent une grande robustesse du boîtier de récupération. Il est ainsi nécessaire de poursuivre le développement des essais de récupération commencé dans cette étude.

Les résultats d'essais d'écaillage sur Hexoloy<sup>®</sup> semblent indiquer que différentes populations de défauts peuvent être activées lors d'un essai de flexion quasi-statique et lors d'un essai d'écaillage, pouvant ainsi mener à une mauvaise estimation des paramètres de Weibull constituant les paramètres d'entrée du modèle DFH. Des essais de flexion 3 points vont être prochainement réalisés sur Hexoloy<sup>®</sup> avec des poutres de section millimétrique. Ils permettront ainsi, avec un volume effectif cent fois plus faible que celui atteint lors des précédents essais, de confirmer, ou non, le fait que l'on n'a pas caractérisé la bonne population de défauts lors des premiers essais de flexion sur Hexoloy<sup>®</sup>. Il faut en effet être au plus proche du volume sollicité en dynamique pour être pertinent.

Les essais d'impact tandem n'ont pas permis d'identifier un jeu de paramètres du modèle de Drucker-Prager différent pour chacune des nuances. En effet, nous pensons que les conditions d'impact jouent un rôle primordial. De plus, les faibles pressions atteintes rendent encore plus difficile la comparaison entre les différentes nuances. Il serait alors nécessaire de réaliser de nouveaux essais d'impact perforant permettant une plus faible influence des conditions d'impact (utilisation d'une bille par exemple) tout en augmentant la pression hydrostatique.

L'ensemble des résultats expérimentaux a toutefois permis de mieux comprendre l'influence de la microstructure sur le comportement à l'impact des céramiques. La LEH élevée de la nuance SPS-S, couplée à un bon écrouissage sont certainement à l'origine de sa meilleure efficacité balistique face au projectile AP8. Les nuances PS-L et Hexoloy<sup>®</sup> ont présenté des efficacités balistiques similaires. La meilleure résistance en traction et les plus gros fragments formés avec la nuance PS-L compensent probablement sa plus faible résistance en compression pour expliquer les efficacités balistiques semblables à la nuance Hexoloy<sup>®</sup>. Cela confirme ainsi l'importance que joue l'ensemble des différentes phases de chargements élémentaires subies par une céramique lors d'un impact balistique. L'ensemble des données expérimentales acquises au cours de cette étude ainsi que les différentes validations des approches de simulation pourraient permettre d'évaluer plus précisément l'influence de chacun des aspects du comportement dynamique sur la réponse balistique.

Existe-t-il une microstructure “idéale” permettant de conférer à la céramique à la fois une excellente résistance en compression et traction dynamique ainsi qu’une capacité à générer des gros fragments ? La réponse est probablement “non”. En effet, alors que l’absence de phase secondaire et un très bon taux de densification semblent des éléments indispensables pour garantir au matériau une très bonne résistance en compression, la capacité d’une céramique à présenter une bonne sensibilité à la vitesse de déformation en traction dynamique ainsi qu’à générer de gros fragments est au contraire pilotée par une microstructure “hétérogène” présentant de nombreux types de défauts (à l’instar de la nuance PS-L). Toutefois, les essais balistiques réalisés par Rossiquet(2012) semblent indiquer la nécessité de privilégier des matériaux présentant un excellent comportement en compression dynamique. Cette conclusion n’est cependant valable que dans le cas des carbures de silicium et la même approche expérimentale et numérique pourrait permettre de valider ou invalider sa généralisation à d’autres types de céramiques comme les alumines ou les carbures de bore.

# Annexe A

## Présentation détaillée de la technique d'analyse lagrangienne

La technique d'analyse lagrangienne doit son nom à la nature lagrangienne des mesures. Considérons un mouvement en déformation uniaxiale, nous pouvons écrire la coordonnée lagrangienne  $x$  comme  $x = h + d(h, t)$ . Les trois lois de conservation fondamentales de la mécanique s'écrivent :

Conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{1}{\rho_0} \left( \frac{-\partial\sigma}{\partial h} \right)_t + \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_h = 0 \quad (\text{A.1})$$

Conservation de la masse

$$\frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial u}{\partial h} \right)_t - \left( \frac{\partial v}{\partial t} \right)_h = 0 \quad (\text{A.2})$$

Conservation de l'énergie

$$-\frac{\sigma}{\rho_0} \left( \frac{\partial u}{\partial h} \right)_t + \left( \frac{\partial e}{\partial t} \right)_h = 0, \quad (\text{A.3})$$

avec  $\sigma$  la contrainte longitudinale dans la direction  $x$  (considérée comme positive en traction),  $u$  la vitesse particulaire,  $\rho$  la densité,  $v$  le volume spécifique ( $v = 1/\rho$ ) et  $e$  l'énergie interne spécifique. Du fait de la rapidité de la déformation, la transformation est considérée comme adiabatique et les transferts de chaleur sont négligés dans l'équation de conservation de l'énergie.

Fowles et Williams (1970) ont introduit la notion de vitesses de phase  $C_\sigma$  et  $C_u$  associées respectivement à  $\sigma$  et  $u$  telles que :

$$C_\sigma = (\partial h / \partial t)_\sigma \quad (\text{A.4})$$

$$C_u = (\partial h / \partial t)_u. \quad (\text{A.5})$$

Comme  $h$  et  $t$  sont des variables indépendantes, nous avons  $\sigma = \sigma(h, t)$  et  $u = u(h, t)$ . Il est alors possible d'écrire :

$$C_\sigma = -(\partial \sigma / \partial t) / (\partial \sigma / \partial h) \quad (\text{A.6})$$

$$C_u = -(\partial u / \partial t) / (\partial u / \partial h). \quad (\text{A.7})$$

En combinant l'Eq. A.6 à l'Eq. A.1 et l'Eq. A.7 aux Eqs. A.2 et A.3, nous pouvons écrire (pour  $h = \text{const}$ ) :

$$d\sigma = -\rho_0 C_\sigma du \quad (\text{A.8})$$

$$dv = -\frac{1}{\rho_0 C_u} du \quad (\text{A.9})$$

$$de = -\frac{\sigma}{\rho_0 C_u} du. \quad (\text{A.10})$$

Dans le cas d'une déformation uniaxiale, nous avons  $\varepsilon = \varepsilon_x = -\ln(v/v_0)$ . L'incrément de déformation peut donc s'écrire :

$$d\varepsilon = -\frac{du}{C_u}. \quad (\text{A.11})$$

Dans le cas d'un régime d'ondes simples (cette hypothèse est généralement acceptable), nous avons :  $C_\sigma = C_u$ .

Il est alors possible, par un schéma aux différences finies et à partir de deux signaux de vitesse matérielle, de calculer chacun des paramètres  $\sigma, v, \varepsilon, e$  indépendamment.

