



Étude et modélisation d'impacts hautes et basses vitesses sur des matériaux et structures de satellites

Vincent Jaulin

► To cite this version:

Vincent Jaulin. Étude et modélisation d'impacts hautes et basses vitesses sur des matériaux et structures de satellites. Matériaux et structures en mécanique [physics.class-ph]. ENSTA Bretagne - École nationale supérieure de techniques avancées Bretagne, 2021. Français. NNT : 2021ENTA0004 . tel-03641686

HAL Id: tel-03641686

<https://theses.hal.science/tel-03641686>

Submitted on 14 Apr 2022

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

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

THESE DE DOCTORAT DE

L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DE TECHNIQUES AVANCEES BRETAGNE

ECOLE DOCTORALE N° 602

Sciences pour l'Ingénieur

Spécialité : Mécanique des Solides, des Matériaux des structures et des surfaces

Par

Vincent JAULIN

Étude et modélisation d'impacts hautes et basses vitesses sur des matériaux et structures de satellites.

Directeur de thèse : **Michel Arrigoni**

Co-encadrement de la thèse : **Steven Kerampran**

Co-encadrement de la thèse CEA: **Jean-Marc Chevalier**

Thèse présentée et soutenue le **26 février 2021** à **L'Institut Lasers et Plasmas (Gironde)**

Unité de recherche : **IRD L – UMR CNRS 6027**

Composition du Jury :

Pr Jean-Christophe SANGLEBOEUF
Dr Alessandra BENUZZI-MOUNAIX
Mr Eric DELETOMBE
Pr Michel ARRIGONI
Mr Jean-Marc CHEVALIER
Mr Christian DURIN

Professeur des universités, Université de Rennes
Directrice de Recherche, CNRS-LULI
Directeur de Recherche, ONERA
Professeur – ENSTA Bretagne, Brest
Chercheur au CEA-CESTA, Bordeaux
Chef de service, CNES

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examinateur
Examinateur
Examinateur

Table des matières

Remerciements	v
Contexte et objectifs	vii
0.1 De la manière de gérer une prolifération de débris	x
0.1.1 Un processus d'élimination naturelle	x
0.1.2 Limiter la formation de nouveaux débris	xi
0.1.3 Nettoyer l'espace	xi
0.2 Gérer un scénario de collision	xi
0.2.1 La protection des satellites	xi
0.2.2 Les matériaux utilisés pour la protection	xiii
0.2.3 Le bouclier Whipple	xiv
0.3 Objectifs de la thèse	xvi
1 Étude bibliographique	1
1.1 Comportement des structures monolithiques sous impact	1
1.1.1 Limites balistiques ou Ballistic Limit Equations (BLE) d'une cible simple	5
1.2 Comportement des structures multi-boucliers sous IHV	9
1.2.1 Les nuages de débris	9
1.2.2 Limites balistiques ou Ballistic Limit Equations (BLE) d'un Whipple shield	11
1.3 Modélisation des matériaux sous choc	16
1.3.1 Théorie des chocs et équation d'état	17
1.3.2 Lois de comportement adaptées aux impacts hypervéloces	19
1.4 Les différents formalismes de simulation des IHV	24
1.4.1 La méthode eulérienne sous HESIONE	25
1.4.2 Le formalisme SPH	28
1.4.3 Avantages et inconvénients des deux codes et des formalismes associés	32
2 Matériaux et moyens expérimentaux	35
2.1 Les matériaux étudiés	35
2.1.1 L'Aluminium Al6061T6	35
2.1.2 Les matériaux composites	36
2.2 Les impacts hypervéloces en laboratoire	41
2.2.1 Fonctionnement d'un lanceur	42
2.2.2 HERMES	43
2.2.3 MICO	43
2.2.4 SYLEX et DEMETER	45
2.3 Génération de choc par dépôt d'énergie	46

2.3.1	Par laser	46
2.3.2	Par faisceau d'électrons	49
2.4	Les diagnostics de mesure	50
2.4.1	La vélocimétrie	50
2.4.2	Systèmes de visualisation	53
3	Étude et caractérisation des matériaux d'étude sous choc	55
3.1	Comportement de l'aluminium lors d'un IHV	56
3.1.1	Impact MICO à basses vitesses sur des cibles minces aluminium	56
3.1.2	Changement d'état de l'aluminium sous IHV	60
3.1.3	Modélisation de l'aluminium et validation des modèles sur des cas d'IHV	64
3.1.4	Délimitation des domaines de fragmentation de l'aluminium	79
3.1.5	Comparaison des vitesses	84
3.2	Essais de caractérisation des matériaux composites	92
3.2.1	Essais d'impact de plaques	92
3.2.2	Essais statiques	108
3.2.3	Essais CESAR	109
3.2.4	Chocs laser GCLT	114
3.3	Discussion sur la modélisation des composites dans le cas d'un IHV sur cible monolithique et multi-boucliers	119
3.4	Modélisation du composite CFRP sous HESIONE et validation	121
3.4.1	Géométrie	121
3.4.2	Loi de comportement	122
3.4.3	Évaluation du modèle	126
3.5	Impact hypervélocité sur composite CFRP	136
3.5.1	Analyse des résultats expérimentaux d'IHV sur composite CFRP	136
3.5.2	Comparaison expérience/calcul pour des IHV sur composite CFRP	142
3.6	Modélisation du composite ZFRP sous HESIONE et validation	150
3.6.1	Géométrie	153
3.6.2	Loi de comportement	153
3.6.3	Évaluation du modèle	154
3.7	Impact hypervélocité sur composite ZFRP	157
3.8	Bilan des résultats	165
4	Étude du comportement d'une structure multi-boucliers sous IHV	167
4.1	Essais d'impact hypervélocité sur des structures multi-boucliers	168
4.2	Essais d'IHV sur Whipple shield intégrant les matériaux d'étude	175
4.2.1	Whipple Shield entièrement aluminium	175
4.2.2	Structures intégrant le composite CFRP	180
4.2.3	Structures intégrant le composite ZFRP	189
4.3	Simulation d'IHV sur Whipple shield en méthode eulérienne	194
4.4	Simulation d'IHV sur Whipple shield en méthode SPH	200
5	Optimisation d'une structure de protection	203
5.1	Cas d'étude	203
5.2	Matériau et épaisseur du premier bouclier	204
5.3	Espacement du deuxième bouclier	205
5.4	Matériaux du deuxième bouclier	206
5.5	Matériaux et dimensions du/des boucliers suivants	211

Bilan et perspectives	215
Annexe A : Loi de comportement pour matériaux orthotropes sous chocs	219
Annexe B : Particularités du formalisme SPH dans LS-DYNA	225
Annexe C : Vélométrie par interférométrie Doppler laser	231

Remerciements

Les remerciements représentent paradoxalement une étape aisée mais périlleuse. Aisée, car il est facile de les débiter, au vu du soutien que j'ai pu recevoir au cours de ces trois années. Dangereuse, car je crains de vexer des personnes en les omettant par accident ou en faisant appel à une technique dite de « globalisation ». Je compte sur leur indulgence pour ne pas m'en tenir rigueur.

J'adresse en premier lieu mes remerciements aux encadrant de ma thèse Michel Arrigoni et Jean-Marc Chevalier pour avoir retenu ma candidature, pour leur suivi et leur expertise dans ce domaine si particulier des impacts hypervéloces. Ils m'ont permis de grandir au cours de ces trois ans de thèse sans me brider, à m'ouvrir des portes lorsque c'était nécessaire et à orienter mes choix avec la juste proportion de pragmatisme et d'extravagance. Je rajoute également Steven Kerempran, co-encadrant de la thèse, dont l'expertise m'a été particulièrement utile sur la fin de la thèse. Je remercie bien entendu les membres de mon jury Alessandra Benouzzi-Mounaix, Eric Deletombe, Jean-Christophe Sangleboeuf et Christian Durin pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux. J'adresse en particulier mes remerciements aux rapporteurs de thèse, Alessandra Benouzzi-Mounaix et Eric Deletombe, pour l'honneur qu'ils m'ont fait en relisant mon manuscrit. Ma reconnaissance va également à Michel Boustie et Didier Loison qui ont accepté de faire partie du comité de suivi individuel de ma thèse. Les échanges fructueux que j'ai eu avec eux m'ont systématiquement apporté de la lucidité quant à l'avancée des travaux.

Je remercie également Marc Mouillet, Eric Merle et Gaël Paquignon pour m'avoir accueilli dans leur unité et pour leur confiance lors de la réalisation de ce projet. J'ai eu la chance de ne pas arriver démunie au CEA pour débiter ma thèse. En cela, un grand merci à Thibaut de Résséguier et à Michel Boustie m'avoir fait découvrir le domaine de la dynamique rapide et des chocs et m'avoir introduit aux arcanes de la thèse. Grâce à leurs conseils, j'ai pu « tester le terrain » en stage pendant 6 mois avant de débiter la thèse. Et quelle expérience ! Comment ne pas vouloir continuer en thèse dans un environnement pareil ! Cette envie, elle a été nourrie par mes interactions avec David Hebert. Un immense merci pour avoir toujours pris le temps de m'instruire avec pédagogie et bonne humeur durant 6 mois et d'avoir continué avec le sourire pendant les trois ans de thèse qui ont suivi. Bien entendu, je remercie également Isabelle Bertron, Frédéric Malaise, Jean-Luc Rullier, Bertrand Aubert et Pierre Pradel avec lesquels j'ai régulièrement pu échanger et qui m'ont secouru (sans exagérations) à de multiples reprises. Ayant eu l'opportunité de réaliser ma thèse au CEA, j'ai pu profiter de l'excellence des moyens d'essais à disposition mais surtout de l'expérience des personnes qui les régissent. Je remercie en ce sens Jean-Hugues Quessada, Béatrice Bicrel, Alain Galtie, Emilien Lesconte, Frédéric Guyon, Guillaume Navarro, Luc Voisin, Françoise Lavaud-Davi, Patrick Leborgne et Gilbert Marasse pour m'avoir donné accès à leur moyens expérimentaux,

ainsi que pour leur implication dans la réalisation des essais et la métrologie associée.

Je me dois de saluer le projet collaboratif ATIHS dans lequel s'inscrit cette thèse et qui a financé mes travaux. Les membres de ce projet d'exception sont trop nombreux pour que je les cite tous. Je remercierai en particulier Vincent Lapoujade et Morgan Le Garrec de DynaS+ pour leur gestion du projet. Je salue également Tess Legaud dont la collaboration m'a tiré d'affaire à de nombreuses reprises dans l'utilisation du code LS-DYNA. Du côté expérimental, je me dois de remercier Hakim Abdulhamid, Paul Deconinck mais également Pierre-Louis Hereil de Thiot Ingénierie pour la réalisation des tirs et leur expertise expérimentale. Merci également à l'Institut Clément Ader, en particulier Quentin Govignon, pour la confection des matériaux d'étude. Je vous souhaite à tous bon courage pour la suite du projet. Du côté de l'Université Bretagne Occidentale, je remercie Eric Lolive pour son support dans les mesures ultrasons.

Réaliser une thèse requiert un travail assidu mais également de garder la tête sur les épaules. En trois ans, j'ai eu le temps de tisser de nombreux liens. En ce sens, je remercie tout l'échelon central du service qui m'a accueilli. Plus éloigné de mes préoccupations quotidiennes du point de vue technique, ils m'ont souvent permis par leur gentillesse (et pour certain-e-s leur espièglerie, je ne donnerai pas de nom, ils se reconnaîtront) de garder la tête hors de l'eau. Donc merci à Mélanie, Julie, Claire, Stéphanie, Nadège, David, Pascal et Emmanuel qui m'ont supporté pendant ces trois ans. Comme disais Monsieur Juvénal, « Mens sana in corpore sano ». Je ne promets pas que l'esprit soit demeuré sain, mais le reste de la maxime est à peu près respecté. En cela, je remercie tous les gens que j'ai pu rencontrer lors de mes activités extra-thésariale. Petite pensée en particulier pour Raphaël, Yohan, Mathieu, Elodie, Julien... Vous allez tous beaucoup me manquer.

Mes derniers mots iront bien entendu à ma famille, le socle élémentaire sur lequel j'évo-lue depuis 25 ans. Je rends hommage en particulier à ma mère, Joëlle, pour son soutien indéfectible au cours de mes études. Pour terminer par le plus important, je remercie du fond du cœur ma compagne, Diane, pour son soutien, ses conseils et sa présence dans les moments difficiles.

Ainsi s'achève les remerciements, il est maintenant temps de prendre de l'altitude. Nous sommes en 2021 après J.C. Toute la haute atmosphère terrestre est occupée par les légions de débris spatiaux. Toute ? Non, car des orbites peuplées d'irréductibles satellites résistent encore et toujours à l'envahisseur...

Contexte et objectifs

L'évolution de l'Humanité s'accompagne d'un progrès technologique exponentiel. Parmi les axes de ce progrès, la conquête de l'espace a révolutionné notre mode de vie. Sur le plan économique (télécommunication, géolocalisation, prévision météorologique), militaire (renseignement) et scientifique (observation astronomique, microgravité, observation de la Terre, océanographie, altimétrie), les satellites sont devenus indispensables pour notre compréhension de l'univers physique, la modélisation des changements climatiques et le fonctionnement de la société de l'information. La croissance des applications et des besoins a entraîné une augmentation considérable du nombre de lancements de satellites au cours des dernières décennies. Depuis la mise en orbite du satellite soviétique Spoutnik 1 le 4 octobre 1957, le nombre de lancements avoisine aujourd'hui les 6000. Le rythme des lancements est en constante augmentation avec 97 mises en orbite réussies en 2019 et devrait atteindre un nouveau cap avec la mise en service des premières constellations de satellites (Starlink, OneWeb) ayant pour but de fournir l'accès à Internet sur la majorité de la Terre.

Mais les satellites ne représentent qu'une fraction des objets en orbite. Le cycle de vie d'un satellite génère une quantité importante de débris. Ces débris, que l'on définit comme tels car ils n'ont pas d'utilité pour l'Homme, sont d'origines et de tailles diverses. Il peut s'agir d'étages supérieurs de lanceurs ayant servi à mettre le satellite en orbite. A cela s'ajoute bien entendu les satellites eux-mêmes, qu'ils soient opérationnels ou en fin de vie. De nombreux débris résultent également du déroulement nominal des missions spatiales (dispositifs de séparation, coiffes de protection, sangle de fixation). Une autre catégorie de débris concerne les débris résultant d'une fragmentation suite à une explosion, un impact ou une anomalie non expliquée. Enfin, on retrouve également de fines particules d'oxyde d'aluminium dégagées par les moteurs à propergols solides, des gouttelettes de NaK issues de satellites à réacteurs nucléaires de l'époque soviétique [1] ou encore une voiture Tesla [2]... En Octobre 2019, l'US Surveillance Network catalogue près de 20.000 objets artificiels en orbite autour de la Terre [3], incluant 2218 satellites opérationnels. Ces objets ne représentent cependant que les débris assez grands pour être détectés par les radars et télescopes optiques, le seuil de détection en orbite basse (altitude inférieure à 2000 km), ou low-Earth orbit (LEO), est de 5 cm. En orbite géostationnaire (36.000 km d'altitude), le seuil de détection est de 30 cm. Selon l'Agence Spatiale Européenne [4], plus de 128 millions de débris de taille inférieure à 1 cm, 900.000 débris entre 1 et 10 cm, et autour de 34000 débris plus large que 10 cm sont estimés être en orbite autour de la Terre en janvier 2020.

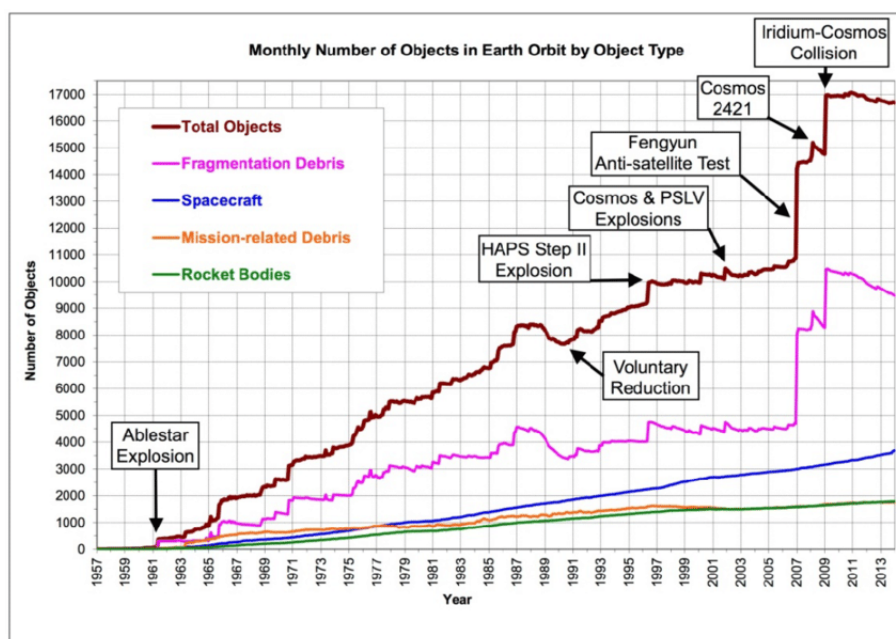


FIGURE 1 – Evolution du nombre de d’objets en orbite autour de la Terre officiellement catalogués par l’US Space Surveillance Network (Source : NASA – Orbital Debris Quarterly News Janvier 2014)

La Figure 1 présente l’évolution du nombre d’objets détectés depuis le début de la conquête spatiale. Parmi les débris détectés, ceux issus d’une fragmentation sont les plus nombreux. Sur ces courbes, chaque discontinuité peut être reliée à un événement (collision, explosion de satellites, décision politiques). Parmi les plus importants, la destruction intentionnelle du satellite Fengyun-1C en 2007 par un missile balistique et la collision en 2009 entre les satellites Iridium 33 et Cosmos 2251 à une vitesse d’environ 11 km/s sont les deux événements ayant générés la plus grande quantité de débris. Les débris générés par ce type d’événement sont difficilement quantifiables dans leur totalité. A ces débris d’origines humaines s’ajoutent les météoroïdes provenant de la désagrégation d’un astéroïde ou d’un noyau cométaire. Il s’agit d’objets de taille variant entre quelques micromètres à un mètre et se déplaçant dans l’espace interplanétaire à des vitesses pouvant atteindre plusieurs dizaines de kilomètres par seconde. Le danger qu’ils représentent pour les satellites est similaire à celui des débris spatiaux et leur trajectoire non orbitale les rend moins prévisibles. Dans le cadre de ce travail, on se concentrera surtout sur les débris d’origines humaines qui représentent la source la plus probable d’impact hypervélocé (IHV) sur satellite.

La majorité des objets se trouve en orbite basse (LEO) ou en orbite géostationnaire (GEO) à l’exception de l’altitude intermédiaire où se trouvent les satellites de navigation américains et russes. La Figure 2 présente la densité des satellites en fonction de l’altitude. La plus forte densité d’objet est constatée dans les orbites basses, qui concentrent un plus grand nombre de satellites dans un volume très inférieur à celui de la GEO. Cette concentration des objets dans les orbites basses sera d’autant plus marquée avec l’arrivée de nouvelles constellations telles que StarLink prévoyant pour le moment l’envoi de 4 400 satellites en orbite basse (entre 550 km et 1 325 km), et la seconde plus de 7 500 satellites en orbite très basse (entre 335 km et 346 km). Les débris spatiaux ont des vitesses très variables avoisinant 8 km/s pour les objets en orbite basse. L’impact

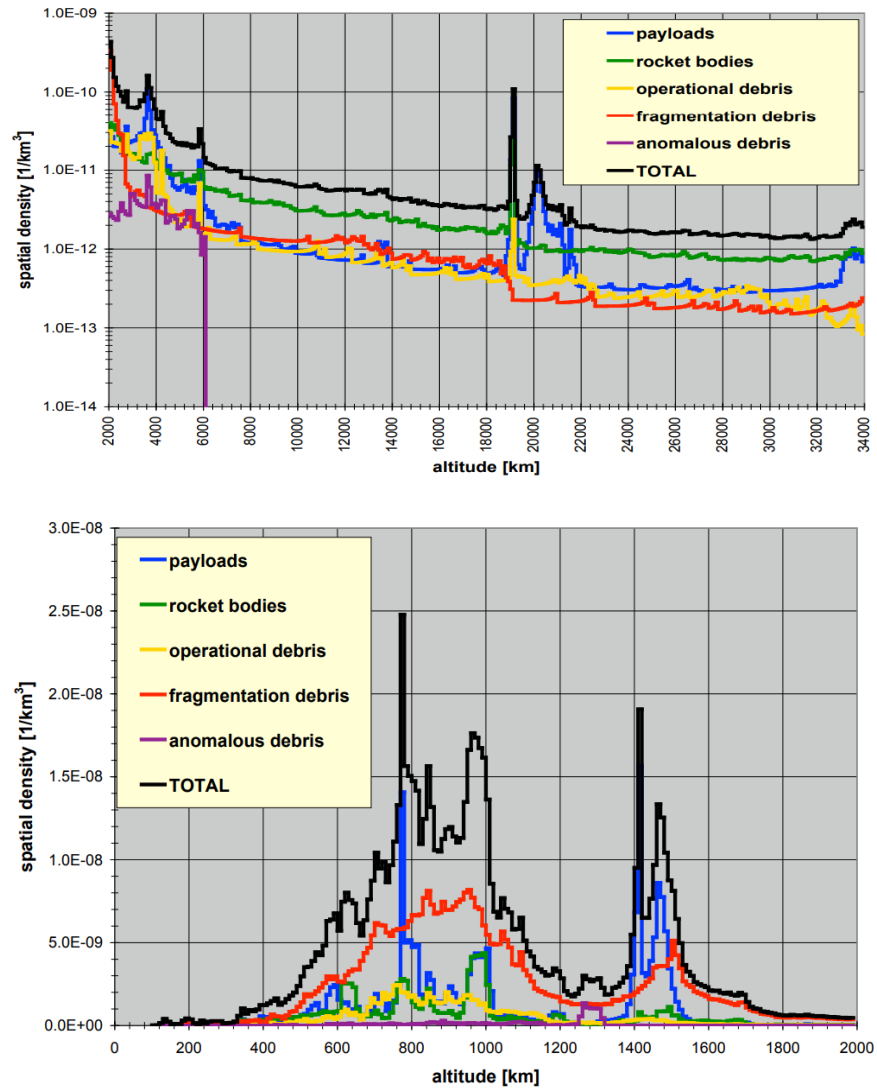


FIGURE 2 – Densité spatiale équivalente des objets dans l'espace du début de la LEO jusqu'à la GEO [5]. Dans le premier graphique, la densité spatiale de débris en ordonnée est en échelle logarithmique.



FIGURE 3 – L’impact d’un débris sur la navette Explorer dans le film Gravity (2013) est représentatif du phénomène de création de débris de fragmentation

d’un objet quelque soit sa taille à une telle vitesse peut causer des dégâts considérables et représentent une menace réelle pour les satellites opérationnels. Les dégâts générés par un impact de débris sont variables, allant du dégât mineur à la mise hors service du satellite. Outre l’endommagement du satellite, un impact génère une quantité importante de débris de fragmentation (Figure 3). L’augmentation quasi-continue du nombre de débris en orbite fait craindre une réaction en chaîne. Ce scénario, appelé syndrome de Kessler, implique que le nombre de débris dans l’espace est tel que ces objets se heurtent régulièrement, se fragmentent en plusieurs morceaux, induisant du même coup une augmentation exponentielle du nombre de débris spatiaux. Un tel phénomène peut conduire à la saturation en débris de certaines orbites qui deviennent inutilisables sur plusieurs générations. Le danger que représentent les débris spatiaux est donc une préoccupation majeure des États et agences spatiales qui œuvrent à trouver des solutions.

0.1 De la manière de gérer une prolifération de débris

0.1.1 Un processus d’élimination naturelle

Il faut premièrement noter que les objets dans l’espace sont tous plus ou moins soumis au frottement atmosphérique. L’espace est généralement assimilé à du vide. En réalité, sa densité est non nulle car il contient quelques molécules par unité de volume. Dans le cas de la Terre, la densité de l’atmosphère est de l’ordre de 10^6 particules par centimètre cube à environ 700 km d’altitude. À 5000 km d’altitude, elle n’est plus que de 100 particules par centimètre cube environ. Un objet en déplacement est ralenti par frottement avec les particules se trouvant dans l’espace qui l’entoure. De même, un objet en orbite est peu à peu ralenti par frottement atmosphérique. Son inertie n’est alors plus suffisante pour compenser la force gravitationnelle de la Terre qui l’attire dans l’atmosphère terrestre. Lors de la rentrée atmosphérique, ces objets s’échauffent et sont généralement consumés lorsqu’ils traversent les couches atmosphériques denses de la Terre. Ce processus s’étend cependant sur des durées très variables selon l’altitude du débris. Plus le débris est éloigné, moins il est sensible au freinage atmosphérique. Un objet en orbite à 500 km d’altitude mettra plusieurs années avant d’être attiré vers l’atmosphère terrestre. Un objet en orbite à 1000 km d’altitude mettra quant à lui plusieurs siècles avant d’être consumé. Les objets se trouvant sur des orbites éloignées telles que l’orbite GEO ont

pour leur part des durées de vie quasiment infinies. L'atmosphère terrestre a donc un effet bénéfique car elle permet de nettoyer progressivement l'espace. Cet effet n'est notable du point de vue de l'humanité que pour les débris en orbites basses inférieures à 1000 km. Cependant, la création de débris spatiaux au cours du cycle de vie d'un satellite est inévitable et le rythme auquel sont générés ces objets est systématiquement supérieur à celui de désintégration des débris par l'atmosphère terrestre.

0.1.2 Limiter la formation de nouveaux débris

Si aucune réglementation n'encadre l'utilisation de l'espace, des consignes préconisées par le Inter-Agency Space Debris Coordination Committee (IADC) [6] visent à limiter la création de nouveaux débris. Ces actions consistent principalement à passiver les satellites en fin de vie en les purgeant de toutes matières à risque pouvant provoquer leur explosion. La deuxième action concerne la désorbitation des satellites en fin de vie, afin qu'ils soient consumés par l'atmosphère, ou leur redirection vers des orbites dites "poubelles".

0.1.3 Nettoyer l'espace

Des nouvelles technologies sont également en développement par les acteurs du spatial afin de réduire la quantité de débris en circulation. Shan et al.[7] fait l'inventaire des solutions envisagées qui se regroupent en deux catégories. Le premier type de solution consiste à utiliser des satellites éboueurs disposant de différents moyens (filet, bras robotique...) de capture des débris passant à proximité. La deuxième action consiste à dévier les débris afin de modifier leur orbite ou de les freiner, pour qu'ils soient consumés par l'atmosphère terrestre. Parmi les méthodes disponibles, la désorbitation des débris à l'aide de lasers impulsionnels haute puissance basés sur Terre [8] ou depuis l'espace [7] est entrevue. Ces méthodes n'ont pas été déployées de manière effective et sont en cours de développement. De plus, elles sont limitées aux objets de grandes tailles. Si les actions présentées précédemment permettent de limiter la création de nouveaux débris, elles n'éliminent pas le problème et des scénarios de collisions sont inévitables.

0.2 Gérer un scénario de collision

Dans l'état actuel des choses, les débris assez gros pour être détectés par radar ou télescope optique sont catalogués. Il s'agit des objets de taille supérieures à 5-10 cm en LEO et 1 m en GEO. Ces objets font l'objet d'un suivi de leur trajectoire afin de prédire un scénario de collision. Dans le cas des satellites équipés de propulseurs, des manœuvres d'évitement sont régulièrement réalisées pour prévenir un impact avec un satellite opérationnel. En 2018, l'Agence Spatiale Européenne a ainsi opéré 28 manœuvres d'évitement de ses satellites afin d'éviter l'impact de débris. Pour les débris trop petits pour être détectés (de quelques micromètres à plusieurs centimètres), la collision avec des satellites opérationnels est inévitable. La résistance à ce type d'impacts est donc partie prenante de la conception d'un satellite.

0.2.1 La protection des satellites

Il existe différents moyens de protéger un satellite face à un impact. Les solutions mises en place sont généralement dépendantes de l'importance de l'entité à protéger, de la complexité d'implémentation et de l'efficacité de la protection apportée. Une solution

évidente consiste à placer les objets sensibles à l'intérieur du satellite, où ils sont naturellement protégés par la structure. Cette solution est limitée car une grande partie du matériel est exposé à l'espace pour des besoins ou des contraintes techniques. Afin de protéger ces parties critiques, une solution facilement mise en œuvre est la réorientation du satellite [6]. En effet, la probabilité d'impact d'un débris n'est pas la même pour toutes les parties du satellite. Les parties les plus exposées sont celles se trouvant en face avant du satellite dans le sens de la marche. Un moyen simple de protection consiste donc à orienter le satellite de sorte que les parties critiques se trouvent dans une zone ayant moins de probabilités d'être impactées. Il est également possible de cacher ces parties derrière d'autres équipements moins importants. Après exploitation de ces méthodes, si la protection n'est toujours pas suffisante, alors il est nécessaire de revoir l'architecture du satellite. Cette action n'est pas facilement implémentable car elle agit directement sur les critères d'encombrement et de masse qui sont des facteurs critiques pour la conception des objets spatiaux. Parmi les actions possibles, des matériaux à forte capacité de protection peuvent être utilisés dans la structure du satellite. Cette idée est difficilement envisageable car le matériau doit présenter des performances supplémentaires assurant le bon fonctionnement du satellite. Une seconde utilisation concerne les patchs de protection. Il s'agit ici d'offrir un bouclier local afin de protéger une partie critique du satellite. Cela concerne généralement les zones de vie pressurisées des spationautes, le matériel scientifiques ou bien les réservoirs. Ce patch peut être plus facilement déployé car le bouclier additionnel est indépendant du fonctionnement du satellite.

Les boucliers sont généralement des structures sacrificielles devant résister à un impact de débris. Lors de la conception des protections, un des objectifs est de minimiser la création de débris dans le scénario d'un IHV. Ce critère concerne bien entendu les débris générés en face arrière du bouclier (car ceux-ci vont ensuite impacter les structures en aval) mais également ceux générés à l'avant car ces débris sont rejetés dans l'espace et participent à l'augmentation du volume de débris en circulation. Les matériaux utilisés au sein de ces boucliers doivent de plus respecter un cahier des charges très strict afin de perdurer dans l'environnement spatial :

- Résistance thermique : Les températures en orbite varient entre $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $+70\text{ }^{\circ}\text{C}$ selon l'exposition au Soleil. Les variations de températures subies lors des autres phases de vie du matériau, telles que le lancement, sont supposées dans cette plage également. Les matériaux doivent pouvoir supporter ces variations de températures sans se dégrader.
- Les ultraviolet (UV) : Les UV émis par le Soleil entraînent une dégradation de la matière se manifestant par de l'érosion et par un assombrissement de la matière ce qui augmente son coefficient d'absorption thermique. Les matériaux utilisés en face externe doivent pouvoir supporter sans se dégrader une irradiation solaire d'environ 1350 W/m^2
- L'oxygène atomique (OA) : l'OA est formé par le rayonnement solaire ultraviolet (UV) qui dissocie les molécules d'oxygènes en atomes d'oxygène libre aux altitudes supérieures à 100 km. Les OA sont hautement corrosifs pour la plupart des matériaux qu'ils rencontrent. Bien que la concentration d'OA soit faible, la vitesse de déplacement des satellites (environ 8 km/s) induit un flux important d'OA avec une énergie d'environ 5 eV . De plus, les UV apportent de l'énergie aux liaisons moléculaires, rendant la corrosion plus aisée. Les matériaux utilisés en face externe doivent donc résister à l'érosion et l'oxydation des OA.
- Vide et dégazage : Lorsqu'un matériau est soumis à des températures importantes

où à des pressions faibles, il peut rejeter des molécules de gaz. Ces molécules de gaz sont susceptibles d'entraver la mission du satellite, en particulier lorsque les applications sont critiques du point de vue de la propreté (instruments scientifiques, optiques, équipement cryogéniques). Les quantités de matière éjectées au dégazage doivent donc être limitées.

En plus de ces contraintes environnementales, les matériaux doivent respecter des seuils de performance opérationnelle selon les applications et la localisation des matériaux :

- Respect de la fonction primaire des entités (panneaux solaires, hublots...);
- L'introduction de nouveaux éléments de protection ne doivent pas diminuer les performances mécaniques de base de la structure (rigidité, tenue aux efforts des membranes);
- Il est bien entendu nécessaire de limiter au maximum la masse de ces protections additionnelles par rapport à la structure de référence.
- Autres : conductivité électrique, conductivité thermique, transparence aux radio-fréquences, non toxicité (législation REACH)...

Le cahier des charges pour les matériaux utilisés est donc très lourd. Selon le rôle et l'emplacement du matériau, ces spécifications n'ont cependant pas besoin d'être toutes respectées par les matériaux mais elles conditionnent les matériaux utilisables à certains emplacements dans la structure.

0.2.2 Les matériaux utilisés pour la protection

Il est difficile d'établir une liste exhaustive des matériaux pouvant potentiellement subir un IHV, car l'impact peut intervenir à n'importe quel endroit sur le satellite. Parmi les matériaux susceptibles d'être impactés, on compte bien entendu les matériaux des boucliers. Nous répertorions également certains matériaux utilisés en forte proportion mais qui ne sont pas systématiquement protégés car moins importants. Enfin, on cite les matériaux ne pouvant être protégés par des boucliers, car ces derniers s'opposent à la fonction de l'objet en question. C'est bien entendu le cas des panneaux solaires qui doivent être en contact avec le rayonnement solaire (Figure 4). Il a été observé que la génération de plasma lors d'un IHV pouvait causer un court-circuit des cellules solaires. Afin de protéger les cellules d'un impact, des lames de protection en silice sont généralement utilisées. Les hublots sont également des composants de satellites ne pouvant être protégés par un blindage opaques et sont donc épaissies pour résister à un impact de débris. Sur la coupole de l'ISS, le hublot est ainsi composé de quatre couches de verres. Deux couches de verres d'épaisseur 25 mm permettent de maintenir la pressurisation. Elles sont entourées d'une fine couche supplémentaire sur les faces internes et externes pour une épaisseur totale supérieure à 5 cm. La couche extérieure, remplaçable, a pour objectif d'arrêter les débris lorsque le volet de protection est ouvert. N'étant pas protégé par un bouclier, le comportement du verre sous impact a fait l'objet de plusieurs études afin d'observer l'étendue de l'endommagement sous IHV [10]. Les autres matériaux susceptibles de subir un IHV font généralement parties des catégories suivantes :

- **Les matériaux métalliques** : Ils sont les plus couramment utilisés dans les structures des satellites. Les fixations (vis, rivets, câbles...) sont également métalliques (notons d'ailleurs que ce sont des pièces qui sont très susceptibles de se détacher et de devenir des débris). Parmi ces matériaux, les alliages d'aluminium

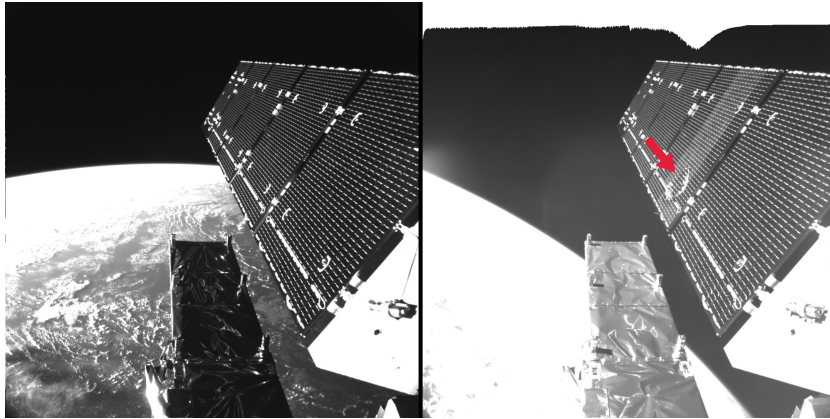


FIGURE 4 – Impact d'un débris sur les panneaux solaires du satellite Copernicus Sentinel-1A [9].

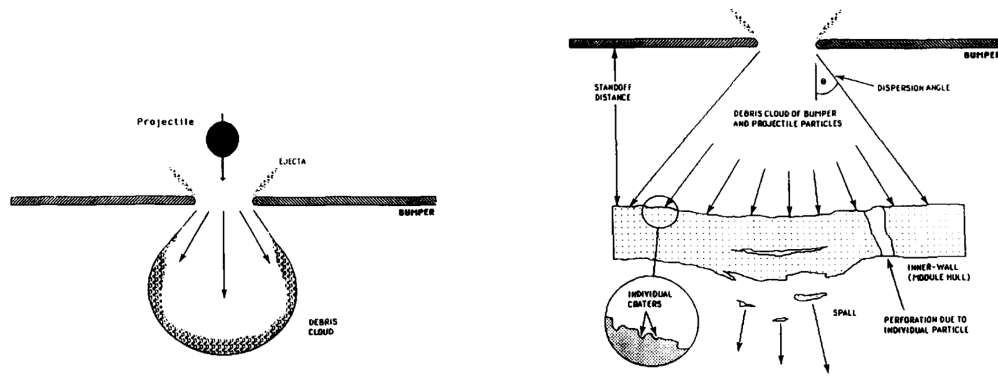
sont les plus utilisés, du fait de leur faible coût et de leurs masses volumiques relativement faibles. Outre l'aluminium, le titane est privilégié pour les pièces très sollicitées thermiquement en raison de son très faible taux de dilatation thermique et de sa résistance à la corrosion.

- **Les matériaux composites** : La mise en orbite est un processus très couteux et la masse est le critère principal lors du design du satellite. Le développement des satellites est une quête constante de nouveaux moyens afin de réduire leur poids. Un axe de développement est l'utilisation de matériaux plus légers en comparaison des matériaux métalliques. Les matériaux composites apparaissent comme une solution prometteuse. Parmi eux, les composites à base de fibre de carbone, qui combinent une rigidité, résistance et faible masse volumique, répondent bien au cahier des charges du contexte spatial. Ils ont d'ailleurs été employés à plusieurs reprises en forte proportion, avec entre autre le bras robotique monté sur les navettes spatiales de la NASA ou le Space Station Remote Manipulator System [11]. Parmi les fibres également employées dans les composites hautes performances, on se doit de citer les fibres synthétiques, obtenues par le filage d'un polymère par voie fondue ou solvant. On retrouve dans cette catégorie les fibres de para-aramide (Kevlar®), Twaron®) et les fibres de polyéthylène haute tenacité (Dyneema®, Spectra®).
- **Les céramiques** : Parmi elles, le Nextel® est un matériau couramment employé dans les avions, les turbines, les missiles, missiles hypersoniques.

Le cahier des charges très lourd limite les matériaux utilisables pour la protection et seuls ceux respectant les standards peuvent être intégrés dans le satellite. Du point de vue de la protection, l'utilisation de blocs monolithiques est possible mais peu intéressante au niveau du rapport protection/poids car ils nécessitent une importante épaisseur de matière pour arrêter le débris. On se tourne alors vers des structures multi-boucliers, appelées bouclier "Whipple" ou "Whipple shield"(W-S) [12].

0.2.3 Le bouclier Whipple

Fred Whipple affirme en 1947 [12] qu'utiliser une plaque sacrificielle serait une technique efficace pour protéger un objet d'un impact hypervélocé. Le principe, illustré par



(a) Formation du nuage de débris suite à l'impact d'un projectile sur le bouclier primaire. (b) Impact du nuage de débris sur le bouclier secondaire qui peut rompre sous l'effet du blast, s'écailler ou bien être pénétré par un débris solide.

FIGURE 5 – Principe du Whipple shield

la Figure 5, consiste à utiliser plusieurs boucliers espacés d'une certaine distance. Dans le principe, l'impact d'un débris sur le premier bouclier place la matière du projectile et du bouclier dans un état thermodynamique intense pouvant provoquer leur fragmentation, voire leur changement d'état. Le premier bouclier, assimilable à une surface sacrificielle, est systématiquement perforé du fait de la vitesse du projectile. Un nuage de débris est alors éjecté en face arrière du bouclier qui est composé de débris de projectile et de bouclier, de tailles inférieures à la taille du projectile initial. En continuant de se déplacer à l'arrière du premier bouclier, le nuage de débris subit également une expansion radiale. C'est donc un nuage de débris plus fins qui va impacter le bouclier suivant sur une surface beaucoup plus importante. Les sollicitations induites dans le bouclier secondaire sont ainsi très inférieures à celle d'un impact sur un bloc monolithique plus épais. Ce procédé offre une forte capacité de protection pour un faible poids. Elle s'accompagne cependant d'une contrainte d'encombrement du fait de l'espace entre les boucliers permettant l'expansion du nuage. Dans les configurations utilisées actuellement pour la protection, une surface intermédiaire supplémentaire est introduite. Elle aide à décomposer les plus gros débris générés lors du premier impact ainsi qu'à les freiner. On parle généralement de "Stuffed Whipple Shield" que l'on généralisera en parlant de structures multi-boucliers. Chaque matériau possédant des propriétés qui lui sont propres, les structures multi-boucliers mettent à profit les qualités de chaque matériau dans la structure afin d'optimiser leur performance. De nombreux travaux se sont penchés sur l'exploitation des atouts des matériaux à disposition afin de proposer une structure à faible poids assurant la protection face à une large gamme de débris. Sur l'ISS, les structures multi-boucliers (Figure 6) intègrent généralement un premier bouclier en alliage d'aluminium 6061-T6. Le deuxième bouclier est constitué de tissus de Nextel® renforcés par des couches de composite Kevlar®/époxy. La distance entre ces boucliers est supérieure à 10 cm et varient selon les agences spatiales qui s'adaptent aux contraintes d'encombrement. Le bouclier final est également en alliage d'aluminium. Il est plus épais afin d'assurer l'arrêt final des débris. Il est espacé d'environ 5 cm du bouclier précédent. Une couche d'isolation thermique, appelée MLI (MultiLayer Insulation), est également intégrée dans cet empilement.

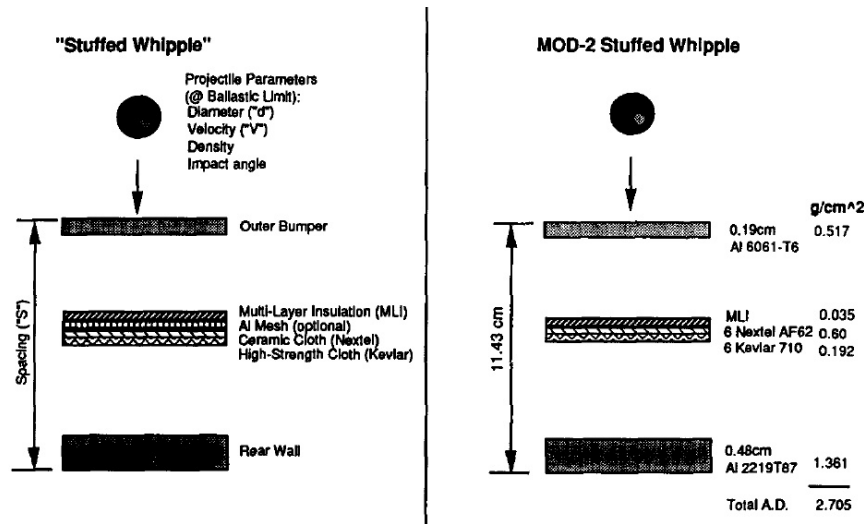


FIGURE 6 – Structure de protection généralement utilisée pour la protection des modules de l'ISS [13].

L'intégration de structures NIDA ou de mousses [14, 15] entre les boucliers est parfois envisagée pour améliorer la rigidité et la résistance à l'impact de la structure. Concernant les NIDA, les études ont cependant montré qu'elles ont tendance à canaliser les nuages de débris issus de l'impact sur le premier bouclier, ce qui diminue la surface d'impact sur le deuxième bouclier.