## Annexe B

# Étude de la sensibilité au maillage des résultats de simulation numérique d'impact sur la tranche

Une étude de sensibilité au maillage des résultats de simulation d'impact sur la tranche a été réalisée. Deux tailles de maille (0,3 mm et 0,5 mm ; Fig. B.1(a)) ont été considérées ainsi que deux types de maillage (structuré et non-structuré pour une taille de maille de 0,3 mm ; Fig. B.1(b)). Les résultats numériques obtenus en considérant les différents maillages sont comparés en termes de densité de fissuration. Les paramètres de Weibull de l'Hexoloy<sup>®</sup> déterminés à partir des essais de flexion (Rossiquet, 2012) ont été utilisés.

Nous observons que les deux tailles de maille donnent des champs de densité de fissuration similaires. Toutefois, l'utilisation d'un maillage plus grossier (ici 0,5 mm) peut conduire localement à des valeurs de densité de fissuration légèrement plus faible qu'avec un maillage fin dû uniquement à un effet de "moyenne". Nous constatons également que l'orientation du maillage n'a aucune influence sur les résultats en termes de densité de fissuration.

Ainsi, un maillage structuré avec une taille de maille de 0,3 mm a été utilisé pour réaliser les simulations d'impact sur la tranche. Une étude similaire a été réalisée dans le cas des simulations d'impact normal et a donné les mêmes résultats.

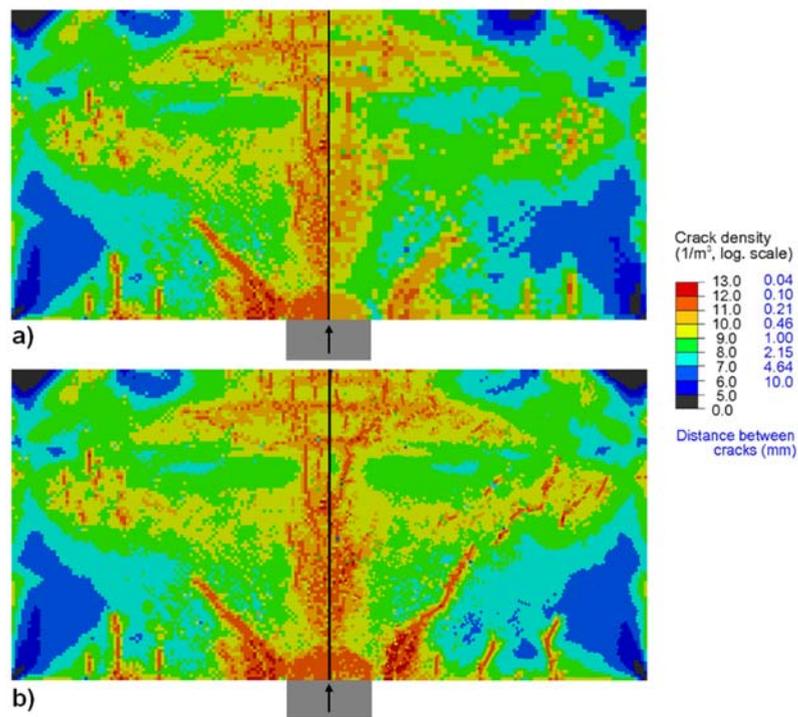


Fig. B.1 – Influence du maillage sur la densité de fissuration prévue par le modèle DFH dans le cas d'un impact sur la tranche à 180 m/s et après 5  $\mu$ s. (a) Influence de la taille de maille (respectivement 0,3 mm et 0,5 mm pour le côté gauche et pour le côté droit). (b) Influence de l'orientation du maillage (respectivement maillage de 0,3 mm structuré et non structuré pour le côté gauche et pour le côté droit)

## Annexe C

# Influence des différents paramètres du modèle de Drucker-Prager

Cet annexe présente l'influence des différentes paramètres du modèle de Drucker-Prager sur les signaux de vitesses obtenus en face arrière du backing lors des simulations numériques des essais d'impact perforants sur céramique. L'influence de l'angle de dilatance est également étudiée.

Le modèle non-associé de Drucker-Prager permet de prendre en compte l'influence de la dilatance (cf. Fig C.1). Dans ce cas, le potentiel plastique  $G(\sigma)$  est différent de la surface de charge  $F(\sigma)$ .

La surface de charge du modèle de Drucker-Prager linéaire est donnée par :

$$F(\sigma) = \sigma_{eq} - P \tan \beta - d_0 = 0 \quad (\text{C.1})$$

avec  $\sigma_{eq}$  la limite d'élasticité,  $P$  la pression hydrostatique,  $d_0$  la cohésion du matériau (ou limite d'élasticité à pression nulle) et  $\beta$  l'angle de friction.

Le potentiel plastique  $G(\sigma)$  est donné par :

$$G(\sigma) = \sigma_{eq} - P \tan \psi \quad (\text{C.2})$$

avec  $\psi$  l'angle de dilatance ( $\psi \leq \beta$ ).

L'incrément de déformation plastique  $d\varepsilon^{pl}$  s'écrit :

$$d\varepsilon_{ij}^{pl} = d\bar{\varepsilon}^{pl} \frac{\partial G}{\partial \sigma_{ij}} \quad (\text{C.3})$$

avec en cisaillement pur :  $d\bar{\varepsilon}^{pl} = \frac{d\gamma^{pl}}{\sqrt{3}}$  ;  $\gamma^{pl}$  étant la déformation plastique équivalente en cisaillement.

La Fig. C.2 montre l'influence de différents paramètres du modèle de Drucker-Prager tels que : (a) l'angle de friction ; (b) la cohésion ; (c) l'angle de dilatance ou encore l'influence du jeu initial entre la céramique et le backing (d).

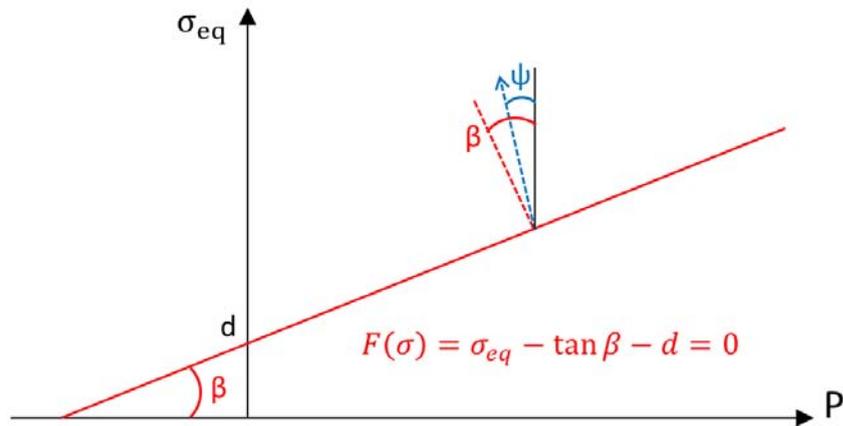


Fig. C.1 – Représentation du modèle non-associé de Drucker-Prager avec prise en compte de la dilatance

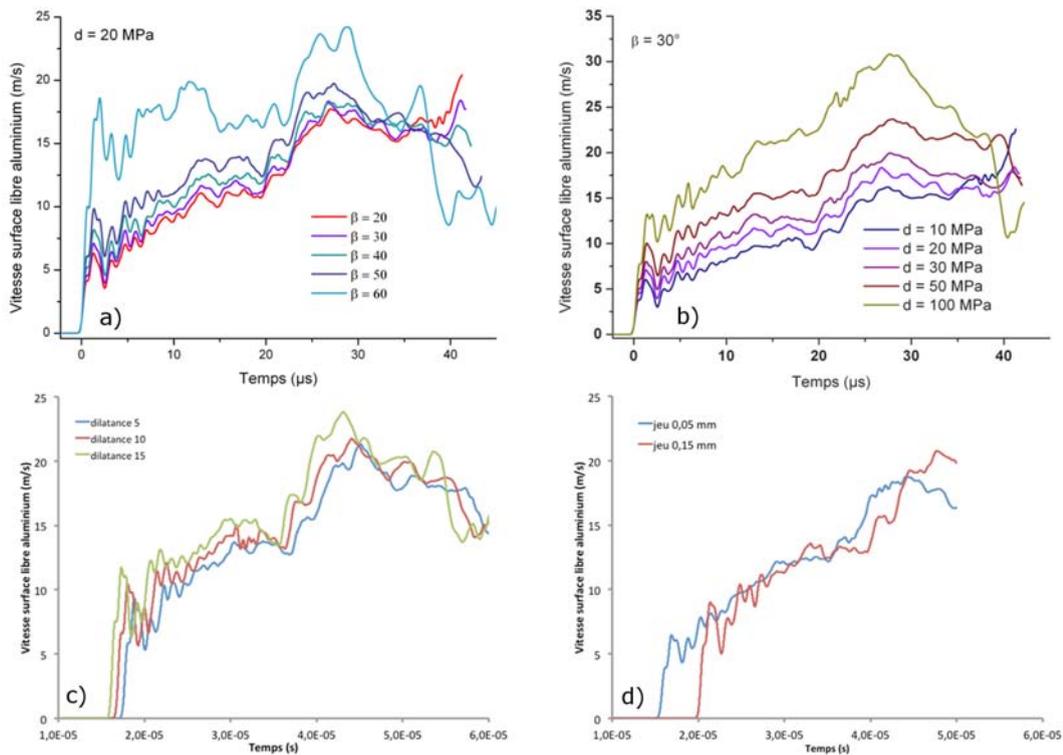


Fig. C.2 – Modélisation numérique de la céramique fragmentée : influence de (a) l'angle de friction ; (b) la cohésion ; (c) l'angle de dilatance et (d) l'influence du jeu initial entre la céramique et le backing

Nous constatons qu'une augmentation de l'ensemble de ces paramètres conduit à une augmentation générale du niveau de vitesse pour un temps donné sans modifier significativement la pente d'accroissement de la vitesse. Notons toutefois que l'utilisation d'un angle de friction de  $60^\circ$  ou d'une cohésion de 100 MPa conduisent à une sur-estimation de la vitesse observée expérimentalement. L'angle de dilatance et le jeu initial, en plus de modifier le niveau de vitesse, influent également sur le temps d'arrivée du signal de vitesse. Cette étude tend donc à montrer qu'il est possible d'obtenir différents jeux de coefficients permettant de reproduire convenablement les signaux de vitesse observés expérimentalement en face arrière du backing.



# Bibliographie

- Ahrens, T. J., Gust, W. H., Royce, E. B., 1968. Material strength effect in the shock compression of alumina. *J. Appl. Phys.* 39 (10), 4610–4616.
- Anderson, C., Morris, B., 1992. The ballistic performance of confined Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic tiles. *Int. J. Impact Eng.* 12, 167–187.
- Anderson Jr., C. E., 2007. A review of computational ceramic armor modeling. Dans : *Advances in Ceramic Armor II - Engineering and Science Proceedings*.
- Anderson Jr., C. E., Behner, T., Holmquist, T. J., Orphal, D. L., 2011. Penetration response of silicon carbide as a function of impact velocity. *Int. J. Impact Eng.* 38, 892–899.
- Anderson Jr., C. E., Behner, T., Orphal, D. L., Nicholls, A. E., Templeton, D. W., 2008. Time-resolved penetration into pre-damaged hot-pressed silicon carbide. *Int. J. Impact Eng.* 35 (8), 661–673.
- Anderson Jr., C. E., Chocron, S., Behner, T., 2009. A constitutive model for In Situ comminuted silicon carbide. *J. Am. Ceram. Soc.* 92 (6), 1280–1286.
- Barker, L. M., Hollenbach, R. E., 1972. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. *J. Appl. Phys.* 43 (11), 4669–4675.
- Barron, E. R., Alesi, A. L., Park, A. F., 1969. Body armor for aircrewmembers. Tech. Rep. 69-43-CE, U.S. Army Natick Laboratories.
- Bartkowski, P., Dandekar, D. P., 1996. Spall strengths of sintered and hot pressed silicon carbide. Dans : *AIP conference proceedings*. Vol. 370. pp. 535–538.
- Behner, T., Anderson Jr., C. E., Holmquist, T. J., Orphal, D. L., Wickert, M., Templeton, D. W., 2011. Penetration dynamics and interface defeat capability of silicon

- carbide against long rod impact. *International Journal of Impact Engineering* 38, 419–425.
- Beyer, J. C., Enos, W. F., Holmes, R. H., 1962. Personnel protective armor. Dans : *Wound Ballistics*. Army Medical Dept., Office of Surgeon General, Dept. of the Army, Washington, DC, Ch. XI, pp. 666–667.
- Bless, S., Ben-Yami, N., L., A., Eylon, D., 1992. Impenetrable targets struck by high velocity tungsten long rod. Dans : *Proceedings 2nd Int. Conf. on structures under shock and impact*. Portsmouth, Angleterre.
- Bless, S., Yaziv, D., Rosenberg, Z., 1986. Spall zones in polycrystalline ceramics. Dans : *Shock waves in condensed matter*. Spokane'85, pp. 419–424.
- Bourne, N., 2006a. Impact on alumina. I. Response at the mesoscale. Dans : *Proc. R. Soc. A* 462. pp. 3061–3080.
- Bourne, N., 2006b. Impact on alumina. II. Linking the mesoscale to the continuum. Dans : *Proc. R. Soc. A* 462. pp. 3213–3231.
- Bourne, N., Millet, J., Pickup, I., 1997. Delayed failure in shocked silicon carbide. *J. Appl. Phys.* 81, 6019–2023.
- Bourne, N., Rosenberg, Z., Crouch, I. G., Field, J. E., 1994. The effect of microstructural variations upon the dynamic compressive and tensile strengths of aluminas. Dans : *Proc. R. Soc. Lond. A* 446. pp. 309–318.
- Bourne, N. K., Green, W. H., Dandekar, D. P., 2006. On the one-dimensional recovery and microstructural evaluation of shocked alumina. Dans : *Proc. R. Soc. A* 462. pp. 3197–3212.
- Brajer, X., Forquin, P., Gy, R., Hild, F., 2003. The role of the surface and volume for the fracture of glass under quasi-static and dynamic loadings. *Journal of Non-Crystalline Solids* 316, 42–53.
- Broek, D., 1982. *Elementary Engineering Fracture Mechanics*. Martinus Nijhoff, La Hague, Pays-Bas.
- Bryn, J., 2001. Practical issues in ceramic armour design. Dans : *Ceramic Armor Materials by Design*. The American Ceramic Society, Westerville, Ohio, pp. 33–44.