0.3 Objectifs de la thèse

Les débris spatiaux représentent donc un danger réel pour les satellites opérationnels. Des structures Whipple Shield, composées de matériaux divers, permettent d'absorber l'énergie d'impact d'un débris au travers d'une succession de boucliers. Pour tester ces configurations dans des conditions proches d'un impact de débris, il est nécessaire de reproduire un tel impact en laboratoire. Des lanceurs à gaz et/ou à poudre sont généralement utilisés et permettent de projeter des objets à très hautes vitesses. Les vitesses accessibles par ces moyens d'essais sont cependant limitées et dépassent rarement 8 km/s, bien que certains atteignent presque 10 km/s. Ces vitesses demeurent cependant en deçà des vitesses de débris qui atteignent 15 km/s. De plus, les axes d'optimisation des structures Whipple Shield sont multiples. Combien de boucliers faut-il employer et avec quels espacements ? Quels matériaux doivent être employés et avec quelles épaisseurs ? Ces questionnements sont constamment remis au goût du jour avec l'arrivée de nouveaux matériaux innovants aux caractéristiques de résistance à l'impact intéressantes. La structure doit de plus couvrir un large éventail de formes de projectiles, de vitesses et d'angles d'impact qui ne peuvent être reproduits par les moyens expérimentaux en laboratoire. Un aspect plus prosaïque doit également être considéré, car les essais d'IHV en laboratoire ont un coût non négligeable et la réalisation de nombreux essais devient difficilement envisageable.

De ce constat, il ressort que le dimensionnement ne peut reposer entièrement sur une approche expérimentale. La simulation numérique s'insère alors en complément des essais expérimentaux pour améliorer notre compréhension des phénomènes en place lors d'un IHV et orienter ainsi le dimensionnement. Les travaux de thèse présentés ici s'inscrivent

dans cette continuité.

Cependant, le nombre d'acteurs en France et dans le monde pouvant réaliser de telles études est limité. La problématique des IHV sur structures demeure complètement multiphysique, par la nature des diagnostics, le comportement de la matière à très hautes pressions et les contraintes mécaniques induites dans les matériaux. Afin de disposer des connaissances et des outils nécessaires, la thèse se déroule donc sous l'égide du CEA et de de l'Institut de Recherche Dupuy de Lôme (IRDL, UMR CNRS 6027) à l'ENSTA Bretagne. À travers ses activités, le CEA bénéficie d'une grande expérience du comportement physique de la matière dans des conditions extrêmes. Son large éventail de moyens d'essais dynamiques (lanceurs, laser, canons à électrons, etc.) et de la métrologie associée en font une des entités françaises les plus à même d'étudier les impacts hypervéloces de débris spatiaux. Pour sa part, l'IRDL apporte son expérience à dominante mécanique des interactions solide/solide et fluide/solide. Enfin, la thèse s'inscrit dans un projet collaboratif, nommé ATIHS, pour Amélioration de la Tenue aux Impacts Hypervéloces des matériaux et structures de Satellites. Ce projet rassemble de nombreux acteurs de la recherche et du spatial (Figure 7) mettant en commun leur expertise en fabrication de matériaux et en réalisation d'essais expérimentaux et/ou de simulations numériques.



FIGURE 7 – Membres du projet collaboratif ATIHS.

Dans le cadre de ce projet, plusieurs axes de travail sont développés à savoir :

- de nouvelles solutions de matériaux présentant un excellent rapport masse/résistance ;
- la mise en œuvre de méthodologies numériques permettant d'augmenter les capacités et la fiabilité des simulations d'IHV, en modélisant plus finement le comportement des matériaux dans ces gammes de sollicitations extrêmes.
- le développement de nouveaux moyens d'essais hypervitesses permettant de dépasser les vitesses actuellement accessibles (nouvelle gamme de 8 à 12 km/s pour des projectiles millimétriques à centimétriques) ;

La thèse est principalement concernée par les deux premiers objectifs, en adoptant la démarche suivante : À partir d'une solution W-S, la fragmentation du débris impactant et du premier bouclier a été étudiée à partir des résultats disponibles dans la littérature. Ces observations sont utilisées pour la validation d'un modèle numérique et l'élaboration de lois analytiques. Le comportement mécanique des matériaux composites sous chargement dynamique - équivalent à celui subit par un bouclier secondaire - est étudié expérimentalement par la méthode d'impacts de plaque, de choc laser et de canon à

électron. Une fois le comportement de ces matériaux modélisé, la configuration d'un impact hypervélocé sur une cible W-S à deux boucliers est étudiée avec comme paramètres les matériaux, l'espacement des boucliers, leurs épaisseurs et la vitesse d'impact du projectile. Les résultats expérimentaux sont comparés à ceux de la simulation numérique, travaillée sur la base d'hypothèses physiques telles que l'état et la dispersion des débris, les lois d'endommagement des matériaux.

Le présent manuscrit synthétise cette démarche exposée sur 5 chapitres qui suivent cette introduction. Le Chapitre 1 introduit les différentes données issues de la littérature, qui nous seront utiles pour traiter notre problématique. Cela comprend une introduction aux phénomènes ayant lieu dans les matériaux au cours d'un IHV mais également les résultats déjà mis en exergue dans la littérature sur le comportement de différents matériaux sous IHV. Par la suite, le comportement d'un Whipple Shield est explicité. On met alors en avant les phénomènes qui lui permettent d'être plus résistant qu'un bouclier unique soumis à un IHV. Enfin, un volet numérique introduit les différentes méthodes de simulation et les modèles numériques à notre disposition pour modéliser de tels impacts.

Dans le Chapitre 2, deux matériaux composites considérés pour l'amélioration des structures sont présentés ainsi qu'un matériau de référence à savoir l'aluminium. On y détaillera également les moyens d'essais utilisés au cours de la thèse, leur fonctionnement et les résultats qu'ils peuvent nous fournir.

Dans le Chapitre 3, nous nous intéressons à l'étude des IHV sur cibles minces monolithiques et à leur modélisation. L'objectif est de modéliser les nuages de débris générés par l'impact de projectiles aluminium sur des cibles aluminium ou composites. Dans le cas des composites, une étape préliminaire de caractérisation sera nécessaire pour pouvoir les modéliser en simulation. Des essais d'impact de plaque, de chocs laser et de chocs induits par faisceau d'électrons fournissent des informations sur la mise en vitesse des matériaux sous chocs.

Dès lors que les nuages de débris générés par un IHV sur cible mince sont compris et suffisamment bien reproduits par la simulation, nous nous tournons dans le chapitre 4 vers les IHV sur structures Whipple Shield. Une analyse des résultats d'essais met en exergue les phénomènes mis en jeu et les performances des matériaux d'étude. Pour des configurations bien définies, le recours à la simulation numérique est considéré. La confrontation expérience/calcul permet alors d'évaluer la validité des modèles développés. Plus globalement, cette comparaison détermine la capacité de la simulation à reproduire un IHV sur structures multi-boucliers.

Enfin, une analyse d'optimisation des structures multi-boucliers est proposée dans le chapitre 5. Cette partie met en exergue l'évolution du nuage de débris et les moyens de l'arrêter. Dans la limite des domaines de validité précédemment mis en lumière, la simulation numérique est employée pour modéliser un IHV de débris non accessible par les moyens expérimentaux actuels.

Un bilan des résultats et diverses perspectives d'amélioration clôturent ce travail.

Chapitre 1

Étude bibliographique

Dans la littérature, la définition d'un impact hypervélocé (IHV) n'est pas figée. En ce qui nous concerne, un impact peut être qualifié d'hypervélocé lorsque la pression générée par l'impact est largement supérieure aux limites élastiques des matériaux présents. Dans ces conditions, on peut assimiler les matériaux à des fluides. Le comportement des matériaux sous impact hypervélocé (IHV) a été l'objet d'une multitude de travaux, qu'il s'agisse de cibles épaisses monolithiques ou de structures multi-boucliers. Ce chapitre a pour vocation d'offrir au lecteur une vision globale des données préexistantes dans ce domaine.

1.1 Comportement des structures monolithiques sous impact

En observant l'état de cibles après l'impact hypervélocé d'un projectile sphérique, on constate que le résultat est principalement dépendant de 3 paramètres :

- Les matériaux constituant le projectile et la cible ;
- La vitesse d'impact v_0 du projectile ;
- L'épaisseur de la cible t_s et le diamètre du projectile d_p . Les lettres "t" et "s" sont issues des dénominations internationales "thickness" et "shield", de même que "d" et "p" font références à "diameter" et "projectile".

Pour comprendre quelles interactions le projectile et la cible vont avoir au cours d'un IHV, la phénoménologie basique d'un impact hypervélocé, du point de vue de la théorie des chocs, est explicitée. Afin d'appréhender les principes de la théorie des chocs et des impacts, le lecteur peut au besoin se référer aux travaux de Kinslow [16] ou ceux de Zukas [17]. La propagation des ondes mécaniques lors d'un impact de projectile sphérique sur une cible d'épaisseur finie est représentée dans la Figure 1.1. À l'instant de l'impact (Figure 1.1-b), une onde de choc se propage dans le projectile (onde C1) et la cible (onde C2) dans des directions opposées au point d'impact, vers les zones non chargées. La pression y monte et par conséquent, un déchargement de pression se propage dans le projectile et dans la zone impactée de la cible. Par la suite, l'onde C1 se réfléchit en onde de détente D1 au niveau de la surface libre du projectile, de sorte à satisfaire la condition de pression nulle à la surface libre [18]. Dans le cas d'un projectile sphérique, l'onde de choc atteint d'abord les parois latérales du projectiles car elles sont plus proches. L'onde de détente D1 se propage donc d'abord radialement (Figure 1.1-c). L'onde C1 finira sa course en atteignant la face arrière du projectile où elle se reflète toujours en onde de

détente. À l’opposé, l’onde de choc C2 se réfléchit en face arrière de la cible en onde de détente D2. Le croisement des ondes de détente (par exemple D1 et D2 sur la Figure 1.1-c) génère des pressions négatives, à savoir des contraintes de traction. Si ces contraintes dépassent les seuils de résistance en tension du matériau, elles induisent de l’écaillage [19, 20] dans la cible et/ou le projectile. La rupture en tension génère de nouvelles surfaces libres sur lesquelles se réfléchissent les ondes de choc et de détente. Les phénomènes deviennent alors difficilement quantifiables du point de vue de la théorie des chocs, d’autant plus que la cinétique de l’endommagement à très haut taux de déformation n’est pas bien décrite pour tous les matériaux. De plus, le caractère 2D de l’impact induit des contraintes de cisaillement générant également la rupture [21] des matériaux en jeu. Après fragmentation de la matière par cisaillement ou écaillage, les fragments générés peuvent être éjectés à l’avant et à l’arrière de la cible.

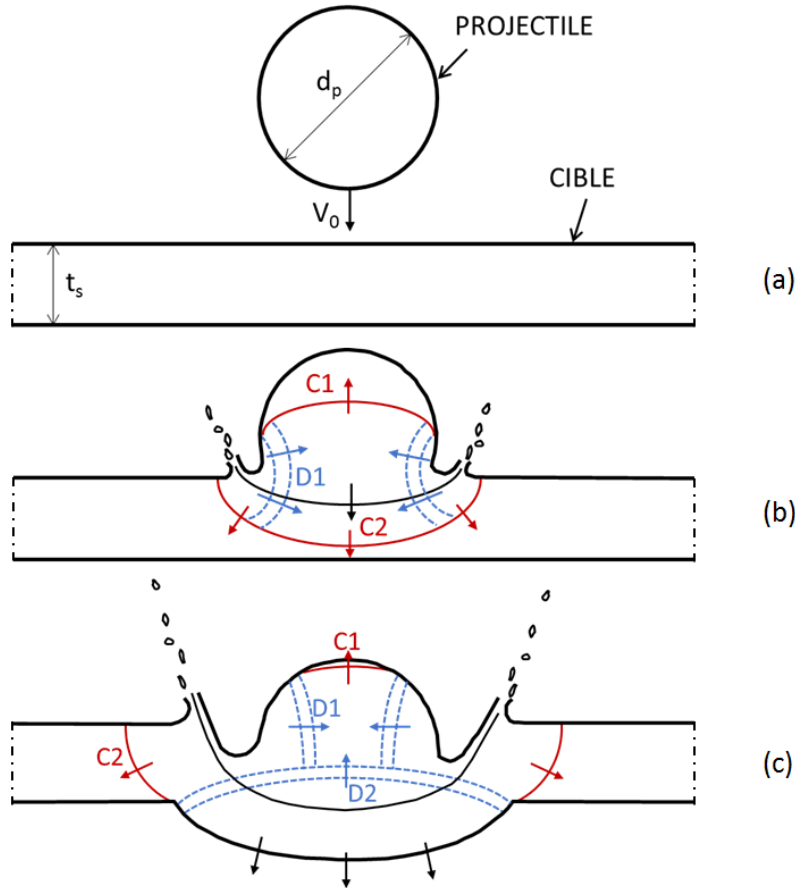


FIGURE 1.1 – Phénoménologie d’un impact au cours du temps illustrant la propagation des ondes de choc et de détente dans la cible et le projectile.

Sans considérer les matériaux en jeu, les phénomènes dynamiques de propagation d’ondes sont déjà intimement liés à la géométrie des surfaces et des interfaces. Les variations sur l’épaisseur de la cible t_s et le diamètre du projectile d_p ont des conséquences sur le comportement hydrodynamique. Elles induisent des variations sur la propagation des ondes, sur leurs amplitudes, leurs réflexions aux interfaces ainsi que leurs croisements. En réduisant le diamètre du projectile d_p , les ondes de détente viennent plus rapidement atténuer les ondes de choc. À l’inverse, l’augmentation de l’épaisseur de la cible retarde le retour de l’onde de détente D2, mais permet la rencontre prématurée des détente D1

sur l'axe central de propagation. Les travaux de Horz [22] illustrent cette idée. Dans ses travaux, il montre l'influence du ratio d_p/t_s sur l'endommagement de la cible (Figure 1.2). Pour cela, il réalise des impacts de sphère d'aluminium de diamètre $d_p=3.2$ mm à $v_0=6$ km.s⁻¹ sur des cibles d'aluminium d'épaisseur t_s variant de 1 mm à 32 mm.

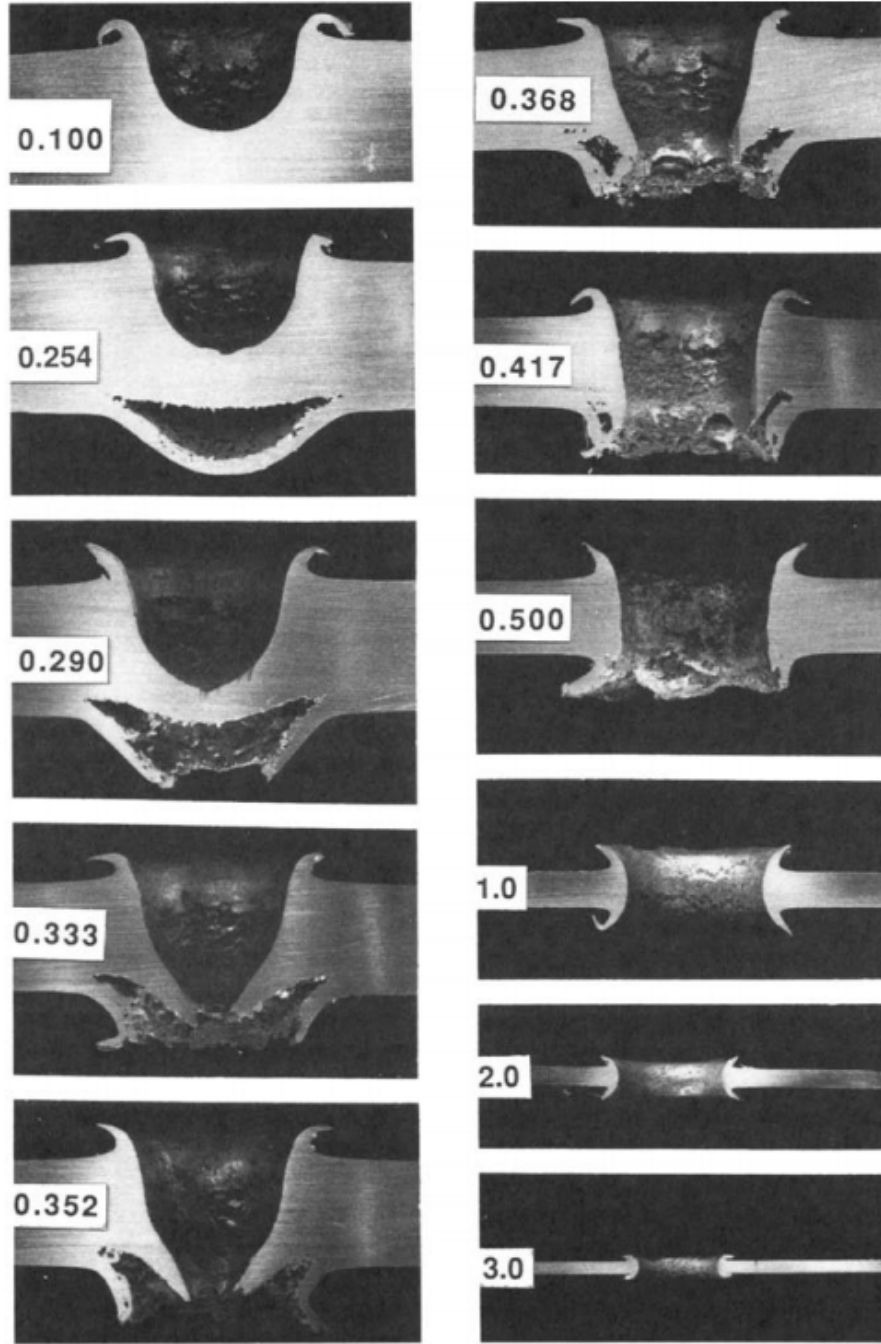


FIGURE 1.2 – Évolution de l'endommagement dans une cible aluminium selon son épaisseur après l'impact à 6 km/s d'une bille aluminium de diamètre $d_p=3.2$ mm [22]. Le ratio d_p/t_s est inscrit à gauche et fournit l'information sur l'échelle de l'image.

Lorsque le ratio d_p/t_s est petit, la cible est assimilable à une cible semi-infinie et l'impact du projectile ne génère qu'un cratère à l'avant de la cible. Au delà d'un ratio

d_p/t_s de 0.2, la tension générée par le croisement des ondes de détente en face arrière est suffisamment intense pour générer une écaille (Figure 1.2, $d_p/t_s=0.254$). Lorsque le ratio diminue encore, le cratère rejoint peu à peu la zone d'écailage et provoque la perforation de la cible. Dans des conditions de tir données (projectile, cible, incidence), les vitesses d'impact à partir desquelles apparaissent l'écailage puis la perforation sont respectivement appelées limite d'écailage et limite balistique. Dans le cas de l'aluminium, pour un ratio $d_p/t_s=0.3$ en impact normal, la limite balistique est donc de 6 km/s. Dans nos applications, les boucliers sont généralement fins devant le diamètre des projectile ($d_p/t_s > 1$). Pour l'étude des IHV sur cible minces, le paramètre de référence pour les géométries est plutôt le coefficient t_s/d_p , qui est inférieur à 1 la plupart du temps. Outre les travaux de Horz, on peut également citer les impacts réalisés par Piekutowski [23] sur des cibles minces en aluminium. Ses travaux, traitant d'impact jusqu'à 8 km/s, sont des références dans ce domaine, par la qualité des radiographies réalisées pendant le tir et des tomographies sur les cibles post-mortem [24]. Dans l'ensemble, les données récoltées après un IHV concernent surtout les dimensions des cratères pour les impacts sur cible épaisse et les dimensions des perforations pour les impacts sur cibles minces. Des campagnes de tirs ont ainsi été réalisées par Nysmith et Denardo [25] ainsi que par Maiden et McMillan [26]. Les données sur les tailles de perforations ont permis d'identifier des lois sur le diamètre de perforation d_{hole} , dépendantes de la vitesse du projectile v_0 (en km/s), du diamètre du projectile d_p et de l'épaisseur du bouclier t_s :

$$\text{Nysmith : } \frac{d_{hole}}{d_p} = 1.47 \left(\frac{t_s}{d_p} \right)^{0.45} v_0^{1/2} \quad (1.1a)$$

$$\text{Maiden : } \frac{d_{hole}}{d_p} = 0.45 \left(\frac{t_s}{d_p} \right)^{2/3} v_0 + 0.9 \quad (1.1b)$$

Si ces travaux concernent l'aluminium, le principe d'endommagement, allant de la formation d'un cratère à l'apparition de l'écailage puis à la perforation, est similaire pour la plupart des matériaux avec la diminution du ratio t_s/d_p .

Parmi les autres matériaux ayant fait l'objet d'une étude d'impact sur cible mince, les matériaux composites sont omni-présents. Leur capacité à dissiper l'énergie d'impact du projectile par la perforation, la rupture des fibres et le délaminage [27] les rend très intéressants dans le domaine balistique. Les travaux d'Escalé [28] offrent un premier aperçu du comportement de composites renforcés par des fibres diverses. Concernant les composites à base de fibres de carbone (CFRP), on se doit de citer les travaux de Tennyson et Lamontagne [29][30] ainsi que ceux de Francesconi [31] ou de Cantwell [32]. Les larges campagnes de tirs sur composites à base de carbone, couvrant les gammes de vitesses jusqu'à 7 km/s, ont entre autre fourni des relations sur le diamètre de perforation d_{hole} (en mm) :

$$\text{Francesconi : } \frac{d_{hole}}{t_s} = 1.09 d_p^{1.23} v_0^{0.59} t_s^{-0.86} \quad (1.2a)$$

$$\text{Tennyson et Lamontagne : } d_{hole} = 3.74 \left(E \frac{t_s}{d_0} \right)^{1/3} \quad (1.2b)$$

où d_p est le diamètre du projectile (en mm), v_0 la vitesse initiale du projectile (en km/s), t_s l'épaisseur de la cible (en mm) et E l'énergie cinétique du projectile (en J).

Le comportement des composites à base de fibres de Kevlar a également été investigué,

avec les travaux de Riedel [33], ou encore de Hayhurst [34, 35]. Les composites à base de PEHT font également parties des matériaux étudiés, tant du point de vue expérimental que numérique avec les travaux d'Arrigoni [36], de Grujicic [37] ou encore ceux de Lasig [38]. Parmi les autres matériaux hautes performances employés pour la protection balistique, les céramiques comme le Nextel [34, 35], ou encore la silice [10] et les verres métalliques [39] ont également fait l'objet d'une caractérisation de leur comportement sous choc. Dans le cas de matériaux utilisés pour la protection, la résistance de ces matériaux à l'impact a fait l'objet de campagnes expérimentales de grande ampleur et des modèles analytiques de limite balistique de ces matériaux dans plusieurs configurations ont été développés.

1.1.1 Limites balistiques ou **Balistic Limit Equations (BLE)** d'une cible simple

La limite balistique a été définie précédemment comme la vitesse d'impact au delà laquelle la perforation de la cible intervient, pour une configuration de projectile et de cible donnée. De nombreuses recherches se sont évertuées à prédire l'apparition de la perforation selon les caractéristiques du projectile et de la cible. Historiquement, l'étude de la pénétration et de la perforation commence avec l'ingénieur militaire Français Raymond Théodore Jacob-De Marre en 1886 [40]. Cependant, la limite balistique ne tient pas uniquement aux dimensions du projectile et de la cible mais également aux matériaux les constituant, ainsi que de la vitesse et de l'angle d'impact du projectile. La situation se complexifie d'autant plus lorsque la cible n'est plus un bouclier simple mais une structure complexe de plusieurs boucliers. Une limite balistique n'est donc pas une valeur fixe mais une relation entre tous ces paramètres. Bien entendu, définir une relation prenant en compte toutes ces variables n'est pas chose facile. Par exemple, les formules de THOR [41] fournissent la vitesse résiduelle et la masse résiduelle du projectile après son impact sur une cible. Elles prennent en compte, la forme du projectile, son angle d'impact et les caractéristiques des matériaux en jeu. Ces formules ont été développées, en se basant sur de larges campagnes expérimentales de tir employant une grande variété de matériaux et de formes de projectiles. Toutefois, ces lois demeurent empiriques et peuvent difficilement rendre compte de toutes les configurations d'impact possibles. De plus, l'élargissement des variables d'entrée induit une forte complexification des relations qui nécessitent de nombreux essais expérimentaux pour être calibrées. À l'inverse, un faible nombre de variables d'entrée réduit la validité de la relation à une configuration ciblée. Dans ce contexte, la simulation numérique apparaît donc comme le moyen privilégié pour prédire la perforation d'une structure sous impact. Ces dernières nécessitent cependant de déterminer une loi de comportement représentative de chaque matériau, mais permet ensuite de couvrir une large gamme de configuration d'impact. Toutefois, les BLE ont l'avantage de fournir une estimation des configurations de bouclier permettant l'arrêt d'un projectile, ce qui s'avère utile pour un pré-dimensionnement. Elles offrent surtout une compréhension phénoménologique de l'influence des différents paramètres sur la résistance de la structure.

Dans l'ensemble, les equations de limite balistiques (BLE) sont généralement des equations propres à un seul matériau ou à une unique configuration structurale. Elles peuvent, selon leur complexité, prendre en compte l'angle d'impact, les caractéristiques du projectile etc.. Une fois définies, elles se présentent généralement sous la forme de courbes dans un graphique prenant la vitesse du projectile v_0 en abscisse et le diamètre du projectile

d_p en ordonnées. Cette courbe permet ainsi de valider la résistance d'une structure donnée à une agression donnée. Dans ce qui suit, on présente plusieurs BLE développées à partir de larges campagnes expérimentales, qui nous donnent un ordre de grandeur des épaisseurs de boucliers nécessaires pour arrêter une gamme de projectiles.

Les boucliers métalliques

Les travaux de Cours-Palais [42] traitent d'impacts sur cibles d'épaisseurs fines à semi-infinie. Comme observé précédemment (Figure 1.2), l'impact d'un projectile dans une cible semi-infinie génère un cratère hémisphérique. Lorsque l'épaisseur de la cible diminue, de nouveaux modes de rupture interne interviennent graduellement, qui sont l'écaillage suivi du détachement de la matière écaillée et finalement la perforation de la cible lorsque le cratère d'impact et la zone écaillée se rejoignent. Afin d'évaluer la protection apportée par une cible simple face à un impact, Cours-Palais [42] se base sur des impacts sur cibles semi-infinies afin de développer des équations représentatives de la profondeur de pénétration du projectile, appelée p_∞ (en cm) :

$$p_\infty = 5.24 \cdot d_p^{19/18} \cdot H_s^{-0.25} \cdot (\rho_p/\rho_s)^{0.5} (v_0 \cos \theta / C_s)^{2/3} \quad \text{si } (\rho_p/\rho_s) < 1.5 \quad (1.3a)$$

$$p_\infty = 5.24 \cdot d_p^{19/18} \cdot H_s^{-0.25} \cdot (\rho_p/\rho_s)^{2/3} (v_0 \cos \theta / C_s)^{2/3} \quad \text{si } (\rho_p/\rho_s) \geq 1.5 \quad (1.3b)$$

où ρ_p et ρ_s sont les masses volumiques (en g/cm³) du projectile et de la cible tandis que v_0 et θ sont la vitesse initiale (en km/s) et l'angle d'impact du projectile. Enfin, H_s représente la dureté Brinell et C_s la vitesse du son (en km/s) dans la cible.

L'épaisseur de bouclier nécessaire pour éviter un mode d'endommagement particulier est ensuite estimée par :

$$t_s \geq k \cdot P_\infty \quad (1.4)$$

où k (s.d) est un coefficient dépendant des phénomènes de rupture que l'on souhaite éviter :

- pour empêcher la perforation : $k=1.8$
- pour empêcher le détachement de l'écaillage : $k=2.2$
- pour empêcher l'écaillage : $k=3.0$

La limite balistique est obtenue par inversion des équations 1.3a et 1.3b. Un exemple de limite balistique est présenté en Figure 1.3. Dans l'interprétation de ces courbes, il faut bien assimiler que les configurations au dessus d'une courbe induisent théoriquement le phénomène associé (écaillage, écaillage non détaché, perforation). Ces courbes nous indiquent un phénomène assez intuitif, à savoir que l'augmentation de la vitesse du projectile réduit la taille maximale de projectile que le bouclier simple peut arrêter. L'écaillage intervient pour des tailles et des vitesses plus petites que pour la perforation, car l'écaillage est le stade d'endommagement intervenant juste avant perforation lorsque le cratère d'impact rejoint l'écaillage.

Les boucliers composites

La formation d'un cratère dans un matériau composite laminé orthotrope tels que les Polymères Renforcés par des Fibres de Carbone (CFRP) est différente de celle des métaux. Schaefer et al. [43] proposent une adaptation de la limite balistique à des matériaux composites en utilisant un coefficient $K_{composite}$ regroupant les propriétés du matériau (dureté, masse volumique, vitesse du son). Ce facteur empirique est obtenu

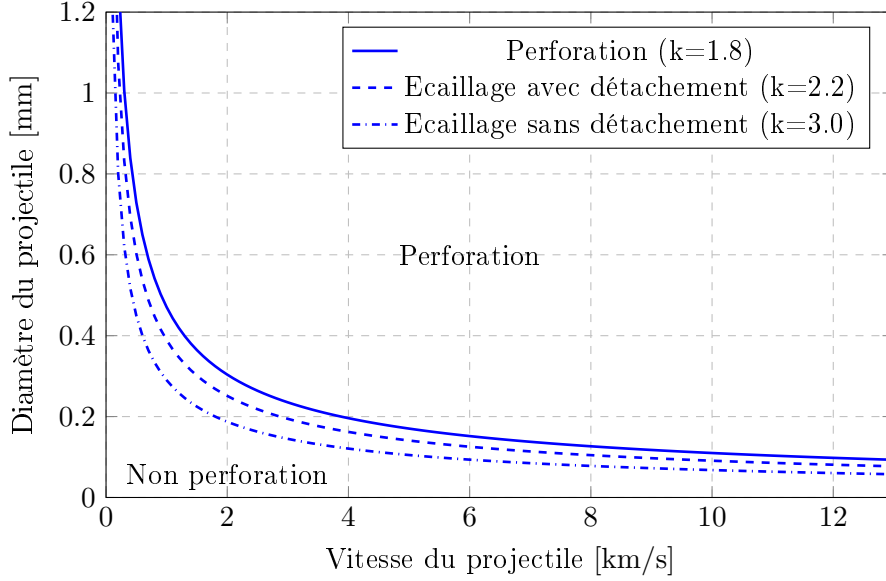


FIGURE 1.3 – Limite balistique selon Christiansen d'un bouclier monolithique en aluminium 6061T6 d'épaisseur $400 \mu\text{m}$ soumis à l'impact d'une sphère en aluminium

grâce à des données d'impact. La profondeur de pénétration p_∞ (en cm) dans une cible CFRP semi-infinie peut ainsi être obtenue par :

$$p_\infty = K_{CFRP} \cdot d_p \cdot (\rho_p / \rho_s)^{0.5} \cdot (v_0 \cdot \cos\theta)^{2/3} \quad (1.5)$$

où $K_{CFRP}=0,62$. L'épaisseur de bouclier nécessaire est estimée par :

$$t_s \geq k \cdot p_\infty \quad (1.6)$$

où k est un coefficient dépendant des phénomènes de rupture que l'on souhaite éviter :

- pour empêcher la perforation : $k=1.8$
- pour empêcher l'écaillage : $k=3.0$

Pour le CFRP, on n'observe pas de conditions telles que l'écaille ne se détache pas. La limite balistique peut être obtenue par inversion de l'équation 1.5 :

$$d_{p,crit} = \frac{t_s (\rho_p / \rho_s)^{0.5}}{k \cdot K_{CFRP} \cdot (v_0 \cdot \cos\theta)^{2/3}} \quad (1.7)$$

Une BLE est également dérivée dans les travaux de Francesconi [31], dans lesquels sont réalisés de nombreux tirs de billes aluminium de différents diamètres et vitesses sur des cibles CFRP. Pour chaque tir, il mesure le diamètre du cratère D_{crat} généré pour les cibles non perforées. Comme expliqué précédemment, la perforation intervient lorsque le cratère d'impact rejoint la zone d'écaillage ou de délaminage. Francesconi identifie un critère limite de perforation basé sur le ratio D_{crat}/t_s :

$$\left(\frac{D_{crat}}{t_s} \right)_{crit} = 0.78 \pm 0.22 \quad (1.8)$$

En parallèle, il effectue une corrélation du ratio D_{crat}/t_s avec les paramètres de tirs, à savoir le diamètre de projectile d_p (en mm), la vitesse du projectile v_0 (en km/s) et

l'épaisseur du bouclier t_s (en mm) :

$$\frac{D_{crat}}{t_s} = 1.09 \cdot d_p^{1.23} \cdot v_0^{0.59} \cdot t^{-0.86} \quad (1.9)$$

En introduisant la valeur critique dans l'équation, il en ressort la limite balistique suivante :

$$d_{p,crit} = 0.76 \cdot v_0^{-0.48} \cdot t^{0.70} \quad (1.10)$$

Une application des limites balistiques de Schaefer et al. [43] et Francesconi et al. [31] sont rassemblées dans la Figure 1.4.

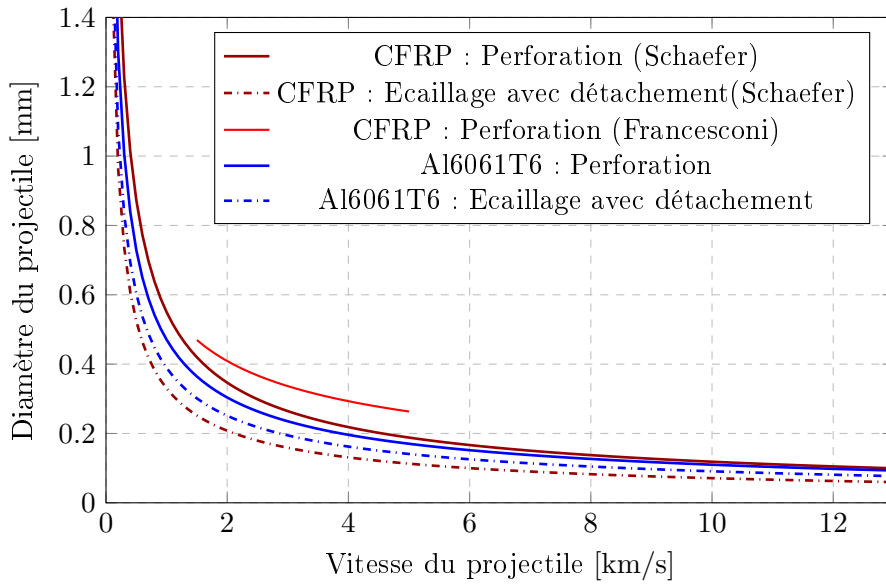


FIGURE 1.4 – Limite balistique selon Schaefer et al. [43] et Francesconi et al. [31] d'un bouclier composite CFRP d'épaisseur 663 μm soumis à l'impact d'une sphère en aluminium. La masse surfacique est équivalente à celle d'un bouclier aluminium d'épaisseur 400 μm .

Ainsi, on voit que les BLE sont un moyen efficace d'estimer la résistance d'une structure à un impact donné. Elle permettent un pré-dimensionnement des structures ainsi qu'une évaluation des matériaux apportant la meilleure protection. Moyennant la validité des BLE, la Figure 1.4 montre par exemple que l'aluminium est légèrement plus efficace que le CFRP pour éviter l'éjection de matière mais moins efficace pour éviter la perforation. Au premier abord, ces limites balistiques montrent déjà que l'arrêt d'un projectile lors d'un IHV nécessite l'emploi d'un bouclier plusieurs fois plus épais que le diamètre du projectile. L'utilisation d'un tel bloc monolithique s'avère peu intéressant dans le contexte spatial, comme le démontre Whipple et al. [12], et qui a conduit à l'utilisation des W-S, dont le principe est présenté dans le Chapitre 1. Avec un W-S, le premier bouclier est presque systématiquement perforé, ce qui génère des débris à l'avant et à l'arrière de la cible qu'il est nécessaire de caractériser.

1.2 Comportement des structures multi-boucliers sous IHV

1.2.1 Les nuages de débris

Lorsqu'un projectile impacte une cible mince à très hautes vitesses (supérieures à 3 km/s), il perce la cible. Ce faisant, des objets sont éjectés à l'arrière de la cible. La matière éjectée à l'arrière de la cible est appelée nuage de débris et comprend des débris originaires de la cible et du projectile. La caractérisation de ce nuage de débris repose généralement sur leur visualisation par caméra rapide ou radiographie, comme c'est le cas dans les travaux de Piekutowski et al. [23] pour des impacts aluminium sur aluminium (Al6061T6) et des vitesses de projectiles atteignant 6.7 km/s (Figure 3.6). Les radiographies par rayon X des nuages de débris réalisées dans ces travaux sont suffisamment résolues pour mettre en évidence la structure du nuage que l'on décompose en plusieurs parties.

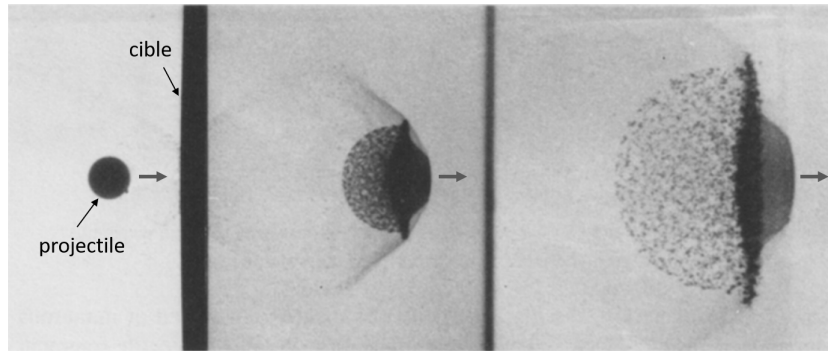


FIGURE 1.5 – Radiographie par rayons X du nuage de débris éjecté en face arrière de la cible suite à un impact de bille Al2017T4 sur cible Al6061T6 : $v_0=6780$ m/s, $t_s/d_p=0.062$, $d_p=9.53$ mm. Les images sont obtenus approximativement $6 \mu s$ et $19 \mu s$ après l'impact [23].

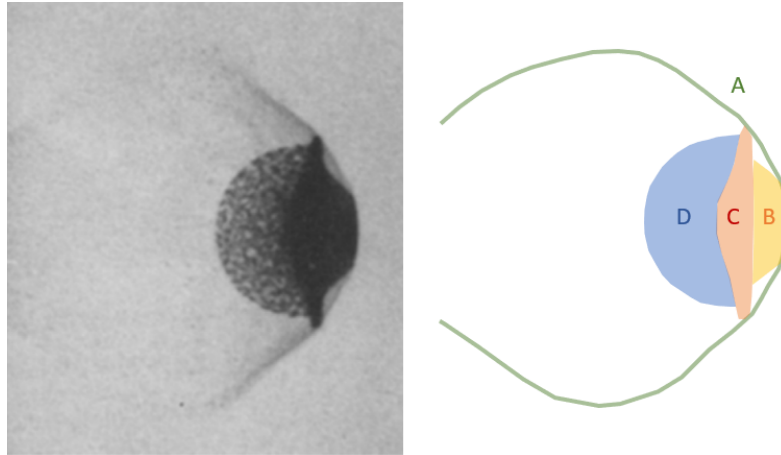


FIGURE 1.6 – Délimitation des populations de débris dans une coupe du nuage pour un impact de bille Al2017T4 sur cible Al6061T6 : $v_0=6780$ m/s, $t_s/d_p=0.062$, $d_p=9.53$ mm.

Sur la Figure 1.6, on observe sur la face externe du nuage un voile de matière provenant principalement de la face arrière de la cible (zone A). À l'avant du nuage et derrière ce voile se trouve une bulle (zone B) contenant des gouttelettes liquides de cible

et de projectile en fusion. On remarque derrière la présence d'un disque de débris solides provenant de la fragmentation du projectile (zone C). Enfin, on distingue à l'arrière un volume hémisphérique contenant les débris générés par l'écaillage de l'arrière du projectile (zone D). La composition d'un nuage de débris est le résultat de phénomènes complexes de fragmentation, liés en grande partie à l'échauffement et au changement d'état de la matière [44]. La présence ou non d'une de ces régions, ainsi que leur taille et leur composition varient selon les matériaux impliqués, leur géométrie ainsi que la vitesse du projectile. Entre autre, Piekutowski montre que la taille des fragments présents dans le nuage dépend du ratio t_s/d_p et de la vitesse d'impact. La Figure 1.7 montre ainsi que pour un ratio t_s/d_p faible et/ou une vitesse d'impact plus faible, il demeure des résidus du projectile de taille conséquente dans le nuage. Sur la Figure 1.7, qui présente des tirs réalisés sur une large gamme de vitesses avec un ratio t_s/d_p constant, la fragmentation du projectile augmente avec sa vitesse au moment de l'impact.

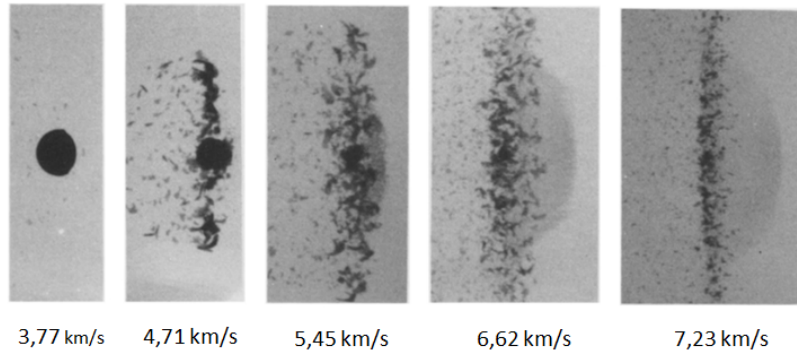


FIGURE 1.7 – Images de radiographie [23] tardive du nuage de débris montrant l'évolution de sa structure interne avec la vitesse d'impact. Ces nuages de débris sont issus d'un impact de bille Al2017T4 sur cible Al6061T6 avec un ratio $t_s/d_p=0.049$. La vitesse d'impact du projectile est précisée en dessous leur image respective.

La structure et la vitesse du nuage sont les facteurs principaux dictant la menace sur le bouclier suivant. Il est donc nécessaire de bien comprendre la phénoménologie de l'impact, liés aux matériaux utilisés où aux géométries employées, qui conduisent à la création de chaque population de débris. Pour la suite des travaux, on définit plusieurs points qui nous serviront à l'analyse du nuage (Figure 3.34) :

- Le point 1 correspond à l'extrémité axiale (ou longitudinale) de la matière issue de la cible ;
- Le point 2 correspond à l'extrémité axiale (ou longitudinale) de la matière issue du projectile ;
- Le point 3 est l'extrémité radiale (ou transversale) de la matière issue de la cible.
- Le point 4 est l'extrémité radiale de la matière issue du projectile.

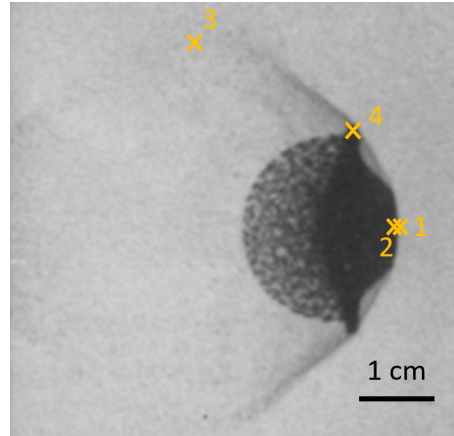


FIGURE 1.8 – Positions des points d'intérêt dans le nuage pour la suite des travaux. Dans le cas présent, les points 1 et 2 sont superposés.

1.2.2 Limites balistiques ou Ballistic Limit Equations (BLE) d'un Whipple shield

Pour rappel, un Whipple Shield (W-S) consiste en une succession de deux boucliers espacés. Le premier bouclier agit comme une surface sacrificielle servant à fragmenter le projectile. Cela génère en face arrière de ce bouclier un nuage de débris. Afin d'arrêter ces débris, on place un deuxième bouclier à un certain espacement du premier bouclier. Lors de son transport de l'arrière du premier bouclier jusqu'au deuxième bouclier, le nuage va s'étendre car les débris qui le compose se dispersent, ce qui induit une augmentation de la surface d'impact et donc une diminution des sollicitations sur le deuxième bouclier. Pour la suite, l'étude des W-S nécessite l'introduction de notations particulières afin de détailler les caractéristiques des W-S. Dans une structure multi-boucliers, l'épaisseur du i -ème bouclier est notée $t_{s,i}$ tandis que l'écartement entre les boucliers i et $i+1$ est noté S_i (Figure 1.9).