- Cagnoux, J., 1989. Spherical waves in pure alumina, effects of grain size on flow and fracture. Dans : Shock Compression of Condensed Matter. pp. 445–448.
- Cagnoux, J., Chartagnac, P., Héreil, P., Perez, M., 1987. Lagrangian analysis. Modern tool of the dynamics of solids. Ann. Phys. Fr. 12, 451–524.
- Cagnoux, J., Cosculluela, A., 1990. Plasticité et fissuration de l'alumine sous sollicitations dynamiques triaxiales : influence de la taille des grains. Dans : Proceedings 6<sup>e</sup> Journée Nationale DYMAT. Gramat, France.
- Cagnoux, J., Longy, F., 1988. Spallation and shock-wave behaviour of some ceramics. Journal de Physique C3, 3–10.
- Chanal, P. Y., Luc, J., 2009. Development of fibered velocity interferometers for dynamic material behaviour studies. Dans : Proc. 60<sup>th</sup> Meeting of the Aeroballistic Range Association (ARA). pp. 20–25.
- Chanal, P. Y., Petit, J., 2012. Evaluation des performances de GEPI dans la gamme de pression magnétique 10-30 GPa. Premières validations expérimentales et simulations numériques. Tech. Rep. 80/2012/DR, CEA Gramat.
- Chen, M. W., McCauley, J. W., Dandekar, D. P., Bourne, N. K., 2006. Dynamic plasticity and failure of high-purity alumina under shock loading. Nature materials 5, 614–618.
- Chen, W., Ravichandran, G., 1994. Dynamic compressive behaviour of ceramics under lateral confinement. Journal de Physique III C8 4, 177–182.
- Chocron Benloulo, I. S., Sanchez-Galvez, V., 1998. A new analytical model to simulate impact onto ceramic/composite armors. Int. J. Impact. Eng. 21 (6), 461–471.
- Cooper, G. A., Millett, J. C. F., Bourne, N. K., Dandekar, D. P., 2006. Delayed failure in a shock loaded alumina. Dans : AIP conference proceedings, Shock Compression of Condensed Matter 2005. pp. 847–850.
- Cortés, R., Martínez, M. A., Navarro, C., Sánchez-Gálvez, V., 1993. Measurements of internal friction coefficient of SiC and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> powders. Journal of Materials Science 28, 6737–6740.

- Cosculluela, A., 1992. Plasticité, endommagements et ruptures des alumines sous sollicitations dynamiques triaxiales : influence de la taille de grains. Rapport de thèse, Université de Bordeaux I.
- Cowperthwaite, M., Williams, R. F., 1971. Determinant of constitutive relationships with multiple gauges in nondivergent waves. *J. Appl. Phys.* 42 (1), 456–462.
- Curran, D. R., Seaman, L., Cooper, T., Shockey, D. A., 1993. Micromechanical model for comminution and granular flow of brittle material under high strain rate application to penetration of ceramic targets. *Int. J. Impact Eng.* 13, 53–83.
- Dandekar, D. P., 2001. Shock response of boron carbide. Tech. Rep. ARL-TR-2456, Army Research Laboratory.
- Dandekar, D. P., Bartkowski, P., 1994. Shock response of AD995 alumina. Dans : AIP conference proceedings. Vol. 309. pp. 733–736.
- Dandekar, D. P., Bartkowski, P. T., 2001. Tensile strengths of silicon carbide (SiC) under shock loading. Tech. Rep. ARL-TR-2430, Army Research Laboratory.
- Davies, D. G. S., 1973. The statistical approach to engineering design in ceramics. Dans : *Proc. Brit. Ceram. Soc.* Vol. 22. pp. 429–452.
- den Reijer, P. C., 1991. Impact on ceramic faced armour. Rapport de thèse, Technical University of Delft.
- Denoual, C., 1998. Approche probabiliste du comportement à l'impact du carbure de silicium : application aux blindages moyens. Rapport de thèse, École Normale Supérieure de Cachan.
- Denoual, C., Hild, F., 2000. A damage model for the dynamic fragmentation of brittle solids. *Comp. Math. Appl. Mech. Eng.* 183, 247–258.
- Denoual, C., Hild, F., 2002. Dynamic fragmentation of brittle solids : a multi-scale model. *European Journal of Mechanics A/Solids* 21, 105–120.
- Drucker, D. C., Prager, W., 1952. Soil mechanics and plastic analysis of limit design. *Q. Appl. Math.* 10 (2), 157–175.

- Erzar, B., 2010. Ecaillage, cratérisation et comportement en traction dynamique de bétons sous impact : approches expérimentales et modélisation. Rapport de thèse, Université Paul Verlaine - Metz.
- Erzar, B., Buzaud, E., 2012. Shockless spalling damage of alumina ceramic. *European Physical Journal - Special Topics* 206, 71–77.
- Erzar, B., Forquin, P., 2011. Experiments and mesoscopic modelling of dynamic testing of concrete. *Mechanics of Materials* 43, 505–527.
- Eshelby, J., 1957. The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion, and related problems. Dans : *Proc. R. Soc. London A* 241. pp. 376–396.
- Espinosa, H. D., Zavattieri, P. D., 2000. Modeling of ceramic microstructures : dynamic damage initiation and evolution. Dans : *AIP conference proceedings, Shock Compression of Condensed Matter 1999*. pp. 333–338.
- Evans, A. G., 1974. Slow crack growth in brittle materials under dynamic loading conditions. *International Journal of Fracture* 10 (2), 251–259.
- Faber, I., Seifert, K., Meyer, L. W., 1995. Correlation between the mechanical data of ceramics and their protective power against impact loading. Tech. Rep. EB 6/95 part. 3, Technical University Chemnitz-Zwickau.
- Fellows, N. A., Barton, P. C., 1999. Development of impact model for ceramic-faced semi-infinite armour. *Int. J. Impact Eng.* 22, 793–811.
- Feng, R., Raiser, G. R., Gupta, Y. M., 1998. Material strength and inelastic deformation of silicon carbide under shock wave compression. *J. Appl. Phys.* 83 (1), 79–86.
- Fernández-Fdz, D., Zaera, R., Fernández-Sáez, 2011. A constitutive equation for ceramic materials used in lightweight armors. *Computers and Structures* 89, 2316–2324.
- Field, J. E., Walley, S. M., Proud, W. G., Goldrein, H. T., Siviour, C. R., 2004. Review of experimental techniques for high rate deformation and shock studies. *Int. J. Imp. Eng.* 30, 725–775.

- Flinders, M., Ray, D., Anderson, A., Cutler, R. A., 2005. High-toughness silicon carbide as armor. *J. Am. Ceram. Soc.* 88 (8), 2217–2226.
- Forquin, P., 2003. Endommagement et fissuration de matériaux fragiles sous impact balistique, Rôle de la microstructure. Rapport de thèse, École Normale Supérieure de Cachan.
- Forquin, P., 2011. Compréhension des mécanismes de résistance à l'impact de matériaux à base de céramique. Contrat de recherche Saint-Gobain CREE.
- Forquin, P., Denoual, C., Cottenot, C. E., Hild, F., 2003a. Experiments and modeling of the compressive behaviour of two SiC ceramics. *Mechanics of Materials* 35, 987–1002.
- Forquin, P., Erzar, B., 2009. Dynamic fragmentation process in concrete under impact and spalling tests. *Int. J. Fracture* 163, 193–215.
- Forquin, P., Hild, F., 2008. Dynamic fragmentation of an ultra-high strength concrete during edge-on impact tests. *ASCE Journal of Eng. Mech.* 134, 302–315.
- Forquin, P., Hild, F., 2010. A probabilistic damage model of the dynamic fragmentation process in brittle materials. Dans : Aref, H., van der Giessen, E. (Eds.), *Advances in Applied Mech.* Vol. 44. Academic Press, San Diego, CA, pp. 1–72.
- Forquin, P., Tran, L., Louvigné, P.-F., Rota, L., Hild, F., 2003b. Effect of aluminum reinforcement on the dynamic fragmentation of SiC ceramics. *Int. J. Imp. Eng.* 28, 1061–1076.
- Fowles, R., Williams, R. F., 1970. Plane stress wave propagation in solids. *J. Appl. Phys.* 41 (1), 360–363.
- Gorjan, L., Ambrozic, M., 2012. Bend strength of alumina ceramics : A comparison of weibull statistics with other statistics based on very large experimental data set. *J. Eur. Ceram. Soc.* 32, 1221–1227.
- Grady, D. E., 1988. The spall strength of condensed matter. *J. Mech. Phys. Solids* 36, 353–383.
- Grady, D. E., 1992. Shock wave properties of high-strength ceramics. Dans : *Shock Compression of Condensed Matter*. pp. 455–458.

- Grady, D. E., 1995. Shock-wave properties of high-strength ceramics. Constitutive laws : Experiment and numerical implementation. Dans : CIMNE, Barcelona. pp. 35–45.
- Grady, D. E., 1998. Shock-wave compression of brittle solids. *Mech. Mat.* 29, 181–203.
- Grady, D. E., 2000. Shock profile studies on selected silicon carbide ceramics with application to dynamic yield mechanisms. Dans : AIP conference proceedings, Shock Compression of Condensed Matter 1999. pp. 629–632.
- Grady, D. E., Kipp, M. E., 1980. Continuum modelling of explosive fracture in oil shale. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 17, 147–157.
- Grady, D. E., Moody, R. L., 1996. Shock compression profiles in ceramics. Tech. Rep. SAND96-0551, Sandia National Laboratories.
- Grange, S., Forquin, P., Mencacci, S., Hild, F., 2008. On the dynamic fragmentation of two limestones using edge-on impact tests. *Int. J. Impact Eng.* 35, 977–991.
- Grove, D. J., Rajendran, A. M., 1996. Effects of pulverized material strength on penetration resistance of ceramic targets. Dans : AIP conference proceedings. Vol. 370. pp. 1143–1146.
- Gust, W. H., Royce, E. B., 1971. Dynamic yield strengths of  $B_4C$ ,  $BeO$ , and  $Al_2O_3$  ceramics. *J. Appl. Phys.* 42 (1), 276–295.
- Hari Manoj Simha, C., Bless, S. J., Bedford, A., 2002. Computational modeling of the penetration response of a high-purity ceramic. *Int. J. Impact Eng.* 27, 65–86.
- Hayes, D., 2001. Backward integration of the equations of motion to correct for free surface perturbations. Tech. Rep. SAND2001-1440, Sandia National Laboratories.
- Hayun, S., Paris, V., Mitrani, R., Kalabukhov, S., Dariel, M. P., Zaretsky, E., Frage, N., 2012. Microstructure and mechanical properties of silicon carbide processed by Spark Plasma Sintering (SPS). *Ceramics International* 38, 6335–6340.
- Hazell, P. J., 2006. Ceramic armour : Design and Defeat Mechanisms. Argos Press, Canberra, Australia.

- Hazell, P. J., Iremonger, M. J., 1997. A crack softening damage model for ceramic impact and its application within a hydrocode. *J. Appl. Phys.* 82, 1088.
- Hazell, P. J., Roberson, C. J., Moutinho, M., 2008. The design of mosaic armour : the influence of tile-size on the ballistic performance. *Materials and Design* 29 (8), 1497–1503.
- Hornemann, U., Kalthoff, J. F., Rothenhausler, H., Senf, H., Winkler, S., 1984. Experimental investigation of wave and fracture propagation in glass - Slabs loaded by steel cylinders at high impact velocities. Tech. Rep. E 4/84, Ernst Mach Institut, Weil am Rhein (Germany).
- Héreil, P. L., 1986. Mesure et exploitation de profils de vitesse matérielle pour l'étude du comportement sous choc des matériaux solides. Rapport de thèse, Université Paul Sabatier, Toulouse.
- Héreil, P. L., Avriilaud, G., 2006. Dynamic material characterization under ramp wave compression with GEPI device. *J. Phys. IV France* 134, 535–540.
- Jensen, B. J., Holtkamp, D. B., Rigg, P. A., Dolan, D. H., 2007. Accuracy limits and window corrections for photon doppler velocimetry. *J. Appl. Phys.* 101 (013523), 1–10.
- Johnson, G. R., Cook, W. H., 1983. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures. Dans : *Proceedings of the 7th International Symposium on Ballistics*. pp. 541–547.
- Johnson, G. R., Holmquist, T. J., 1990. A computational constitutive model for brittle materials subjected to large strains, high strain rates, and high pressures. Dans : Meyers, M. A., Murr, L. E., Staudhammer, K. P. (Eds.), *Shock-wave and high-strain-rate phenomena in materials - Proceedings of EXPLOMET 90*. San Diego, CA, pp. 1075–1081.
- Johnson, G. R., Holmquist, T. J., 1993. An improved computational constitutive model for brittle materials. Dans : Schmidt, S. C., Shaner, J. W., Samara, G. A., Ross, M. (Eds.), *High-pressure science and technology*. Vol. 309. AIP Press.