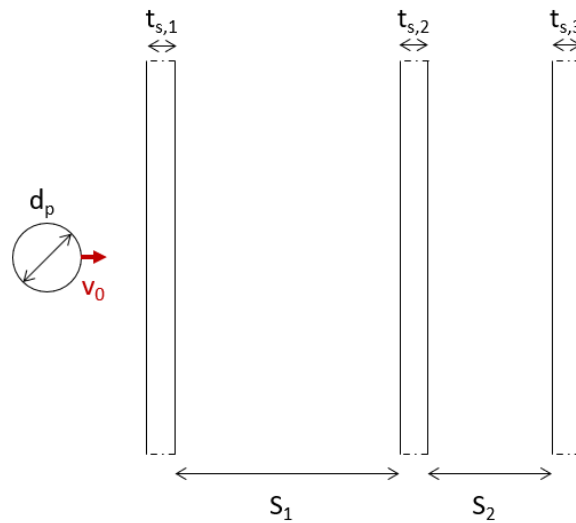


FIGURE 1.9 – Schéma et nomenclature d'une structure Whipple Shield à trois boucliers.

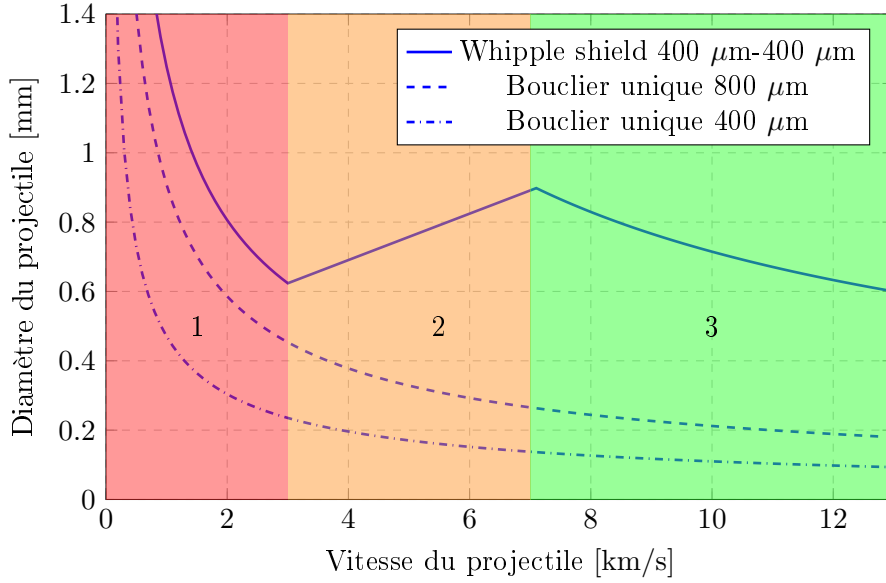


FIGURE 1.10 – Limite balistique selon Christiansen [46] de boucliers monolithiques en aluminium 6061 d'épaisseur $400\ \mu\text{m}$ et $800\ \mu\text{m}$ ainsi que d'un Whipple Shield de deux boucliers Al6061 de $400\ \mu\text{m}$ espacés de $S_1=2.5\ \text{cm}$ soumis à l'impact d'une sphère en aluminium. La BLE d'un W-S se divise en trois parties : 1-le domaine basse vitesse ; 2-le domaine de fragmentation ; 3-le domaine hypervélocité.

Les travaux concernant les W-S consistent généralement à optimiser les matériaux, leurs dimensions et leur séquençement afin d'améliorer les capacités de protection. Encore une fois, plusieurs campagnes de tirs [15] ont été réalisées pour déterminer la limite balistique de différents W-S. Ces essais ont permis de développer des modèles analytiques [45] afin de prédire la résistance ou non d'une structure à un scénario d'impact. De ces campagnes, il ressort que la limite balistique d'un W-S est décomposée en trois parties, comme illustré sur la Figure 1.10. Chaque domaine correspond à un état d'endommagement du projectile différent après l'impact sur le bouclier primaire. Le régime basse vitesse (domaine rouge, Fig. 1.10) rassemble les conditions d'impact où le projectile perce la cible sans être fragmenté (il peut se déformer), ce qui conduit à l'impact d'un projectile quasiment intact sur le bouclier secondaire. Dès que la vitesse d'impact augmente, l'intensité des contraintes générées dans le matériau amène le projectile à se fragmenter, on parle de domaine de fragmentation (domaine orange). L'augmentation de la vitesse d'impact conduit à une plus grande fragmentation et éventuellement à un changement d'état du projectile (Figure 1.7). Une meilleure dispersion des débris réduit la létalité du nuage pour le bouclier secondaire ce qui se traduit, de manière contre-intuitive, par une augmentation de la limite balistique avec la vitesse d'impact. Cette augmentation perdure jusqu'à un seuil de vitesse où le projectile a été pulvérisé ou a changé d'état. Au delà de ce seuil se trouve le régime hypervélocité (domaine vert). Dans ce domaine, la limite balistique n'augmente plus avec la vitesse car la matière dans le nuage est complètement pulvérisée. Le nuage est alors équivalent à un fluide en mouvement qui vient appliquer une pression sur le bouclier secondaire. La limite balistique diminue dès lors avec l'augmentation de la quantité de mouvement dans le nuage. La limite balistique d'un W-S diffère de celle d'un bouclier simple par sa forme. Une caractéristique intéressante et peu intuitive du W-S est sa capacité à mieux résister à un impact avec l'augmentation de la vitesse du projectile v_0 , malgré l'augmentation de l'énergie cinétique dans le pro-

jectile. Comme pour les boucliers monolithiques, des équations de limite balistique ont été développées pour les multi-boucliers à partir de campagnes d'IHV sur ces structures. Les équations suivantes, fournies par Christiansen et al. [46] et déduites d'impacts sur des alliages d'aluminium, permettent de dimensionner l'épaisseur des boucliers primaires et secondaires nécessaires afin d'arrêter un projectile donné. Pour le bouclier primaire, l'épaisseur optimale est obtenue par les formules suivantes :

$$t_{s,1} = 0,25 \cdot d_p \left(\frac{\rho_p}{\rho_{s,1}} \right) \quad \text{si } \frac{S_1}{d_p} < 30 \quad (1.11)$$

$$t_{s,1} = 0,20 \cdot d_p \left(\frac{\rho_p}{\rho_{s,1}} \right) \quad \text{si } \frac{S_1}{d_p} \geq 30 \quad (1.12)$$

où ρ_p et $\rho_{s,1}$ sont les masses volumiques du projectile et du premier bouclier. Gerhing [44] appuie l'idée qu'au dessus un ratio $\left(\frac{t_{s,1}}{d_p} \right)$ supérieur à 0.25 en régime hypervélocé, l'épaisseur du bouclier secondaire $t_{s,2}$ nécessaire était quasiment constante. Les diamètre critique de projectile (en cm) dans le domaine hypervélocé est donné par :

$$d_p = 3.918 \frac{t_{s,2}^{2/3} \cdot S_1^{1/3} \cdot \left(\frac{70}{\sigma_{s,2}} \right)^{1/3}}{\rho_p^{1/3} \cdot \rho_{s,1}^{1/9} \cdot (v_0 \cdot \cos\theta)^{2/3}} \quad \text{si } v_0 \cdot \cos\theta > 7 \text{ km/s} \quad (1.13)$$

où $\sigma_{s,2}$ est la limite élastique du matériau du deuxième bouclier (en ksi, 1 ksi=6,895 MPa) et θ l'angle d'impact du projectile par rapport à la normale de la cible. L'inversion de l'équation 1.13 donne une équation de dimensionnement pour l'épaisseur du bouclier secondaire :

$$t_{s,2} = 0.178 \cdot m_p^{1/2} \cdot \rho_s^{1/6} \cdot (v_0 \cdot \cos\theta) \cdot S_1^{-1/2} \cdot \left(\frac{70}{\sigma_{s,2}} \right)^{0,5} \quad \text{si } v_0 \cdot \cos\theta > 7 \text{ km/s} \quad (1.14)$$

Dans le domaine basse vitesse (Figure 1.10), les résultats publiés par Gehring [47] comparent les profondeurs de perforation d'un bouclier semi-infini en épaisseur et d'un même bouclier semi-infini protégé par un bouclier d'épaisseur $t_{s,1}$. Les résultats indiquent que la profondeur de cratère dans la cible semi-infinie $p_{\infty 1}$ est identique à la profondeur de cratère dans la cible semi-infinie protégée $p_{\infty 2}$, additionnée à l'épaisseur du bouclier protecteur :

$$p_{\infty 1} = p_{\infty 2} + t_{s,1} \quad (1.15)$$

L'épaisseur $t_{s,1}$ étant dimensionnée par la Formule 1.11, on a :

$$t_{s,2} = k \cdot p_{\infty 1} = k \cdot (p_{\infty 2} - t_{s,1}) \quad (1.16)$$

On utilise l'équation présentée par Frost [48] pour p_{∞} :

$$p_{\infty} = K_{\infty} \cdot m_p^{0.352} \cdot \rho^{1/6} \cdot (v_0 \cdot \cos\theta)^{2/3} \quad (1.17)$$

où K_{∞} dépend de la nature du matériau. Pour les alliages d'aluminium, K_{∞} vaut 0.42 [48]. Pour un projectile sphérique, la BLE pour le régime basse vitesse s'écrit :

$$d_p = \left[\frac{t_{s,2}/k + t_{s,1}}{0.796 \cdot K_{\infty} \cdot \rho_p^{0.518} \cdot (v_0 \cdot \cos\theta)^{2/3}} \right]^{18/19} \quad \text{si } v_0 \cdot \cos\theta < 3 \text{ km/s} \quad (1.18)$$

Pour des vitesses entre 3 et 7 km/s (régime de fragmentation, Figure 1.10), Christiansen [46] considère une interpolation linéaire. Une application de la BLE selon Christiansen

[46] est présentée en Figure 1.10 et comparée aux BLE de boucliers monolithiques. On y observe les trois régimes caractéristiques (basse vitesse, fragmentation et hypervélocité). Christiansen prévient cependant que ces équations ne sont valides que pour un ratio $\left(\frac{t_s}{d_p}\right)$ supérieur à (0.2-0.25). Cette BLE présente cependant certaines inconsistances. Entre autre, la limite balistique dans le domaine hypervélocité n'est aucunement dépendante de l'épaisseur du bouclier primaire $t_{s,1}$ (Relation 1.13). Reimerdes et al. [45] propose une formulation améliorée de ces équations qui prennent en compte les boucliers primaires sous-dimensionnés. En se basant sur une fonction F_2^* représentative de l'efficacité de fragmentation, il propose une nouvelle BLE :

$$d_p = 3,918 \cdot F_2^* \cdot \frac{t_{s,2}^{2/3} \cdot S_1^{1/3} \cdot \left(\frac{70}{\sigma_{s,2}}\right)^{1/3}}{\rho_p^{1/3} \cdot \rho_s^{1/9} \cdot (v_0 \cdot \cos\theta)^{2/3}} \quad \text{si } v_0 \cdot \cos\theta > 7 \text{ km/s} \quad (1.19)$$

La fonction F_2^* est donnée par :

$$F_2^* = \begin{cases} r_{S/D} - 2 \frac{t_{s,1}/d_p}{(t_{s,1}/d_p)_{crit}} (r_{S/D} - 1) + \left(\frac{t_{s,1}/d_p}{(t_{s,1}/d_p)_{crit}} \right)^2 (r_{S/D} - 1) & \text{si } \left(\frac{t_{s,1}}{d_p} \right) < \left(\frac{t_{s,1}}{d_p} \right)_{crit} \\ 1 & \text{si } \left(\frac{t_{s,1}}{d_p} \right) \geq \left(\frac{t_{s,1}}{d_p} \right)_{crit} \end{cases} \quad (1.20)$$

avec $(t_{s,1}/d_p)_{crit} = 0.25$. Le terme $r_{S/D}$ de l'équation 1.20 correspond au rapport entre l'épaisseur de bouclier secondaire nécessaire dans le cas où aucun bouclier primaire n'est présent (i.e $t_{s,1} = 0$), et de l'épaisseur de bouclier secondaire nécessaire quand l'épaisseur de bouclier primaire est optimale selon l'Equation 1.11 (i.e $(t_{s,1}/d_p) = (t_{s,1}/d_p)_{crit}$) :

$$r_{S/D} = \frac{t_w(t_{s,2} = 0)}{t_{s,2}((t_{s,1}/d_p) = (t_{s,1}/d_p)_{crit})} \quad (1.21)$$

Comme d_p est dépendant de la fonction F_2^* (Éq. 1.19), elle-même dépendant de d_p (Éq. 1.20), une itération est nécessaire sur les équations 1.19 et 1.20 pour converger vers une solution unique. De plus, la limite entre le régime basse vitesse et le régime de fragmentation, appelée v_{BV} , n'est plus fixée à 3 km/s pour l'aluminium (Eq. 1.18). À la place, une fonction dépendante du ratio $(t_{s,1}/d_p)$ est employée, issue d'essais d'impact Al/Al [49] :

$$v_{BV} = \begin{cases} 1.436 \cdot (t_{s,1}/d_p)^{-0.333} & \text{si } t_{s,1}/d_p < 0.16 \\ 2.60 & \text{si } t_{s,1}/d_p \geq 0.16 \end{cases} \quad (1.22)$$

La Figure 1.11 présente la courbe associée, qui sépare les domaines de basse vitesse (projectile monolithique) et de fragmentation (projectile fragmenté) pour un impact Al/Al.

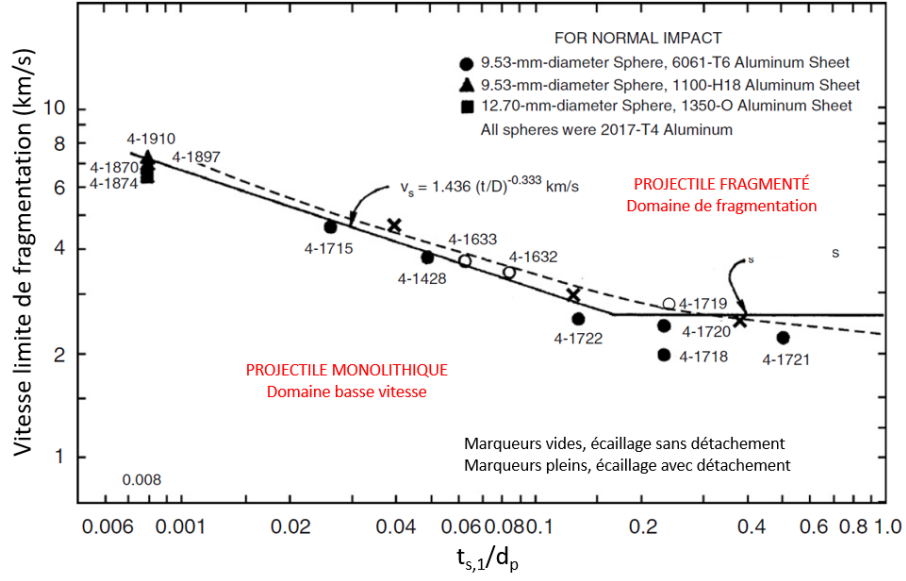


FIGURE 1.11 – Vitesse limite de fragmentation du projectile en fonction du ratio $t_{s,1}/d_p$ pour un impact de bille Al sur cible Al [49].

La Figure 1.12 présente des BLE obtenues avec l'Eq. 1.19 pour des W-S avec des épaisseurs de premier bouclier $t_{s,1}$ variables. Les résultats montrent bien la diminution de la résistance lorsque le premier bouclier est sous-calibré. La BLE tend vers celle d'un bouclier simple lorsque l'épaisseur du premier bouclier tend vers 0.

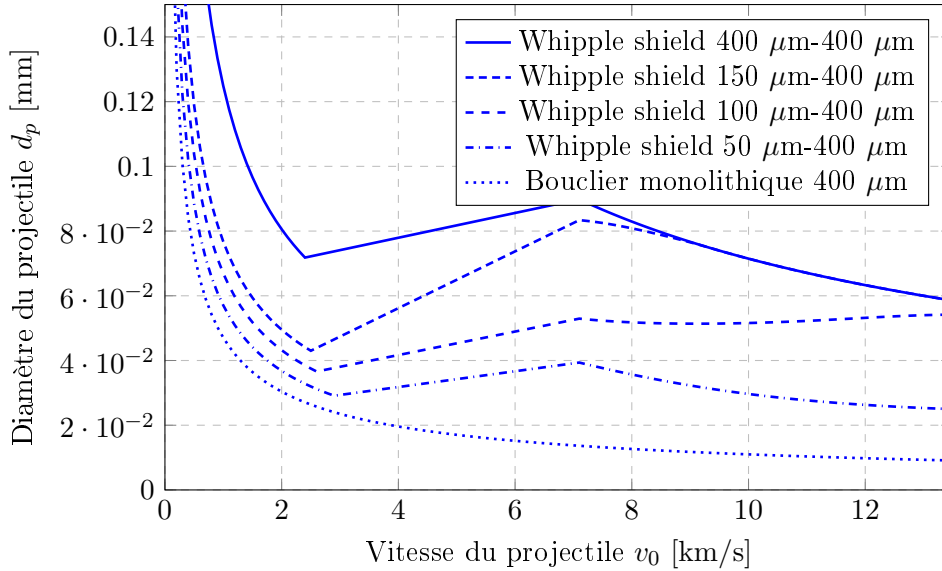


FIGURE 1.12 – Évolution de la limite balistique d'un W-S Al/Al avec l'épaisseur de son premier bouclier $t_{s,1}$ [50].

Des relations 1.13 et 1.18, on constate que le diamètre de projectile qu'une structure peut arrêter augmente avec l'angle d'impact θ . Cela indique qu'un impact oblique est moins vulnérant qu'un impact en incidence normale. Les travaux de Ryan [51] qui développe des BLE pour de nombreuses structures confirme cet état de fait. L'étude des

impacts en incidence normale est donc prioritaire car il s'agit de la situation critique.

Ces modèles analytiques reposent sur des résultats expérimentaux. Le développement de ces modèles nécessite donc une grande quantité de tirs sur un large domaine de vitesses et plusieurs géométries afin de délimiter les zones de perforation et de résistance. Comme nous le verrons dans la partie 2.2.1, les vitesses accessibles lors des essais servant à valider ces formules sont limitées à environ $8\text{-}9\text{ km.s}^{-1}$. Dans l'ensemble, ces relations sont généralement compliquées à déterminer et ne sont représentatives que d'un domaine d'application très restreint. Afin d'étendre la prédiction à une large gamme de situations, le recours à la simulation devient rapidement nécessaire.

1.3 Modélisation des matériaux sous choc

Étant donné la rapidité et l'intensité des phénomènes se déroulant lors d'un IHV, l'observation expérimentale reste un défi pour les chercheurs. Les informations disponibles lors d'essais dynamiques sont limitées. La simulation numérique vient alors en complément. Pour modéliser un impact, on doit cependant disposer de plusieurs informations :

- les lois de comportement associées aux matériaux en présence ;
- les conditions aux limites ;
- les conditions initiales .

La réalisation d'essais en laboratoire nous permet de fixer les conditions initiales en choisissant le projectile et les conditions d'impact (vitesse, angle). D'autre part, les IHV induisent une réponse hydrodynamique localisée de la cible, ce qui nous affranchit des conditions limites (fixation des cibles). Le point critique concerne donc les lois de comportement des matériaux. Dès qu'une loi de comportement adaptée aux conditions d'étude est choisie, une simulation peut être réalisée mais n'assure pas la validité du résultat obtenu. L'expérience vient arbitrer la validité des résultats de simulation en comparant certains critères tels que les diamètres de perforation, les vitesses des surfaces libres ou des nuages de débris. Si les résultats concordent, on peut supposer que la simulation est représentative de la réalité dans le domaine de validité des lois utilisées. La simulation apporte ainsi des informations inaccessibles par les essais. Elles permettent également de prédire des résultats d'essais, ce qui réduit l'ampleur des campagnes expérimentales.

Mais la simulation a un grand pouvoir (et donc de grandes responsabilités), car elle peut permettre de simuler des configurations ne pouvant être reproduites en laboratoire. Parmi ces situations, on peut citer bien entendu les impacts à très hautes vitesses, non reproductibles pour le moment par les moyens expérimentaux (§2.2.1). Pour pouvoir simuler de tels impacts, les lois de comportement doivent cependant couvrir les conditions que rencontrent le matériau lors d'un tel événement. Plus les hypothèses prises sur les modèles ou les approximations numériques sont nombreuses, plus les résultats sont approximatifs. Il est donc important d'améliorer et d'optimiser ces simulations. En juste retour des choses, ces simulations, par le biais d'études paramétriques, peuvent être utilisées pour discuter la pertinence de certaines hypothèses et conditions expérimentales. Pour cela, il est fondamental de bien maîtriser la physique qui décrit les phénomènes étudiés.

1.3.1 Théorie des chocs et équation d'état

Une onde de choc est une surface de discontinuités au passage de laquelle les variables cinématiques et thermodynamiques varient instantanément. En raison de sa rapidité, l'onde de choc peut toujours être considérée comme adiabatique mais n'est plus isentropique, on parle d'adiabatique dynamique. Dans un milieu réel, l'entropie augmente au passage d'un choc (transformation irréversible). La propagation d'une onde de choc s'accompagne de phénomènes dissipatifs liés à la viscosité, à la conductivité thermique et même aux changements de phase, ce qui entraîne l'apparition de gradients de vitesse et de température. Ces phénomènes se traduisent par un étalement du front de choc. Néanmoins cet étalement ne concerne que quelques mailles cristallines dans les solides ce qui justifie l'assimilation d'un front de choc à une surface de discontinuité. On néglige alors les effets des mécanismes irréversibles sur la structure du front de choc mais ils sont tout de même pris en compte à travers l'augmentation d'entropie au cours de la propagation de l'onde de choc.

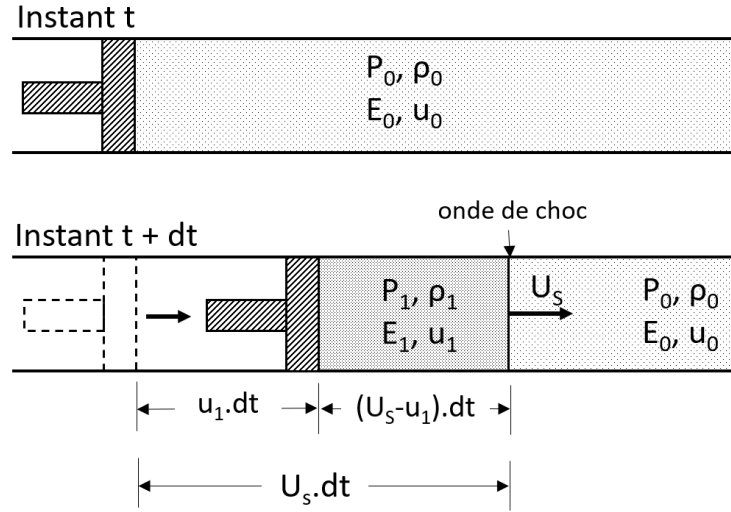


FIGURE 1.13 – États successifs au cours du temps de la matière parcourue par une onde de choc.

Considérons un solide homogène isotrope (Figure 1.13) soumis à un choc monodimensionnel se déplaçant dans le sens positif à la vitesse U_S et faisant passer la matière de l'état initial (0) à l'état sous choc (1). Soit ρ_i la masse volumique, $V_i = 1/\rho_i$ le volume spécifique, u_i la vitesse matérielle, P_i la pression, T_i la température et E_i l'énergie interne de la matière dans l'état i . La conservation de la masse traversée par le choc au cours d'un intervalle de temps dt impose :

$$\rho_0 \cdot (U_S - u_0) = \rho_1 \cdot (U_S - u_1) \quad (1.23)$$

Pendant ce même intervalle dt , le changement de quantité de mouvement est dû entièrement à l'accélération de la matière d'une vitesse matérielle u_0 à une vitesse u_1 au passage du choc. Ce changement doit valoir l'impulsion due à la différence de pression d'après la loi de conservation de la quantité de mouvement. En introduisant la formule 1.23, on obtient alors :

$$P_1 - P_0 = \rho_0 \cdot (U_S - u_0)(u_1 - u_0) \quad (1.24)$$

Enfin, l'augmentation de l'énergie interne et de l'énergie cinétique de la matière sous choc pendant l'intervalle dt doit compenser le travail des forces de pression. La conservation de l'énergie conduit à :

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2}(P_1 + P_0)(V_0 - V_1) \quad (1.25)$$

Historiquement, ces relations, dites de saut, ont été présentées par Rankine [52] et Hugoniot [53]. Ces trois équations à cinq inconnues (par exemple ρ , P , U_S , u et E) sont complétées par une autre équation (empirique ou semi-empirique) appelée, équation d'état (ou EOS pour Equation Of State) qui relie les variables d'état P , ρ (ou V) et E (ou T). Deux formalismes d'équations d'état sont utilisées dans les codes de simulation, les équations d'état tabulées ou analytiques. On présente dans ce qui suit ses principales déclinaisons.

Équations d'état de Mie-Grüneisen

Les travaux théoriques de Grüneisen [54] mettent en évidence les effets du changement de volume d'un réseau cristallin sur ses propriétés vibrationnelles :

$$\gamma = V \left(\frac{\partial P}{\partial E} \right)_V \quad (1.26)$$

où γ est le coefficient de Grüneisen. En se basant sur ces travaux et ceux de Mie [55] sur le potentiel interatomique à hautes températures, l'équation d'état de Mie-Grüneisen permet de déterminer l'état de la matière après choc. Il s'agit d'une équation très utilisée dans le domaine des chocs pour traiter des solides sans changement de phase. De la relation 1.26 découle une expression générale de la pression :

$$P(\rho, T) = P_{ref}(\rho) + \gamma(\rho) \cdot \rho \cdot [E(\rho, T) - E_{ref}(\rho)] \quad (1.27)$$

où la mention "ref" en indice indique un état de référence, pour lequel P et E sont connus. Concernant cet état de référence, plusieurs choix sont possibles. Il faut prendre en considération que les essais d'impact plan représentent la majorité des essais de caractérisation dynamique et donnent accès aux états d'Hugoniot (P_H , E_H). L'ensemble de ces états forment la courbe d'Hugoniot, qui est généralement employée comme courbe de référence dans la Relation 1.27 :

$$P(\rho, E) = P_H(\rho) + \gamma(\rho) \cdot \rho \cdot [E - E_H(\rho)] \quad (1.28)$$

Plus précisément, les données accessibles par les essais consistent généralement en une relation entre la vitesse du choc U_s et la vitesse particulaire (ou matérielle) u , généralement exprimée sous la formalisme de Steinberg comme :

$$U_S = C_0 + S_1 \cdot u + S_2 \cdot \frac{u^2}{U_s} + S_3 \cdot \frac{u^3}{U_s^2} \quad (1.29)$$

où les paramètres matériau C_0 et S_i sont identifiés à partir des données expérimentales. Dans ce modèle, le coefficient de Grüneisen est relié à la densité par la relation :

$$\gamma = \gamma_0 \cdot \frac{\rho_0}{\rho} + a \cdot \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right) \quad (1.30)$$

En considérant un état de référence à pression et énergie interne nulles, le rassemblement des équations 1.23, 1.24, 1.25 et 1.28 conduit à l'expression globale de la pression :

$$P = \frac{\rho_0 \cdot C_0^2 \cdot \mu \left[1 + \left(1 - \frac{\gamma_0}{2} \right) \mu - \frac{a}{2} \mu^2 \right]}{\left[1 - (S_1 - 1) \cdot \mu - S_2 \cdot \frac{\mu^2}{\mu + 1} - S_3 \cdot \frac{\mu^3}{(\mu + 1)^2} \right]^2} + (\gamma_0 + a\mu)E \quad (1.31)$$

On remarque que la température est absente du procédé d'obtention de la relation 1.31, qui est exprimée seulement en fonction de la densité et de l'énergie interne. Ceci peut s'avérer problématique car la formulation des lois de comportement est généralement dépendant de la température. Dans l'EOS de Steinberg, la température peut être calculée par intégration numérique. Une autre solution consiste à employer une courbe isotherme en tant que courbe de référence dans la relation 1.27, qui s'exprime maintenant en fonction de la température. En supposant la chaleur spécifique C_v constante :

$$P(\rho, T) = P_{ref}(\rho) + \gamma(\rho) \cdot \rho \cdot C_v \cdot [T - T_{ref}(\rho)] \quad (1.32)$$

Si T_{ref} est connu, P_{ref} doit maintenant être approximée. Hebert et Bertron [56] s'emploie dans leur travaux à développer cette équation d'état, en se basant sur l'isotherme de Birch-Murnaghan et sur les paramètres de l'EOS de Steinberg.

Equation d'état tabulées

Les données expérimentales tabulées sont une forme couramment utilisées pour obtenir les variables d'état thermodynamiques. Elles se présentent sous forme de tables de données fournissant, moyennant une interpolation, l'énergie interne et la pression en fonction de la densité et de la température. Elles sont typiquement utilisées pour des applications où la densité et l'énergie en jeu couvrent un large domaine, par exemple quand les matériaux subissent un changement d'état. De plus, en pré-traitant ou tabulant une EOS, la puissance de calcul nécessaire pour calculer une quantité thermodynamique dans un code hydrodynamique devient indépendante de la complexité de l'équation d'état en question. Les bibliothèques les plus communément utilisées sont les bibliothèques SESAME [57] développées au Los Alamos National Laboratory à partir des années 1970 et qui contiennent des données sur plus de 200 matériaux (métaux, minéraux, polymères, etc.). On peut également citer les tables d'équations d'états multi-phases de Bushman-Lomonosov-Fortov (BLF) [58]. La quantité d'essais nécessaires pour développer ces bibliothèques étant conséquente, une grande partie des travaux se tournent vers les équations analytiques car elles nécessitent peu de données pour être utilisables, au sacrifice de domaines d'utilisation plus restreints.

Si l'équation d'état est cruciale pour représenter le comportement volumétrique de la matière, elle n'est généralement pas suffisante et des modèles traitant le comportement déviatorique du matériau sont également nécessaires.

1.3.2 Lois de comportement adaptées aux impacts hypervéloces

Lors d'un impact hypervélocé, la pression, la température et la vitesse de déformation au sein de la matière peuvent atteindre des niveaux extrêmes. Des modèles numériques spécifiques sont alors nécessaires pour pouvoir simuler un tel impact.

Loi de comportement des matériaux ductiles

De nombreux travaux traitent de la modélisation des impacts hypervéloces. Lors de la modélisation d'un matériau isotrope tel que les matériaux métalliques, le tenseur des contraintes est généralement divisé en deux parties, une composante sphérique (ou hydrodynamique) et une composante déviatorique $\bar{\bar{S}}$:

$$\bar{\bar{\sigma}} = -P \cdot \bar{\bar{I}} + \bar{\bar{S}} \quad \text{avec } \text{tr}(\bar{\bar{S}}) = 0 \quad (1.33)$$

où $\bar{\bar{I}}$ est la matrice identité. La pression P , qui définit la partie hydrodynamique dans un matériau isotrope, est gérée par une équation d'état telle que celles présentée précédemment. Pour sa part, la partie déviatorique nécessite des modèles spécifiques prenant en compte la résistance des matériaux dans les conditions d'un IHV. Les modèles simples, de type élastique parfaitement plastique (EPP) ne sont généralement pas adaptés car ils ne prennent pas en compte l'influence de la température, de la pression ou encore de la déformation. Pour les matériaux ductiles, les modèles les plus couramment utilisés sont ceux de Steinberg-Cochran-Guinan (SCG) et de Johnson-Cook (JC).

Le modèle SCG est un modèle semi-empirique conçu par Steinberg-Cochran-Guinan en 1980 pour être valide à des vitesses de déformation excédant $10^5 s^{-1}$. Ce modèle, qui a permis de modéliser avec succès le comportement dynamique de plusieurs matériaux, est utilisé dans le cadre de cette thèse pour caractériser la réponse de l'aluminium dans les simulations d'IHV. Dans ce modèle, la contrainte équivalente limite (au sens de Von Mises) Y et le module de cisaillement G sont nuls au delà la température de fusion. Lorsque ce seuil n'est pas franchi, Y et G dépendent tous les deux de la pression P , de la température T et de la déformation plastique ϵ_p :

$$G = G_0 \cdot \left[1 + \left(\frac{G'_P}{G_0} \right) \frac{P}{\eta^{1/3}} + \left(\frac{G'_T}{G_0} \right) (T - 300) \right] \quad (1.34)$$

$$Y = \min [Y_0 [1 + \beta(\epsilon_p + \epsilon_{p,i})]^n, Y_{max}] \cdot \left[1 + \frac{G'_P}{G_0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/3} \cdot P + \frac{G'_T}{G_0} (T - 300) \right] \quad (1.35)$$

L'indice 0 indique les valeurs prises dans l'état de référence (supposé à 300 K), $G'_T = \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_0$, $G'_P = \left(\frac{\partial G}{\partial P} \right)_0$, $\epsilon_{p,i}$ est la déformation plastique initiale et β et n sont les paramètres d'écrouissage. La température est définie sur des critères énergétiques comme la différence entre l'énergie actuelle et celle le long de l'isotherme à 0 K divisée par la chaleur spécifique du matériau C_P : $T = (E - E_c)/C_P$. La fusion est caractérisée par la loi de Lindemann [59]. Un point important est la non-continuité de Y et G au niveau de la température de fusion. Le matériau peut maintenir des efforts déviatoriques important juste en dessous de la température de fusion.

Le modèle empirique de Johnson-Cook est le deuxième modèle fréquemment employé pour modéliser les matériaux ductiles. Il s'agit d'un modèle elasto-visco-plastique empirique mis au point par les auteurs du même nom en 1983 [60]. Contrairement aux formules SCG dérivées théoriquement, Johnson et Cook ont développé leur modèle en identifiant des équations sur les résultats d'une série d'essais à de multiples températures, pressions et vitesses de déformation. Ce modèle permet de traduire l'évolution de la contrainte d'écoulement équivalente Y (au sens de Von Mises par exemple) sous forme d'une fonction multiplicative dépendante de la pression P , de la température T , de la

déformation plastique ϵ_p et de la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}_p$:

$$Y = [A + B \cdot \epsilon_p^n] \left[1 + C \cdot \ln \left(\frac{\dot{\epsilon}_p}{\dot{\epsilon}_0} \right) \right] \left[1 - \left(\frac{T - T_0}{T_f - T_0} \right)^m \right] \quad (1.36)$$

où l'indice 0 indique les valeurs prises dans l'état de référence tandis que A, B, C, m, n et T_f sont des paramètres déterminés par l'expérience. A température ambiante et pour une vitesse de déformation proche de l'état de référence, la formule 1.36 se réduit à une loi en puissance sur la déformation plastique couramment utilisée pour le comportement quasi-statique des matériaux :

$$Y = [A + B \cdot \epsilon_p^n] \quad (1.37)$$

Cela permet au modèle de Johnson-Cook de prédire le comportement des matériaux sur une large gamme de vitesses de déformation (10^{-2} à $10^5 s^{-1}$). Une attention minutieuse concernant les paramètres utilisés est cependant primordiale, car des paramètres déterminés à partir d'essais quasi-statiques sous-estimeront le comportement sous forte vitesse de déformation et inversement. On perçoit également que la détermination expérimentale des paramètres du modèle dépend du moyen utilisé. Outre cela, le modèle de JC peut effectivement prédire le comportement des matériaux sous fortes contraintes et déformations, même à l'approche de la température de fusion. Le modèle a de plus été étendu [61] pour prendre en compte l'endommagement dynamique. Un paramètre d'endommagement D est défini qui augmente avec le rapport de l'incrément de déformation ϵ avec la déformation équivalente à la rupture ϵ_f :

$$D = \sum \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon_f} \quad (1.38)$$

où le paramètre D sans dimension induit la rupture s'il atteint 1. L'allongement à la rupture prend une forme analogue à celle de la limite d'écoulement de JC :

$$\epsilon_f = \left[D_1 + D_2 \cdot \exp D_3 \cdot \frac{P}{\sigma_{eff}} \right] \left[1 + D_4 \cdot \ln \left(\frac{\dot{\epsilon}_p}{\dot{\epsilon}_0} \right) \right] \left[1 + D_5 \cdot \left(\frac{T - T_0}{T_f - T_0} \right) \right] \quad (1.39)$$

où σ_{eff} est la contrainte effective et les paramètres D_i sont déterminés expérimentalement. Cette forme a l'avantage d'être simple tout en conservant des résultats acceptables en comparaison des modèles de nucléation et de croissance.

Parmi les modèles d'endommagement couramment utilisés, on peut citer celui de Johnson [62], Gurson [63] ou encore de Wilkins [64]. Dans le cadre de cette thèse, on utilise, lorsqu'il est disponible, le modèle de Johnson qui est adapté aux grandes déformations. Ce modèle repose sur l'existence de petits pores dans le matériau qui vont grandir ou se rétracter avec la pression P dans le matériau. La porosité est représentée dans une maille par la variable de distension α ($\alpha \geq 1$) d'après la formule suivante :

$$\alpha = \frac{\text{Volume de la maille}}{\text{Volume de la maille} - \text{Volume de vide dans la maille}} \quad (1.40)$$

Le modèle simplifié pour la croissance ductile des pores est le suivant :

$$\begin{aligned} \dot{\alpha} &= 0 & \text{si } \Delta P &\geq 0 \\ \dot{\alpha} &= -\frac{(\alpha_0 - 1)^{2/3}}{\eta} \cdot \alpha \cdot (\alpha - 1)^{1/3} \cdot \Delta P & \text{si } \Delta P < 0 \\ \Delta P &= |P| - \alpha_s \cdot \frac{2Y_0}{3\alpha} \cdot \ln \left(\frac{\alpha}{\alpha - 1} \right) \end{aligned} \quad (1.41)$$

où la distension initiale du matériau α_0 , la limite élastique initiale Y_0 , α_s et η sont les paramètres du modèle à déterminer. De plus, une distension critique α_c est définie au delà de laquelle la maille rompt.

Les lois de comportement pour matériaux fragiles

Parmi les modèles utilisés dans la littérature pour la modélisation des matériaux fragiles sous chargement dynamiques, on retrouve souvent celui de Johnson-Holmquist [65]. Le modèle de Johnson-Holmquist, appelé JH2, était à la base formulé pour modéliser le comportement de matériaux fragiles telles que les céramiques sous fortes sollicitations et déformations. Plusieurs améliorations ont ensuite été apportées pour le rendre plus flexible et applicable à une plus large gamme de matériaux. Le principe du modèle est explicité dans ce qui suit. Le modèle JH2 est un modèle élastique plastique reposant sur une contrainte équivalente limite σ dépendante de la pression P et de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$. L'adoucissement est pris en compte par une diminution de la surface d'écoulement avec l'endommagement accumulé dans le matériau. Un paramètre incrémental D pilote cet endommagement en faisant transiter la surface d'écoulement du matériau depuis un état intact jusqu'à un état fracturé (Figure 1.14) :

$$\sigma^* = \sigma_i^* \cdot (1 - D) + \sigma_f^* \cdot D \quad (1.42)$$

où $D \in [0,1]$ est un paramètre représentatif de l'endommagement dans la matière. Ce paramètre augmente de 0 (matériau intact) jusqu'à 1 (matériau fragmenté) avec l'accumulation de la déformation plastique dans le matériau [65]. Les surfaces d'écoulement du matériau intact et du matériau endommagé sont définies ainsi :

$$\sigma_i^* = A \cdot (P^* + T^*)^n \cdot (1 + C \cdot \ln \dot{\epsilon}) \quad (1.43a)$$

$$\sigma_f^* = B \cdot (P^*)^m \cdot (1 + C \cdot \ln \dot{\epsilon}) \quad (1.43b)$$

où la tension de rupture T ainsi que A , B , C , m , n sont les paramètres à renseigner. On notera que les contraintes équivalentes sont normalisées par leur valeurs à la Limite Elastique d'Hugoniot (LEH) de sorte que $\sigma^* = \frac{\sigma}{\sigma_{LEH}}$. La pression P et la tension de rupture T sont normalisées par la pression à la LEH de sorte que $P^* = \frac{P}{P_{LEH}}$ and $T^* = \frac{T}{P_{LEH}}$. Pour rappel, la LEH correspond au seuil d'apparition d'un comportement plastique du matériau sous déformation 1D.

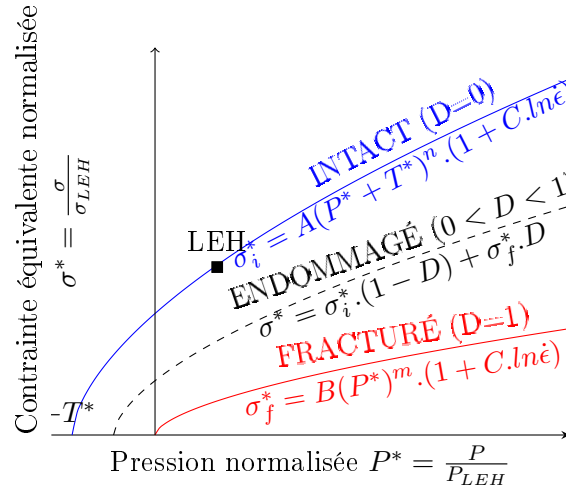


FIGURE 1.14 – Evolution de la contrainte équivalente limite de Von Mises en fonction de la pression dans le modèle JH2 [65].

Connaissant la LEH et le module de cisaillement G du matériau, les paramètres μ_{LEH} ,

P_{LEH} et σ_{LEH} peuvent être déterminés en résolvant le système suivant :

$$P_{LEH} = K_1 \cdot \mu_{LEH} + K_2 \cdot \mu_{LEH}^2 + K_3 \cdot \mu_{LEH}^3 \quad (1.44a)$$

$$\sigma_{LEH} = \frac{3}{2} \cdot (LEH - P_{LEH}) \quad (1.44b)$$

$$\sigma_{LEH} = 2G \cdot \frac{\mu_{LEH}}{1 + \mu_{LEH}} \quad (1.44c)$$

avec K_1 , K_2 et K_3 les paramètres définissant la pression hydrostatique sous forme polynomiale. Lorsque LEH et G sont connues, μ_{LEH} est alors obtenu par itération avec :

$$LEH = K_1 \cdot \mu_{LEH} + K_2 \cdot \mu_{LEH}^2 + K_3 \cdot \mu_{LEH}^3 + \frac{4}{3} \cdot G \cdot \frac{\mu_{LEH}}{1 + \mu_{LEH}} \quad (1.45)$$

Sous chargement, le matériau a donc un comportement élastique jusqu'à atteindre la surface d'écoulement du matériau intact, au niveau de la LEH. L'endommagement commence à s'accumuler lorsque le matériau commence à se déformer plastiquement. Dès lors, le matériau s'adoucit de σ_i à σ_f . Quand le matériau est complètement endommagé (soit $D = 1$), la résistance du matériau ne diminue plus avec l'augmentation de la déformation plastique.

Un modèle similaire a été développé par le CEA, appelé EPP-P-ENDO. Sa formulation est proche de celle du modèle JH2 avec quelques exceptions :

- Les limites élastiques des matériaux intacts et endommagés ne sont plus définies par les équations 1.43 mais sont renseignées sous forme tabulées. Ce formalisme apporte une meilleure flexibilité en comparaison du modèle JH2 où la surface d'écoulement est dépendante de la limite élastique d'Hugoniot et de la tension de rupture T quelque soit la pression P ;
- L'adoucissement du matériau de l'état intact à fracturé est immédiat. En d'autres termes, le paramètre D passe directement de 0 à 1 lorsqu'un critère d'endommagement est rempli. Cette modification du processus d'endommagement simplifie l'utilisation du modèle car les paramètres définissant D sont difficiles à obtenir expérimentalement ;
- La dépendance de la surface d'écoulement à la vitesse de déformation n'est pas implémentée.