- Johnson, G. R., Holmquist, T. J., Beissel, S. R., 2003. Response of aluminum nitride (including a phase change) to large strains, high strain rates, and high pressures. *J. Appl. Phys.* 94, 1639.
- Kanninen, M. F., Popelar, C. H., 1985. *Advanced fracture mechanics*. Oxford University Press, Oxford, UK.
- Keita, O., Dascalu, C., François, B., 2014. A two-scale model for dynamic damage evolution. *J. Mech. Phys. Solids* 64, 170–183.
- Kipp, M. E., Grady, D. E., 1990. Shock compression and release in high-strength ceramics. Dans : *AIP conference proceedings, Shock Compression of Condensed Matter 1989*.
- Klopp, R. W., Shockey, D. A., 1991. The strength behavior of granulated silicon carbide at high strain rates and confining pressure. *J. Appl. Phys.* 70 (12), 7318–7326.
- Krell, A., Strassburger, E., 2013. Order of influences on the ballistic resistance of armor ceramics and single crystals. *Materials Science & Engineering A*, 1–32.
- Lankford, J., 1977. Compressive strength and microplasticity in polycrystalline alumina. *J. Mat. Sci.* 12, 791–796.
- Lankford, J., 1981. Temperature-strain rate dependence of compressive strength and damage mechanisms in aluminium oxide. *J. Mat. Sci.* 16, 1567–1578.
- Lankford, J., Predebon, W. W., Staehler, J. M., Subhash, G., Pletka, B. J., Anderson, C. E., 1998. The role of plasticity as a limiting factor in the compressive failure of high strength ceramics. *Mechanics of Materials* 29, 205–218.
- Larson, D. E., 1982. Explosively energy coupling in geologic materials. *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 19, 157–166.
- Lefrançois, A., Chanal, P. Y., Le Blanc, G., Petit, J., Avrillaud, G., Delchambre, M., 2011. High-velocity flyer-plate developments on two high-pulsed-power generator based on a strip-line design (GEPI and CEPAGE). Dans : *IEEE Transactions on plasma science*. Vol. 39.

- Leme Louro, L. H., Meyers, M. A., 1989. Effect of stress state and microstructural parameters on impact damage of alumina-based ceramics. *Journal of Materials Science* 24, 2516–2532.
- Leme Louro, L. H., Meyers, M. A., 1990. Stress-wave induced fragmentation in alumina-based ceramics. Dans : *Shock Compression of Condensed Matter 1989*. Elsevier Science Publishers B. V., pp. 465–468.
- Longy, F., 1987. Déformation et endommagement de céramiques soumises à un choc intense : aspects macro et micromécaniques. Rapport de thèse, Université de Limoges.
- Longy, F., Cagnoux, J., 1989. Plasticity and microcracking in shock-loaded alumina. *J. Am. Ceram. Soc.* 72 (6), 971–979.
- López-Puente, J., Arias, A., Zaera, R., Navarro, C., 2005. The effect of the thickness of the adhesive layer on the ballistic limit of ceramic/metal armours. An experimental and numerical study. *Int. J. Impact Eng.* 32 (1-4), 321–336.
- Louro, L. H. L., 1988. Stress-wave induced damage in alumina-based ceramics. Rapport de thèse, New Mexico Institute of mining and technology.
- Madhu, V., Ramanjaneyulu, K., Balakrishna Bhat, T., Gupta, N. K., 2005. An experimental study of penetration resistance of ceramic armour subjected to projectile impact. *Int. J. Impact Eng.* 32, 337–350.
- Malaise, F., 1999. Réponse d'une céramique à l'impact d'un barreau à grande vitesse (1500 m/s). Croisement essais dynamiques-modélisation numérique. Rapport de thèse, École Normale Supérieure d'Arts et Métiers, Centre de Bordeaux.
- Mangeant, C., Lassalle, F., L'Eplattenier, P., Hérel, P. L., Bergues, D., Avrillaud, G., 2002. Syrinx project : HPP generators devoted to isentropic compression experiments. Dans : *AIP conference proceedings, Shock Compression of Condensed Matter 2001*. pp. 1173–1176.
- Martin, S. R., 2004. Effect of porosity distribution on the fragmentation behaviour of impacted ceramics. Tech. Rep. ARL-TR-3374, Army Research Laboratory.

- Medvedovski, E., 2010. Ballistic performance of armour ceramics : Influence of design and structure. Part 1. *Ceramics International* 36, 2103–2115.
- Meyers, M. A., 1994. *Dynamic behavior of materials*. Wiley-Interscience publication.
- Millett, J. C. F., Bourne, N. K., Dandekar, D. P., 2005. Delayed failure in a shock-loaded silicon carbide. *J. Appl. Phys.* 97 (113513), 1–7.
- Mukhopadhyay, A. K., Joshi, K. D., Dey, A., Chakraborty, R., Mandal, A. K., Ray, A., Ghosh, J., Bysakh, S., Biswas, S. K., Gupta, S. C., 2011. Electron microscopy of shock deformation in alumina. *Ceramics International* 37, 2365–2376.
- Munir, Z., Quach, D., 2011. Electric current activation of sintering : a review of the pulsed electric current sintering process. *J. Am. Ceram. Soc.* 94, 1–19.
- Munson, D. E., Lawrence, R. J., 1979. Dynamic deformation of polycrystalline alumina. *J. Appl. Phys.* 50 (10), 6272–6282.
- Murray, N. H., Bourne, N. K., Rosenberg, Z., 1998a. The dynamic compressive strength of aluminas. *J. Appl. Phys.* 84 (9), 4866–4871.
- Murray, N. H., Bourne, N. K., Rosenberg, Z., Field, J. E., 1998b. The spall strength of alumina ceramics. *J. Appl. Phys.* 84 (2), 734–738.
- Nemat-Nasser, S., Hori, M., 1987. Void collapse and void growth in crystalline solids. *J. Appl. Phys.* 62 (7), 2746–2757.
- Normandia, M. J., LaSalvia, J. C., Gooch Jr., W. A., McCauley, J. W., Rajendran, A. M., 2004. Protecting the future force : Ceramics research leads to improved armor performance. *The Amptiac Quaterly*, Volume 8, Number 4.
- Novikov, S. A., Divnov, I. I., Ivanov, A. G., 1966. The study of fracture of steel, aluminium and copper under explosive loading. *Fizika Metallov I Metallovedeniye* 21.
- Oberg, E. K., Dunleavy, C. S., Bourke, P., Clyne, T. W., 2013. Electrical monitoring of crack propagation during quasi-static loading and ballistic impact of alumina plates. *Journal of the European Ceramic Society* 33, 2663–2675.