Loi de comportement pour matériau orthotropes sous chocs

Les modèles présentés jusqu'ici ne s'appliquent que pour des matériaux isotropes. Dans le cas de matériaux aux propriétés orthotropes tels que les matériaux composites, des modèles différents doivent être considérées. Dans le domaine des IHV, un seul modèle ressort de manière systématique dans la littérature. Ce modèle, développé par Anderson [66], permet de prendre en compte les phénomènes suivants :

- Le comportement élastique linéaire orthotrope ;
- La non-linéarité de la relation pression-masse volumique telle qu'elle apparait dans les EOS pour matériaux isotropes sous choc ;
- Le couplage entre ces deux domaines ;
- Le comportement élasto-plastique basé sur une surface d'écoulement anisotrope avec écrouissage isotrope.

Le détail de ce modèle est présenté en Annexe A.

1.4 Les différents formalismes de simulation des IHV

Dans la littérature, de nombreux travaux traitent de la modélisation des impacts hypervéloces et font appel à des formalismes différents pour traiter ces cas impliquant de grandes déformations. Les codes de dynamique rapide emploient généralement des schémas éléments finis ou volume finis qui résolvent les équations d'Euler sur un maillage. Deux formalismes existent à savoir les représentations lagrangienne (Figure 1.15a) et eulérienne (Figure 1.15b). Dans la représentation lagrangienne, chaque élément est représentatif d'une parcelle constante de matière et le maillage se déplace donc à la vitesse de la matière. Cette représentation offre un bon rapport précision/coût mais elle n'est pas adaptée pour traiter les grandes déformations ou les surfaces de glissement. Entre autre, la forte déformation d'un élément induit un écroulement du pas de temps de calcul ou peut entraîner l'inversion des mailles. Afin d'éviter ces problèmes, on a généralement recours à l'érosion, c'est à dire la suppression des éléments problématique. L'érosion pose problème car elle représente la suppression sans raison physique de la matière et va à l'encontre de la conservation de la masse. Ce formalisme n'est donc pas très adapté aux IHV mais demeure très répandue dans la littérature [38]. À l'inverse, la représentation eulérienne utilise une grille de maillage fixe au cours du temps et permet de simuler les grandes déformations avec plus de robustesse mais également un coût en temps et en mémoire plus important. La méthode eulérienne nécessite de mailler toute la zone d'intérêt où la matière va intervenir ce qui peut s'avérer conséquent. Les codes de dynamique rapide permettent parfois de démarrer un calcul en représentation lagrangienne puis de le poursuivre en représentation eulérienne lorsque les déformations deviennent trop conséquentes. Des variantes de ces deux représentations existent afin de tirer profit des avantages de chacune d'elles et de combler leurs lacunes. Citons le formalisme ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) qui autorise les nœuds du maillage lagrangien à se déplacer à une vitesse différente de la vitesse matière et le formalisme AMR (Adaptive Mesh Refinement) qui propose d'utiliser un maillage qui s'adapte dynamiquement en raffinant les zones à fort gradient et en déraffinant les zones à faible gradient. Dans l'ensemble, ces méthodes permettent de gérer la qualité du maillage au cours du calcul [67] afin qu'elle puisse se poursuivre plus longtemps.

D'autres méthodes utilisent des formalismes sans maillage. Parmi elles, la méthode SPH (pour "Smooth Particles Hydrodynamics, Figure 1.15c) est une méthode particulière sans maillage se basant sur une formulation lagrangienne. Elle consiste à modéliser le comportement de la matière aux travers d'un ensemble de particules qui interagissent entre elles par l'intermédiaire de sphères d'influence. Cette méthode est lagrangienne car les particules suivent le déplacement de la matière qu'elles représentent mais elle diffère de la méthode éléments finis lagrangienne car chaque particule peut interagir avec celles qui l'entourent, là où un élément lagrangien classique est connecté aux éléments voisins par les nœuds d'un maillage défini lors de la modélisation. Cette caractéristique fait de la méthode SPH une méthode lagrangienne sans maillage et lui permet de traiter les problèmes impliquant de grandes déformations sans avoir recours à l'érosion d'éléments. Dans le contexte des IHV de débris spatiaux, la méthode éléments finis classique n'est pas adaptée aux problèmes de grandes déformations. Nous nous tournons donc vers les éléments finis eulérien et le formalisme SPH. Le processus de calcul de ces deux méthodes dans leur code respectif est présenté dans le §1.4.1 pour la méthode eulérienne sous le code HESIONE. Pour sa part, le formalisme SPH est présenté dans le §1.4.2 et en Annexe B. S'en suivra une comparaison des avantages et inconvénients de ces

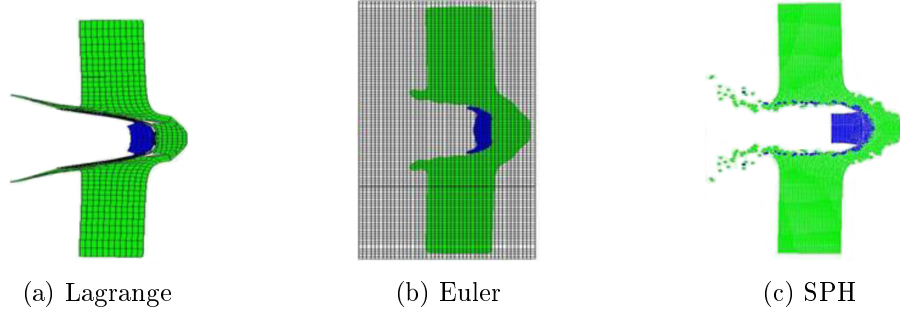


FIGURE 1.15 – Différents types de simulation numériques : a) Méthode éléments finis lagrangiens ; b) Méthode éléments finis eulériens ; c) SPH

deux méthodes afin de déterminer dans quelles circonstances ces deux formalismes nous apportent les résultats les plus probants.

1.4.1 La méthode eulérienne sous HESIONE

Afin de simuler le comportement des matériaux sous sollicitations dynamiques, nous avons entre autre utilisé le code HESIONE développé par le CEA. Une introduction brève du code est proposée ici en se basant sur la présentation de Seisson [68].

Généralités

HESIONE est un code éléments finis hydrodynamique développé par le CEA qui sert à la simulation des phénomènes dynamiques 1D, 2D plan, 2D axi-symétrique et 3D avec une résolution explicite en temps. Il comprend une composante lagrangienne dans laquelle le maillage suit la matière en mouvement et une composante eulérienne caractérisée par un maillage fixe. Ces composantes permettent de traiter les petites et grandes déformations pour des écoulements multi-matériaux.

La composante lagrangienne

La composante lagrangienne d'HESIONE repose sur la méthode des éléments finis classique, les matériaux sont donc représentés par un maillage mobile non structuré et déformable au cours du temps. Lors d'un cycle de calcul, HESIONE résout les équations de conservations, également appelées équations d'Euler :

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad \text{Masse} \quad (1.46)$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v} - \bar{\bar{\sigma}}) = 0 \quad \text{Quantité de mouvement} \quad (1.47)$$

$$\frac{d\rho e_t}{dt} + \nabla \cdot (\rho e_t \vec{v} - \bar{\bar{\sigma}} \vec{v} - \vec{\sigma}) = 0 \quad \text{Energie totale} \quad (1.48)$$

où d/dt est la dérivée partielle, ρ est la densité et v est le vecteur vitesse. $\bar{\bar{\sigma}}$ est le tenseur des contraintes tel que :

$$\bar{\bar{\sigma}} = -P\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{S}} \quad (1.49)$$

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

$$e_t = e + \frac{1}{2} \vec{v}^2 \quad (1.50)$$

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

$$\frac{d\bar{\bar{S}}}{dt} = 2G \left(\bar{\bar{D}} - \frac{1}{3} \text{tr}(\bar{\bar{D}}) \bar{\bar{I}} \right) + \bar{\bar{\Omega}} \bar{\bar{S}} - \bar{\bar{S}} \bar{\bar{\Omega}} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \bar{\bar{D}} = \frac{1}{2} \left(\bar{\bar{\nabla}} \vec{v} + {}^t \bar{\bar{\nabla}} \vec{v} \right) \\ \bar{\bar{\Omega}} = \frac{1}{2} \left(\bar{\bar{\nabla}} \vec{v} - {}^t \bar{\bar{\nabla}} \vec{v} \right) \end{cases} \quad (1.51)$$

où G est le module de cisaillement. Le critère de plasticité associé à cette loi de comportement utilise l'expression de Von Mises :

$$\sigma_{eq} = \sqrt{\frac{3}{2} \bar{\bar{S}} : \bar{\bar{S}}} \leq Y \quad (1.52)$$

où σ_{eq} est la contrainte équivalente de Von Mises et Y la limite élastique du matériau. Le système d'équation, qui comporte 5 variables (P ou σ , ρ ou v , e ou T , u , D), est complété par une équation d'état de la forme $P = P(\rho, e)$ exprimée sous forme analytique ou tabulée.

Le schéma numérique est celui de Wilkins [69] d'ordre 2 en temps et en espace. Les positions et vitesses sont définies aux sommets des éléments. Les grandeurs thermodynamiques sont définies au centre des mailles. Un pas de temps est divisé en trois étapes lors desquelles différentes grandeurs sont calculées :

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

La conversion de l'énergie cinétique en énergie interne lors de processus irréversibles tels que les chocs est assurée grâce à l'ajout d'une viscosité artificielle [70]. Ainsi, un terme tensoriel de pseudo-viscosité est ajouté à la pression hydrodynamique dans les équations d'Euler afin de neutraliser les instabilités.

La composante eulérienne

La composante eulérienne, quant à elle, est basée sur la méthode des différences finies. Les matériaux se déplacent sur une grille cartésienne fixe. Dans le code HESIONE il ne s'agit pas de calcul eulérien "pur" car les équations de conservation ne sont pas résolues totalement. À chaque pas de temps, la résolution des équations d'Euler s'effectue en deux étapes (Figure 1.16).

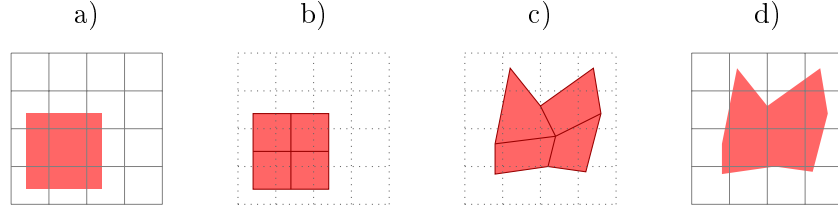


FIGURE 1.16 – Schématisation d'un pas de temps de calcul eulérien : a) Objet dans la grille eulérienne au début du pas de temps ; b) Maillage lagrangien de l'objet ; c) Objet après résolution lagrangienne ; d) Projection sur la grille eulérienne.

Dans une première étape, appelée phase lagrangienne, les équations sont résolues sans les termes d'advection sur un maillage qui suit la matière. Une seconde étape, dite de projection, consiste ensuite à projeter les grandeurs sur la grille cartésienne fixe. Pour résoudre la phase lagrangienne nous utilisons le schéma BBC [71] d'ordre 2 en temps et en espace. Les vitesses sont définies au centre des faces tandis que les autres grandeurs sont centrées aux mailles. La résolution d'un pas de temps se fait selon les mêmes étapes que le schéma de Wilkins de la composante lagrangienne (voir § précédent). Tout comme lui, il est adapté à l'hydrodynamique et à l'élastoplasticité et comporte de la pseudo-viscosité.

Concernant la phase eulérienne du calcul, la composition d'une maille eulérienne à la fin du cycle de calcul est dépendante de la méthode de reconstruction d'interface. Si les interfaces représentent un point sensible en calcul lagrangien, ce sont les mailles mixtes qui posent généralement problème en calcul eulérien. Lors de la projection de la matière sur la grille eulérienne, on cherche à conserver des interfaces cohérentes. Pour ce faire, l'algorithme de reconstruction observe pour chaque constituant de chaque maille la présence ou non de ce même constituant dans les mailles voisines. Il répartit ensuite les différents constituants dans la maille de sorte à ce que les mêmes constituants dans les mailles séparées soient reliés (Figure 1.17). En ce qui concerne le calcul de la pression et de la vitesse du son dans les mailles mixtes, on utilise une pondération par le volume. Par exemple, la pression P_m de la maille eulérienne s'écrit en fonction de la pression et du volume de chaque constituants i dans la maille selon la loi de Dalton :

$$P_m = \Sigma \frac{P_i \cdot V_i}{V_m} \quad (1.53)$$

Dans ce cas, la fraction volumique de chaque phase est récupérée dans la phase initiale. Ce choix ne prend pas en compte la compressibilité des constituants, ce qui s'avère approximatif en présence de phases différentes. Par exemple, une même variation de volume d'un solide et d'un liquide n'induisent pas la même pression.

Application d'une loi pression

Lors d'essais d'impact en laboratoire, on a connaissance du matériau et de la géométrie du projectile utilisée. Du point de vue de la simulation, il est possible de reconstituer l'entière du processus d'impact en modélisant la cible et le projectile et en assignant des conditions initiales en vitesse au projectile. Cependant, de nombreux phénomènes ne sont pas modélisables par un code éléments finis "classique". HESIONE n'est par exemple pas capable de simuler l'interaction d'un laser ou d'un faisceau d'électron avec la matière, au sens d'un couplage fort. Cependant, d'autres codes spécifiques le peuvent comme on le verra par la dans le Chapitre 4 pour les chocs laser. Des résultats obtenus à partir de ces

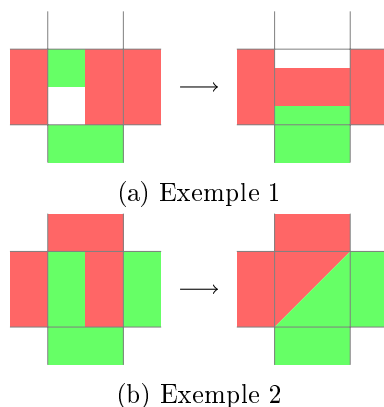


FIGURE 1.17 – Exemples de reconstruction d’interface dans une maille mixte contenant deux constituants (rouge et vert) en fonction des constituants dans les mailles voisines.

autres codes, il est généralement possible d’en ressortir un chargement dans la cible, sous forme de pression ou d’énergie entre autre. Il est alors intéressant de pouvoir appliquer ce chargement dans une simulation. On ne modélise alors plus la source (projectile, laser, électron) de la sollicitation mais seulement le chargement, en pression ou en énergie, que cette source applique sur la cible. Dans une simulation éléments finis lagrangienne, l’application d’une loi de pression est assez aisée et consiste à appliquer des conditions limites en pression aux éléments se trouvant à la surface d’impact. Cependant, les fortes déformations subies par la matière lors d’essais dynamiques nous obligent à utiliser la composante eulérienne dans nos simulations. Or, la notion de surface est ambiguë avec cette représentation. En effet, chaque maille de la grille de maillage fixe contient une certaine fraction volumique des matériaux qui la composent mais la répartition spatiale de ces matériaux au sein de la maille n’est pas connue. Des algorithmes de reconstruction d’interfaces existent qui permettent généralement de répartir la matière de façon plus logique au sein d’une maille. Ces traitements sont cependant approximatifs. Pour appliquer un chargement sur la surface de la cible, nous ne pouvons donc pas utiliser une simple condition aux limites aux faces comme nous aurions pu le faire en représentation lagrangienne. Pour remédier à ce problème, un procédé implémenté dans HESIONE consiste à modéliser un fluide fictif au niveau de la surface de chargement. La pression dans ce fluide fictif est imposée par les valeurs d’une loi pression sous forme matricielle en espace et en temps, de sorte que le fluide pousse sur la cible. Ce procédé a été utilisé avec succès dans le cas d’impact de projectile et de chocs laser [72, 73].

1.4.2 Le formalisme SPH

Historique de la méthode et généralités

La méthode Smooth Particles Hydrodynamics (SPH) consiste à modéliser le comportement de la matière par un amas de particules qui interagissent entre elles au travers de sphères d’influence. Elle a été développée par Lucy [74] à partir de la théorie probabilistique afin de résoudre des problèmes d’astrophysique dans un espace ouvert en trois dimensions. Plusieurs obstacles ont depuis été franchis afin d’utiliser la méthode SPH pour traiter des problèmes de mécanique des fluides ou des solides impliquant de grandes déformations. Entre autre, Gingold et Monaghan [75] reprennent le modèle en remplaçant la théorie probabilistiques par la théorie de l’interpolation. Dès lors, chaque particule correspond à un point d’interpolation pour lesquelles les propriétés de la matière sont

connues. La solution en tout point de l'espace est ensuite obtenue par interpolation sur ces particules à l'aide d'une fonction nommée kernel ou noyau d'interpolation. Une autre difficulté de la méthode SPH consiste à reproduire les équations aux dérivées partielles gouvernant la dynamique des solides et des fluides. Gingold et Monaghan [76] proposent une discrétisation des équations de conservation. En plus de son application aux problèmes d'astrophysiques, la méthode SPH est alors utilisée dans des cas de mécaniques des fluides et d'écoulement incompressible ainsi que la modélisation des chocs dans les solides, liquides et gaz [77, 78]. Sa capacité à simuler la matière sous forte déformation fait de la SPH une des méthodes les plus employées pour la modélisation des IHV, de la rupture et de la fragmentation avec les travaux précurseurs de Libersky et Randles [79, 80, 81, 82] puis ceux de Lacome [83].

A partir des années 90, plusieurs codes industriels intègrent la méthodes SPH (LS-DYNA, IMPETUS, RADIOSS, Autodyn) dans leur capacités de simulation. Le code HESIONE ne disposant pas de la composante SPH, on se tourne donc vers le code commercial LS-DYNA pour avoir accès à ce formalisme. Parmi les objectifs de cette thèse, on souhaite évaluer la capacité de la méthode SPH à simuler un IHV sur différentes structures intégrant différents matériaux. Dans cette partie, on présente le principe de la méthode SPH en se concentrant sur les outils qui seront spécifiquement utilisés pour la simulation des IHV. Ceci a pour objectif d'aider le lecteur à comprendre les procédés en jeu lors de la simulation d'impact par SPH. Le lecteur intéressé peut se référer aux travaux de Liu pour obtenir un aperçu plus complet de la méthode SPH et de ses avancées depuis sa création [84, 85].

Dans l'ensemble, la méthode SPH peut se décomposer en trois grandes composantes à savoir :

- La représentation d'une fonction et de sa dérivée par une intégrale ;
- L'approximation particulière ;
- La dérivation des équations de conservation.

Dans ce qui suit, on détaille ces trois composantes avec le formalisme du logiciel LS-DYNA qui a été utilisé pour modéliser des impacts en SPH.

Représentation d'une fonction par son intégrale

La représentation d'une fonction par son intégrale en SPH repose sur l'égalité (1.54). Soit une fonction f définie et continue sur Ω , alors :

$$f(x) = \int_{\Omega} f(x) \delta(x - x') . dx' \quad (1.54)$$

où f est une fonction du vecteur position x et $\delta(x - x')$ la fonction de Dirac définie comme suit :

$$\delta(x - x') = \begin{cases} 1 & \text{si } x = x' \\ 0 & \text{si } x \neq x' \end{cases} \quad (1.55)$$

En substituant une fonction appelée noyau d'interpolation, ou Kernel $W(x - x', h)$ à la fonction Dirac $\delta(x - x')$, on obtient l'interpolant intégral de la fonction $f(x)$ sur Ω noté $\langle f(x) \rangle$:

$$\langle f(x) \rangle = \int_{\Omega} f(x') W(x - x', h) . dx' \quad (1.56)$$

Le noyau d'interpolation W doit vérifier sur Ω la condition d'unité (1.57), la convergence vers la fonction de Dirac lorsque la longueur de lissage h tend vers 0 (1.58) et le support

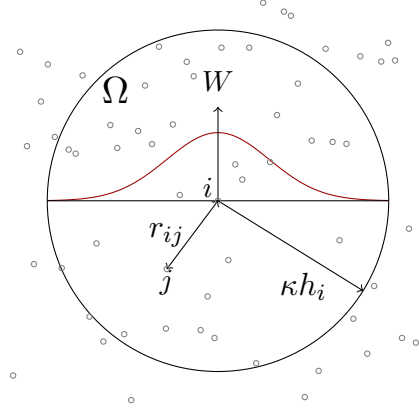


FIGURE 1.18 – Approximation particulière dans un domaine Ω en deux dimensions. W est le noyau d'interpolation utilisé pour la sommation des contributions des particules j se trouvant dans le domaine d'influence de la particule i , délimité par la longueur de lissage $\kappa \cdot h_i$.

doit être compact (1.59) :

$$\int_{\Omega} W(x - x', h). dx' = 1 \quad (1.57)$$

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(x - x', h) = \delta(x - x') \quad (1.58)$$

$$W(x - x', h) = 0 \text{ si } |x - x'| > \kappa h \quad (1.59)$$

où κ est une constante de la fonction d'interpolation. L'interpolant d'une fonction dérivée est obtenu en remplaçant $f(x)$ par $\nabla \cdot f(x)$ dans 1.56 :

$$\langle \nabla f(x) \rangle = \int_{\Omega} \nabla f(x') W(x - x', h). dx' \quad (1.60)$$

Le noyau d'interpolation étant compact, l'application du théorème de la divergence sur l'équation 1.60 aboutit après intégration par parties à :

$$\langle \nabla f(x) \rangle = \int_{\Omega} f(x') \nabla W(x - x', h). dx' \quad (1.61)$$

Principe de l'approximation particulière

La deuxième étape de la méthode SPH est l'approximation particulière qui consiste à représenter le domaine par un ensemble de particules et à estimer des variables intégrales à partir de ce jeu de particules. Considérons un domaine Ω comprenant un ensemble de particules (Figure 1.18) dont la répartition initiale, généralement uniforme, est gérée par l'utilisateur lors de la modélisation. Il est important de comprendre qu'une particule SPH n'est pas assimilable à un grain de matière, comme cela est souvent fait dans la méthode des éléments discrets rigides. Ces particules demeurent cependant représentatives de la matière. Une particule i est ainsi associée à un volume de matière V_i pouvant également s'écrire sous la forme du rapport masse-densité m_i/ρ_i . L'interpolant de la fonction f , dont la forme continue est explicitée en 1.56, peut s'écrire sous forme discrète au niveau de la particule i en sommant les valeurs de f sur les particules voisines j (Figure 1.18) :

$$\langle f(x) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(x_j) \cdot W_{ij} \quad (1.62)$$

avec

$$W_{ij} = W(r_{ij}, h_i) \quad \text{où} \quad r_{ij} = |x_i - x_j|$$

où N est le nombre de particules dans le domaine d'influence Ω de la particule i dont la frontière est caractérisée par la longueur de lissage h_i , multipliée par un coefficient constant κ . Cette procédure de sommation sur les particules voisines est appelée approximation particulaire. Elle revient à dire qu'une fonction au niveau d'une particule peut être approximée par la moyenne des valeurs de cette fonction aux particules voisines se trouvant dans le domaine d'influence, pondérée par le noyau d'interpolation. Dans le même ordre d'idée, l'approximation particulaire d'une fonction dérivée s'écrit :

$$\langle \nabla f(x_i) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(x_j) \cdot \nabla_i W_{ij} \quad (1.63)$$

où

$$\nabla W_{ij} = \frac{x_i - x_j}{r_{ij}} \frac{\partial W_{ij}}{\partial r_{ij}}$$

Il est maintenant possible, à partir de ces approximations particulières et du kernel associé, de dériver en méthode SPH des équations aux dérivées partielles (EDP). Cependant, ces équations peuvent être dérivées différemment selon les règles d'approximation du gradient utilisées [86]. L'approximation de la Formule 1.63 est généralement peu précise et nécessite des modifications. Différents traitements, tels que l'intégration de la masse volumique dans le gradient, induisent des formes différentes de l'approximation du gradient :

$$\langle \nabla f(x_i) \rangle = \frac{1}{\rho_i} \left[\sum_{j=1}^N m_j [f(x_j) - f(x_i)] \cdot \nabla_i W_{ij} \right] \quad (1.64)$$

$$\langle \nabla f(x_i) \rangle = \rho_i \left[\sum_{j=1}^N m_j \left[\frac{f(x_j)}{\rho_j^2} + \frac{f(x_i)}{\rho_i^2} \right] \cdot \nabla_i W_{ij} \right] \quad (1.65)$$

Chaque formulation présente des intérêts pour la simulation et le choix d'une formulation dépend des problèmes rencontrés. On justifiera par la suite les formulations utilisées dans le cadre de ce travail.

Formulation SPH des équations de conservation

À partir de l'approximation particulaire du kernel définis auparavant, il est maintenant possible de dériver la formulation SPH pour des équations différentielles (EDP) telles que les équations de conservation de la masse (1.66), de la quantité de mouvement (1.67) et de l'énergie (1.68) :

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} \quad (1.66)$$

$$\frac{Dv^\alpha}{Dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma^{\alpha\beta}}{\partial x^\beta} \quad (1.67)$$

$$\frac{De}{Dt} = \frac{\sigma^{\alpha\beta}}{\rho} \frac{\partial v^\alpha}{\partial x^\beta} \quad (1.68)$$

où D/Dt est la dérivée particulaire, ρ est la masse volumique, v^α est une composante de la vitesse et $\sigma^{\alpha\beta}$ est une composante du tenseur des contraintes. Les coordonnées spatiales x^α et le temps t sont les variables indépendantes. Le tenseur des contraintes est

constitué de deux composantes, la pression isotrope P et la composante déviatorique S telle que $\sigma^{\alpha\beta} = -P\delta^{\alpha\beta} + S^{\alpha\beta}$. En substituant les approximations SPH d'une fonction et de ses dérivées, présentées en 1.62 et 1.63, dans les équation de conservation, on obtient les relations dont le développement détaillé est présenté dans Liu et al. [86] :

$$\begin{aligned} \frac{D\rho}{Dt}(x_i) &= \sum_{j=1}^N m_j (v(x_i^\beta) - v(x_j^\beta)) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \\ \frac{Dv^\alpha}{Dt}(x_i) &= - \sum_{j=1}^N m_j \left[\frac{\sigma^{\alpha\beta}(x_i)}{\rho_i^2} + \frac{\sigma^{\alpha\beta}(x_j)}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right] \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \\ \frac{De}{Dt}(x_i) &= \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) (v(x_i^\beta) - v(x_j^\beta)) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + \frac{1}{\rho_i} S^{\alpha\beta}(x_i) \cdot \epsilon^{\alpha\beta}(x_i) \end{aligned} \quad (1.69)$$

avec W_{ij} la composante du kernel, Π_{ij} la viscosité artificielle (définie dans l'Annexe B).

Le système d'équations 1.69 représente une des formes couramment employées en formalisme SPH. Selon la manière de dériver l'approximation particulières, les équations de conservations ne seront pas discrétisées de la même manière. Un détail des différentes formulations particulières disponibles sous LS-DYNA est présenté en Annexe B. On y présente également les différentes fonctionnalités liées au formalisme SPH sous LS-DYNA. On y détaille entre autre les fonctions kernel W employées ainsi que le contrôle exercé sur les domaines d'influence des particules SPH, à travers le rayon h du domaine.

1.4.3 Avantages et inconvénients des deux codes et des formalismes associés

On dispose de deux codes de simulations distincts présentant chacun des avantages et des inconvénients. La composante eulérienne d'HESIONE permet de traiter les problèmes de matériau sous fortes déformations sans avoir recours à l'érosion des mailles dans lesquelles le pas de temps s'effondre, comme c'est le cas en méthode lagrangienne classique. Ce code de simulation permet de modéliser avec succès le comportement de nombreux matériaux isotropes sous sollicitations dynamiques. Les équations d'états tabulées de type BLF [87] et SESAME [88] y sont implémentées, ainsi que plusieurs modèles développés par le CE, tel que le modèle EPP_P_ENDO (§1.3.2). La méthode du fluide fictif (§1.4.1) implémenté au sein du code permet de plus d'appliquer une loi pression en temps et en espace dans la composante eulérienne. Cette fonctionnalité permet ainsi des chargements complexes, tels que les chocs induits par rayonnement laser ou par faisceau d'électron. Tout ces avantages en font un code très intéressant pour l'étude des impacts. Cependant, la méthode eulérienne se retrouve rapidement limitée dans le cas des impacts sur Whipple Shield car il est nécessaire de mailler les boucliers de la structure, mais également les espaces entre les deux, dans lesquels s'étendent les nuages de débris. Ce volume, très important en comparaison d'un impact sur cible unique, nécessite une puissance de calcul importante pour un espace dans lequel la matière n'intervient qu'un temps assez court. D'autre part, la méthode eulérienne ne conserve pas l'information sur l'anisotropie de la matière, ce qui oblige à supposer les matériaux anisotropes tels que les matériaux composites comme des matériaux isotropes lors de la modélisation.

Le code de simulation LS-DYNA dispose de la composante SPH, très prometteuse pour

l'étude des impacts sur Whipple shield. Étant lagrangienne, elle consiste à suivre l'évolution de l'ensemble des particules SPH représentatives de la matière. La puissance de calcul nécessaire est dépendante du nombre de particule et non de l'espace à mailler, ce qui la rend plus adaptée aux impacts multi-boucliers. Cette composante permet également de pouvoir utiliser des modèles orthotropes sous fortes déformations, sans avoir recours à l'érosion, là où la composante eulérienne ne peut avoir recours qu'aux modèles pour matériaux isotropes. Ces critères rendent le code LS-DYNA intéressant pour la modélisation des impacts multi-boucliers, en particulier ceux intégrant des matériaux anisotropes tels que les matériaux composites. Le code LS-DYNA ne dispose cependant pas des équations tabulées SESAME ou BLF permettant de prendre en compte le changement d'état des matériaux, phénomènes intervenant systématiquement dans la gamme de vitesse des débris spatiaux. La méthode SPH présente plusieurs intérêts en comparaison des méthodes éléments finis classiques :

- La méthode SPH étant lagrangienne, on dispose de l'historique des particules matérielles, au contraire de la formulation élément finis eulérienne. Il est donc possible de calculer les termes de transports et d'advection du système ;
- La conservation de la masse est exactement respectée ;
- En SPH, il n'y a pas d'interface et de surface libre explicite et le mouvement de la matière est représenté par le mouvement des particules. Dans un problème multi-phase, chaque phase se déplace avec les particules qui la représentent respectivement à l'état initial de la simulation. Les interfaces et les surfaces libres de la matière ne sont pas explicitement définies mais sont donc déduites naturellement de la position des particules. Cela s'avère avantageux en comparaison de la méthode eulérienne où les interfaces nécessitent généralement une reconstruction à chaque pas de temps.

Chaque code présente donc un intérêt pour la modélisation des impacts de débris sur des structures multi-boucliers. Dans ces travaux, les deux codes ont été employés afin de tirer le meilleur parti de leurs avantages dans la compréhension des phénomènes d'impacts sur Whipple Shield.

Chapitre 2

Matériaux et moyens expérimentaux

Dans cette partie, on expose les matériaux et moyens d'essais employés dans le cadre de la thèse. Les différents matériaux envisagés dans le cadre du projet ATIHS sont aussi les matériaux étudiés dans nos travaux. On exposera ici leur constituants, le procédé de fabrication ainsi que leurs propriétés de base. Concernant les moyens d'essais, un bref exposé des moyens d'essais utilisés dans la thèse est réalisé. On présente le principe de fonctionnement de ces moyens d'essais, les particularités de chacun d'entre eux et les résultats qu'ils nous apportent.

2.1 Les matériaux étudiés

2.1.1 L'Aluminium Al6061T6

Plusieurs alliages d'aluminium sont très couramment utilisés comme bouclier ou structure. Ils offrent de bonnes capacités de résistance pour une densité relativement faible. Les alliages couramment employés sont généralement l'aluminium 6061 et l'aluminium 2024 dont les compositions chimiques sont exposées dans le Tableau 2.1. Entre autre, l'aluminium 6061-T6 est un alliage très proche de l'aluminium pur. Lors de leur fabrication, les alliages font l'objet de traitements supplémentaires. La dénomination "T6" indique par exemple que l'alliage d'aluminium a subi un traitement thermique de durcissement en vue d'augmenter sa limite élastique : mise en solution à 808 K pendant 8 à 12 heures, trempe à 293 K puis revenu à 443 K pendant 6 heures environ. Son module d'Young vaut 69 GPa. Sa limite d'élasticité est d'environ 240 MPa et sa limite à rupture est supérieure à 260 MPa. Des essais de dureté Vickers ($HV\ 50g$) ont été réalisés sur ce matériau [89]. Ils conduisent à une valeur de 117 qui est presque trois fois plus élevée que pour l'aluminium pur. Ce matériau au comportement élastoplastique simple a fait l'objet de nombreux travaux en dynamique, en particulier au CEA-CESTA et ne pose pas de difficulté notable pour sa modélisation [90, 91, 89, 39]. Le comportement mécanique de ce

Composants		Al	Mg	Si	Fe	Cu	Cr	Zn	Ti	Mn	Autres
Al6061	Min	95.9	0.8	0.4	–	0.15	0.04	–	–	–	–
	Max	98.6	1.2	0.8	0.7	0.4	0.35	0.25	0.25	0.15	0.05
Al2024	Min	90.7	1.2	–	–	3.8	–	–	–	0.3	–
	Max	94.7	1.8	0.5	0.5	4.9	0.1	0.25	0.15	0.9	0.05

TABLE 2.1 – Composition chimique des alliages d'aluminium en pourcentages.

matériau est donc bien caractérisé. Cette alliage d'aluminium est fréquemment employé en protection spatiale car il offre un bon compromis entre résistance mécanique et légèreté. Dans la suite de l'étude, ce matériau servira de matériau de référence. Concernant les essais de caractérisation, on a pris garde à utiliser le même barreau d'aluminium pour usiner les cibles car les paramètres physiques de l'aluminium peuvent varier d'un barreau à l'autre.

2.1.2 Les matériaux composites

Un matériau composite est un assemblage hétérogène de plusieurs composants différents. En variant les matériaux utilisés et leur organisation, les propriétés de l'ensemble peuvent être optimisées au contexte d'utilisation. Un composite présente des propriétés anisotropiques, car son comportement est différent dans les différentes directions associées au matériau. Lorsque le composite présente 3 plans de symétrie orthogonaux, on parle alors d'orthotropie du matériau. Les composants du composite sont souvent répartis dans deux classes, à savoir les renforts et la matrice. Le rôle du renfort est d'assurer la fonction de résistance mécanique aux efforts. La matrice assure quant à elle la cohésion entre les renforts de manière à répartir les sollicitations mécaniques. Dans ce qui suit, deux composites employant respectivement des renforts en carbone et en PBO sont présentés. Ces deux matériaux, fabriqués par l'Institut Clément Ader, ont été étudiés au cours de la thèse en vue d'une potentielle intégrations aux structures de protection spatiale.

Composite à base de fibres de carbone

Les fibres de carbone sont les plus communément utilisées comme renforts dans les composites hautes performances. Les Polymères Renforcés de Fibres de Carbone (CFRP) sont d'ailleurs déjà employés dans le domaine spatial pour leurs propriétés structurales [11]. Ils existent sous de nombreuses formes, selon la fibre utilisée (M55J, T300, IM6 etc.), la matrice utilisée (époxy, cyanate esther, carbone), le volume de fibre et leur disposition. Les différents procédés de fabrication sont autant de variables influençant les propriétés du composite. Le composite CFRP de l'étude a été fabriqué à partir de pré-imprégnés. Il s'agit d'un produit semi-fini, à partir duquel est fabriqué le matériau final. Dans notre cas, les pré-imprégnés sont composés de fibres unidirectionnelles (UD) de carbone M55J imprégnées dans une résine époxy M18 avec un volume de fibre de 60 %. Le matériau composite est un empilement de ces pré-imprégnés en configuration stratifié-croisé symétrique (alternance des directions des plis entre 0° et 90° avec une symétrie de l'empilement par rapport au milieu de l'épaisseur du composite). Les filaments de carbone du pré-imprégné font $5\ \mu\text{m}$ de diamètre et un pré-imprégné à une épaisseur théorique de $100\ \mu\text{m}$. En théorie, 12 filaments de carbone se trouvent en moyenne dans l'épaisseur d'un pré-imprégné. Les échantillons composites étudiés dans ces travaux font $400\ \mu\text{m}$ (4 plis) ou $1600\ \mu\text{m}$ (16 plis) d'épaisseur.

Le procédé de fabrication du pré-imprégné au composite consiste en une consolidation/cuisson en autoclave (Figure 2.1). Les préimprégnés sont empilés selon l'orientation voulue avant d'être placés sous une bâche à vide avec des produits d'environnement facilitant la consolidation, l'évacuation du surplus de résine et le démoulage. L'ensemble est par la suite déposé dans un autoclave permettant une cuisson sous pression. Le cycle de cuisson est celui recommandé par le fabricant [92] à savoir :

- Mise sous vide ;

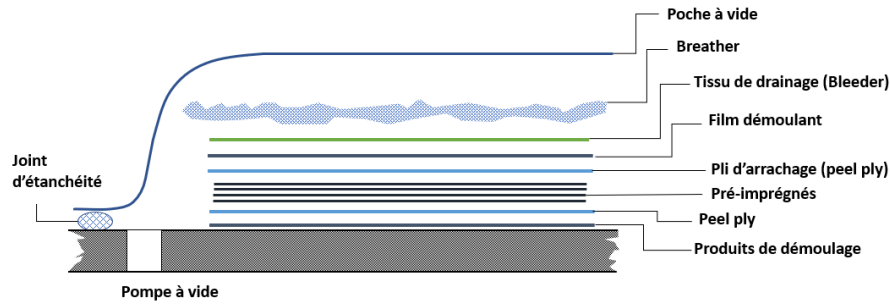


FIGURE 2.1 – Schéma du procédé de fabrication du composite CFRP M55J/M18.

- Chauffage à 3 K/min jusqu'à 373 K ;
- Pressurisation à 7 bar ;
- Chauffage à 3 K/min jusqu'à 453 K puis maintien pendant 120 minutes ;
- Refroidissement à 3 K/min avec relâchement de la pression à 345 K et relâchement du vide à 335 K.

Lors de la sortie du moule, le composite doit passer par une étape de démoulage consistant entre autre à retirer les tissus d'arrachage ("peel ply", Figure 2.1) de chaque côté du composite. Ce faisant, on observe une rugosité sur la surface des composites due à un arrachement irrégulier de l'excès de résine à la surface du CFRP. Le passage d'un échantillon de CFRP au profilomètre (§2.4.2) révèle ainsi une rugosité régulière de forme sinusoïdale dans une direction du composite (Figure 2.2). Son amplitude est de 50 μm . La profondeur est constante dans l'autre direction avec une incertitude de 20 μm . Lors de la mesure d'épaisseur des échantillons, des plaques de verre d'épaisseur connues étaient apposées de chaque côté du composite et prenaient appui sur les pointes des rugosités. La mesure d'épaisseur prend donc en compte l'épaisseur des rugosités, ce qui surestime l'épaisseur réelle du composite. L'épaisseur mesurée diffère de la valeur théorique attendue au vu du nombre de pré-imprégnés utilisés. Lors de ce projet, des plaques de CFRP d'épaisseur 400 μm et 1600 μm étaient envisagées. Après fabrication, on constate que les plaques les plus fines mesurent environ 500 μm d'épaisseur avec la rugosité (400 μm en théorie). Les mesures des plaques plus épaisses indiquent une épaisseur de 1580 μm (1600 μm en théorie). Pour les cibles fines, l'amplitude de 50 μm des rugosités de chaque côté du CFRP explique que l'épaisseur mesurée soit plus importante de 100 μm par rapport à l'épaisseur théorique. Pour les cibles épaisses, un rejet un peu plus important de résine lors de la mise sous pression pourrait expliquer l'épaisseur mesurée, selon les observations de l'Institut Clément Ader. Par la suite, la masse volumique des échantillons est mesurée par immersion sur des échantillons CFRP épais. Lors de la mesure, on s'assure du bon décollement des bulles d'eau de la surface du composite. La masse volumique calculée pour le CFRP est de $1630 \pm 50 \text{ kg/m}^3$, avec une fraction volumique de fibre de 64 %. Cette valeur concorde avec les masses volumiques théoriques de la fibre M55J et de la résine M18, de 1910 kg/m^3 et 1140 kg/m^3 respectivement. La mesure de porosité réalisée sur trois échantillons épais indique des taux de porosité de 1.3 %, 0.8 % et 0.08 %.

Composites à base de fibres de PBO zylon®

Le Zylon® est un polymère, le poly(p-phénylène-2,6-benzobisoxazole) (PBO), développé par la firme Toyobo en 1998 [93]. Cette fibre s'inscrit dans la catégorie des fibres

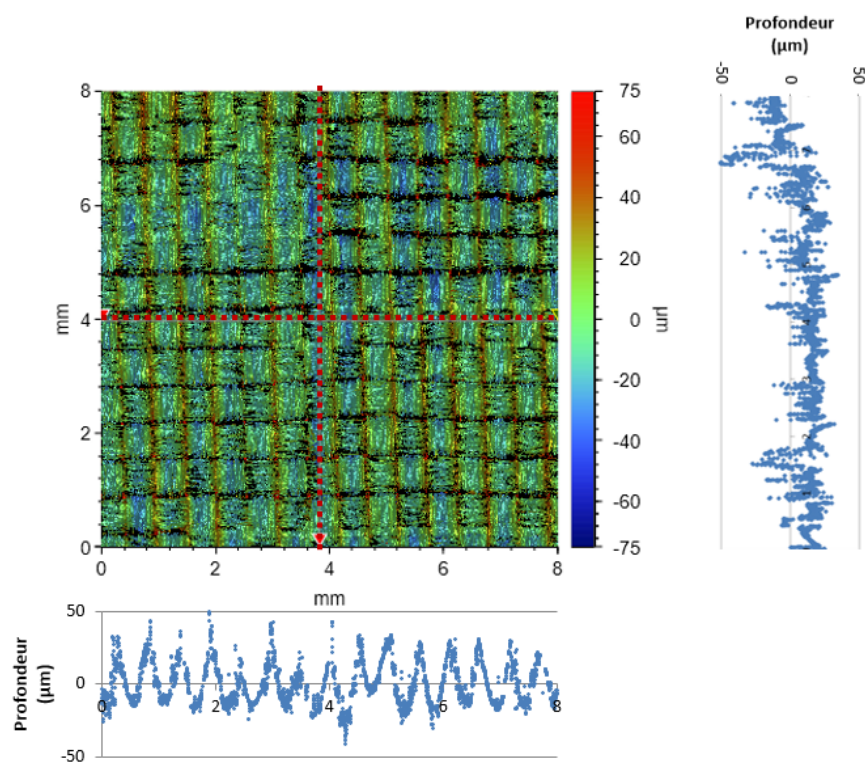


FIGURE 2.2 – Mesure de profondeur par profilométrie de la surface d'un échantillon de CFRP. Les profils de profondeur affichés sont associés aux plans de coupe symbolisés par des lignes en tiret rouge.

Matériau	zylon® HM	PA HM	PE HT
Masse volumique [kg.m ³]	1560	1450	970
Contrainte à la rupture [GPa]	5.77	2.8	3.0
Module d'Young [GPa]	268	120	117
Allongement à la rupture (%)	2.5	2.4	3.5
Énergie de rupture [J/g]	42	24	33.5

TABLE 2.2 – Propriétés mécaniques des fibres PBO Zylon® [93], para-aramides (PA) Kevlar® 49 [94] et polyéthylène haute ténacité (PEHT) Spectra®500 [95]. Données issues des fabricants.

synthétiques, qui comprennent également les fibres para-aramides (PA) et polyéthylène haute ténacité (PEHT). Elle présente cependant des propriétés mécaniques supérieures aux autres fibres synthétiques, comme l'atteste le Tableau 2.2. En particulier, sa très bonne résilience à l'impact, avec une énergie de rupture supérieure à 40 J/g, la rend particulièrement intéressante pour l'absorption d'énergie d'impact, d'où l'intérêt qui lui est porté dans le cadre du projet ATIHS. Malgré les caractéristiques impressionnantes de la fibre, la littérature propose peu de données sur les Polymères Renforcés par des Fibres de zylon PBO (ZFRP) sous impact. Une étude par Escalé [28] met en avant les performances d'un composite ZFRP sous impact basse vitesse jusqu'à 250 m/s (2,5 kJ) et impacts au mouton pendule Charpy. De tous les composites entrevus dans son étude, c'est le composite ZFRP qui présente les meilleures performances pour ces niveaux d'impact. Pour cette raison, un composite à base de fibre de PBO est intégré aux matériaux d'étude.

La fibre de PBO se présente sous différentes formes. Le tissu utilisé par Escalé [28] lors d'essais dynamiques est trop hétérogène et s'apparente à une cote de maille. La taille des débris rencontrés dans l'espace est du même ordre de grandeur voire plus petit que le motif élémentaire de ce tissu, de l'ordre de 5 mm. Le tissu peut difficilement être assimilé à une couche plane du fait de son hétérogénéité. On se tourne donc vers un tissu sergé 2/2 dont les fibres sont plus aplaties (Figure 2.3). Le filament composant le tissu présente une masse linéique de $1,7 \cdot 10^{-7}$ kg/m. Le tissu s'apparente à une surface quasiment étanche de fibres, ce qui aide à uniformiser le comportement du tissu. Au toucher, les fils de PBO, de couleur jaune, s'apparentent à des cheveux et leur texture est plutôt grasse. La fibre présente une importante flexibilité, comme son homologue le Kevlar®. Le matériau présente une forte résistance à la découpe.

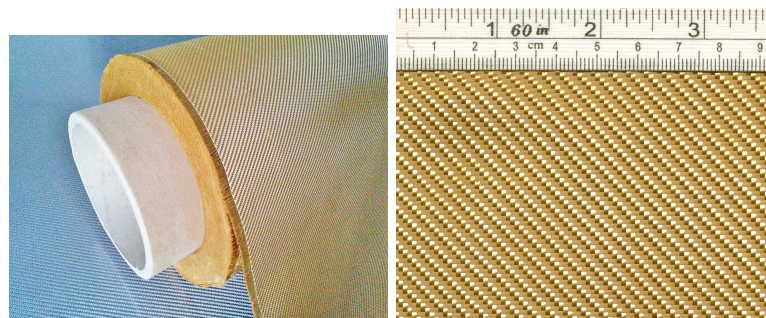


FIGURE 2.3 – Fibre de PBO zylon® tissée en sergé 2/2.

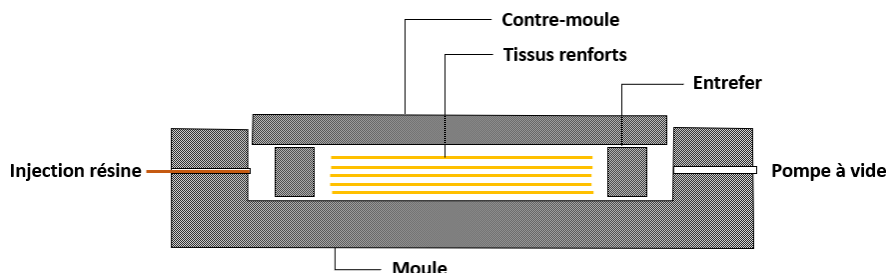


FIGURE 2.4 – Schéma du procédé de fabrication RTM des composites PBO/RTM6.

Le composite ZFRP étudié dans le projet est composé de tissus de PBO et de résine RTM6 [96]. La fabrication du composite ZFRP suit le procédé de Resin Transfer Molding (RTM, voir Figure 2.4). Les tissus de fibres sont placés dans un moule associé à un contre-moule. L'entrefer est choisi de sorte à obtenir l'épaisseur de composite désirée. Le nombre de tissus et l'épaisseur de l'entrefer pilotent les fractions volumiques de fibre et de matrice dans le composite. La résine RTM6 est préchauffée à 353 K et dégazée pendant 20 minutes. Le moule est chauffé à 393 K pour l'injection. La résine est ensuite injectée par un côté tandis que le vide est tiré du côté opposé. Durant l'injection, la pression au point d'injection est maintenue à pression atmosphérique tandis que l'évent (point d'échappement des gaz) est maintenu sous vide ($\approx 1\text{-}2$ mbar). Une fois que la résine atteint l'évent, ce dernier est fermé et la pression d'injection est augmentée à 3 bar. Le cycle de cuisson suivant est alors exécuté :

- La température du moule est montée à 433 K à 2 K/min puis maintien pendant 75 minutes ;
- Post-cuisson à 453 K pendant 120 minutes. Il n'y a pas de retour à température ambiante entre la cuisson et la post-cuisson.
- Après la post-cuisson, la chauffe est arrêtée et le moule refroidit jusqu'à température ambiante de manière non contrôlée. La rampe de température est décroissante au cours du refroidissement et sa valeur moyenne est proche de 0.7 K/min.

Contrairement à la fabrication de composites par préimprégnés, il n'y a pas d'agents de démoulage. Du fait de l'absence de "peel ply", aucune rugosité n'est observée, à contrario du composite CFRP, et l'état de surface du composite est dépendant de celui du moule. Cette méthode offre une meilleure planéité que pour le composite à base de préimprégnés carbone, comme l'indique les profilométries d'un des échantillons (Figure 2.5). Visible à l'œil nu, l'état de surface du composite est variable ce qui met en évidence la moins bonne qualité de ce procédé de fabrication. Selon les cas, on observe que le tissu est proche de la surface (Figure 2.5, à gauche). On distingue dans ce cas le relief du tissu ainsi que la matrice venue compléter les vides entre les reliefs. Une variation d'épaisseur de $20\text{ }\mu\text{m}$ est observée selon les zones. Dans d'autre cas, l'épaisseur de résine en surface est beaucoup plus importante (à droite sur la Figure 2.5) et on ne distingue presque pas le relief du tissu sur les profilométries. On note cependant la présence de rayures qui apparaissent inévitablement au moment du démoulage du composite. L'incertitude sur la surface est dans ce cas de $5\text{ }\mu\text{m}$. C'est généralement ce type de surface qui est observé. Le moins bon contrôle sur la distribution de la résine et du tissu induit une incertitude supplémentaire sur la géométrie interne du composite. La répartition fibre/matrice est ainsi moins homogène que pour un composite à base de pré-imprégnés. Les tissus de

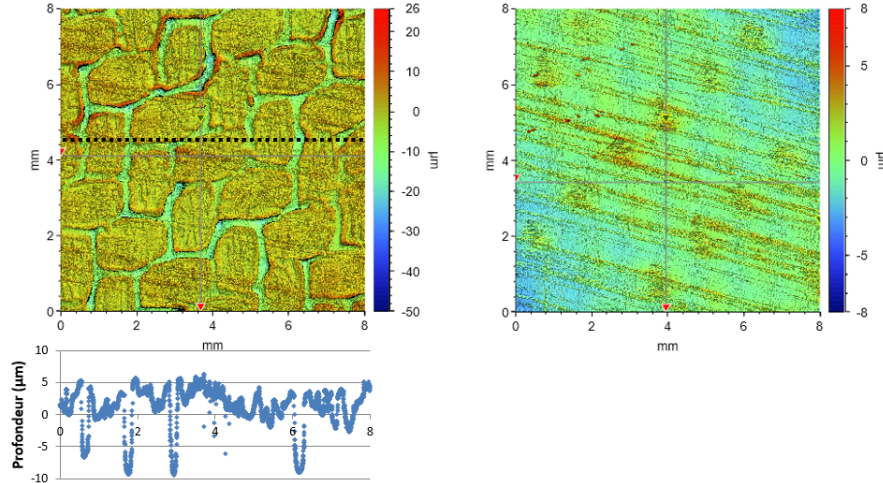


FIGURE 2.5 – Cartographie de la profondeur des deux surfaces d'un échantillon de ZFRP par profilométrie. Pour la surface présentée à gauche, une courbe de profondeur associée à la ligne en tirets noirs montre les variations de profondeur aux jonctions entre les fils tissés.

PBO, d'épaisseurs approximatives $250\text{ }\mu\text{m}$, sont très épais en comparaison de l'épaisseur des plaques composites fabriquées. Peu de plis sont intégrés dans l'épaisseur du matériau et limite l'homogénéisation du comportement dans l'épaisseur du composite. Dans le cadre du projet ATIHS, des épaisseurs de cibles de $400\text{ }\mu\text{m}$ et 2 mm étaient requises. Les cibles fines n'intègrent donc qu'une seule couche de tissu de PBO. On peut remettre en doute l'intérêt de l'imprégnation dans la résine, mais cette dernière demeure utile pour donner de la rigidité au tissu. L'imprégnation dans la résine assure l'obtention de surfaces libres planes, qui s'avèrent nécessaires lors des essais pour la vélocimétrie par interférométrie Doppler laser (présentée en §2.4). L'épaisseur de matériau obtenue est d'environ $400\pm 10\text{ }\mu\text{m}$ malgré l'écartement des entrefers de $400\text{ }\mu\text{m}$. La cible épaisse intègre quand à elle cinq plis de PBO et son épaisseur de $2000\pm 20\text{ }\mu\text{m}$ respecte les valeurs attendues. La masse volumique du ZFRP, calculée par immersion sur les cibles épaisses, est de $1330\pm 50\text{ kg/m}^3$. La fraction volumique de fibre associée est de 50 %. A noter que la fibre de PBO étant très résistante au cisaillement, sa découpe peut s'avérer difficile. La découpe d'une plaque fine ne pose pas de problème aux ciseaux tandis que la découpe de cibles de 2 mm d'épaisseur s'est avérée impossible, même à la scie. Le laser permet de découper ces cibles mais brule la résine et la fibre en bord d'échantillon. La découpe au jet d'eau demeure la solution optimale pour une découpe de qualité.

2.2 Les impacts hypervéloces en laboratoire

Pour réaliser un IHV, le moyen le plus courant est le lanceur. Simple étage, bi-étage, à gaz, à poudre, sous-calibré ou non, le lanceur existe sous de nombreuses déclinaisons. Dans ce qui suit, une présentation succincte du fonctionnement des lanceurs et des termes associés est réalisée. Elle est suivie par une brève introduction des lanceurs qui seront utilisés au cours de la thèse et des configurations de tirs qu'ils rendent accessibles.

2.2.1 Fonctionnement d'un lanceur

Afin de comprendre les différentes déclinaisons de lanceurs, nous partons du cas d'un lanceur double-étage (ou bi-étage) gaz/gaz. La Figure 2.6 illustre le fonctionnement d'un lanceur double étage gaz/gaz, composé de deux tubes de diamètres différents reliés par un convergent. Un tir avec ce type de lanceur met en jeu deux phases de compression des gaz, d'où le terme double étage. Dans un premier temps, un gaz léger est mis sous pression dans le premier réservoir (1). Lorsque la pression atteint un certain seuil, la vanne (2) est ouverte. Les gaz de la culasse poussent le piston (3), qui comprime le gaz se trouvant dans le tube de compression en amont du diaphragme (4). Ce diaphragme (4) sépare le tube de compression et le tube de lancement. Lorsque la pression atteint un niveau critique au sein de ce tube, le diaphragme (4) rompt et le gaz peut alors se détendre, via le convergent, dans le tube de lancement, où il met en mouvement le projectile (6).

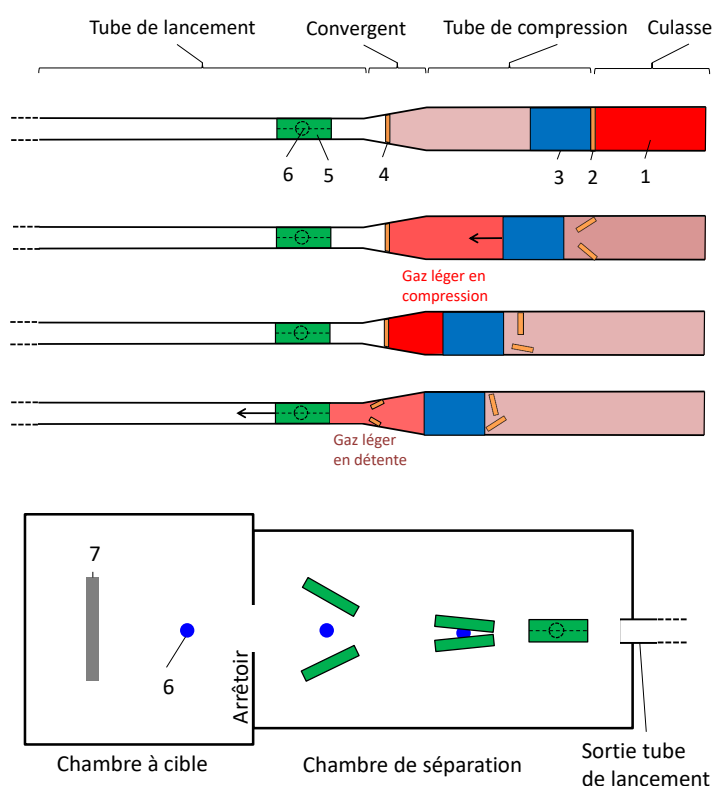


FIGURE 2.6 – Schéma de principe d'un tir sous-calibré avec un lanceur bi-étage gaz/gaz.

Concernant le projectile, on distingue deux configurations possibles. Selon la taille et la forme du projectile, ce dernier peut être porté par un sabot (5) ou non, afin d'assurer l'étanchéité dans le tube. Le cas illustré dans la Figure 2.6 emploie un sabot, on parle de tir sous-calibré. L'ensemble sabot/projectile est accéléré dans le tube de lancement, avant de déboucher dans la chambre de séparation. Dans le cas d'un tir sous-calibré, l'action aérodynamique des gaz se trouvant dans la chambre de séparation provoque la séparation du sabot en deux parties au cours de son envol, ce qui libère le projectile (6) à l'intérieur. Les morceaux de sabot sont stoppés par les arrêteurs, tandis que le projec-

tile continue sa course vers la chambre de tir, dans laquelle est positionnée la cible (7). D'autres déclinaisons de lanceurs existent, tels que les lanceurs mono-étage. Dans ce cas, les gaz du réservoir viennent directement mettre en vitesse le projectile lorsque la vanne rapide est ouverte. Cette configuration permet d'utiliser des projectiles de plus grands diamètres, du fait de l'absence de convergent. Les vitesses accessibles sont cependant moins importantes. Concernant la vitesse du projectile, elle est pilotée par la pression dans le réservoir avant rupture des diaphragmes ou ouverture des vannes. Une autre variante de lanceur bi-étage existe, où le piston (3) est mis en vitesse par la détente des gaz produits par la combustion d'une poudre dans une chambre de combustion (appelés bi-étage poudre/gaz, non employés dans la thèse). Le fonctionnement des lanceurs étant éclairci, on présente maintenant les lanceurs employés au cours de la thèse. Les particularités de chacun de ces lanceurs sont détaillées, ainsi que les configurations de tirs qu'ils permettent.

2.2.2 HERMES

Le lanceur HERMES, visible sur la Figure 2.7, est un lanceur double-étage gaz/gaz développé et exploité par la société THIOT ingénierie.

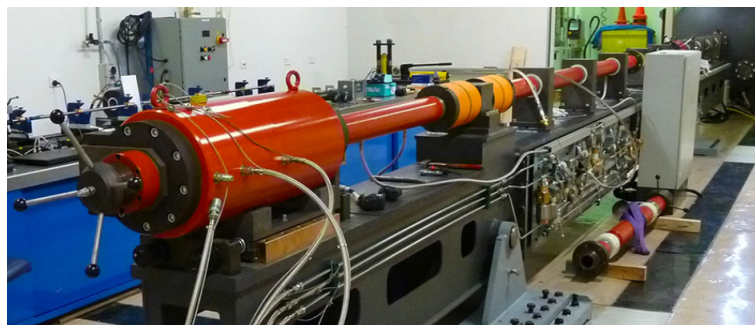


FIGURE 2.7 – Photographie du lanceur HERMES de THIOT Ingénierie

Ce lanceur a été utilisé pour projeter des billes d'aluminium de 1 mm à des vitesses entre 4 et 6 km/s. Ce type de configuration est utilisée pour reproduire un impact de débris, dans la limite des vitesses accessibles par le lanceur (Chapitre 3 et 4). Le lanceur HERMES peut en théorie atteindre des vitesses de 8.5 km/s. Outre la résistance du lanceur, c'est le phénomène de séparation du sabot qui limite également les vitesses accessibles par le lanceur. En effet, la séparation du sabot est de plus en plus difficile avec l'augmentation de la vitesse. Les tirs à très hautes vitesses se soldent régulièrement par la mauvaise séparation du sabot qui vient lui aussi impacter la cible. Le sabot peut également donner un tilt (i.e une inclinaison) au projectile. Lors de ces tirs, la pression des gaz dans la chambre de séparation est comprise entre 100 et 500 mbar. La connaissance de cette pression est importante car elle conditionne la bonne séparation du sabot, mais aussi l'atmosphère dans laquelle se déroulera l'impact sur la cible. Cette information sera importante pour l'interprétation des résultats du Chapitre 3. Pour sa part, la vitesse du projectile est mesurée à l'aide de barrières à diode dont l'incertitude est de 1%.

2.2.3 MICO

Le lanceur MICO est un lanceur bi-étage gaz/gaz implanté au CEA-CESTA. Sa particularité réside dans l'absence de diaphragme (numéroté 4 sur la Figure 2.6).

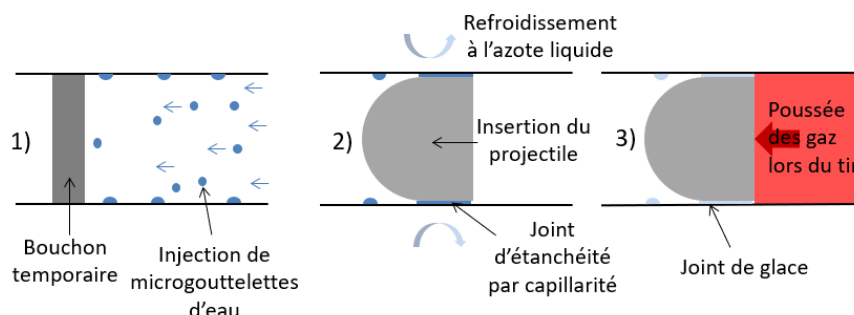


FIGURE 2.8 – Schéma représentatif de la mise en place du projectile dans le tube de lancement du lanceur MICO.

Lors de la préparation du tir, de la vapeur d'eau est injectée dans le tube et se condense sur ses parois (Figure 2.8-1). Le projectile est ensuite inséré dans le tube de lancement. L'eau se trouvant entre le projectile et la paroi entoure alors le projectile par capillarité (Figure 2.8-1). Lors de la procédure de tir, un refroidissement à l'azote liquide fait solidifier l'eau autour du projectile formant ainsi un bouchon hermétique. Le procédé de tir suit ensuite le principe de la Figure 2.6, à la différence que la mise en mouvement du projectile ne débute pas à la rupture du diaphragme mais à la rupture des joints de glace. Afin d'assurer l'étanchéité, les projectiles doivent présenter une surface de contact suffisante avec la paroi du tube de lancement. Les projectiles ont une forme particulière composée d'une hémisphère de diamètre 3 mm et d'un cylindre de diamètre 3 mm et de longueur 1.2 mm. Pour des raisons de simplicité, on nommera cette forme "culbuto" (Figure 2.9), en référence au jouet traditionnel du même nom. La vitesse du projectile est mesurée à l'aide de barrières à diode dont l'incertitude est comprise entre 0.5 et 1%.

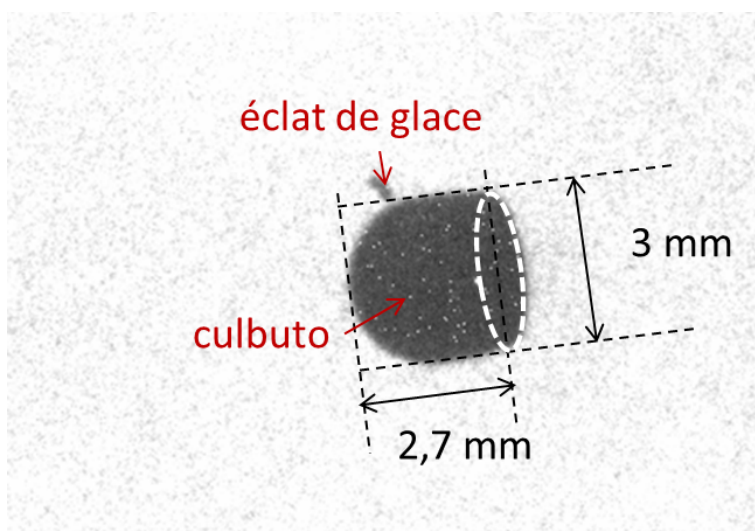


FIGURE 2.9 – Image par caméra d'un culbuto projeté par le lanceur MICO subissant un tilt lors du tir. Le projectile est ici accompagné d'un fragment de glace.

Le projectile subit généralement un tilt avant d'impacter la cible. La partie hémisphérique du culbuto permet d'obtenir une surface d'impact à peu près constante malgré

ce tilt. La morphologie et le poids du culbuto (42 mg) s'avère de plus proche de celle d'une sphère de même diamètre (38.1 mg), ce qui facilite les analogies. Le projectile éjecté est irrémédiablement accompagné de débris de glace (Figure 2.9) mais ceux-ci sont clairement négligeables en comparaison du projectile. En se soustrayant de l'utilisation d'un sabot, le lanceur MICO possède une importante précision spatiale de l'ordre du millimètre. Cette caractéristique rend envisageable l'utilisation de la vélocimétrie par interférométrie Doppler laser (§2.4). Ceci est généralement impossible en tir sous-calibré (comme avec le lanceur HERMES), ne sachant pas suffisamment précisément le lieu d'impact du projectile sur la cible. De plus, l'absence de phase de séparation du sabot permet de travailler sous atmosphère peu dense dans la chambre de tir. Après vide, la pression est généralement de l'ordre de 2 à 3 mbar dans la chambre de tir, ce qui limite fortement les forces de trainée de l'atmosphère sur la matière en mouvement. Pour des projectiles en aluminium Al6061, les vitesses accessibles par la lanceur MICO ne dépassent pas 3 km/s. Ce niveau de vitesse s'avère faible en comparaison des niveaux de vitesse des débris spatiaux qui dépassent 7 km/s. Ce type d'essai est toutefois important car il fournit des informations précieuses sur le comportement des matériaux d'étude pour des vitesses basses/intermédiaire. Ces essais servent également de vérification des modèles numériques développés dans le chapitre 3.

2.2.4 SYLEX et DEMETER

Les lanceurs SYLEX et DEMETER sont des lanceurs de grande dimension, basés respectivement au CEA CESTA et au CEA-Gramat. Ils peuvent être utilisés en configuration mono-étage (poudre ou gaz) ou en configuration bi-étage (poudre-gaz). Dans le cadre de la thèse, ils n'ont pas servi à reproduire des impacts de débris spatiaux, contrairement aux lanceurs HERMES et MICO. En effet, ces lanceurs sont employés en configuration mono-étage gaz, afin de disposer de larges diamètres de projectiles (Figure 2.10). Des projectiles plans sont considérés, afin de générer des chocs unidirectionnels dans les matériaux d'étude.



FIGURE 2.10 – Projectile lors d'un tir DEMETER. Un matériau d'impact (ici du cuivre) de diamètre 75 mm est collé sur le boulet.

Comme nous le verrons dans le chapitre 3, ces chocs plans servent pour la détermination de l'équation d'état des matériaux d'étude avec des vitesses de déformation de l'ordre de 10^5 s^{-1} . Ce type d'essai peut également servir à la détermination des lois de comportement [73] ou encore de seuils d'endommagement.

2.3 Génération de choc par dépôt d'énergie

Parmi les essais permettant d'obtenir des sollicitations dynamiques, les barres d'Hopkinson se limitent à des vitesses de déformation de 10^2 s^{-1} à 10^4 s^{-1} . Les lanceurs (§2.2.1) permettent d'atteindre des vitesses de déformation de 10^4 s^{-1} à 10^6 s^{-1} . Cependant, les vitesses accessibles par les lanceurs sont actuellement limitées. Les vitesses maximales généralement accessibles avoisinent 8 km/s et pourrait atteindre 10 km/s. Si ces niveaux sont représentatifs des vitesses des débris spatiaux les plus basses, elle se révèlent insuffisantes pour couvrir toutes les situations. La génération de chocs par dépôt d'énergie s'insère comme un bon complément, car elle permet d'atteindre des niveaux de sollicitation inaccessibles par les lanceurs. Des taux de déformation dans le matériau jusqu'à 10^9 s^{-1} sont alors possibles.

2.3.1 Par laser

Principe de fonctionnement

Les premières mentions de choc générés par irradiation laser remontent aux années 60 [97]. Depuis, de nombreux travaux [98] ont mis en évidence que le dépôt d'un rayonnement laser intense sur un matériau conduit à la formation d'une forte poussée sur la cible irradiée. Ce phénomène repose sur l'absorption collisionnelle de l'énergie laser dans une fine couche de matière en surface de la cible, également appelé mécanisme de rayonnement de freinage inverse [99]. En absorbant le rayonnement, la matière à la surface atteint rapidement sa température de vaporisation, créant un plasma. Par sa brusque montée en température et sa chute en densité, le plasma cherche alors à se détendre. Ce faisant, il applique par réaction une poussée sur la cible. Selon l'intensité et sa vitesse d'application, une onde de choc peut être induite dans le matériau.

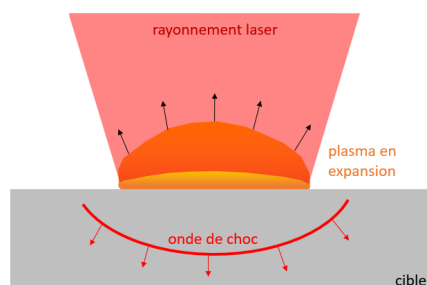


FIGURE 2.11 – Schéma de principe de l'absorption du rayonnement laser par la cible. Moyennant une intensité laser suffisante, une onde de choc se propage dans le matériau.

Les chocs lasers présentent de nombreux avantages pour l'étude du comportement des matériaux sous choc :

- Les lasers permettent premièrement d'atteindre des niveaux de sollicitation inaccessibles par les lanceurs en termes de pressions maximales et de vitesses de déformation. Cet argument est particulièrement intéressant dans le cas des débris spatiaux, dont les vitesses d'impact sont inaccessibles par les lanceurs en laboratoire.

- Les installations lasers disposent d'une cadence de tirs très élevée. On peut généralement réaliser plusieurs dizaines de tirs par jour avec un laser contre un ou deux pour un lanceur ;
- La précision spatiale d'un laser est micrométrique et permet de choisir précisément la zone d'irradiation. Il est par exemple possible de viser un composant précis à l'échelle mésoscopique [73].
- Le contrôle temporel de l'irradiation laser est de l'ordre de la nanoseconde. La connaissance de l'instant d'initiation du chargement rend ainsi possible l'utilisation de diagnostics de mesure in situ résolus en temps, qui permettent de restituer des phénomènes intenses et brusques. Le déclenchement de la mesure devient de plus indépendant d'un système de chronométrie annexe.
- La récupération aisée des cibles ;
- Le coût d'un essai laser est très inférieur au coût d'un essai lanceur.
- La brièveté de l'impulsion nécessite l'emploi de cibles minces et de petites dimensions et donc peu coûteuses au regard des cibles pour essais balistiques.

Afin d'employer efficacement le laser pour la génération de choc, il est nécessaire de comprendre quel chargement une impulsion laser exerce à la surface de la cible. Ce chargement est couramment ramené à une pression, appelée pression d'ablation P_{ab} . Dans la littérature, plusieurs travaux proposent des lois d'échelle permettant d'évaluer la pression d'ablation maximale générée par une configuration d'impulsion [100, 101, 102]. Entre autre, la pression d'ablation est dépendante de l'intensité du tir, de la longueur d'onde du laser, de la masse atomique du matériau absorbant, de la taille de la tache focale et de la durée de l'impulsion laser. Selon que ces conditions d'interaction ont lieu dans l'air, dans un milieu transparent condensé ou dans le vide, différents chargements en résultent [103, 104]. Ainsi, des chargements de différentes amplitudes peuvent être obtenus, qui ont des objectifs différents.

L'un de ces objectifs est la reproduction d'impact hypervélocé par choc laser. Contrairement aux lanceurs, aucun projectile n'intervient dans le processus de génération du choc. A première vue, le choc laser est difficilement représentatif d'un impact de projectile. La littérature montre cependant que les cratères générés par choc laser dans une cible épaisse sont très similaires à ceux formés par un impact de projectile. Dès les années 1970, Piri [102] et Nebolsine [105] proposent une analogie entre choc laser et IHV. En supposant qu'un cratère n'est que le résultat d'un chargement en pression, ces travaux consistent à déterminer les caractéristiques d'un pulse laser permettant d'obtenir le même chargement en pression que celui créé dans la cible par un IHV. Cependant, une connaissance précise du chargement appliqué par le rayonnement laser est nécessaire. Des méthodes de plus en plus avancées, telles que celle de Aubert [72], permettent d'obtenir une bonne estimation de la pression résultant d'un choc laser. Cependant, cette détermination ne peut se faire que sur des matériaux bien caractérisés du point de vue mécanique, thermique et électronique. En paramétrant bien l'impulsion laser, il est ainsi montré qu'un choc laser génère un cratère analogue à celui d'un impact de projectile donné.

Dans le cas des structures multi-boucliers étudiées dans la thèse, les chocs laser s'avèrent peu représentatifs. Lors d'un IHV sur une succession de boucliers, le projectile se détériore en perforant les boucliers. Un nuage de débris contenant en partie de la cible et en partie du projectile s'étend à l'arrière de la cible avant d'impacter le bouclier suivant. Les débris du projectile représentent une grande part de la quantité de mouvement du

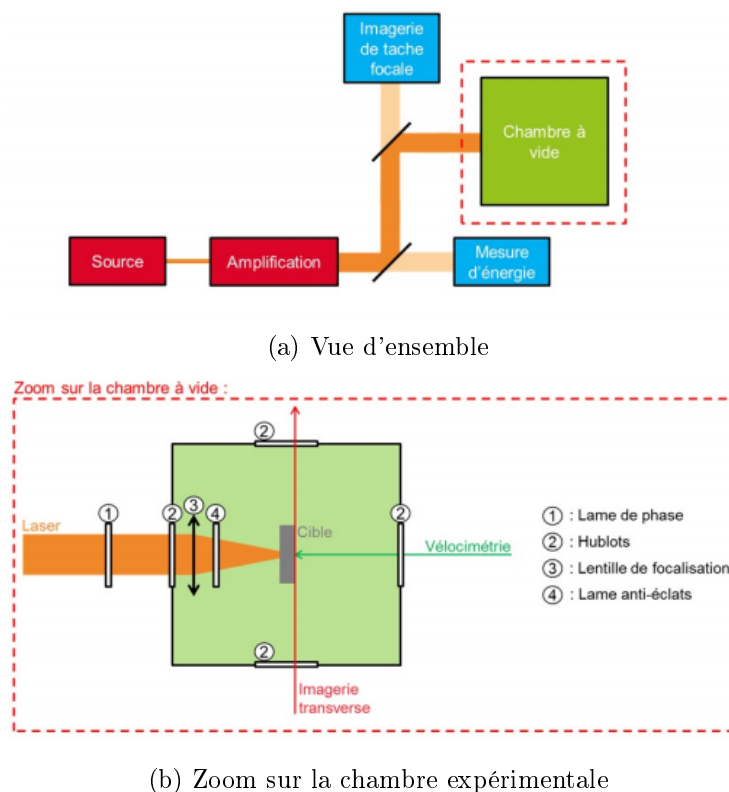


FIGURE 2.12 – Schématisation de l'installation GCLT (Figure issue de [91]).

nuage de débris. Un choc laser est capable d'appliquer le même chargement en pression sur une cible qu'un IHV. Il ne prend cependant pas en compte la présence de débris de projectile dans le nuage de débris éjecté. Bien que les lasers ne puissent être utilisés pour représenter un IHV sur multi-boucliers, il n'en demeurent pas moins intéressants pour caractériser des matériaux sous des chargements dynamiques. Dans la thèse, des essais de choc laser ont été conduits pour la caractérisation des matériaux d'étude. Ces essais de choc laser (présentés dans le chapitre 3) ont été réalisés à l'aide du laser GCLT du CEA-DIF.

Le laser GCLT

Les tirs laser présentés en §3.2.4 du Chapitre 3 ont été réalisés sur le Générateur de Chocs Laser Transportable (GCLT) au CEA/DAM/DIF. Ce laser impulsif Nd :YAG peut délivrer une énergie de 1 à 40 J pour des durées de pulse de 4 à 100 ns à une longueur d'onde de 1053 nm. Le profil temporel de puissance délivré peut être ajusté par pas de 125 ps, ce qui donne accès à de multiples formes de pulses (top-hat, trapèze). La Figure 2.12 est une vue schématique de l'installation GCLT. Un faisceau laser est émis par l'oscillateur, puis passe dans une chaîne d'amplification, où son énergie passe de quelques millijoules à plusieurs Joules. Le diamètre du faisceau en sortie de chaîne est de 35 mm. Il est par la suite conduit dans la chambre expérimentale dans laquelle est réalisée un vide primaire (3.10^{-2} Pa) afin d'éviter la dissociation de l'air en tant que milieu ambiant, phénomène aussi appelé claquage, lors de la focalisation. Lors de son entrée dans la chambre, le faisceau traverse une série de composants optiques. Il rencontre, tout d'abord, une lame de phase (1) qui permet de le mettre en forme pour

obtenir une répartition d'énergie plus homogène dans la section du faisceau au niveau de la cible. Il traverse ensuite le hublot de la chambre à vide (2) puis il rencontre la lentille de focalisation (3). Cette dernière et la lame de phase sont à choisir et positionner en fonction du diamètre de tache focale souhaité sur cible. Enfin, avant d'atteindre la cible, le faisceau traverse une lame anti-éclats (4) qui a pour fonction de protéger la lentille de toute éjection de matière susceptible de l'endommager. Lors du transport du faisceau de la sortie de chaîne d'amplification vers la chambre expérimentale, une partie du faisceau est prélevée à deux reprises pour effectuer des mesures de caractérisation du dépôt. Le premier est conduit vers un calorimètre afin de mesurer l'énergie se trouvant dans le faisceau. Ce calorimètre a, au préalable, été étalonné en réalisant un tir sur un autre calorimètre positionné en lieu et place de la cible. Cette opération prend donc en compte les pertes d'énergie ayant lieu lors de la traversée des différents composants optiques. Le deuxième prélèvement est envoyé vers une caméra CCD afin d'obtenir la tache focale du pulse laser. Afin que l'image obtenue par cette caméra soit représentative de la tache focale au niveau de la cible, le chemin optique entre le lieu de prélèvement et la caméra est identique, du point de vue de la distance et des optiques, à celui entre ce même point de prélèvement et le centre de la chambre où est située la cible. Une mesure du bruit ambiant, sans la tache focale est également réalisée pour analyser son influence sur la mesure.

Lors du protocole de tir, un vide primaire doit être refait après chaque ouverture de la chambre de tir. Il s'agit d'une étape chronophage qui ralentit les cadences de tir. Afin d'éviter de devoir ouvrir la chambre à chaque tir pour changer la cible, on utilise un porte-échantillon de 8 cibles. Ce porte-échantillon est translaté à distance dans la chambre pour passer de cible en cible. Grâce à cette méthode, la cadence de tir est de l'ordre d'un tir toutes les trois minutes. Les résultats expérimentaux seront présentés dans le chapitre 3.

2.3.2 Par faisceau d'électrons

La génération de choc par faisceau d'électrons suit un processus similaire à celui des chocs laser car il consiste à déposer une grande quantité d'énergie sur un temps très court. L'échauffement isochore brutal de la matière génère alors une onde de compression. Les essais de chocs par faisceau d'électrons présentés dans le Chapitre 3 sont conduits avec le canon à électron CESAR.

Le canon à électrons CESAR

Le moyen d'essai CESAR, présent sur le site du CEA-CESTA, comprend un générateur de Marx $2\ \Omega$ associé à une ligne de mise en forme du faisceau d'électrons. Concernant son fonctionnement, le générateur de Marx émet un courant pouvant atteindre 1 MV avec une durée d'impulsion de l'ordre de 70 ns à mi-hauteur. Ce courant est déchargé dans une diode. Un champ électrostatique est alors créé qui met en mouvement les électrons générés par la cathode et forme le faisceau. Le faisceau d'électrons est ensuite focalisé via un champ magnétique sur la cible se trouvant dans la chambre expérimentale. Le procédé de création, de mise en forme et de transport du faisceau est expliqué en détail dans Gardelle et al. [106]. Au moment d'arriver sur la cible, le faisceau fait environ 10 cm de diamètre. Comme nous le verrons dans le chapitre 3, une plaque aluminium de quelques millimètres est utilisée comme matériau sacrificiel pour absorber le faisceau d'électrons. À la différence des essais de choc laser, nous verrons que le faisceau d'électrons a la particularité d'être absorbé sur une épaisseur plus importante de la cible,

jusqu'à 1 mm de profondeur. L'absorption du faisceau génère une onde de choc quasi-plane dans l'aluminium, qui est ensuite transmise dans des matériaux placés derrière. Ce type d'essai nous apporte des informations pour la caractérisation des matériaux sous choc. Les vitesses de déformation accessibles par ce moyen d'essai sont de l'ordre de 10^4 à 10^5 s^{-1} . Les niveaux de pression atteints permettent d'étudier l'endommagement des matériaux pour des vitesses de déformation de l'ordre de 10^4 à 10^5 s^{-1} . Au niveau de la métrologie, la vitesse de surface libre ou la vitesse d'interface sont mesurées par une chaîne de Vélocimétrie Hétérodyne (VH) à 4 voies. De plus, les essais de choc par faisceau d'électrons permettent généralement la récupération de la cible après essai pour observer les faciès d'endommagement. Un inconvénient de ce type d'essai est la caractérisation des chargements appliqués par le faisceau d'électrons. Plusieurs méthodes permettent de déterminer le chargement avec plus ou moins de précision, incluant l'utilisation de codes de calcul numériques spécifiques ou la détermination du profil de chargement par approche inverse à partir de la confrontation essai/calcul, via une méthode d'optimisation. Ce point sera abordé plus en détail dans le chapitre 3.

2.4 Les diagnostics de mesure

Cette partie propose une description des différents diagnostics employés au cours de la thèse. La rapidité des phénomènes en jeu lors d'un IHV limite fortement les diagnostics de mesure utilisables lors de l'essai. Deux types de diagnostics in-situ sont souvent employés pour l'étude des phénomènes dynamiques présents à ces niveaux de vitesses, à savoir la vélocimétrie par Interférométrie Doppler Laser (§2.4.1) d'une part et les systèmes d'imagerie tels que l'ombroscopie (§2.4.2) d'autre part. Selon les essais, il est également possible de récupérer des objets analysables post-mortem. Dans ce cas, des systèmes tels que la tomographie ou les microscopes permettent de les étudier après l'essai. Dans notre cas, nous nous sommes principalement tournés vers l'analyse des surfaces par profilométrie (§2.4.2).

2.4.1 La vélocimétrie

Comme nous le verrons dans le Chapitre 3, l'information sur la vitesse de surface libre des matériaux est porteuse de multiples informations sur le comportement des matériaux et, plus généralement, les phénomènes survenant lors d'un essai intégrant des chocs. L'Interférométrie Doppler Laser (IDL) est depuis longtemps reconnue comme un outil précis pour mesurer le profil temporel de vitesse d'une surface sous choc. Son fonctionnement repose sur l'effet Doppler. Ce principe stipule que, lorsqu'une onde électromagnétique de longueur d'onde λ_0 est focalisée sur une surface en déplacement à la vitesse v , la surface rétro-diffuse une partie de l'onde avec une longueur d'onde décalée $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$ proportionnelle à la vitesse de la surface. Le décalage de longueur d'onde $\Delta\lambda$ suit la relation :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{-2 \cdot v}{c} \quad (2.1)$$

où v est la vitesse de la surface considérée et c est la célérité de la lumière dans le vide. Plusieurs systèmes exploitent ce phénomène, tels que le VISAR (§5.5) et la VH (§5.5), qui sont utilisés dans le Chapitre 3. D'autres systèmes ont été développés, basé sur l'utilisation d'un interféromètre Fabry-Perot [107, 108] mais ne seront pas présentés, n'ayant pas été utilisés, ou n'ayant pas fourni de résultats probants lors de leur utilisation. Ces systèmes sont très utiles pour l'analyse et la compréhension des phénomènes dynamiques.

La mesure avec ces systèmes a l'avantage d'être instantanée, moyennant le processus de dépouillement des données après le tir. La mesure est de plus réalisée sans contact avec l'objet étudié. Enfin, les systèmes DLI permettent de mesurer de très grandes vitesses (plusieurs km/s), ce qui s'avère nécessaire pour l'étude des IHV. Dans l'ensemble, on utilise principalement les systèmes IDL pour mesurer les vitesses d'éjection, ou bien pour calculer les vitesses des ondes de choc dans les matériaux. Dans ce qui suit, on présente les avantages et inconvénients du VISAR et de la VH, qui ont été utilisés pour les essais de caractérisation du Chapitre 3. Leur fonctionnement détaillé est abordé dans l'Annexe C.

Le VISAR

Le VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflectivity), mis au point par Barker et Hollenbach [109, 110], est un diagnostic permettant de mesurer des vitesses de l'ordre de 10 m.s^{-1} à plusieurs milliers de m.s^{-1} . Il a été utilisé durant la thèse pour les essais d'impact de plaque avec le lanceur SYLEX (Chapitre 3, §3.2.1) ainsi que pour certaines configurations de chocs laser sur cibles aluminium (Chapitre 3, §3.2.4). Le fonctionnement, survolé dans cette partie, est détaillé dans l'Annexe C. Le signal réfléchi sur la surface en mouvement, porteur de l'information en vitesse grâce à l'effet Doppler, est injecté dans un interféromètre de Michelson, où il est séparé en deux parties. La lumière injectée est retardée dans l'un des bras de l'interféromètre, qui comporte un étalon induisant un retard connu et adapté en fonction de la gamme de vitesse à mesurer. Les deux signaux sont ensuite mis en interférence. La vitesse peut alors être déduite à un facteur de frange près. Le grand intérêt du VISAR est sa résolution temporelle. Avec un temps de réponse de l'ordre de la nanoseconde, le VISAR présente une précision temporelle supérieure aux interféromètres Doppler laser basés sur un interféromètre de type Fabry-Pérot (sauf à très haute vitesses, où elles sont équivalentes), ce qui en fait l'outil de prédilection pour détecter des phénomènes très courts comme les précurseurs élastiques et les pics de vitesses. Concernant les incertitudes en vitesse, la fonction de transfert du VISAR est périodique (sauts de franges), ce qui induit une ambiguïté éventuelle sur la vitesse. Outre cela, l'incertitude est principalement liée à la vitesse d'appareil ($\sim 2-3\%$) [111]. La mesure de vitesse au moyen d'un VISAR se heurte cependant à certaines limitations :

- Premièrement, le facteur de frange étant lié à la longueur de l'étalon, il est nécessaire de connaître approximativement les vitesses qui seront mesurées afin d'employer un étalon approprié. Cela induit une connaissance préliminaire du comportement du matériau et du chargement appliqué.
- Une deuxième contrainte concerne la réflectivité du matériau cible. Le signal réfléchi doit être suffisamment intense pour obtenir un rapport signal sur bruit suffisant. Si les matériaux métalliques disposent d'une bonne réflectivité, il n'en est pas de même pour de nombreux matériaux comme les matériaux composites. La faible réflectivité de ces matériaux nécessite d'augmenter la puissance du laser sonde afin de maintenir une qualité du signal réfléchi convenable. La version aérienne du VISAR nécessite de focaliser le rayonnement du laser sonde sur une surface de la cible très restreinte, de l'ordre de $50 \mu\text{m}$ de diamètre. Dans le cas des composites intégrant de la résine époxy, comme nos matériaux d'étude, l'échauffement par le laser provoque une transition vitreuse ou une dégradation de la résine entraînant une perte du signal réfléchi. L'utilisation d'un obturateur en sortie du laser sonde, qui laisse passer le faisceau juste à l'instant du tir, est une solution possible pour éviter la dégradation des matériaux. Cependant, le réglage

de la figure de Lissajous réalisée à chaque tir nécessite tout de même d'exposer le matériau au rayonnement laser pendant une durée prolongée. La deuxième solution consiste à apposer une couche d'aluminium en surface libre de la cible. Cela permet de résoudre la problématique mais la validité des résultats mesurés est alors soumise à des incertitudes supplémentaires. On encourt le risque d'un décollement du dépôt métallique de la cible sous choc. La vitesse mesurée est alors celle du dépôt et non de la surface libre de la cible. L'épaisseur de métallisation représente alors un compromis entre bonne réflectivité et adhérence à la cible. Afin de minimiser cette intrusivité, il est préférable de faire un dépôt aussi mince que possible par dépôt en phase vapeur par exemple.