- Ogorkiewicz, R. M., 1991. *Technology of Tanks*. Jane's Information Group, Coulson.
- Paliwal, B., Ramesh, K. T., 2008. An interacting micro-crack damage model for failure of brittle materials under compression. *J. Mech. Phys. Solids* 56, 896–923.
- Paris, V., Frage, N., Dariel, M. P., Zaretsky, E., 2010. The spall strength of silicon carbide and boron carbide ceramics processed by spark plasma sintering. *Int. J. Impact Eng.* 37, 1092–1099.
- Petch, N. J., 1953. The cleavage strength of polycrystals. *J. Iron Steel Inst.* 174 (1), 25–28.
- Petit, J., Alexeev, Y. A., Ananiev, S. P., Kazeev, M. N., 1997. The electromagnetic cylindrical compression : a tool to test behaviour modeling under large strain at high strain rate. *Journal de Physique IV France*, colloque C3 7.
- Petit, J., Dequiedt, J. L., 2006. Constitutive relations for copper under shock wave loading : Twinning activation. *Mech. Mat.* 38, 173–185.
- Pickup, I. M., Barker, A. K., 2000. Deviatoric strength of silicon carbide subject to shock. Dans : *AIP conference proceedings, Shock Compression of Condensed Matter 1999*. pp. 573–576.
- Poisson, S.-D., 1838. *Recherches sur la probabilité des jugements en matière criminelle et en matière civile précédées des règles générales du calcul des probabilités*.
- Ponsonnaille, J. P., Héreil, P. L., 1997. Soft recovery device for shocked brittle materials. *Journal de Physique IV France* 7, Colloque C3, 289–294.
- QinetiQ, . Brochure - LAST armor, add-on armor for tactical ground vehicles.  
URL [www.QinetiQ-NA.com/products-survivability.htm](http://www.QinetiQ-NA.com/products-survivability.htm)
- Raiser, G., Clifton, R. J., Ortiz, M., 1990. A soft-recovery plate impact experiment for studying microcracking in ceramics. *Mechanics of Materials* 10 (1), 43–58.
- Raiser, G. F., Wise, J. L., Clifton, R. J., Grady, D. E., Cox, D. E., 1994. Plate impact response of ceramics and glasses. *J. Appl. Phys.* 75 (8), 3862–3869.

- Rajendran, A. M., 1992. High strain rate behavior of metals, ceramics, and concrete. Tech. Rep. WL-TR-92-4006, Wright Laboratory.
- Rajendran, A. M., 1994. Modeling the impact behavior of ad85 ceramic under multiaxial loading. *Int. J. Impact Eng.* 15 (6), 749–768.
- Rajendran, A. M., Grove, D. J., 1996. Modeling the shock response of silicon carbide, boron carbide and titanium diboride. *Int. J. Impact Eng.* 18 (6), 611–631.
- Ray, D., Flinders, R., Anderson, A., Cutler, R., 2005. Effect of room-temperature hardness and toughness on the ballistic performance of SiC-based ceramics. *Ceram. Sci. Eng. Proc.* 26 (7), 131–142.
- Reed, J. S., 1988. *Introduction to the Principles of Ceramic Processing*. Wiley, New York.
- Riou, P., 1996. Etude de l'endommagement du carbure de silicium (sic) lors d'un impact de basse énergie. Application aux blindages. Rapport de thèse, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- Riou, P., Denoual, C., Cottenot, C. E., 1998. Visualization of the damage evolution in impacted silicon carbide ceramics. *Int. J. Impact Eng.* 21 (4), 225–235.
- Roberson, C. J., 1995. Ceramic materials and their use in lightweight armour systems. Dans : *Lightweight armour system symposium*. Royal Military College of Science, Cranfield, England.
- Rosenberg, Z., Dekel, E., 2012. *Terminal Ballistics*.
- Rosenberg, Z., Yaziv, D., Yeshurun, Y., Bless, S. J., 1987. The shear strength of shock-loaded alumina as determined with longitudinal and transverse manganin gauges. *J. Appl. Phys.* 62 (3), 1120–1122.
- Rosenberg, Z., Yeshurun, Y., 1988. The relation between ballistic efficiency and compressive strength of ceramic tiles. *Int. J. Impact Eng.* 7 (3), 357–362.
- Rosenberg, Z., Yeshurun, Y., Bless, S. J., Okajima, K., 1988. A new definition of ballistic efficiency of brittle materials based on the use of thick backing plates. Dans : *Impact loading and dynamic behaviour of materials*. DGM Informationsgesellschaft mbH, Oberursel, Allemagne, pp. 491–498.

- Rosenberg, Z., Yeshurun, Y., Brandon, D. G., 1985. Dynamic response and microstructure of commercial alumina. *Journal de Physique C5*, 331–341.
- Rossi, P., Wu, X., Le Maou, F., Belloc, A., 1994. Scale effect on concrete in tension. *Materials and Structures* 27, 437–444.
- Rossiquet, G., 2012. Carbure de silicium pour application blindage : élaboration et étude du comportement à l'impact. Rapport de thèse, Université de Bourgogne.
- Rothman, S. D., Maw, J., 2006. Characteristics analysis of isentropic compression experiments (ICE). *J. Phys. IV France* 134, 745–750.
- Rudnicki, J. W., Rice, J. R., 1975. Conditions for the localization of deformation in pressure-sensitive dilatant materials. *J. Mech. Phys. Solids* 23, 371–394.
- Seaman, L., 1974. Lagrangian analysis for multiple stress or velocity gages in attenuating waves. *J. Appl. Phys.* 45 (10), 4303–4314.
- Sharma, V., Nemat-Nasser, S., Vecchio, K. S., 1998. Effect of grain-boundary phase on dynamic compression fatigue in hot-pressed silicon nitride. *J. Am. Ceram. Soc.* 81 (1), 129–139.
- She, J. H., Ueno, K., 1999. Effect of additive content on liquid-phase sintering on silicon carbide ceramics. *Materials Research Bulletin* 34 (10/11), 1629–1636.
- Shih, C. J., Meyers, M. A., Nesterenko, V. F., Chen, S. J., 2000. Damage evolution in dynamic deformation of silicon carbide. *Acta Mater.* 48, 2399–2420.
- Staehler, J. M., Predebon, W. W., Pletka, B. J., Subhash, G., 2000. Micromechanisms of deformation in high-purity hot-pressed alumina. *Materials Science and Engineering A* 291, 37–45.
- Steinberg, D. J., 1991. Equation of state and strength properties of selected metals. Tech. Rep. UCRL-MA-106439, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA.
- Strassburger, E., Patel, P., McCauley, J. W., Templeton, D. W., 2005. Visualization of wave propagation and impact damage in a polycrystalline transparent ceramic - AlON. Dans : *Proceedings of the 22nd International Symposium on Ballistics*. Vancouver BC, Canada, pp. 769–776.