- Une autre source de problème concerne la direction de rétro-diffusion du faisceau laser sur la cible. La lumière doit arriver en incidence normale à la cible afin d'être transmis à la fibre. Dans le cas de chargements 2D dans des cibles fines, la mise en vitesse de la surface libre induit une non planéité de la surface qui peut entraîner la perte rapide du signal. De plus, les éjectas en face arrière de la cible, générés par délaminage ou écaillage d'une cible, subissent généralement une faible rotation qui peut également induire une perte de signal.
- Enfin, la méthode d'analyse des signaux Valyn VISAR ne permet pas de discriminer deux composantes de vitesses portées par un même signal laser retour. La mesure est dans ce cas inopérante.

La Vélocimétrie Hétérodyne

Le deuxième méthode interférométrique employée durant dans cette thèse est la Vélocimétrie Hétérodyne (VH), généralement appelée PDV [112, 113] par les travaux américains pour Photonic Doppler Velocimetry. Comme pour les autres IDL (Pérot-Fabry, VISAR), un laser monochromatique éclaire un mobile au moyen d'une sonde. On récupère au travers de la sonde, la lumière rétro-diffusée, porteuse de l'information vitesse (décalage Doppler). À la différence de l'IDL Pérot-Fabry et de l'IDL VISAR qui pratiquent, au sein d'un même interféromètre (respectivement Pérot-Fabry ou Michelson), l'auto-interférence de l'onde Doppler, la VH fait interférer cette onde Doppler avec l'onde source sur un photo-détecteur. L'interférence de l'onde laser ayant subi l'effet Doppler et de l'onde dite de référence (n'ayant pas vu le mobile) induit des battements de fréquence qui portent l'information du décalage fréquentiel par effet Doppler. La vitesse peut être déduite par différents moyens, détaillés dans l'Annexe C. Au CEA-DAM, on a généralement recours à une transformée de Fourier pour déduire l'évolution temporelle de la vitesse du mobile à partir des données brutes. On fera ici référence à cette méthode comme étant la VH "classique", qui est celle utilisée au cours de cette thèse.

La VH présente plusieurs avantages :

- La VH a l'avantage de ne pas être très exigeante sur la puissance du signal retour, car ce dernier n'est plus divisé dans l'interféromètre, ce qui permet d'employer des sources laser de moindre puissance ou d'utiliser une fibre collimatée avec une surface d'éclairement large. La VH s'adapte donc bien au contexte des matériaux composites ;
- La VH s'adapte également à l'inclinaison de la surface de mesure, ce qui permet de mesurer la vitesse d'objets en rotation [114]. Entre autre, elle s'adapte aux surfaces rugueuses, comme c'est le cas pour le composite CFRP.
- Outre cela, la VH a l'avantage d'être multi-vitesse, c'est à dire qu'elle permet de mesurer la vitesse de plusieurs particules simultanément [114, 115]. Cela s'avère

utile pour mesurer la vitesse d'un nuage de particules ainsi que pour des essais induisant de la fragmentation.

En ce qui concerne ses limitations, l'utilisation d'une Transformée de Fourier Discrète (TFD ou STFT, détails en Annexe C) induit une incertitude temporelle dépendante de la taille de la fenêtre de glissement choisie pour l'analyse. La résolution temporelle est supérieure à la nanoseconde, ce qui s'avère problématique pour mesurer avec précision les fortes variations de vitesse. La détection de l'arrivée d'un premier choc est cependant mesurable avec une précision d'une nanoseconde en observant l'instant de changement de fréquence dans les signaux bruts [112]. Les travaux de Chevalier se consacrent également à l'influence des codes de dépouillement et des paramètres de TFT sur le dépouillement de signaux brut VH pour de nombreux types d'essais dynamiques. Dans le cadre de cette thèse, le logiciel *Exploitation VH*, développé au CEA/CESTA, a été employé pour le dépouillement des résultats VH. Le principe du dépouillement est présenté dans l'Annexe C.

2.4.2 Systèmes de visualisation

L'ombroscopie

L'ombroscopie, ou visualisation transverse, est un procédé d'imagerie permettant d'observer et de visualiser un phénomène dynamique tels qu'un IHV. Pour ce faire, un flash éclaire la zone d'intérêt pendant la durée de l'impact. Une caméra rapide placée de l'autre côté de la scène capte les faisceaux de lumière ayant traversé la zone d'intérêt. Si de la matière se trouve dans cette zone, alors elle bloque le passage de la lumière, qui apparaît telle une ombre sur les images de caméra (Figure 2.13).

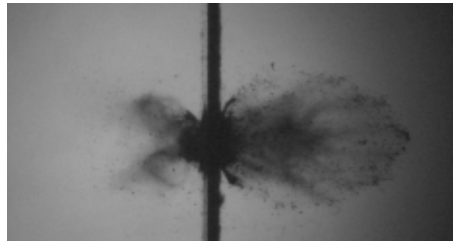


FIGURE 2.13 – Visualisation d'un nuage de débris par ombroscopie à l'aide d'une caméra rapide.

Durant la thèse, l'ombroscopie est systématiquement utilisée lors des IHV avec les lanceurs MICO et HERMES. Elle permet d'observer les nuages de débris éjectés en face avant et arrière des cibles. Concernant la caméra rapide, la résolution de l'image dépend de la taille de la zone à observer ainsi que de la fréquence des images désirée. Selon les essais menées dans cette thèse, différentes caméras ont été employées avec des zones d'enregistrement différentes. Les fréquences et les résolutions seront précisées dans le Chapitre 3 pour chacune d'elles.

Le profilomètre

Le profilomètre est un outil interférométrique permettant de cartographier en trois dimensions une surface. Dans notre étude, le profilomètre du CEA-CESTA permet d'étu-

dier l'état de surface des matériaux (§2.1). Dans le cas des chocs laser (Chapitre 3, §3.2.4), la profilométrie nous renseigne également sur l'endommagement dans les cibles et donne accès aux profils de perforation des cibles le cas échéant. Ces résultats peuvent ensuite être comparés aux simulations numériques. Pour réaliser la mesure, un faisceau lumineux monochromatique est émis vers la surface à mesurer. Le signal lumineux réfléchi est alors envoyé vers un interféromètre pour interférer avec le signal de référence. Le laser balaye alors une plage d'altitude afin de déterminer le plan d'interférence. Connaissant la longueur d'onde du faisceau, il est possible de ressortir la hauteur locale de la surface. Cette mesure est répétée pour chaque élément de surface et les résultats sont juxtaposés pour former une cartographie de la zone d'intérêt, généralement un cratère d'impact ou des zones d'endommagement.

Chapitre 3

Étude et caractérisation des matériaux d'étude sous choc

Un IHV sur W-S peut être découpé en plusieurs étapes, dont la première est la création du nuage de débris lors de l'impact du projectile sur le premier bouclier. Avant de s'intéresser à la réponse de la structure entière à l'IHV, il est d'abord nécessaire de comprendre le processus de formation du nuage de débris lors d'un tel événement. Les lanceurs à gaz double étage permettent de reproduire un impact hypervélocité jusqu'à 7 km/s. Lors d'impacts sur cibles épaisses, les mesurandes concernent généralement l'état de la cible après tir. Mais dans le cadre des impacts sur structures multi-boucliers, le premier bouclier sert de surface sacrificielle et n'a d'autre rôle que de fragmenter le projectile. L'état du bouclier primaire dans un W-S ne nous intéresse que marginalement, même s'il sert parfois de critère de validation d'un modèle numérique. Ce sont plutôt les caractéristiques du nuage de débris généré à l'impact qui nous intéressent en priorité. L'attention se porte en particulier sur :

- la répartition de la masse dans le nuage ;
- la vitesse du nuage de débris dans les directions axiales et radiales. Lors de son déplacement axial vers le bouclier secondaire, le nuage s'étend radialement. Une bonne connaissance des vitesses d'expansion est donc importante afin que la densité de matière impactant le bouclier suivant soit bien caractérisée ;
- l'état de la matière dans le nuage. Ce critère est généralement peu étudié malgré son importance capitale, car il influe fortement sur la façon dont s'étend le nuage de débris avant d'impacter les boucliers suivants.

Une fois les caractéristiques du nuage de débris bien définies, on peut chercher à les modéliser avec la simulation numérique. Plusieurs travaux se sont intéressés à la comparaison des nuages de débris obtenus par simulation avec les nuages observés lors d'essais d'IHV [116, 117]. En se basant sur des critères de forme des nuages et des vitesses associées, la simulation numérique s'avère généralement conforme aux résultats expérimentaux. Si ces paramètres sont importants, ils ne sont cependant pas suffisants pour juger de la pertinence des résultats obtenus. Entre autre, la composition interne du nuage est importante. À partir des données de la littérature sur le comportement de l'aluminium sous choc, un modèle est développé pour nos applications, afin de restituer correctement la forme, la vitesse, la température et la densité du nuage de débris.

Le procédé est ensuite répété pour les autres matériaux d'étude. Comparativement à l'aluminium, le comportement des matériaux composites sous choc est moins bien do-

cumenté et une étape préliminaire de caractérisation est nécessaire. À ces fins, des expériences en dynamique rapide en régime impulsif ont été menées afin d'obtenir les paramètres d'entrée des modèles numériques. Ces expériences reposent sur trois types d'installations :

- les lanceurs pour déterminer l'équation d'état sous choc des matériaux à haute vitesse (jusqu'à 2 km/s) par la méthode d'impact de plaque.
- des chocs induits par canon à électrons et par laser pour valider les équations d'états et mettre en évidence des phénomènes d'endommagement et de rupture.

Les observables relevées servent de références pour la validation des modèles numériques développés. Une fois les modèles validés, le même processus que pour l'aluminium est réalisé. Ce chapitre décrit les principales étapes et résultats obtenus.

3.1 Comportement de l'aluminium lors d'un IHV

L'aluminium est le matériau métallique le plus couramment utilisé en aérospatiale, sous forme de différents alliages. Parmi eux, les alliages Al6061-T6 et Al2024 sont les plus représentés. Ces deux alliages ont fait l'objet de nombreux travaux de caractérisation statique et dynamique [118][90] et des modèles numériques ont été développés [119][87][88]. Ces modèles ont été éprouvés dans de nombreuses situations, que ce soit lors d'IHV sur cibles épaisses ou minces ou de chocs laser [72]. De ce fait, l'aluminium 6061 ne fait pas ici l'objet d'essais supplémentaires de caractérisation. On s'intéresse directement à son comportement dans le cas d'impacts sur cibles minces.

3.1.1 Impact MICO à basses vitesses sur des cibles minces aluminium

Dans le cadre de la thèse, des essais d'impacts ont été réalisés avec le lanceur MICO (CEA-CESTA). Ce lanceur, présenté dans le Chapitre 2, a permis de projeter des culbutes en Al6061 à des vitesses de l'ordre de 2,5 km/s. Ces niveaux de vitesses sont en deçà des vitesses d'impact de débris spatiaux et ne permettent pas non plus d'atteindre les seuils de fusion de l'aluminium. Ces expériences peuvent cependant apporter des renseignements quant au comportement dynamique de l'aluminium dans un domaine de vitesse intermédiaire.

Lors des tirs, une caméra PCO 4 images HSFC-PRO a été employée, qui observe l'éjection de matière en face arrière du bouclier. Le temps entre les acquisitions est laissé au choix de l'expérimentateur, ce qui permet de les ajuster de sorte à capturer des phénomènes particuliers. Dans notre cas, un laps de temps constant entre image de 3.7 μ s a généralement été choisi. La caméra observe un champ d'environ 4,3 cm de largeur pour 3,4 cm de hauteur. La Figure 3.1 est un exemple d'images obtenues lors d'un tir MICO. La cible est fixée sur une plaque de plexiglas d'épaisseur 1 cm, trouée en son centre afin de laisser passer les fragments de matière. Ces images nous offrent une visualisation de côté du nuage de débris éjecté en face arrière de la cible. Ce nuage de débris est composé de deux populations différentes. La première contient des fragments issus de la cible, qui forment l'enveloppe extérieure du nuage. Cette enveloppe est vide à l'exception de la deuxième population de fragments issus du projectile. Cette idée est peu intuitive au vu des images de la caméra qui mettent à plat les fragments contenus dans un espace 3D. Dans le cas présent, la deuxième population n'est ici composée que d'un unique fragment de taille importante, à l'avant du nuage, car le projectile ne s'est pas fragmenté lors de l'impact malgré son importante déformation plastique. Cette organisation de nuage est

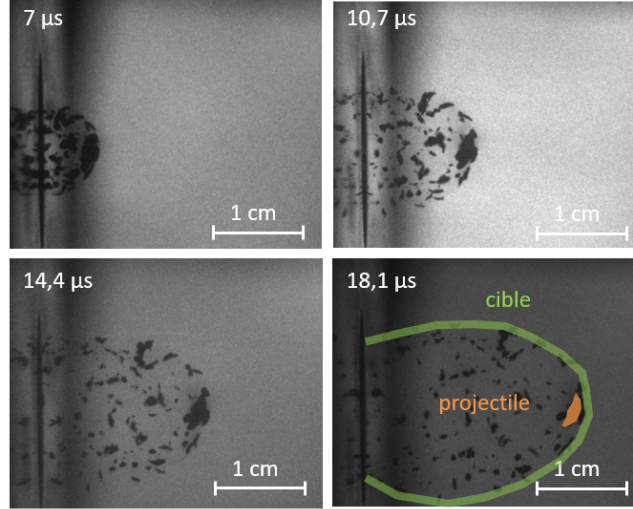


FIGURE 3.1 – Visualisation du nuage de débris généré par l'impact à 2.504 km/s d'une bille Al6061 de diamètre 1 mm sur une cible Al6061 d'épaisseur 1 mm avec le lanceur MICO. Le temps entre l'image et l'instant d'impact est explicité en haut à gauche de l'image. Le projectile va de la droite vers la gauche.

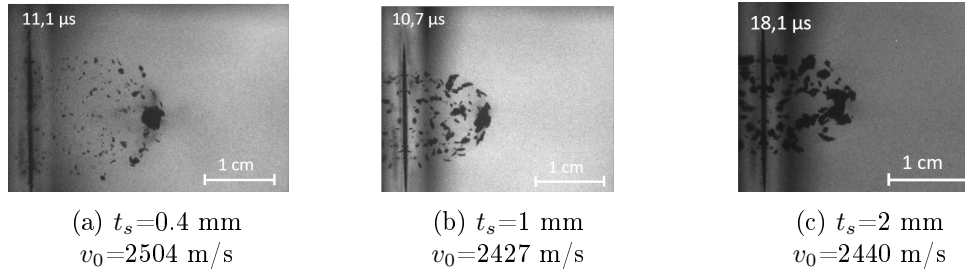


FIGURE 3.2 – Visualisation des nuages de débris généré par l'impact d'une bille Al6061 de diamètre 1 mm sur une cible Al6061 d'épaisseur t_s avec le lanceur MICO. Le temps estimé entre l'image et l'instant d'impact est explicité en haut à gauche de l'image.

représentative du comportement d'un IHV sur cible mince dans le domaine basse vitesse. Le projectile demeure entier et la taille des fragments de cible est non négligeable, généralement supérieure à la centaine de microns. La Figure 3.2 présente l'impact d'un culbuto Al6061 à des vitesses proches de 2.5 km/s sur des cibles Al6061 d'épaisseurs respectives t_s de 0.4 mm, 1 mm et 2 mm. Le débris de taille importante à l'avant du nuage, correspond au reste de projectile. Il est peu déformé par l'impact sur une cible fine de 400 μm , tandis qu'il l'est fortement lors de l'impact sur des cibles plus épaisses. Le projectile ne semble cependant pas être fragmenté et demeure monolithique. Cette configuration d'impact se trouve donc dans le domaine de basse vitesse tel qu'il est défini dans le chapitre 1. Cette remarque concorde avec l'identification de Piekutowski et al. [49] qui indique une limite de fragmentation de 2.6 km/s, légèrement supérieure à celles des tirs MICO. Le point intéressant concerne la taille des fragments issus de la cible, qui croît avec l'épaisseur de la cible. Ce résultat est important car il indique que, dans le cas de l'aluminium, l'emploi de boucliers plus épais induit une génération de débris de plus en plus grands, qui deviennent à leur tour une menace pour les boucliers

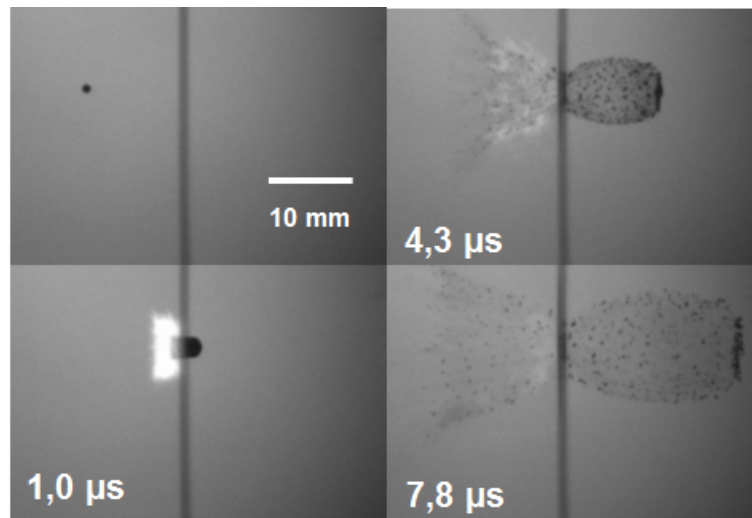


FIGURE 3.3 – Impact d’une bille Al6061T6 de diamètre 1 mm à 4.094 km/s sur une cible Al6061 d’épaisseur 400 μm (tir HERMES).

suivants. Ce comportement souligne un principe important dans le dimensionnement des W-S, à savoir qu’augmenter l’épaisseur d’un bouclier n’est pas toujours bénéfique pour la protection, car le bouclier représente autant une menace que le projectile. Une deuxième remarque concerne le mouvement des débris éjectés derrière la cible. Sur la Figure 3.1, on constate que les débris dans l’enveloppe extérieure se propagent dans la même direction que l’axe d’impact, que l’on qualifiera de longitudinale ou axiale. Ces débris se déplacent également dans les directions perpendiculaires à l’axe de tir, que l’on nommera direction transverse ou radiale. L’expansion des nuages de débris est donc un phénomène 3D, qui est à la base du principe de Whipple Shield.

À de telles vitesses, une approche analytique à l’aide des polaires de choc montre que les pressions générées par un impact Al/Al sont inférieures à 30 GPa. Ces niveaux de pression demeurent inférieures à ceux générés par l’impact d’un débris spatial. Les vitesses sont alors supérieures à 7 km/s et génèrent des pressions supérieures à 60 GPa pour un impact Al/Al. Dans une telle situation, l’aluminium est soumis à des contraintes induisant presque systématiquement sa fusion, voire sa vaporisation. Afin d’illustrer ce phénomène, des essais ont été réalisés avec le lanceur HERMES de la société Thiot Ingénierie permettant d’atteindre des vitesses d’impact supérieures. Les tirs qui suivent mettent en œuvre des billes Al6061, de diamètre $d_p=1$ mm, projetées à des vitesses entre 4 et 6 km/s. Lors des tirs HERMES, une caméra Phantom V2012 a été employée avec une résolution de 384 pixels par 128 pixels. La taille de la zone enregistrée varie selon les tirs mais vaut approximativement 140 mm de long par 50 mm de haut. Le temps entre deux images, qui varie selon la campagne expérimentale, est de l’ordre de 3.45 μs (290.000 images par secondes) avec cette résolution. La Figure 3.3 présente les images de l’impact d’une bille à 4.1 km/s. La caméra est placée de sorte à observer l’arrivée du projectile, son impact sur la plaque et l’éjection de matière en face arrière. Le nuage de débris présente la même morphologie que pour les tirs avec le lanceur MICO, à la différence de la partie projectile. On observe non plus un unique fragment mais une population de plus petits débris indiquant la fragmentation du projectile lors de l’impact. Sur la Figure 3.4, on observe le nuage de débris éjecté en face arrière de la cible peu de temps après

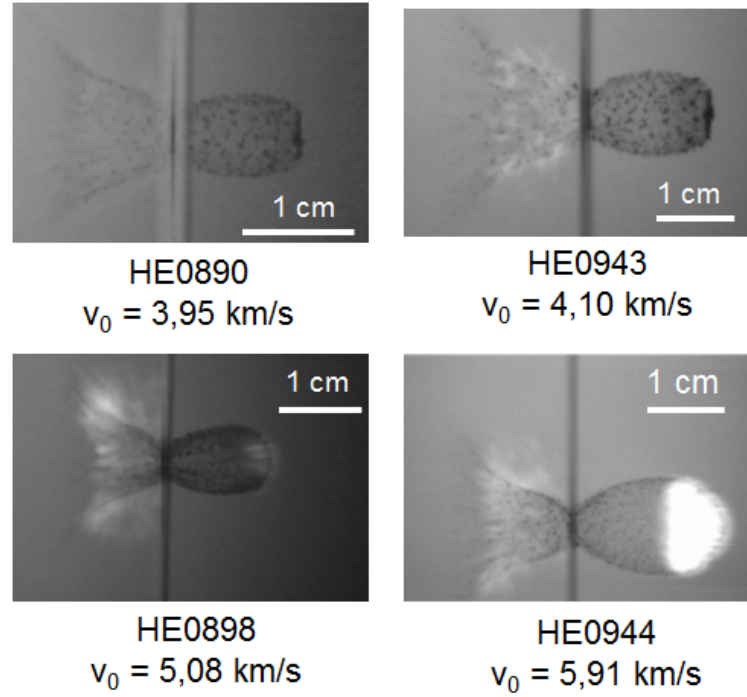


FIGURE 3.4 – Images par caméra rapide du nuage de débris environ $4 \mu\text{s}$ après l'impact d'une bille d'aluminium Al6061 de diamètre 1 mm sur un bouclier Al6061 d'épaisseur $400 \mu\text{m}$ (tir HERMES).

l'impact pour différentes vitesses v_0 . Une illumination est observée, générée par le nuage de débris pour les vitesses d'impact les plus élevées. Presque imperceptible pour le tir HE0898 à 5.08 km/s , elle est évidente lors du tir HE0944 à 5.91 km/s . Ce phénomène reflète le changement de phase de l'aluminium qui entre en fusion au cours de l'impact. À partir de ces essais, on identifie un seuil en vitesse pour la fusion aux alentours de 5 km/s . La dépendance de ce seuil à l'épaisseur du bouclier t_s et au diamètre du projectile d_p fera l'objet d'une étude approfondie. Cette illumination présente un inconvénient car elle nous empêche de récolter des informations sur la composition du nuage de débris. Nous verrons dans ce qui suit que les travaux de Piekutowski [23] apportent alors des informations utiles concernant la composition du nuage de débris pour des impacts à de telles vitesses.

Ainsi, la fusion est un phénomène qui apparaît pour des vitesses supérieures à 5 km/s dans le cas d'un impact Al/Al. Ce phénomène joue un rôle important dans le cadre des IHV, car il influence fortement la taille des objets se trouvant dans le nuage. Il est donc important de savoir dans quelles conditions ce phénomène intervient. Parmi les données à disposition dans la littérature, des équations d'états tabulées ont été mises au point pour l'aluminium. Dans ce qui suit, une analyse, basée sur ces équations d'état, nous fournira des critères afin d'évaluer les conditions d'apparition du changement d'état de l'aluminium. Ceci nous fournira des critères supplémentaires pour la corrélation entre les simulations numériques et les résultats expérimentaux.

3.1.2 Changement d'état de l'aluminium sous IHV

L'impact entre deux objets génère une élévation de la température dans les matériaux considérés. Comme on l'observe sur les radiographies de la Figure 1.6, le changement d'état de la matière peut intervenir si l'intensité du choc est suffisamment élevée. Or, ce phénomène de changement d'état de la matière influe fortement sur la composition et l'expansion du nuage de débris. Les contraintes de rupture diminuant avec la température, la taille des fragments solides diminue également. Si le matériau entre en fusion, seule la tension de surface est à vaincre afin de former des gouttelettes. Ces gouttelettes sont également de plus en plus fines si la température du liquide augmente. En augmentant encore la température, le matériau peut éventuellement se vaporiser.

Dans le contexte des multi-boucliers, la connaissance du changement d'état de la matière est primordiale car la taille des débris influence la dangerosité du nuage de débris pour les boucliers suivants. En effet, un nuage de gouttelettes liquides et un nuage de débris solides s'étendent de manière différente. Dans les deux cas, le volume total occupé augmente avec l'expansion du nuage. Cependant, la répartition de la matière dans le nuage de gouttelettes peut être considérée homogène, car ces micro-gouttelettes sont très nombreuses et réparties de manière uniforme. La densité moyenne de matière diminue, car la même quantité de matière occupe un volume grandissant. À l'inverse, la matière au sein des débris solides exerce encore une résistance à la rupture non négligeable. Les débris solides, bien qu'ils s'écartent les uns des autres au cours de l'expansion, ne changent pas de taille et conservent la même masse volumique. Les essais de Piekutowski [23] en sont la parfaite illustration. Sur la Figure 3.6, on observe l'état du nuage de débris à différents instants [23].

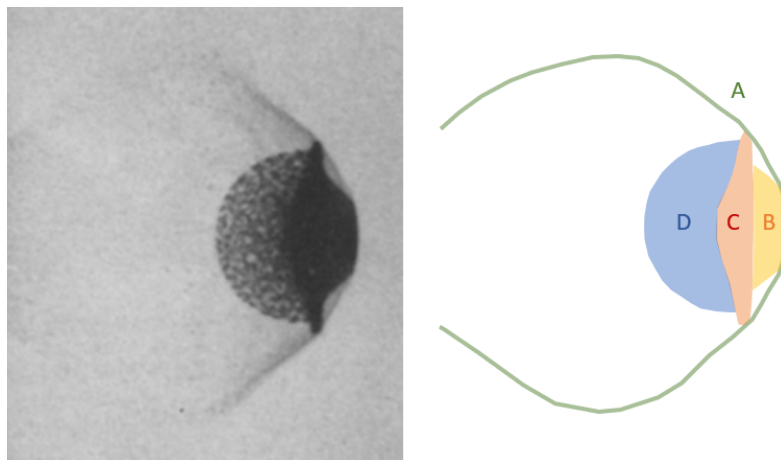


FIGURE 3.5 – Délimitation des population de débris dans une coupe du nuage pour un impact de bille Al2017T4 sur cible Al6061T6 : $v=6780$ m/s, $t_s/d_p=0.062$, $d_p=9.53$ mm.

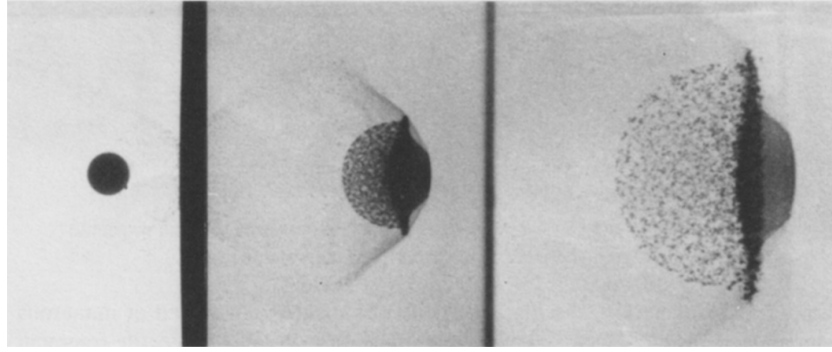


FIGURE 3.6 – Radiographie par rayons X du nuage de débris éjecté en face arrière de cible suite à un impact de bille Al2017T4 sur cible Al6061T6 : $v=6780$ m/s, $t_s/d_p=0.062$, $d_p=9.53$ mm. Les images sont obtenues approximativement $6 \mu\text{s}$ et $19 \mu\text{s}$ après l'impact [23].

A l'instant le plus avancé, on constate sur la Figure 3.5 que la répartition de la matière dans la bulle de matière fondue (zone B sur Figure 3.5) demeure homogène $19 \mu\text{s}$ après l'impact. La diminution de la densité de matière est également visible par la diminution du contraste dans cette zone. En observant les régions C ou D, composée de débris solides, on constate que la matière demeure agglomérée en paquets de matière. Il est donc important de comprendre le scénario conduisant au changement d'état de la matière. Dans le diagramme Pression-Volume (ou diagramme P-V, Figure 3.7), la matière de masse volumique standard ρ_0 est compressée sous choc à la pression P_H et passe de l'état 1 à l'état 2 se trouvant sur la courbe d'Hugoniot du matériau. Le matériau est ensuite ramené de manière adiabatique à pression ambiante (état 3 sur la Figure 3.7) par les ondes de détente. La compression sous choc est un phénomène brutal non isentropique, tandis que la détente est un processus isentropique. Cela signifie que de l'entropie a été créée durant le processus, qui se convertit en chaleur. D'après ZelDovich [120], l'énergie interne créée lors de la compression sous choc est égale à la surface du triangle orange (Figure 3.7) tandis que l'énergie rendue lors de l'expansion du matériau correspond à l'aire sous l'adiabatique dynamique dans le diagramme P-V. En accord avec le principe de Carnot qui spécifie que toute transformation d'un système thermodynamique s'effectue avec augmentation de l'entropie globale, l'aire sous l'adiabatique est irrémédiablement inférieure à celle sous le triangle orange (Figure 3.7). Elle est également proportionnelle à la chaleur résiduelle dans le matériau. Selon la quantité de chaleur disponible dans le matériau, la fusion et/ou la vaporisation du matériau peut avoir lieu. Dans l'analyse qui suit, on considère le travail de la pression hydrostatique dans le changement d'état. Du fait des niveaux de vitesses en jeu, le travail de la pression s'avère souvent prépondérant sur celui du déviateur des contraintes. Moyennant une connaissance assez avancée de l'équation d'état d'un matériau, il est alors possible d'évaluer quelles configurations d'impact induisent le changement d'état de la matière. Intéressons nous au cas de l'aluminium dans un contexte 1D. Une onde de choc plane se propage et comprime le matériau. Ce dernier est ensuite ramené à pression ambiante par l'onde de détente créée lors de la réflexion de l'onde de choc à la surface libre. En se basant sur les équations d'état tabulées BLF développées par Fortov et al. [87], on trace dans un même graphique pression/température (Figure 3.8) les courbes isochores du matériau. La fusion de l'aluminium s'accompagne d'une forte augmentation du volume occupé, ce qui se traduit sur l'isochore par une rupture de pente dans la courbe de pression/température. Ces ruptures de pentes, extraites de plusieurs isochores, forment une courbe qui corres-

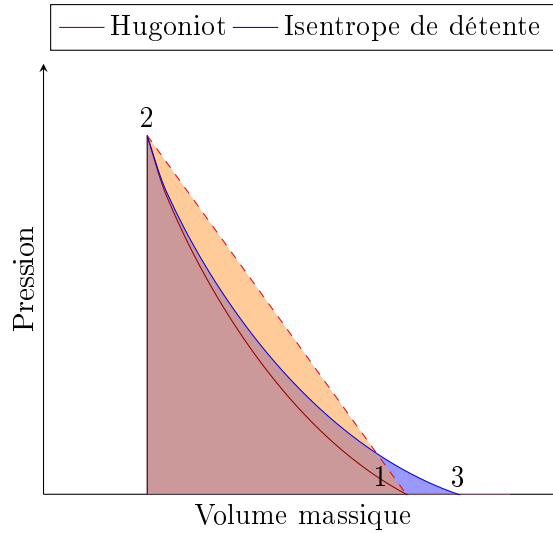


FIGURE 3.7 – Diagramme pression-volume des états de la matière durant un impact. La zone orange représente l'énergie emmagasinée au cours du choc et l'aire bleue l'énergie restituée au cours de la détente.

pond à celle d'évolution de la température de fusion avec la température, selon la formule de Clapeyron :

$$\left(\frac{dP_{\text{solide} \rightarrow \text{liquide}}}{dT} \right) = \frac{\delta H_{\text{solide} \rightarrow \text{liquide}}}{T \delta v_{\text{solide} \rightarrow \text{liquide}}} \quad (3.1)$$

Cette courbe croise la droite de pression nulle pour une température de 933 K , qui correspond ainsi à la température de fusion à pression nulle. Lors d'un impact, le matériau atteint un état sous choc de la courbe d'Hugoniot, puis suit l'isentrope de détente partant de cet état de choc pour revenir à pression ambiante. On trace dans la Figure 3.10 la courbe de fusion, la courbe d'Hugoniot ainsi que les isentropes de détente depuis plusieurs états de choc de l'Hugoniot. Trois cas se distinguent :

- Cas 1 : La température atteinte sous choc est supérieure ou égale à la température de fusion à la pression sous choc ($T_2 \geq T_{fus}(P_H)$). Dans ce cas, le matériau atteint des conditions thermodynamiques suffisamment élevées pour passer à l'état liquide sous choc. Dans le cas de l'aluminium, ces conditions sont rencontrées si la pression P_H sous choc est supérieure à 105 GPa dans le cas de l'EOS BLF.
- Cas 2 : La température sous choc n'atteint pas la température de fusion, mais la température à pression ambiante atteinte par l'isentrope depuis l'état sous choc est supérieure à la température de fusion à pression ambiante ($T_H < T_{fus}(P_H)$ et $T_3 \geq T_{fus}(P = 0)$). Dans ce cas, le matériau ne change pas d'état sous choc mais passe à l'état liquide en détente. Pour l'aluminium, la fusion en détente intervient dès lors que la pression sous choc atteint 65 GPa .
- Cas 3 : $T_H < T_{fus}(P_2)$ et $T_3 < T_{fus}(P = 0)$: La température ne dépasse jamais la température de fusion. Le matériau demeure à l'état solide lors de l'impact.

Ainsi, la fusion lors de la détente et la fusion sous choc pour l'aluminium interviennent

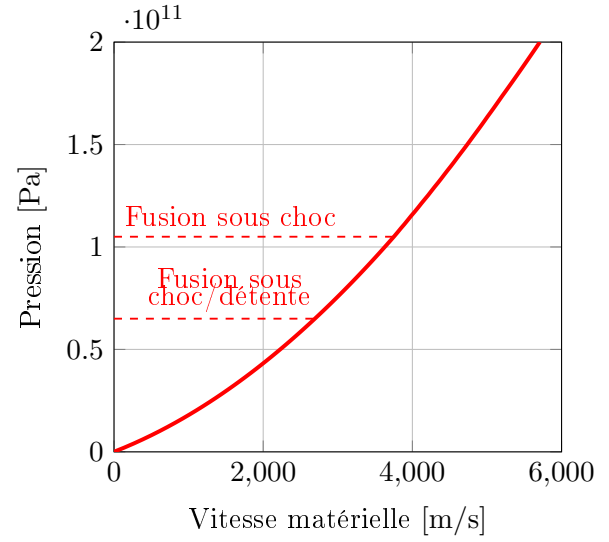
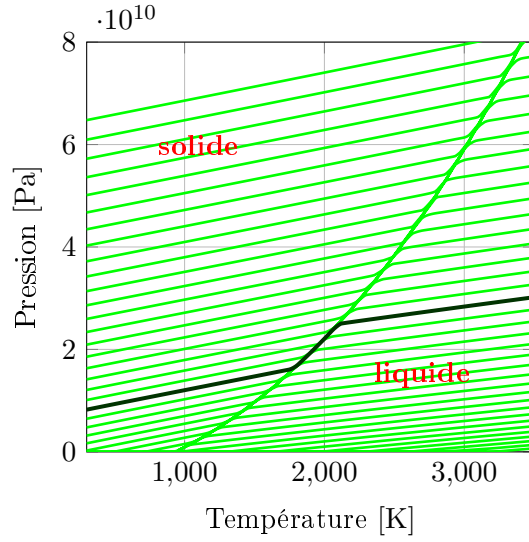


FIGURE 3.8 – Tracé de plusieurs isochores dans un diagramme $P - T$ pour l'équation d'état tabulée BLF [87] de l'aluminium pur. La courbe noire souligne une des isochores.

FIGURE 3.9 – Tracé de la courbe d'Hugoniot dans un diagramme pression-vitesse $P - u$ pour l'équation d'état tabulée BLF [87] de l'aluminium pur.

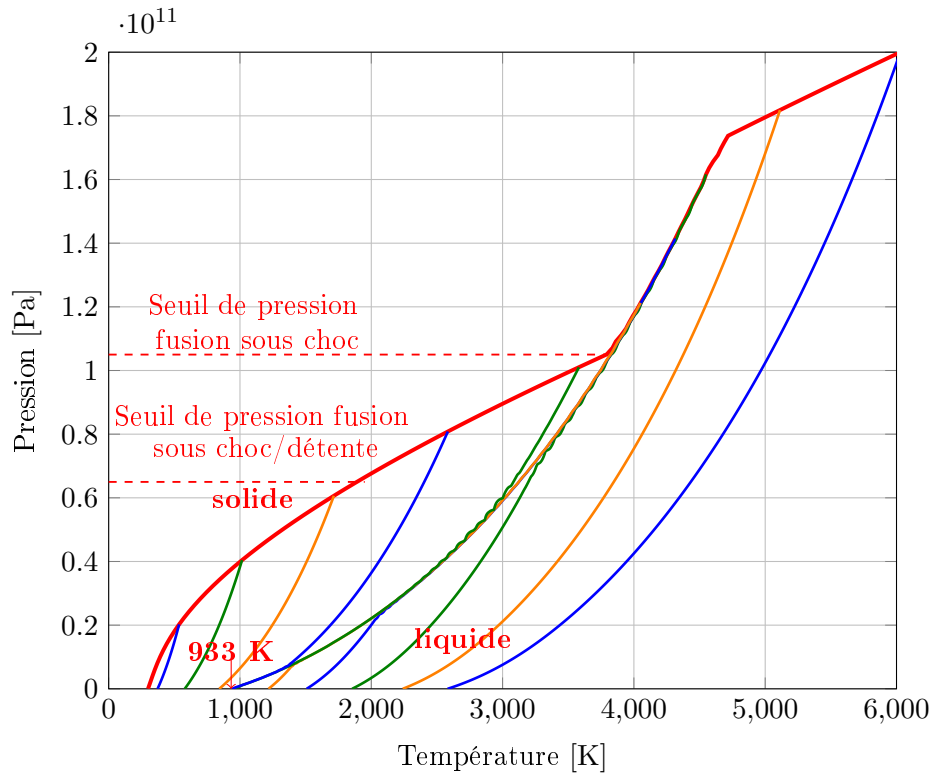


FIGURE 3.10 – Tracé de la courbe d'Hugoniot (courbe rouge) et des isentropes de détente (courbes bleues, vertes et oranges) issues de divers points de choc dans un diagramme $P - T$ pour l'équation d'état tabulée BLF [87] de l'aluminium pur.

pour des pressions sous choc de 65 et 105 GPa respectivement. L'aluminium change d'état pour une température supérieure ou égale à 933 K après retour à pression nulle. Ce critère sert d'indicateur dans les simulations pour évaluer la proportion de matière à l'état liquide. À partir de la courbe d'Hugoniot dans le diagramme P-u (Figure 3.9), il est possible de relier la pression sous choc à la vitesse matérielle de l'aluminium, à savoir 2600 m/s et 3800 m/s. En considérant un impact de projectile aluminium sur cible aluminium, la vitesse de projectile nécessaire pour induire la fusion en détente et sous choc est donc respectivement de $v_0 = 2 \times 2600 = 5200$ m/s et $v_0 = 2 \times 3800 = 7600$ m/s. Ces critères se basent sur l'équation d'état tabulée BLF de l'aluminium pur. Ils ne sont donc pas applicables à n'importe quel modèle. L'équation d'état de Mie-Grüneisen ne prend pas en compte le changement d'état mais demeure appropriée pour la phase solide [121]. Si les résultats sont représentatifs jusqu'à l'état liquide, alors le seuil de température résiduelle de 933 K marquant le passage à l'état liquide est potentiellement encore valide.

Dans la réalité, les projectiles impactant le premier bouclier ont des dimensions finies. Contrairement à la théorie 1D, des ondes de détente générées par la propagation des ondes de choc dans les trois dimensions, ainsi que par la réflexion des ondes de choc sur les surfaces libres du projectile, viennent atténuer les ondes de choc. Le niveau de pression prédit par la théorie 1D n'est généralement observé qu'au niveau de la zone d'impact. Il est donc possible qu'une partie du projectile change d'état, tandis qu'une autre partie demeure à l'état solide. Par conséquent, la vitesse d'impact nécessaire pour atteindre un certain seuil de pression sous choc est plus importante que celle indiquée par la théorie 1D. Due à la complexité des phénomènes hydrodynamiques en jeu dans un problème 2D/3D, le recours à la simulation numérique est nécessaire pour pouvoir tirer des conclusions quantitatives. De cette analyse, on retient surtout que le seuil de température de 933 K permet d'identifier avec l'EOS BLF si l'aluminium a changé d'état au cours de l'impact.

3.1.3 Modélisation de l'aluminium et validation des modèles sur des cas d'IHV

L'aluminium Al6061-T6 étant largement impliqué dans les applications défenses et spatiales, son équation d'état et sa loi de comportement sont connues et sa modélisation numérique est plutôt bien validée par les expériences. Une série d'IHV ont été réalisés par A.J. Piekutowski [23] dans lesquelles des billes d'aluminium 2017 de différents diamètres sont projetées contre des cibles fines en aluminium 6061-T6 d'épaisseurs variables pour des vitesses allant de 3.8 km/s à 7.2 km/s. Des radiographies à haute définition montrent le projectile avant impact ainsi que le nuage de débris généré environ 6 et 19 μ s après impact. L'essai 1352, issu de ces travaux, est utilisé comme tir de comparaison, où une bille en Al2017 de diamètre 9.53 mm impacte une cible en Al6061-T6 de 2.225 mm d'épaisseur à 6.64 km/s en impact incident. On s'intéresse à la capacité des codes HESIONE et LS-DYNA à simuler la création, puis la propagation du nuage de débris. Ces simulations représentent par la même l'opportunité de résoudre des problèmes numériques liés aux méthodes utilisées en prévision de la modélisation des matériaux composites dont les modèles, moins éprouvés que ceux de l'aluminium, généreront de nouvelles difficultés.

Simulations des IHV en méthode eulérienne sous HESIONE

La méthode eulérienne d'HESIONE ne permet l'utilisation que de modèles isotropes. Dans les travaux présentés ici, seuls des tirs en incidence normale sont étudiés en re-

Paramètre	Y_0 [GPa]	Y_{max} [GPa]	G_0 [GPa]	G'_p [—]	G'_T/G_0 [Pa.K ⁻¹]
Al6061	0.4	0.5	27.6	1.79952	-1.70016.10 ⁻⁷
Al2024	0.26	0.76	28.6	1.86472	-1.76176.10 ⁻⁷
Paramètre	ρ_0 [kg.m ⁻³]	β [—]	n [—]	ϵ_i [—]	
Al6061	2703	5500	0.1	0	
Al2024	2785	310	0.185	0	

TABLE 3.1 – Paramètres du modèle SCG pour l'aluminium 6061-T6 [72] et l'aluminium 2024 [60].

a_s [MPa]	α_0 [—]	η [Pa/s]	α_{lim} [—]
180	1.0003	0.54	1.05

TABLE 3.2 – Paramètres du modèle d'endommagement de Johnson pour l'aluminium 6061-T6 [72].

présentation 2D axi-symétrique. Le milieu ambiant est considéré comme étant le vide. L'espace dans lequel va se propager la matière est découpé en une grille eulérienne dont les cases font 5 μm de côté. Afin de limiter les temps de calcul, la simulation est poursuivie jusqu'à 7 μs après impact, afin de pouvoir comparer les résultats de simulation avec la première image de nuage sur les radiographies de Piekutowski. Le code HESIONE dispose de nombreuses équations d'états tabulées BLF et SESAME. On emploie l'EOS tabulée BLF de l'aluminium pur, sur laquelle s'est basée l'analyse précédente. L'EOS tabulée a pour avantage de considérer le comportement des matériaux ayant changé d'état et semble plus adaptée pour nos problématiques où le changement d'état est quasi-systématique. Le comportement déviatorique est géré par un modèle SCG dont les paramètres sont détaillés dans le Tableau 3.1. Concernant la rupture en tension, un modèle d'endommagement de Johnson a été calibré par Jodar et al., qui a fourni des résultats probants dans des applications d'IHV ou de choc laser [72] pour représenter la croissance des pores (Tableau 3.2). Une fois le critère de rupture validé, deux traitements peuvent être envisagés. Le premier est la cavitation, qui consiste à introduire du vide dans les mailles rompues. Le deuxième consiste à imposer une pression et un déviateur des contraintes nuls en tension (traitement nommé PSIMPOSE0 par la suite) dans la maille. Ces deux traitements assurent la conservation de la masse ainsi que la recompaction de la matière lorsqu'elle est recomprimée. Afin d'évaluer les bienfaits de ces deux traitements, on compare les résultats de deux simulations pour l'essai 1352 de Piekutowski [23]. On ne dispose pas de paramètres pour l'aluminium 2017. Sa composition chimique étant proche de l'alliage 2024, on utilise les données sur cet alliage provenant de Steinberg [122]. Concernant le traitement de l'endommagement en tension, la Figure 3.11 compare les masses volumiques dans le nuage de débris obtenues en employant la mise à zéro de la pression et du déviateur des contraintes (PSIMPOSE0) d'une part, et la cavitation d'autre part. À première vue, les deux nuages sont similaires en forme et en vitesse. Cependant, la répartition de la matière à l'intérieur du nuage diffère. La cavitation insère du vide une fois le seuil de distension dépassé. Ce critère est le plus respectueux

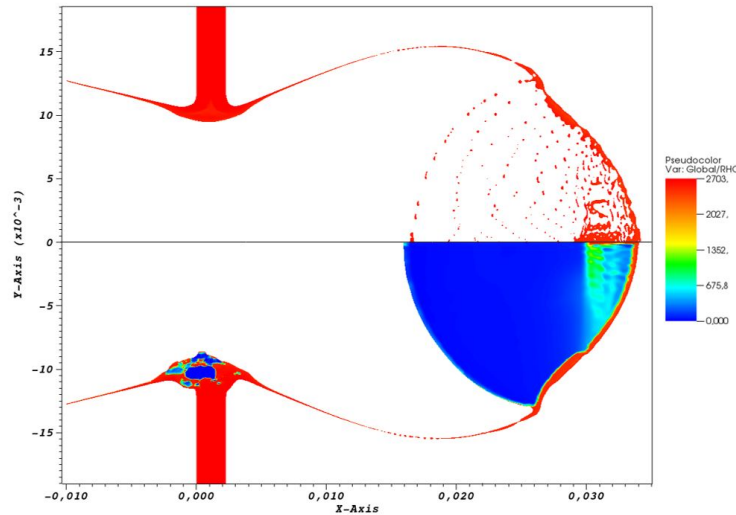


FIGURE 3.11 – Comparaison de la masse volumique au sein du nuage de débris sous HESIONE ($6 \mu\text{s}$ après impact) en employant la cavitation (en haut) ou la mise à zéro de la pression et du déviateur des contraintes (en bas) pour un impact à 6.64 km/s d’une bille en Al2017 de diamètre 9.53 mm sur une cible en Al6061-T6 d’épaisseur 2.225 mm .

de la théorie des chocs, car le retour à pression nulle de la matière endommagée se fait naturellement par adaptation d’impédance avec le vide nouvellement formé. Cependant, si la cavitation offre des résultats représentatifs pour la matière à l’état solide, elle l’est moins lorsque la matière change d’état. Les radiographies de Piekutowski [23] montrent bien que le domaine où la matière a changé d’état conserve une répartition homogène de la matière (Figure 3.6). Pour sa part, la cavitation, suivie de la reconstruction d’interface, maintient la matière agglomérée en paquets de matière de masse volumique supérieure à 2400 kg/m^3 , proche de la masse volumique initiale. La taille de ces agglomérats est un résultat non convergé, car le choix de la taille caractéristique des mailles du maillage impacte directement la répartition de matière.

De l’autre côté, avec la mise à zéro de la pression et du déviateur de contrainte en tension (PSIMPOSE0), aucun vide n’est introduit. Aucun effort ne s’oppose à l’expansion de la matière qui peut atteindre des seuils de masse volumique extrêmement faibles, comme l’atteste la Figure 3.11, où la masse volumique est proche de zéro dans les zones endommagées en tension. Cette méthode a l’avantage de conserver une grande majorité de mailles pures et donc de limiter la création d’interfaces. Notons que dans les deux cas, la répartition de masse globale est similaire, mais la seconde méthode semble plus représentative de l’expansion homogène de matière liquide. Cependant, le fait d’imposer une variable thermodynamique à zéro lors de la rupture en tension rompt avec l’état de la matière tel qu’il est dicté par l’équation d’état. Une fois l’endommagement en tension appliqué, les variables thermodynamiques, telles que la température dans la matière endommagée, sont à considérer avec précaution.

Dans la pratique, c’est pourtant cette dernière méthode qui fournit les résultats les plus probants en termes de température. Concernant la température dans le nuage, une aberration semble apparaître sous HESIONE lorsque la cavitation est employée. Comme

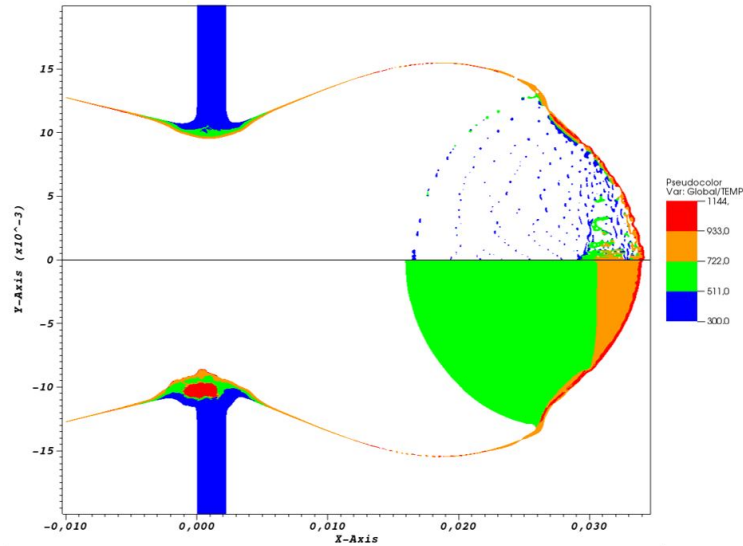


FIGURE 3.12 – Comparaison de la température au sein du nuage de débris sous HESIONE ($6 \mu s$ après impact) en employant la cavitation (en haut) ou la mise à zéro de la pression et du déviateur des contraintes (en bas) pour un impact à 6.64 km/s d'une bille en Al2017 de diamètre 9.53 mm sur une cible en Al6061-T6 d'épaisseur 2.225 mm .

expliqué précédemment, la matière est morcelée dans le nuage de débris suite à l'endommagement par cavitation. Le nuage comprend des petits agglomérats de matière qui se déplacent sans interagir entre eux. On observe pourtant, en dépit d'un état d'équilibre de la matière à pression quasi-nulle, que la température diminue progressivement au cours de la propagation du nuage jusqu'à atteindre des niveaux extrêmement faibles, parfois inférieures à la température ambiante (Figure 3.12). Le calcul ne prenant pas en compte les transferts thermiques et ceux-ci étant négligeables sur une si courte échelle de temps, l'origine de ce phénomène demeure inconnue. La phase de projection intervenant après la résolution lagrangienne à chaque pas de temps de calcul pourrait être en cause. Elle entraînerait une erreur lors de la pondération sur chaque maille et à chaque pas de temps. Ce phénomène est inexistant avec le traitement PSIMPOSE0. L'instant de fragmentation ayant lieu avant ce phénomène, il semble que cette erreur influe peu sur l'état du nuage de débris en se développant, comme on peut le voir sur la Figure 3.11, qui montre deux répartitions de masse en moyenne similaire sur une zone. On se tournera dans la mesure du possible vers le traitement PSIMPOSE0 dans les simulations mais la cavitation s'avère généralement plus efficace en terme de temps de calcul.

Intéressons-nous maintenant au modèle d'endommagement en lui-même. La Figure 3.13 compare le nuage de débris obtenus en simulation avec les images de radiographies de Piekutowski [23]. Malgré l'emploi du traitement PSIMPOSE0, on observe dans la partie avant du projectile que la matière est plus dense par parcelles. Ce morcellement est le résultat de l'historique de la rupture en tension de la matière. Le modèle de Johnson a l'avantage d'être représentatif de la nucléation des pores dans les solides ductiles. Cependant, l'ouverture des pores génère des zones de pression nulle, d'où se propagent des ondes de détente qui relaxent la matière, ce qui empêche l'endommagement simultané dans les zones alentours. Ce phénomène d'occultation n'est cependant pas nécessairement représentatif dans un milieu où intervient le changement d'état. En effet, on observe que

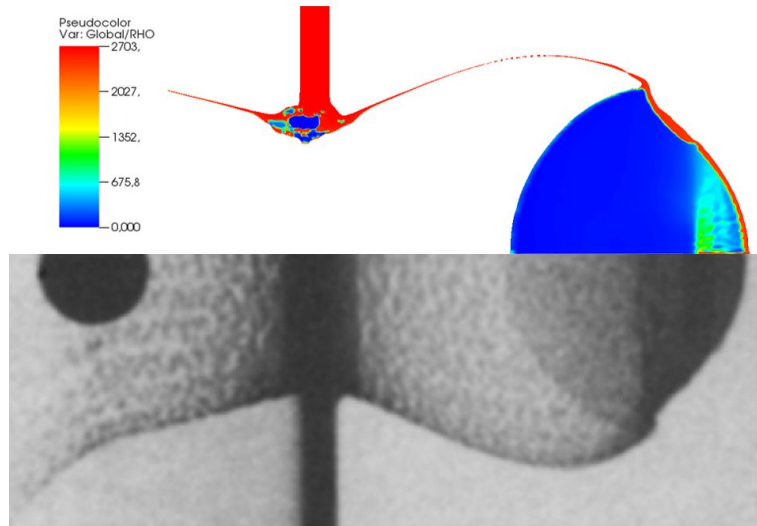


FIGURE 3.13 – Comparaison de la masse volumique du nuage de débris sous HESIONE ($6 \mu\text{s}$ après impact) pour un impact à 6.64 km/s d’une bille en Al2017 de diamètre 9.53 mm sur une cible en Al6061-T6 d’épaisseur 2.225 mm avec les images de radiographie [23]

la résistance en tension de l’aluminium diminue avec son échauffement et augmente avec la vitesse de déformation. Si à l’état ambiant, elle est de l’ordre de 1.2 GPa [89, 123], on peut la considérer quasi-nulle lorsque l’aluminium est en fusion. Or, le fait que la matière soit entrée en fusion ou non est un phénomène décidée dès le passage du choc. Par conséquent, le modèle de Johnson s’avère inadapté au contexte, car son seuil de rupture en tension ne prend pas en compte l’échauffement de la matière et la diminution de la résistance en tension associée. On distingue ici le besoin d’un critère de rupture dépendant de la température ou de l’énergie interne. La Figure 3.14 illustre la diminution de la résistance à la rupture en tension avec l’échauffement de la matière pour l’aluminium. Les données sont issues des travaux de Su et al. [124], où des éprouvettes Al6061 sont chauffées jusqu’à des seuils de température entre 400 K et 900 K puis mises en traction. Ces essais fournissent une courbe de la contrainte limite en tension en fonction de la température, que l’on ramène en fonction de l’énergie interne (Figure 3.14) en identifiant les couples énergie interne/température des tables BLF. On compare sur la Figure 3.15-a les cartographies en masse volumique des deux modèles. Avec le modèle d’endommagement dépendant de l’énergie, la répartition massique est plus homogène car la matière échauffée présente une résistance à la traction quasi-nulle du fait de son échauffement. Afin d’illustrer cette idée, on réalise une troisième simulation en employant une contrainte à la rupture en tension nulle (Figure 3.15-b). Le nuage obtenu est presque similaire à celui prenant en compte l’effet de la température sur la rupture en tension. Ce modèle permet ainsi d’être plus représentatif de l’expansion de la matière fondue tout en conservant un critère acceptable pour la matière à l’état solide. Du point de vue numérique, on constate qu’il permet d’éviter des problèmes numériques tel que l’agglomérat de matière dense au niveau de l’axe de symétrie observé avec le modèle de Johnson (Figure 3.15). Ce modèle s’avérera utile pour simuler les impacts très hautes vitesses, où le nuage est principalement composé de matière fondue. Afin de s’assurer de la validité de ce modèle, on le confronte à d’autres cas d’impact avec un ratio t_s/d_p différent (Figure 3.16 et 3.18).

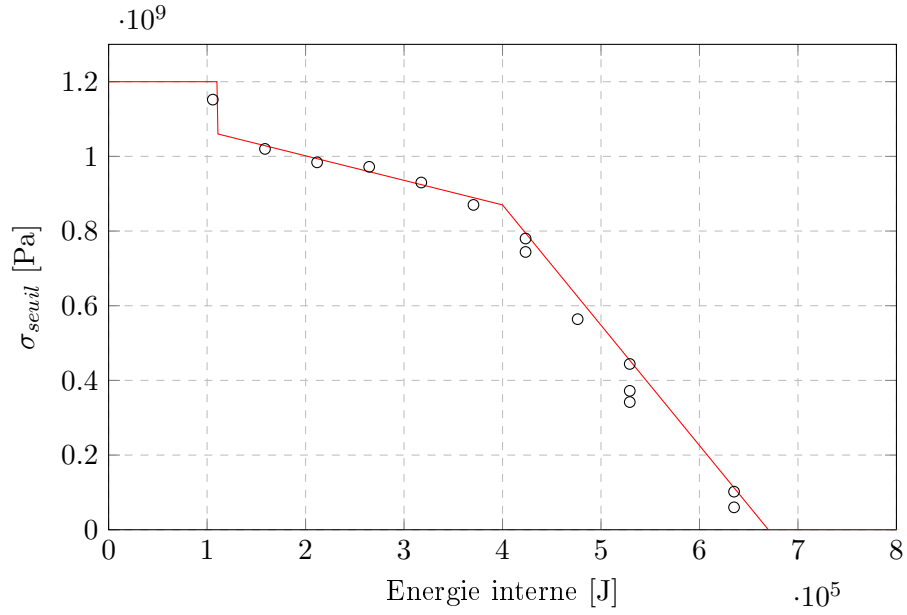


FIGURE 3.14 – Courbe d'évolution de la contrainte limite en tension avec l'énergie interne. Les marqueurs correspondent aux données expérimentales issues de [124] tandis que la courbe rouge est l'identification employée en simulation.

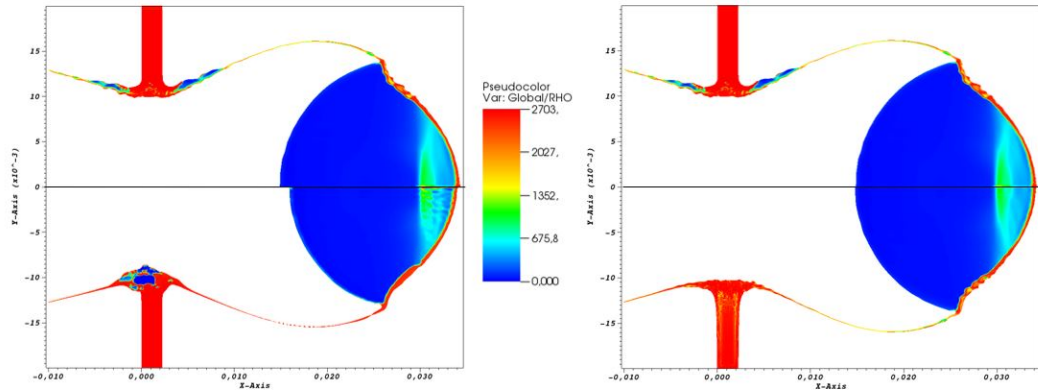


FIGURE 3.15 – Comparaison sous HESIONE de la masse volumique au sein du nuage de débris ($6 \mu s$ après impact) généré par l'impact à 6.64 km/s d'une bille en Al2017 de diamètre 9.53 mm sur une cible en Al6061-T6 d'épaisseur 2.225 mm : a) contrainte limite en tension dépendant de l'énergie interne (en haut) ou modèle de Johnson (en bas) ; b) contrainte limite en tension dépendant de l'énergie interne (en haut) ou une contrainte limite en tension nulle (en bas)

On observe systématiquement une corrélation acceptable sur la forme du nuage. Proche de l'axe d'impact, les images de radiographies montrent la présence de matière mais qui se trouve dans la réalité sur une couronne, ce qui est bien restitué par la simulation. Sur ces figures, on affiche également la température en simulation en mettant en évidence le seuil de 933 K identifié précédemment. Moyennant l'extension du nuage, on constate que la zone rouge est en accord avec la zone de matière en fusion observable sur l'image de radiographie à un temps plus avancé. En délaissant le modèle de Johnson, on a cependant sacrifié en précision sur le comportement de la matière solide. Le modèle de Johnson s'avère généralement plus précis pour estimer la présence de débris solides. La Figure 3.19 présente ainsi les résultats de simulation d'un impact de bille de diamètre 9.53 mm sur une cible d'épaisseur 467 μm à 4,71 km/s. Pour un ratio de t_s/d_p valant 0.049 et une vitesse aussi faible, le projectile n'est que peu fragmenté, comme l'indique la présence d'un gros fragment de projectile visible sur les images de radiographie (Figure 3.19). Concernant la simulation, les deux modèles fournissent une forme de nuage très concordante avec les images expérimentales, bien que le modèle de rupture dépendant de la température soit le plus représentatif. La taille du fragment principal est assez bien restituée avec les deux modèles. La bulle de matière écaillée à l'arrière est composée d'une enveloppe de débris solides. Cette caractéristique est bien mieux reproduite par le modèle de Johnson qui forme une coque de matière dense. Pour le modèle prenant en compte la température, la matière est répartie de manière disparate dans tout le volume avec des masses volumiques plus faibles.

En conclusion, il ressort que le modèle d'endommagement en tension dépendant de l'énergie interne est plus appropriée pour les impacts à très hautes vitesses induisant la fusion complète du projectile. Dans ce cas, la matière est assimilable à un nuage de microgouttelettes en expansion homogène. L'emploi de ce modèle d'endommagement couplé au traitement PSIMPOSE0 restitue bien ce comportement. Dès lors que la vitesse diminue ou que la cible est sous-dimensionnée par rapport au projectile, ce dernier reste alors en partie solide. Il apparaît que le modèle de Johnson est plus représentatif de la morphologie des débris solides dans le nuage.

Concernant le traitement de la fragmentation, le traitement PSIMPOSE0 s'avère actuellement plus représentatif en terme de répartition de matière et de température. La cavitation s'avère moins représentative de la matière liquide en expansion et souffre de problèmes numériques car elle est plus sensible à la reconstruction d'interface et à la projection des variables thermodynamique sur la grille eulérienne. Elle permet cependant de maintenir le respect à la physique et à l'EOS en particulier, ce qui s'avère important dans le cas des multi-boucliers, où la matière est sollicitée de nouveau à chaque impact. Du point de vue de l'utilisation en simulation, la cavitation permet également d'éviter que la matière n'atteigne des états peu communs pouvant provoquer une instabilité numérique. Pour ces raisons, le recours à la cavitation peut s'avérer préférable pour le bon déroulement d'une simulation. Comme nous le verrons, la plupart des essais s'étant par ailleurs fait dans un domaine n'induisant pas la fusion totale de l'aluminium, la cavitation nous permet d'être plus représentatif des débris solides présents dans le nuage de débris.

Un autre point à considérer concerne l'accessibilité et la disponibilité des EOS dans les différents codes. Les équations d'états tabulées ne sont disponibles que sur certains codes et pour un nombre limité de matériaux. Il est généralement plus aisé d'avoir recours à une EOS analytique telle que celle de Mie-Grüneisen (Relation 1.31), disponible dans tous

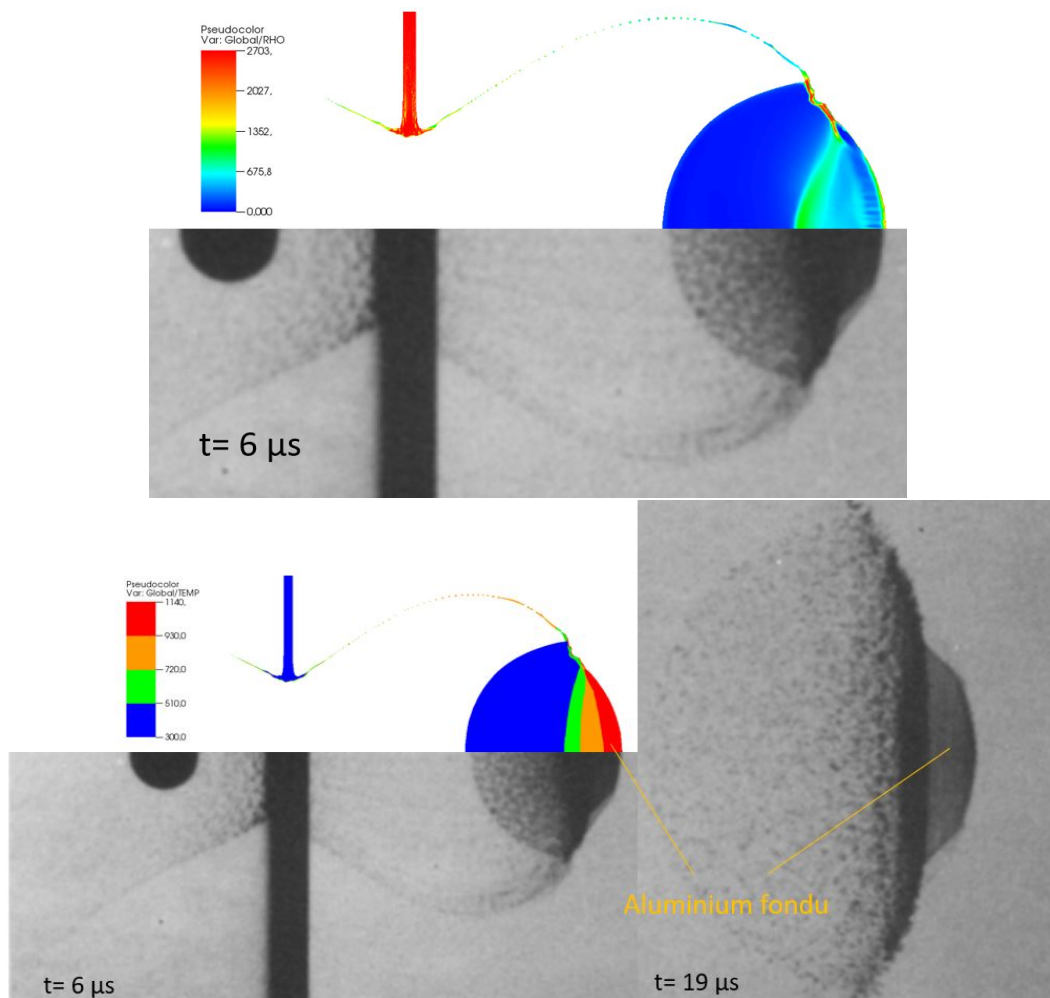


FIGURE 3.16 – Comparaison de la masse volumique (en haut) et de la température (en bas) du nuage de débris issue de la simulation ($6 \mu s$ après impact) sous HESIONE avec les images de radiographie [23] pour un impact à 6.72 km/s d'une bille en Al2017 de diamètre 9.53 mm sur une cible en Al6061-T6 d'épaisseur 0.968 mm . Analogie entre les domaines de température et les différentes phases observées dans le nuage à un instant plus tardif.

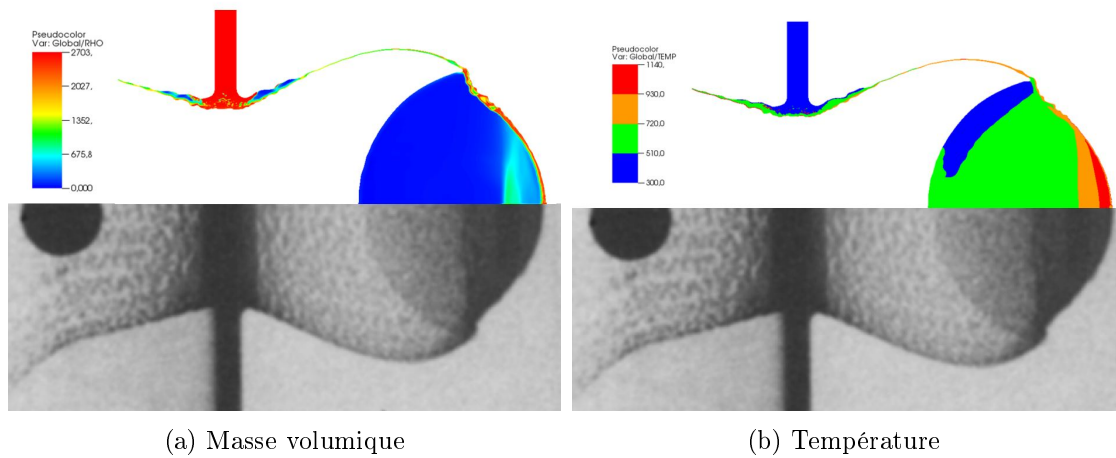


FIGURE 3.17 – Comparaison du nuage de débris issue de la simulation ($6 \mu\text{s}$ après impact) sous HESIONE avec les images de radiographie [23] pour un impact à 6.72 km/s d'une bille en Al2017 de diamètre 9.53 mm sur une cible en Al6061-T6 d'épaisseur 0.968 mm . Analogie entre les domaines de température et les différentes phases observées dans le nuage à un instant plus tardif.

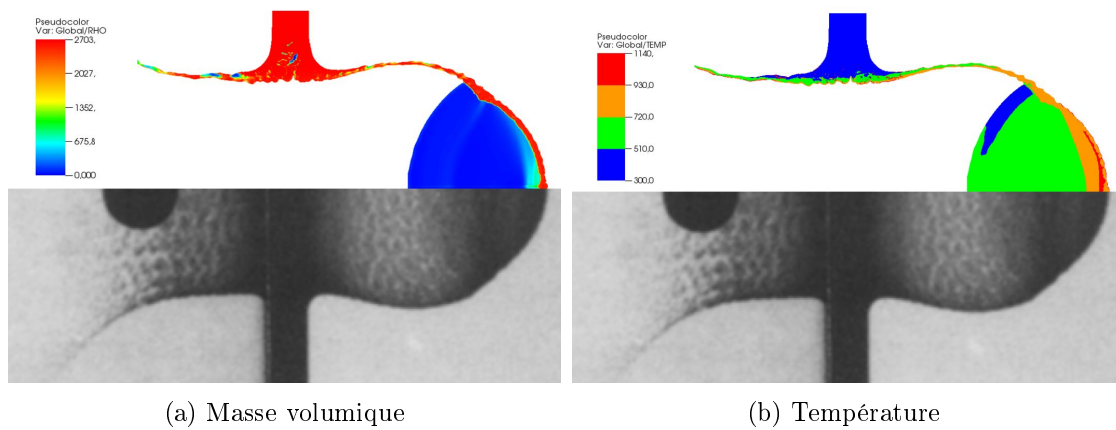


FIGURE 3.18 – Comparaison du nuage de débris issues de la simulation ($6 \mu\text{s}$ après impact) sous HESIONE avec les images de radiographie [23] pour un impact à 6.68 km/s d'une bille en Al2017 de diamètre 9.53 mm sur une cible en Al6061-T6 d'épaisseur 4.039 mm .

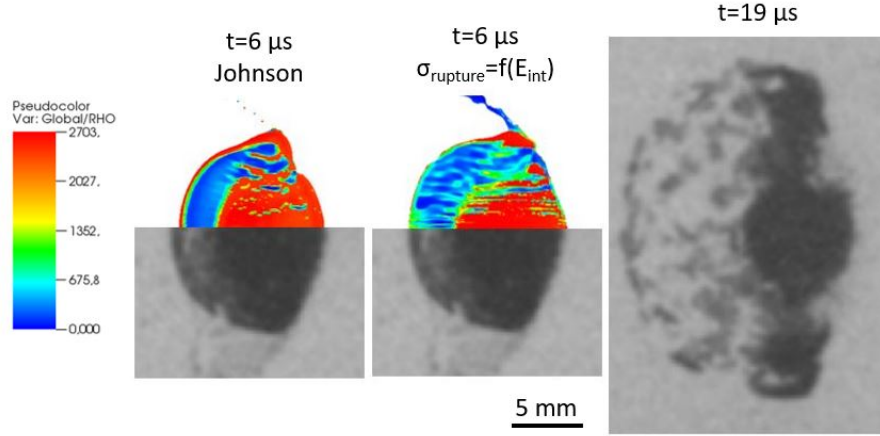


FIGURE 3.19 – Comparaison de la masse volumique dans le nuage de débris en simulation en employant le modèle de Johnson (à gauche) et un critère en tension dépendant de l'énergie (à droite) avec les images de radiographie[23] pour un impact à 4.71 km/s d'une bille en Al2017 de diamètre 9.53 mm sur une cible en Al6061-T6 d'épaisseur 0.467 mm.

les codes hydrodynamiques. Dans un premier temps, on compare dans la Figure 3.20 les courbes d'adiabatiques dynamiques ainsi que les isentropes de détente depuis plusieurs états de choc pour l'équation tabulée BLF et une EOS analytique de Mie-Grüneisen se basant sur la courbe isotherme de Birch-Murnaghan. Les paramètres de l'EOS de Mie-Grüneisen sont explicités dans le Tableau 3.3. Sur la Figure 3.20, on observe que les chemins de choc et de détente sont similaires pour les deux EOS jusqu'à une pression de choc de 70 GPa. Au delà, l'EOS de Mie-Grüneisen estime encore de manière acceptable les pressions sous choc mais surestime la température après retour à pression ambiante. De plus, au delà 100 GPa, elle est incapable de prendre en compte la rupture de pente observée dans l'EOS BLF. Par conséquent, l'EOS de Mie-Grüneisen apporte de bons résultats dans le domaine solide. Moyennant des incertitudes, elle peut être employée au delà de ce seuil mais devient inutilisable au delà 100 GPa. Dans une application où la matière ne subit qu'un choc puis une détente, le seuil de 933 K devrait être représentatif de la matière en fusion avec l'EOS de Mie-Grüneisen, en surestimant la température de cette matière.

Dans un but comparatif, des simulations d'impact sont réalisées qui utilisent respectivement l'EOS de Mie-Grüneisen (Tableau 3.3) et l'EOS tabulée BLF de l'aluminium pur. La comparaison des nuages de débris obtenus est présentée en Figure 3.21 tandis

Composants	ρ_0 [g.cm ⁻³]	C_0 [km/s]	S_1 [-]	S_2 [-]	S_3 [-]	Γ_0 [-]	a [-]
Al6061-T6	2.703	5.224	1.34	0	0	1.97	0.48
Al2024	2.785	5.328	1.338	0	0	2	0.48

TABLE 3.3 – Paramètres de l'EOS analytique de Mie-Grüneisen pour l'aluminium 6061-T6 et l'aluminium 2024.

que la Figure 3.22 compare les températures de la matière. Les nuages obtenus avec

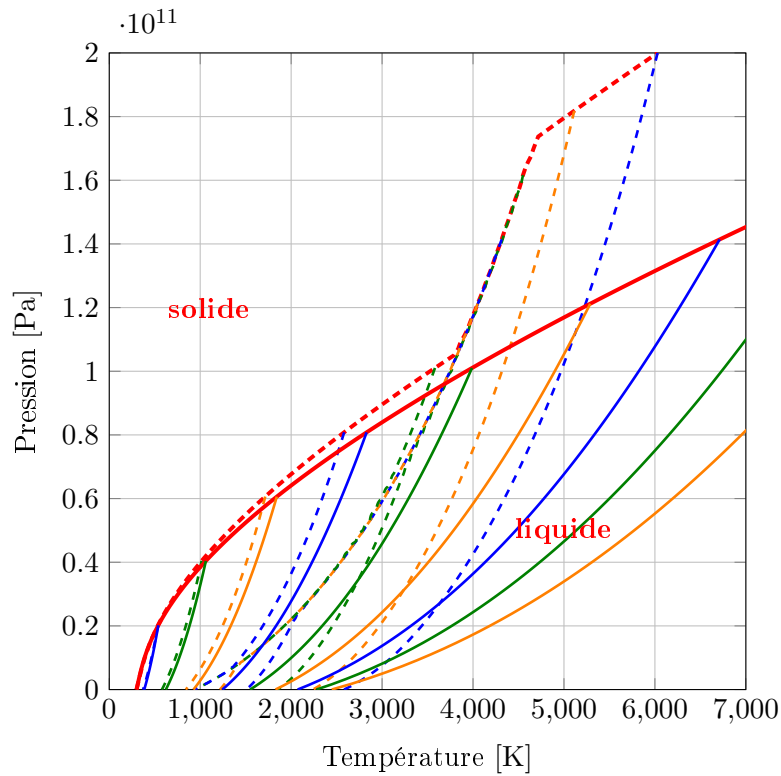


FIGURE 3.20 – Comparaison du chemin thermodynamique suivi par l'aluminium sous choc/détente selon l'EOS de Mie-Grüneisen (trait plein) et selon l'EOS tabulée BLF (trait interrompu)

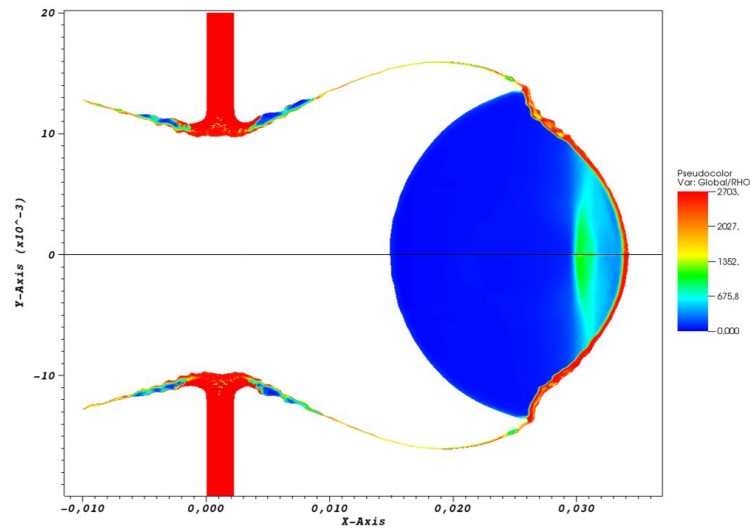


FIGURE 3.21 – Comparaison de la densité du nuage de débris issu d'une simulation ($6 \mu\text{s}$ après impact) sous HESIONE employant une EOS tabulée BLF (haut) et une EOS analytique de Mie-Grüneisen (en bas) pour un impact à 6.64 km/s d'une bille en Al2017 de diamètre 9.53 mm sur une cible en Al6061-T6 d'épaisseur 2.225 mm .

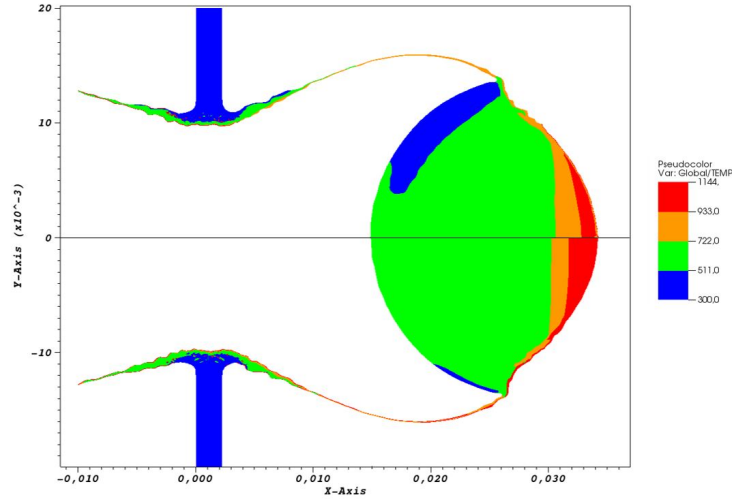


FIGURE 3.22 – Comparaison de la température du nuage de débris issue d’une simulation ($6 \mu\text{s}$ après impact) sous HESIONE employant une EOS tabulée BLF (haut) et une EOS analytique de Mie-Grüneisen (en bas) pour un impact à 6.64 km/s d’une bille en Al2017 de diamètre 9.53 mm sur une cible en Al6061-T6 d’épaisseur 2.225 mm .

les deux modèles sont identiques en forme et en vitesse. Comme attendu, le modèle utilisant l’EOS de Mie-Grüneisen surestime la température de la matière ayant changé d’état. Les échanges thermiques étant négligeables sur l’échelle de temps de l’impact, le comportement du bouclier impacté devrait être identique, malgré la surestimation de la température de la matière liquide. Une fois que la matière a changé d’état, le déviateur des contraintes est nul dans les deux modèles, si bien que la matière se propage de manière similaire. À première vue, on peut dire que l’EOS de Mie-Grüneisen est suffisante pour représenter la formation d’un nuage de débris et sa propagation jusqu’à une pression de 100 GPa . Dans le cas d’impact Al/Al, ce niveau de pression est obtenu pour une vitesse d’impact de 7.5 km/s . Dans l’idéal, l’utilisation d’une EOS tabulée assure des résultats plus probants mais l’utilisation d’une EOS analytique, si aucune EOS tabulée n’est disponible, apporte des résultats satisfaisants. Ceci nous sera utile lors des simulations SPH sous LS-DYNA.

Simulations des IHV en méthode SPH sous LS-DYNA

La méthode SPH existe dans LS-DYNA sous formalisme 2D, 2D axi-symétrique et 3D. Le formalisme 2D axi-symétrique est adapté aux simulations d’IHV impliquant des projectiles en incidence normale. Au niveau des modèles utilisables, elle permet de modéliser les matériaux anisotropes. Dans le cas du composite ZFRP, intégrant des fibres PBO® tissées en motif sergé, on peut faire l’hypothèse que les propriétés sont similaires dans les deux directions du tissu mais différent de celle dans la direction hors plan du tissu. La formulation 2D axi-symétrique est cependant incapable de prendre en compte le comportement orthotrope du composite CFRP car l’orientation des fibres dans le matériau ne respecte pas la symétrie autour d’un axe. Dans la pratique, le formalisme SPH 2D axi-symétrique a généralement sublimé les phénomènes d’instabilités en tension quelque soit l’approximation particulière et la taille des domaines d’influence utilisés. On se tourne donc vers des simulations en trois dimensions, ce qui nous permettra à l’avenir

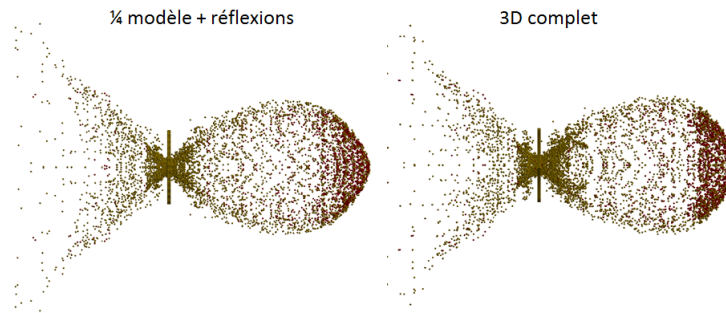


FIGURE 3.23 – Comparaison du nuage de débris obtenue en modélisant le problème total et un quart de problème dans le cas d'un impact de bille Al6061 de diamètre 1 mm sur une cible Al6061 d'épaisseur $400\ \mu\text{m}$ à $5.907\ \text{km/s}$. La distance inter-particulaire initiale vaut $h_0=50\ \mu\text{m}$ (8 particules dans l'épaisseur de la cible).

de modéliser convenablement le caractère orthotrope des matériaux composites.

Les travaux se concentrent sur des impacts normaux et les symétries sur les chargements et les matériaux permettent de ne modéliser qu'un quart du problème à l'aide de la fonction *SPH_SYMMETRY_PLANE* (Figure 3.23). Le recours à un maillage uniforme est nécessaire afin que la densité de particules présentes initialement dans la sphère d'influence d'une particule soit la même dans toutes les directions. Avec un maillage non uniforme, il serait possible que le domaine d'influence d'une particule ne croise que celui de particules dans la direction de maillage la plus dense. Dans le cas des chocs sur cible mince, des travaux ont montré qu'un nombre insuffisant de particules dans l'épaisseur de la cible dénaturait le sens physique du choc. Il est préférable d'avoir au minimum 16 particules dans l'épaisseur des cibles fines [78]. Dans le cas de cibles très fines, le respect de cette règle induit une nette augmentation du nombre de particules et du temps de calcul.

Concernant la loi de comportement de l'aluminium, LS-DYNA ne dispose pas actuellement d'EOS tabulée, on utilise donc une EOS de Mie-Grüneisen dont les paramètres pour les alliages d'aluminium sont présentés dans le Tableau 3.3. De nombreux modèles sont codés sous LS-DYNA, on utilise ici les modèles SCG et JC présentés au Chapitre 1. Les paramètres pour les alliages d'aluminium d'intérêt sont renseignés dans les Tableaux 3.1 et 3.4. Ces modèles sont dépendants de la température mais celle-ci n'est pas aisément calculée avec l'équation d'état de Mie-Grüneisen se basant sur une courbe d'Hugoniot. La documentation de LS-DYNA ne donne pas de précision sur la façon dont la température est calculée, mais on peut supposer qu'un calcul par intégration à chaque pas de temps est réalisé [56]. L'EOS de Mie-Grüneisen avec les modèles SCG et JC a fourni des résultats probants sur ce type d'impact [117]. Concernant l'endommagement en tension, un critère de contrainte équivalente limite est fixé à $1.2\ \text{GPa}$, en accord avec le seuil de contrainte nécessaire pour initier la rupture à température standard [89, 117]. En ce qui concerne le formalisme SPH, on se tourne vers la formulation fluide (FORM5) [125] pour l'approximation particulaire, car elle s'adapte mieux aux importants gradients de masses volumiques et limite les problèmes d'instabilité en tension. La formulation standard (FORM0) a généralement entraîné le décollement d'une couche de particules,

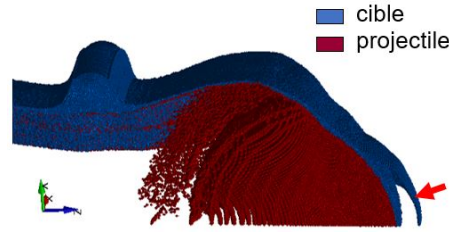


FIGURE 3.24 – Observation du nuage de débris (quart de nuage du fait des symétries) obtenue sous LS-DYNA (FORM0) pour un impact à 6.64 km/s d'une bille en Al2017 de diamètre 9.53 mm sur une cible en Al6061-T6 d'épaisseur 2.225 mm. La distance inter-particulaire initiale vaut $h_0=61,8 \mu\text{m}$ (36 particules dans l'épaisseur le cible).