- Strassburger, E., Senf, H., 1995. Experimental investigations of wave and fracture phenomena in impacted ceramics and glasses. Tech. Rep. ARL-CR-214, Army Research Laboratory.
- Sundaram, S., Clifton, R. J., 1998. The influence of a glassy phase on the high strain rate response of a ceramic. *Mechanics of Materials* 29, 233–251.
- Timoshenko, S., Woinowsky-Krieger, S., 1961. *Théorie des plaques et coques*. Dunod.
- Tranchet, J. Y., 1994. Comportement de deux matériaux fragiles polycristallins sous l'effet de la propagation d'une onde sphérique divergente. Rapport de thèse, Université de Bordeaux I.
- Tressler, R. E., 2001. An assessment of low cost manufacturing technology for advanced structural ceramics and its impact on ceramic armor. Dans : *Ceramic Armor Materials by Design*. The American Ceramic Society, Westerville, Ohio, pp. 451–462.
- Vogler, T. J., Reinhart, W. D., Chhabildas, L. C., 2004. Dynamic behavior of boron carbide. *J. Appl. Phys.* 95 (8), 4173–4183.
- Vogler, T. J., Reinhart, W. D., Chhabildas, L. C., Dandekar, D. P., 2006. Hugoniot and strength behavior of silicon carbide. *J. Appl. Phys.* 99, 1–15.
- Weibull, W., 1939. A statistical theory of the strength of materials. Vol. 151. Roy. Swed. Inst. Eng. Res.
- Weibull, W., 1951. A statistical distribution function of wide applicability. *ASME J. Appl. Mech.* 18, 293–297.
- Wilkins, M. L., 1968. Third progress report of light armor program. Tech. Rep. UCRL-50460, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA.
- Wilkins, M. L., 1969. Fourth progress report of light armor program. Tech. Rep. UCRL-50694, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA.
- Winkler, W., Stilp, A. J., 1991. Spallation behavior of  $\text{TiB}_2$ ,  $\text{SiC}$ , and  $\text{B}_4\text{C}$  under planar impact tensile stress. Dans : *AIP conference proceedings, Shock Compression of Condensed Matter*. pp. 475–478.

- Woodward, L., Baxter, B., 1994. Ballistic evaluations of ceramics : influence of tests conditions. *Int. J. Impact Eng.* 15, 119–124.
- Yeshurun, Y., Brandon, D. G., Rosenberg, Z., 1987. Impact damage mechanisms in debased alumina. Dans : *Impact loading and dynamic behaviour of materials*, Volume 1. pp. 399–405.
- Yeshurun, Y., Brandon, D. G., Venkert, A., Rosenberg, Z., 1988. The dynamic properties of two-phase alumina/glass ceramics. *Journal de Physique C3*, 11–18.
- Yeshurun, Y., Rosenberg, Z., Brandon, D. G., Travitzky, N. A., 1985. Effect of heat treatment on the dynamic response of commercial 85 wt.%  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . *Materials Science and Engineering* 71, 71–75.
- Yoshimura, H. N., Molisani, A. L., Narita, N. E., Cesar, P. F., Goldenstein, H., 2007. Porosity dependence of elastic constants in aluminum nitride ceramics. *Materials Research* 10 (2), 127–133.
- Zavattieri, P. D., Raghuram, P. V., Espinosa, H. D., 2001. A computational model of ceramic microstructures subjected to multi-axial dynamic loading. *J. Mech. Phys. Solids* 49, 27–68.
- Zhang, K. S., Zhang, D., Feng, R., Wu, M. S., 2005. Microdamage in polycrystalline ceramics under dynamic compression and tension. *J. Appl. Phys.* 98 (023505), 1–10.
- Zinszner, J. L., Forquin, P., Rossiqet, G., 2012. Design of an experimental configuration for studying the dynamic fragmentation of ceramics under impact. *European Physical Journal - Special Topics* 206, 107–115.
- Zinszner, J. L., Forquin, P., Rossiqet, G., 2015. Experimental and numerical analysis of the dynamic fragmentation in a sic ceramic under impact. *Int. J. Impact Eng.* 76, 9–19.



## Résumé

Les céramiques sont couramment utilisées depuis les années 1960 comme matériaux constitutifs de blindages. En effet, grâce à leurs très bonnes propriétés physiques et mécaniques, elles permettent, pour un même niveau de protection, un gain de masse important par rapport aux blindages métalliques. Cependant, la microstructure d'une céramique peut avoir une forte influence sur sa résistance à l'impact. Le but de cette thèse est, à partir d'essais de caractérisation et en se basant sur l'utilisation de quatre nuances de carbure de silicium présentant des microstructures différentes, d'éclaircir les liens entre microstructure et performance à l'impact.

Les campagnes expérimentales de compression dynamique et d'écaillage sont basées sur une utilisation innovante du moyen GEPI installé au CEA Gramat. Pour l'étude du comportement en compression dynamique des céramiques, il a permis d'utiliser la technique d'analyse lagrangienne et ainsi de remonter à l'évolution de la résistance des matériaux au cours du chargement. Pour les essais d'écaillage, il a permis, entre autres, une étude de la sensibilité à la vitesse de déformation de la résistance en traction dynamique. La caractérisation de la fragmentation dynamique est quant à elle basée sur des essais d'impact sur la tranche. Un essai innovant d'impact sur céramique préalablement fragmentée a également été dimensionné et réalisé.

Ces différents essais expérimentaux ont permis de mettre en évidence et de comprendre l'influence de la microstructure du matériau sur son comportement face aux différents types de sollicitations. L'ensemble des résultats expérimentaux a été comparé à des simulations numériques permettant de valider les lois de comportement utilisées. Le modèle de fragmentation des matériaux fragiles DFH (Denoual-Forquin-Hild) a ainsi montré de très bonnes capacités à simuler le comportement des céramiques sous chargement de traction dynamique (écaillage et fragmentation).

**Mots-clés :** céramique, compression dynamique, fragmentation dynamique, écaillage, sensibilité à la vitesse de déformation, analyse lagrangienne, hautes puissances pulsées, modèle d'endommagement

## Abstract

Since the sixties, ceramics are commonly used as armour materials. Indeed, thanks to their interesting physical and mechanical properties, they allow a significant weight benefit in comparison to monolithic steel plate armours. However, the microstructure of the ceramic may have a strong influence on its penetration resistance. Based on characterisation tests and on the use of four silicon carbide grades, this work aims to highlight the links between the microstructure and the ballistic efficiency.

Experimental compressive and spalling tests are based on the use of the GEPI device. For studying the compressive dynamic behaviour, it allows using the lagrangian analysis method and characterising the yield strength of the material. For studying the tensile dynamic behaviour, it allows assessing the strain-rate sensitivity of the spall strength. An analysis of the fragmentation process is performed based on Edge-On Impact tests. Moreover, an innovating impact test on fragmented ceramics has been designed and performed.

The different experimental results allow a better understanding of the influence of the ceramic microstructure on its behaviour under the different loadings. All the experimental data have been compared to numerical results allowing validating the constitutive models. The DFH (Denoual-Forquin-Hild) damage model of brittle materials showed very good capacities to simulate the tensile dynamic behaviour of ceramics (spalling and fragmentation).

**Keywords :** ceramic material, dynamic compression, dynamic fragmentation, spalling, strain-rate sensitivity, lagrangian analysis, high pulsed power, damage model