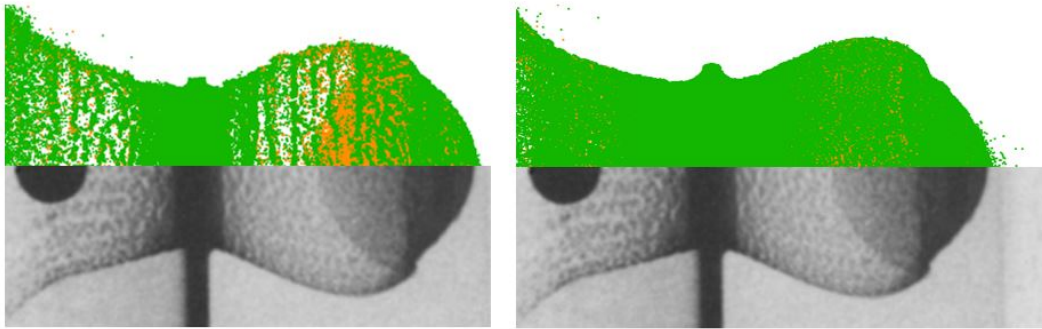


FIGURE 3.25 – Comparaison de la géométrie du nuage de débris issue d'une simulation 3D ($6 \mu\text{s}$ après impact) sous LS-DYNA avec l'image de radiographie [23]. À gauche : modèle SCG ; À droite : modèle JC. Impact d'une bille en Al2017 de diamètre 9.53 mm à 6.64 km/s sur une cible en Al6061-T6 d'épaisseur 2.225 mm. La distance inter-particulaire initiale vaut $h_0=61,8 \mu\text{m}$ (36 particules dans l'épaisseur le cible).

quelque soit le modèle employé (Figure 3.24). En formulation fluide, cela n'apparaît plus avec le modèle de SCG et de manière disparate avec le modèle de Johnson-Cook. La Figure 3.25 compare les nuages de débris avec les images de radiographie au même instant. Les Figures 3.26 et 3.27 comparent la masse volumique et la température entre la simulation sous LS-DYNA et celle sous HESIONE (même modèle que celui de la Figure 3.17). Les nuages obtenus sont similaires en forme et concordent bien avec la morphologie du nuage observée par radiographie. Des instabilités en tension à l'avant du nuage et dans la partie projectile sont encore visibles avec le modèle JC. Avec le modèle SCG, la matière est rassemblée en agrégats de matière, tandis que la répartition est plus homogène dans le cas du modèle JC. Concernant la température dans le nuage, les niveaux observés semblent inférieurs aux niveaux attendus au vu de l'analyse 1D faite précédemment et des calculs avec le code HESIONE. Il est difficile de situer l'origine du problème, car on ignore de quelle manière celle-ci est calculée. Si l'origine de cette sous-estimation demeure encore peu connue, elle semble trouver sa cause dans la version R9.0.1 du code de LS-DYNA employée, car Thurber [123] semble obtenir des résultats plus cohérents en température sur le même tir en employant le même modèle. Dans ces conditions, il n'est pas évident de juger du modèle à privilégier entre le modèle JC et le modèle SCG. Les deux modèles assument que les contraintes déviatoriques sont

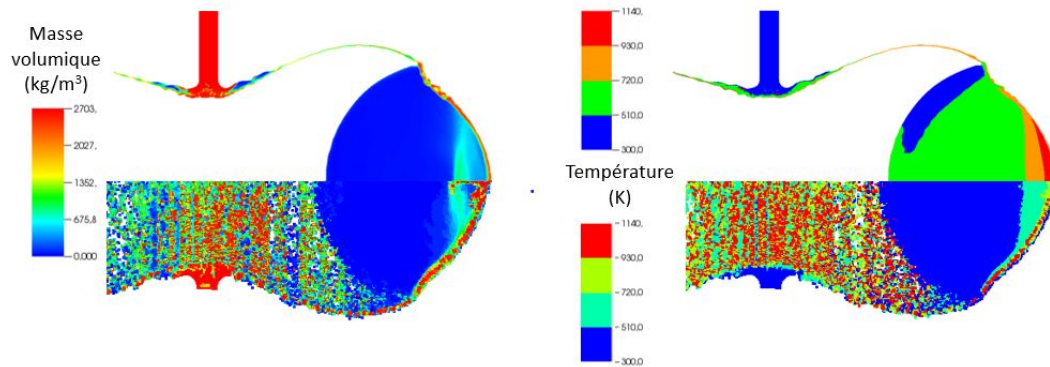


FIGURE 3.26 – Comparaison de la masse volumique et de la température du nuage de débris pour un impact à 6.64 km/s d'une bille en Al2017 de diamètre 9.53 mm sur une cible en Al6061-T6 d'épaisseur 2.225 mm. La distance inter-particulaire initiale vaut $h_0=61,8 \mu\text{m}$ (36 particules dans l'épaisseur le cible).

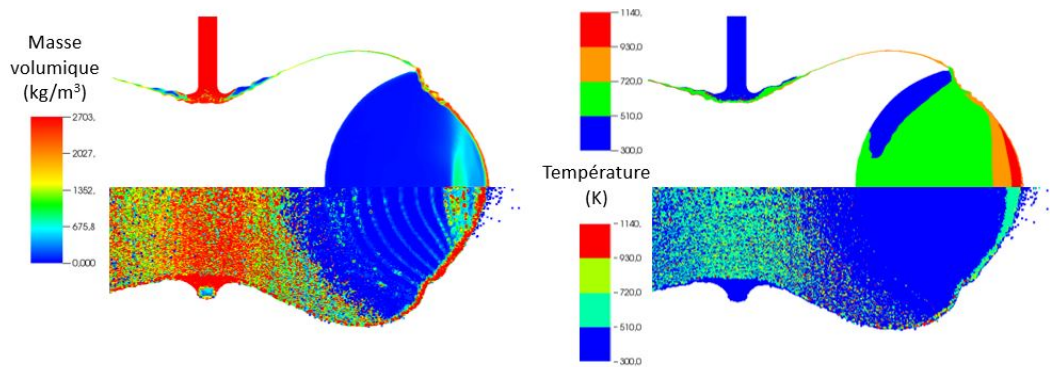


FIGURE 3.27 – Comparaison de la masse volumique et de la température du nuage de débris issue d'une simulation (6 μs après impact) sous LS-DYNA employant le modèle JC pour un impact à 6.64 km/s d'une bille en Al2017 de diamètre 9.53 mm sur une cible en Al6061-T6 d'épaisseur 2.225 mm. La distance inter-particulaire initiale vaut $h_0=61,8 \mu\text{m}$.

nulles une fois la température de fusion franchie. La forme multiplicative du modèle de JC implique cependant que la limite élastique du matériau diminue avec l'augmentation de la température jusqu'à être nulle, une fois la température de fusion franchie. À l'inverse, le modèle SCG impose à zéro le déviateur des contraintes seulement une fois la température franchie. Cela signifie que la matière peut maintenir un important effort déviatorique important juste en dessous la température de fusion. Au vu des travaux de Su et al. [124], qui indiquent une chute brutale de la limite élastique au delà de 700 K, on aurait tendance à privilégier le modèle SCG. Avec le modèle de Johnson-Cook, la limite élastique diminue linéairement avec la température et une mauvaise estimation de cette dernière impacte moins les résultats. Ajouté au fait qu'il permet de prendre en compte la dépendance à la vitesse de déformation, le modèle de Johnson-Cook est généralement préféré dans les applications d'impacts sur Whipple Shield [34, 123]. Le modèle SCG semble cependant plus respectueux des résultats de caractérisation de l'aluminium et semble plus efficace pour prédire la taille des fragments au sein du nuage, moyennant un bon calcul des températures, ce qui semble approximatif avec l'EOS de Mie-Grüneisen, en particulier à très hautes pressions. Dans le cadre du projet ATIHS, le développement

Composants	ρ_0 [kg.m ⁻³]	G [GPa]	A [GPa]	B [GPa]	n [—]	C [—]	m [—]	C_p [J/K]
Al6061	2703	27.6	0.324	0.1138	0.42	0.002	1.34	885
Al2024	2785	28.6	0.265	0.465	0.34	0.0015	1.	863
	D_1 [—]	D_2 [—]	D_3 [—]	D_4 [—]	D_5 [—]	T_f [K]	T_0 [K]	
Al6061/Al2024	-0.77	1.45	-0.47	0.0	1.6	1220	300	

TABLE 3.4 – Paramètres du modèle Johnson-Cook pour l'aluminium 6061 et l'aluminium 2024

d'une équation d'état prenant en compte le changement d'état est en fin de finalisation et nous n'y avons donc pas eu accès au cours de la thèse. Au vu des résultats peu probants en termes de température, nous avons préféré nous concentrer sur la simulation eulérienne avec le code HESIONE.

3.1.4 Délimitation des domaines de fragmentation de l'aluminium

Au vu des des résultats de simulation en méthode eulérienne sous HESIONE, le seuil en température de 933 K dans l'aluminium après choc/détente semble être un marqueur représentatif du passage à l'état liquide de la matière. À partir de ce constat, on réalise une série de simulations d'impact de projectile Al6061 sur bouclier Al6061 avec une vitesse d'impact v_0 allant de 5 à 12 km/s et un ratio t_s/d_p variant entre 0,1 et 0,6. L'épaisseur du bouclier t_s est généralement de 400 μm , mais peut être supérieure, afin d'assurer un diamètre de projectile supérieur à 1 mm. Pour chaque simulation, on observe si la température de toute la matière dans le nuage de débris est supérieure à 933 K, ce qui indiquerait que le nuage de débris n'est composé que de gouttelettes liquides. Dans la pratique, le critère de fusion en température est rarement satisfait partout. On parlera ici de fusion complète lorsque les zones où la masse volumique est non négligeable satisfont toutes le critère en température. Les zones où la masse volumique est très faible ($< 50 \text{ kg/m}^3$) ne représentent généralement pas de préoccupation pour la suite. La Figure 3.28 recense ces résultats. Il ressort l'existence de domaines dans le diagramme t_s/d_p en fonction de v_0 dans lesquelles la cible, le projectile, voire les deux composants

sont entièrement liquéfiés. Il est possible d'identifier une frontière analytique au delà de laquelle il ne demeure plus de matière solide provenant du projectile. Une identification (non dimensionnée) possible de la frontière a été choisie sous la forme suivante :

$$\frac{t_s}{d_p} = 5v_0^{-3/2} + \frac{1}{(v_0 - v_{1D})^3} \quad (v \text{ en km/s}) \quad (3.2)$$

où les vitesses sont exprimées en km/s. La vitesse v_{1D} est la vitesse de projectile nécessaire pour faire changer d'état la cible dans un cas d'impact 1D. Dans le cas d'un impact Al/Al, v_{1D} est estimée à 5.2 km/s. La chaleur générée par l'impact du projectile étant, en quelque sorte, proportionnelle à l'énergie cinétique du projectile avant impact $E_{cin} = \frac{\pi}{12} d_p^3 \rho_0 v_0^2$. À t_s constant, le ratio $\frac{t_s}{d_p}$ nécessaire pour maintenir la même énergie cinétique varie en fonction de la vitesse à la puissance $-\frac{3}{2}$. Le premier terme de la relation 3.2 permet donc d'assurer une consistance physique pour les très hautes vitesses. Le deuxième terme assure la transition avec la théorie 1D qui indique que la fusion de l'aluminium sous le travail de la pression n'a pas lieu pour une vitesse d'impact inférieure à 5.2 km/s. Dans une configuration telle que l'on se trouve au dessus de la frontière, tout le projectile s'est liquéfié.

La même procédure peut être appliquée pour la cible. La frontière délimitant la fusion complète de la matière provenant de la cible dans le nuage de débris peut être considérée sous la forme suivante non dimensionnée :

$$\frac{t_s}{d_p} = 0.05 \cdot (v_0 - v_{1D})^2 \quad (v \text{ en km/s}) \quad (3.3)$$

Pour un ratio t_s/d_p très faible, l'impact est assimilable à un impact plan du point de vue de la cible et cette relation fait ainsi le lien avec la théorie 1D. Dans ce cas, le niveau de pression atteint par la matière de la cible est proportionnel au carré de la vitesse. Si cette identification estime correctement la frontière de fusion, elle n'est logiquement pas valide pour un ratio t_s/d_p important.

D'autres frontières peuvent également être estimées par la simulation. Si la matière n'entre pas entièrement en fusion, son seuil de rupture en tension peut être suffisamment bas, du fait de l'échauffement, pour induire une importante fragmentation de la matière. On réalise donc le même travail en observant la matière ayant franchi le seuil de rupture en tension dépendant de l'énergie interne (Figure 3.14). La Figure 3.28 met en exergue différents secteurs qui indiquent l'état de la matière provenant initialement de la cible ou du projectile dans le nuage. Il faut bien noter que se trouver dans une configuration où le projectile et la cible sont complètement fondus assure que le nuage est bien décomposé et représente une moins grande létalité pour les boucliers suivants. Se trouver en dehors de cette configuration n'indique pas forcément que la structure sera perforée car le matériau se fragmente même s'il ne change pas d'état. Il est possible que la matière se fragmente suffisamment pour que les boucliers postérieurs supportent la collision. Cependant, la variabilité des tailles de débris générés par fragmentation rend plus incertaine la dangerosité du nuage pour le reste de la structure. Afin d'optimiser les capacités de protection de la structure, il serait intéressant de se rapprocher au maximum du domaine de fusion complète de la cible et du projectile. En ce sens, les Equations 3.2 et 3.3 fournissent des critères de dimensionnement des premiers boucliers. Entre autre, un rapport t_s/d_p entre 0.25 et 0.3 offre des résultats optimaux, ce qui est en accord avec les indications de Christiansen [46], qui préconise un rapport de 0.25 pour le dimensionnement du premier bouclier. Avec un rapport t_s/d_p de 0.25, on constate que la fusion

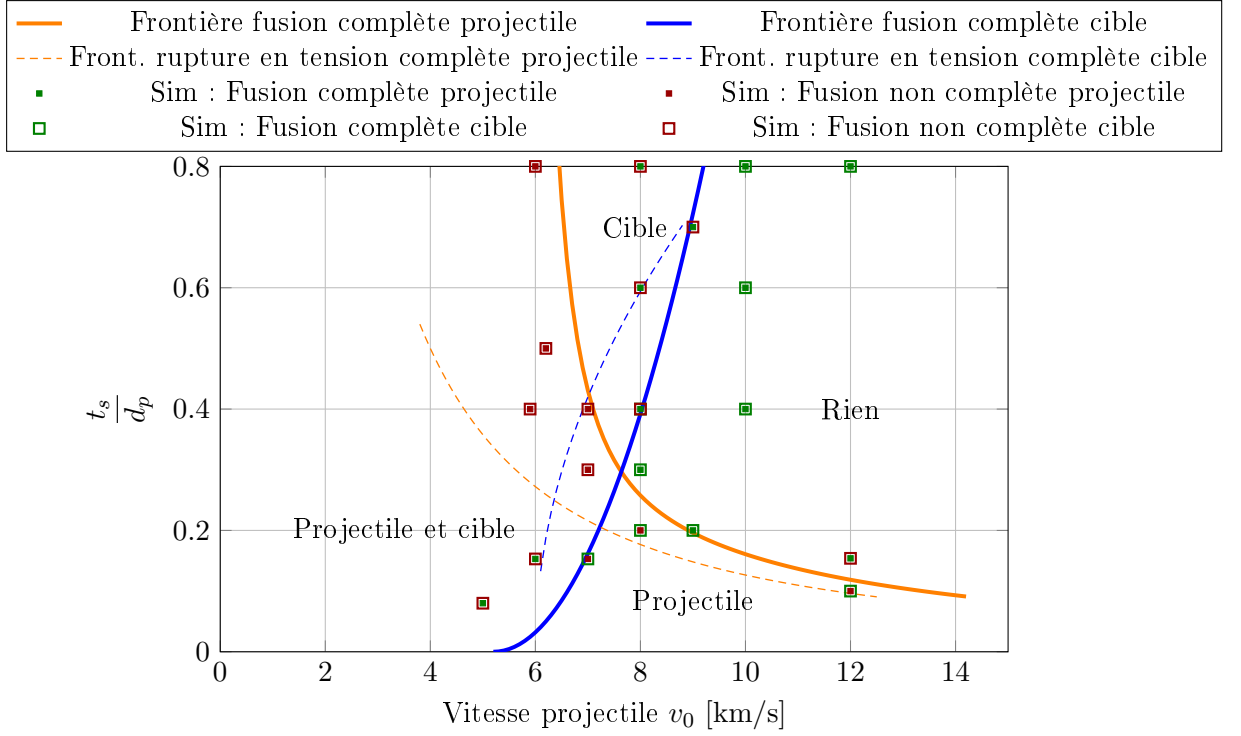


FIGURE 3.28 – Délimitation par simulation numérique des domaines où la matière issue du projectile et de la cible dans le nuage de débris entre en fusion ou rompt en tension dans le cas d'un impact de bille Al6061 sur cible Al6061. Le diamètre d_p employé dans les simulations HESIONE est compris entre 1 et 4 mm tandis que l'épaisseur du bouclier t_s est comprise entre 400 et 800 μm . Les marqueurs correspondant aux résultats de simulation ne concernent que le critère de fusion mais le procédé pour la rupture en tension est le même.

totale du nuage est obtenue pour une vitesse d'impact supérieure à 7.3 km/s. Dans le même sens, un rapport t_s/d_p de 0.25 induit la rupture totale en tension du nuage pour des vitesses d'impacts supérieures à 6.5 km/s. Ces seuils de vitesse peuvent être assimilés à la vitesse séparant le domaine de fragmentation et le domaine hypervélocité (Figure 1.10). Ces seuils concordent avec celui utilisé dans les équations de limite balistique de Reimerdes [50]. Les frontières identifiées précédemment se basent sur des résultats de simulation et il serait pertinent de les éprouver à l'aide d'essais expérimentaux. Il est généralement facile de détecter la fusion de la matière qui génère une illumination sur les images de caméra rapide. Cette illumination nous empêche cependant d'observer la composition interne du nuage de débris et le recours à la radiographie peut s'avérer utile. On se base pour cela sur les travaux de Piekutowski et al. [23] qui réalisent des tirs de bille aluminium sur cible aluminium sur une gamme de vitesse de 4 à 7.5 km/s et des ratio t_s/d_p entre 0,03 et 0,4. Pour chacun des tirs réalisés, on observe par radiographie l'état du nuage de débris éjecté à l'arrière de la cible environ 6 et 19 μs après l'impact sur le premier bouclier. La Figure 3.29 rassemble les images de nuage de débris issues de [23], obtenues pour des vitesses d'impact entre 3,77 et 7,23 km/s et un ratio t_s/d_p constant valant 0,049. Les conditions de vide dans la chambre de tir ne sont pas précisées et il est donc impossible d'évaluer les effets de la trainée atmosphérique sur l'expansion du nuage, qui pourrait expliquer certaines formes de nuage. Le diamètre du projectile d_p et de l'épaisseur de cible t_s sont supérieures à celles utilisées pour l'identification des

frontières de la Figure 3.28. On place sur la Figure 3.30 les points (marqueurs étoiles) correspondant aux tirs de la Figure 3.29 ainsi que les frontières identifiées précédemment pour un impact Al/Al, qui illustrent l'état du projectile et de la cible dans le nuage de débris. Sur la Figure 3.30, on observe clairement que les tirs de Piekutowski se trouvent dans le domaine de fusion non total du projectile. Sur les images de la Figure 3.29, la présence d'agglomérats de matière est clairement distinguable sur l'image la plus tardive. Ces amas de matière solide sont d'autant plus distinguables longtemps après l'impact car ils demeurent sous la même forme et conservent le même contraste, contrairement à la matière liquide qui s'étend de manière uniforme. D'après la Figure 3.30, le domaine couvert par ces tirs se trouve de part en part de la frontière de fusion totale de la cible. Le franchissement de la frontière de fusion totale de la cible est confirmée par l'observation de l'enveloppe du nuage de débris sur la Figure 3.29. Cette enveloppe est composée de la matière provenant de la cible. Pour les vitesses d'impact les plus faibles ($v=3770$ et 4710 m/s), on observe dans cette enveloppe des amas de matière. Ces amas ne sont visibles qu'à l'arrière de l'enveloppe pour $v_0=5450$ m/s et ne sont plus visibles du tout pour les vitesses d'impact supérieures. Ces observations concordent bien avec la frontière de fusion de la cible déterminée par la simulation.

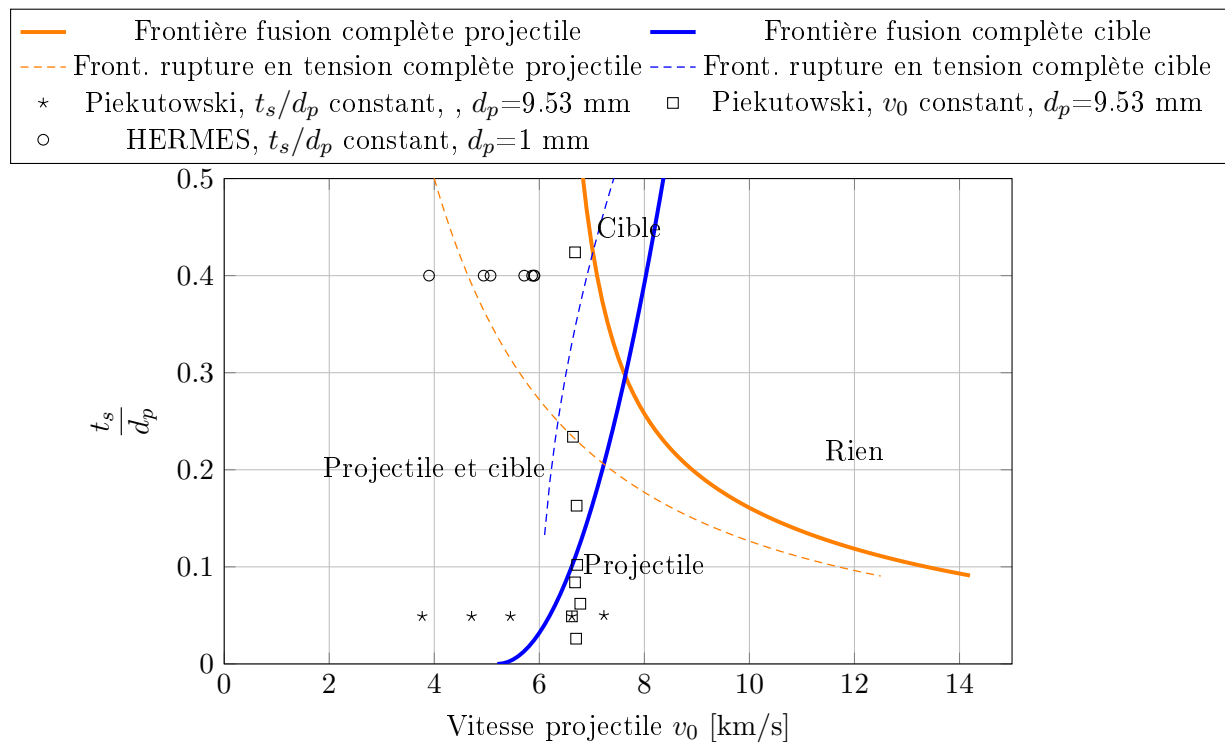


FIGURE 3.30 – Position des tirs avec le lanceur HERMES ainsi que ceux de Piekutowski [23] par rapport aux frontières délimitant la fusion totale ou la rupture en tension totale du nuage de débris en simulation.

Une autre série de tirs (marqueurs carrés sur la Figure 3.30) a été réalisée par Piekutowski et al. [23], où les tirs sont réalisés à vitesse constante aux alentours de 6.7 km/s et des rapports t_s/d_p variant de 0.049 à 0.424 (Figure 3.31). Au delà le ratio t_s/d_p de 0.163 , on ne distingue plus sur les radiographies de zone regroupant habituellement les fragments du projectile. À l'inverse, on observe qu'avec l'augmentation de ce ratio, l'enveloppe de matière provenant de la cible est, pour $t_s/d_p=0.424$, composée de paquets

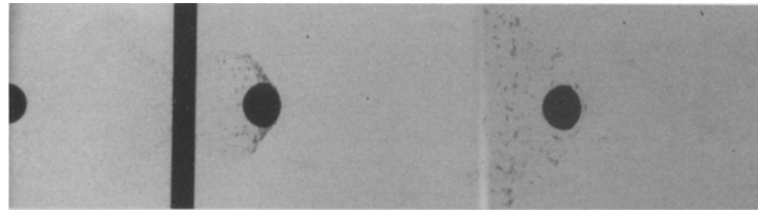
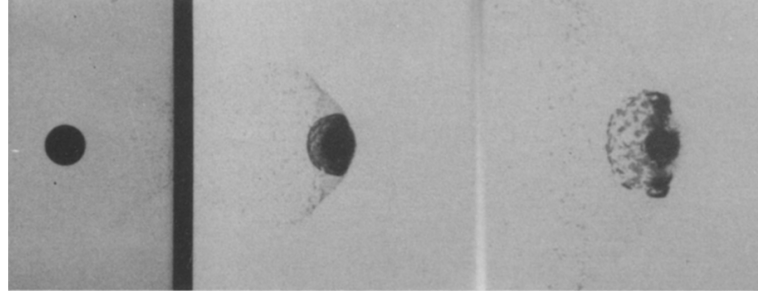
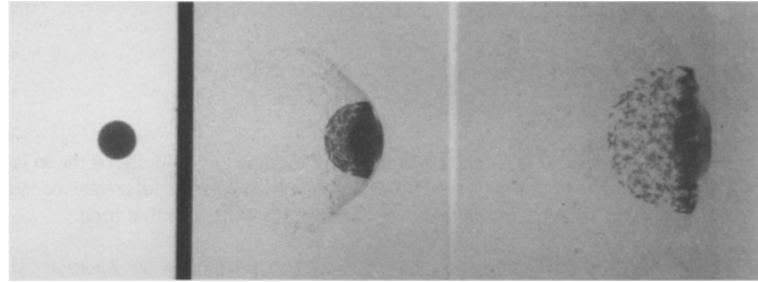
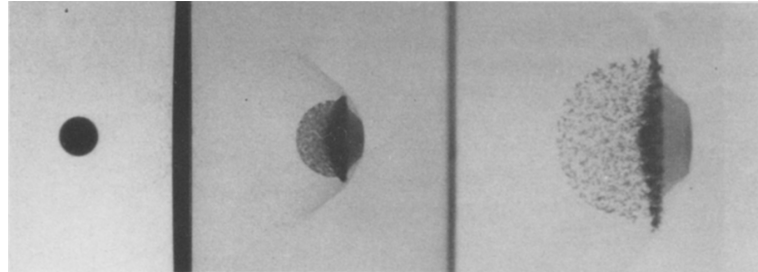
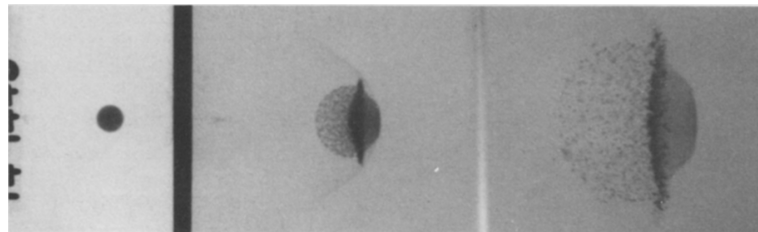
(a) $v=3770$ m/s, $t_s/d_p=0.049$, $d_p=9.53$ mm(b) $v=4710$ m/s, $t_s/d_p=0.049$, $d_p=9.53$ mm(c) $v=5450$ m/s, $t_s/d_p=0.049$, $d_p=9.53$ mm(d) $v=6620$ m/s, $t_s/d_p=0.049$, $d_p=9.53$ mm(e) $v=7230$ m/s, $t_s/d_p=0.05$, $d_p=6.35$ mm

FIGURE 3.29 – Visualisation des nuages de débris formés après impact d'une bille Al2017T4 de diamètre d_p sur une cible Al6061T6 d'épaisseur t_s pour un ratio t_s/d_p constant valant 0.049 et une vitesse de projectile variable [23].

de matière. Ces observations semblent concordante avec les frontières déterminées précédemment, qui indiquent une rupture en tension complète dans le projectile (Figure 3.30) déterminées par simulations sous HESIONE. Une autre méthode indirecte permettant d'évaluer l'état de la matière dans le nuage consiste à placer une cible supplémentaire derrière le bouclier de sorte à discriminer les débris du nuage en fonction de l'endommagement généré sur cette nouvelle cible lorsque le nuage de débris l'impacte. Ce travail sera traité dans le Chapitre 4. Outre la composition du nuage, sa vitesse est un paramètre de première importance qu'il convient d'étudier.

3.1.5 Comparaison des vitesses

Lors d'impacts sur multi-boucliers, la sollicitation appliquée par un nuage de débris est principalement pilotée par son énergie cinétique à travers la masse volumique et la vitesse de la matière. Jusqu'ici, nous nous sommes principalement concentrés sur la restitution par la simulation numérique de la forme du nuage de débris, de sa structure interne ainsi que du respect du critère en température symbolisant la fusion de l'aluminium. Si ces informations sont de première importance dans le cas d'impacts sur multi-boucliers, la vitesse l'est tout autant. Entre autre, la vitesse axiale de la matière représente le critère le plus prédominant dans l'énergie cinétique de la matière composant le nuage de débris et doit donc être bien restituée par la simulation. La vitesse radiale de la matière est pour sa part corrélée à l'expansion du nuage. La comparaison des vitesses issues de la simulation et des essais s'avère primordiale.

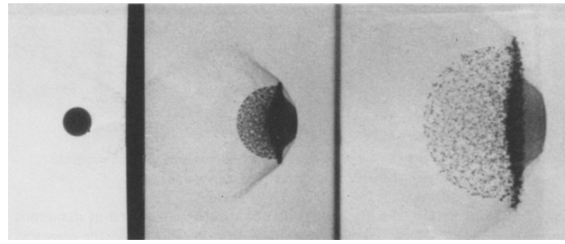
Dans un nuage de débris en expansion, le mouvement d'un débris individuel semble être rectiligne uniforme. Du point de vue global, le nuage de débris semble être en expansion uniforme et sa forme ne semble pas beaucoup changer au cours du temps. On peut même aller jusqu'à dire qu'en prenant les images du nuage à deux instants différents et en appliquant une homothétie appropriée, alors il est possible d'observer la même géométrie de nuage. Ce phénomène peut aisément s'interpréter car peu de temps après l'impact, une fois le projectile et la cible fragmentés, les fragments au sein du nuage ne subissent plus aucune influence de la part de la matière environnante qui se déplacent à une vitesse quasiment identique. L'absence d'efforts extérieurs justifie ainsi la trajectoire rectiligne de chaque fragment. De ce fait, en considérant un point $\mathbf{P}(x,y)$ du nuage à deux instants t_1 et t_2 , on peut écrire :

$$\frac{y_{P,t_1}}{x_{P,t_1}} = \frac{y_{P,t_2}}{x_{P,t_2}} = k_P \quad \text{et} \quad \frac{y(t)}{x(t)} = k_P \quad (3.4)$$

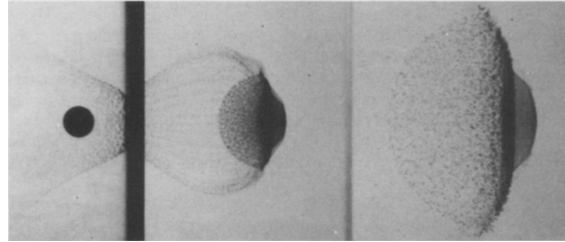
L'indice P du coefficient k indique que ce coefficient est associé au point $\mathbf{P}$ exclusivement. Autrement dit, tout point matériel se trouve sur une droite de pente k_P (non dépendant du temps) dans l'espace $(\mathbf{O}, x, y)$. Cette assertion est aussi observée en simulation (Figure 3.32) où un élément de matière, symbolisé par une particule SPH, suit une trajectoire uniforme partant du point d'impact. En dérivant l'équation (3.4), on obtient :

$$\frac{v_{y,P}(t)}{v_{x,P}(t)} = \frac{y_P(t)}{x_P(t)} = k_P \quad (3.5)$$

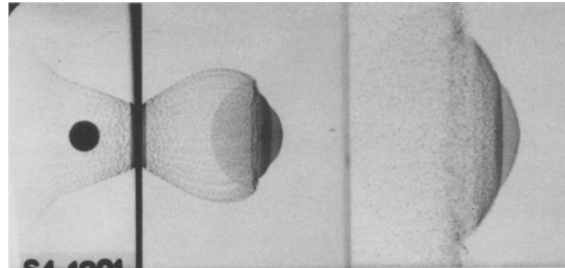
qui indique que la vitesse radiale dépend linéairement de la vitesse axiale dans le temps. De plus, les ondes de détente provenant des surfaces libres du débris ramènent rapidement la matière à pression nulle. En supposant l'environnement assimilable à du vide,



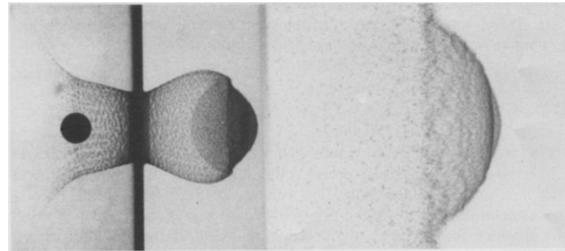
(a) $v=6780$ m/s, $t_s/d_p=0.062$, $d_p=9.53$ mm



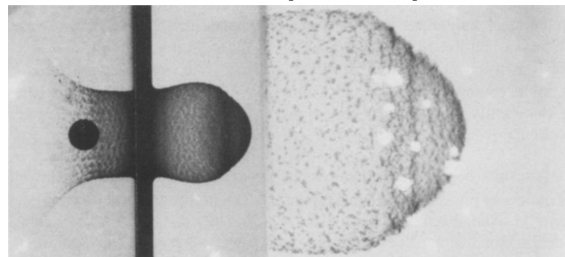
(b) $v=6720$ m/s, $t_s/d_p=0.102$, $d_p=9.53$ mm



(c) $v=6710$ m/s, $t_s/d_p=0.163$, $d_p=9.53$ mm



(d) $v=6640$ m/s, $t_s/d_p=0.234$, $d_p=9.53$ mm



(e) $v=6680$ m/s, $t_s/d_p=0.424$, $d_p=9.53$ mm

FIGURE 3.31 – Visualisation des nuages de débris formés après impact d'une bille Al2017T4 de diamètre d_p sur une cible Al6061T6 d'épaisseur t_s pour une vitesse projectile constante autour de 6.7km/s et un ratio t_s/d_p variable [23].

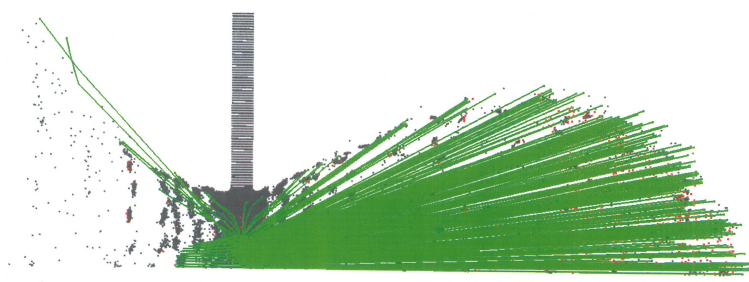


FIGURE 3.32 – Trajectoire de plusieurs particules SPH lors du choc (en vert) pour un impact de bille Al6061 de diamètre $d_p=1$ mm à 7 km/s sur une cible Al6061 d'épaisseur 400 μm à $t=1$ μs après l'impact.

la viscosité de l'air environnant ne freine pas les fragments. L'absence d'efforts internes et externes sur un fragment justifie son accélération nulle :

$$a_{x,P}(t) = a_{y,P}(t) = 0 \quad (3.6)$$

Encore une fois, on observe un phénomène similaire en simulation où l'énergie cinétique dans le nuage se stabilise rapidement. Des relations 3.5 et 3.6, il vient rapidement :

$$\begin{cases} v_x = k.x \\ v_y = k.y \end{cases} \quad (3.7)$$

où $k = 1/t$, avec t le temps. Afin de confirmer ce propos, on extrait de simulations sous HESIONE les coordonnées, ainsi que les composantes de vitesse de la matière se trouvant dans le nuage de débris. La Figure 3.33 présente la vitesse de la matière dans une direction en fonction de sa position dans cette direction dans une simulation d'impact de bille Al6061 sur cible mince Al6061. Dans une configuration où la matière est entièrement décomposée, les équations 3.7 sont généralement représentatives du nuage peu de temps après l'impact. Ceci est d'autant plus vrai lorsque le diamètre du projectile diminue car la phase de transition jusqu'à un nuage bien formé est d'autant plus longue que la quantité de matière en jeu est importante. Connaissant la position et la vitesse de la matière à un instant, il est possible de les estimer à tout instant de l'expansion. Cela indique surtout une indépendance aux temps des vitesses mesurées par caméra rapide. Il faut bien être conscient que ces résultats ne sont applicables que pour des cas de forte fragmentation car la matière au sein d'un même débris exerce encore des efforts déviatoriques qui empêchent l'expansion telles qu'elle est représentée par les équations 3.5 et 3.7.

En sachant cela, on s'intéresse à la mesure des vitesses depuis les images de caméra rapide. Pour rappel, on définit des points du nuage servant de repère pour les mesures expérimentales (Figure 3.34) :

- Le point 1 correspond à l'extrémité axiale (ou longitudinale) de la matière issue de la cible ;
- Le point 2 correspond à l'extrémité axiale (ou longitudinale) de la matière issue du projectile ;
- Le point 3 est l'extrémité radiale (ou transversale) de la matière issue de la cible.

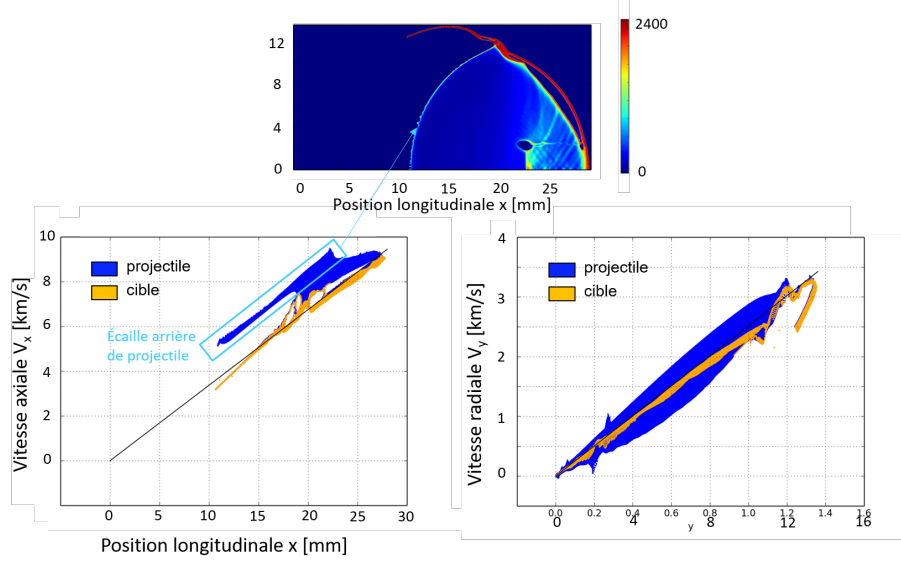


FIGURE 3.33 – En haut, géométrie du nuage de débris à $t=3 \mu s$ après l'impact d'une bille Al6061 de diamètre $d_p=1$ cm sur une cible Al6061 d'épaisseur $t_s=2.5$ mm à 10 km/s (simulation eulérienne sous HESIONE). En bas, tracé de la vitesse axiale v_x en fonction de la position axiale x (à gauche) et de la vitesse radiale v_y en fonction de la position axiale y (à droite) de la matière se trouvant dans le nuage de débris.

— Le point 4 est l'extrémité radiale de la matière issue du projectile.

Les dépouillements des images de caméra ont été réalisés avec le logiciel d'analyse d'images de Vision Research® PCC (Version 3.1) [126]. Lors du dépouillement d'une vidéo, une mise à l'échelle est requise. Pour ce faire, on emploie les images enregistrées par la caméra avant l'impact qui montrent le projectile en déplacement. La vitesse du projectile est mesurée à chaque tir, généralement au moyen d'une barrière de photodiodes franchie lors du passage du projectile. Connaissant sa vitesse et l'intervalle de temps entre l'enregistrement de chaque image, on détermine ainsi la dimension d'un pixel sur les images de caméra rapide. Cette méthode a l'avantage d'utiliser une grande distance de mesure, réduisant l'incertitude liées à la résolution de l'image. Elle permet de plus de réaliser la mesure dans le plan d'impact, ce qui réduit l'influence de l'angle de prise de vue de la caméra. Elle requiert cependant une connaissance précise de la vitesse du projectile car l'incertitude relative sur la vitesse se répercute sur le reste des mesures. Elle s'avère toutefois beaucoup plus précise que d'utiliser la taille de projectile ou l'épaisseur de cible comme référence. Dans le cas du lanceur HERMES, l'incertitude sur la mesure de vitesse du projectile est de l'ordre de 1%. Elle est également inférieure à 1% pour le lanceur MICO.

La deuxième source d'incertitude est liée à la résolution de l'image. Une résolution importante assure un meilleur suivi des particules. Lors de la mesure de vitesse, la position des particules sur les images de caméra rapide varie d'une largeur de plus ou moins 1 pixel du fait de la netteté de l'image. On constate donc une incertitude de plus ou moins deux pixels, en sommant celle sur le point de départ et d'arrivée. Si les deux images d'où sont extraites ces positions sont rapprochées en temps, alors l'incertitude sur la mesure

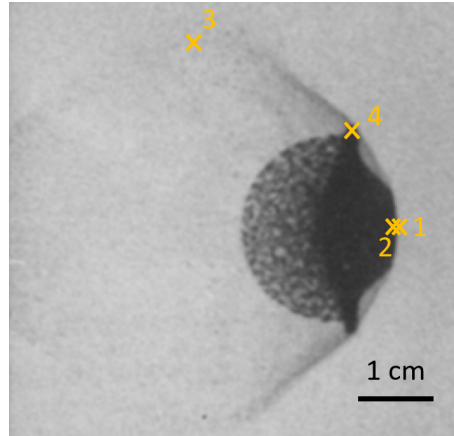


FIGURE 3.34 – Position des points d'intérêt dans le nuage pour la suite des travaux. Dans le cas présent, les points 1 et 2 sont superposés. Images issue de [23] : $v_0=6,78$ km/s ; $d_p=9,53$ mm ; $t_s/d_p=0.062$;

de vitesse est importante. Elle diminue proportionnellement à la durée entre les temps d'extraction, c'est à dire au nombre d'image entre ces deux moments si l'intervalle de temps entre images est constante. Dans la mesure du possible, on essaye d'écarter au maximum en temps les points d'acquisition mais cela requiert de conserver un suivi de la particule entre ces deux instants. En observant une large zone de visualisation avant impact, on s'assure de pouvoir suivre le projectile sur trois voire quatre images avant impact lors des tirs HERMES. Ceci représente une incertitude supplémentaire sur le calibrage de 0.56 %. Au total, l'incertitude sur la taille d'un pixel avec les tirs HERMES est de l'ordre de 1.56 %. L'incertitude sur la précision temporelle des instants d'acquisition ainsi que celle sur la déformation due au champ de vision de la caméra n'ont pas été considérées dans cette étude.

Une fois le calibrage terminé, on s'intéresse maintenant à la mesure de la vitesse d'une particule. Là encore, la résolution de l'image est garante de l'incertitude de mesure. Les objets à suivre sont généralement moins distinguables que le projectile avant impact et de multiples phénomènes peuvent intervenir au cours de l'impact, limitant la durée de mesure qui s'étend généralement sur un ou deux laps d'acquisition. L'incertitude relative associée correspond au rapport entre l'incertitude en pixels sur les positions des points de mesure sur le nombre de pixels se trouvant entre les deux points de mesure. Cette incertitude relative est importante lorsque la distance à mesurer est du même ordre de grandeur que la taille du pixel, mais également lorsqu'il y a une importante incertitude sur le positionnement du point de mesure du fait du manque de contraste sur les caractéristiques du nuage de débris. En ce qui concerne la mesure d'une vitesse axiale, cette incertitude est dans l'ensemble comprise entre 2.5 % à 5 %. Au total, l'incertitude sur la mesure de vitesse longitudinale est généralement de l'ordre de 4 à 7 % pour les tirs HERMES. Concernant les mesures sur le nuage, les vitesses radiales mesurées correspondent à la moyenne des vitesses radiales mesurées de chaque côté du nuage qui permettent de tenir compte d'un éventuel tilt sur l'angle d'éjection.

Concernant la vitesse radiale maximale du projectile $v_{y,4}$, cette donnée est rarement accessible car elle nécessite de distinguer les fragments issus du projectile à l'intérieur de l'enveloppe de cible. La fusion de l'aluminium empêche généralement de les distinguer.

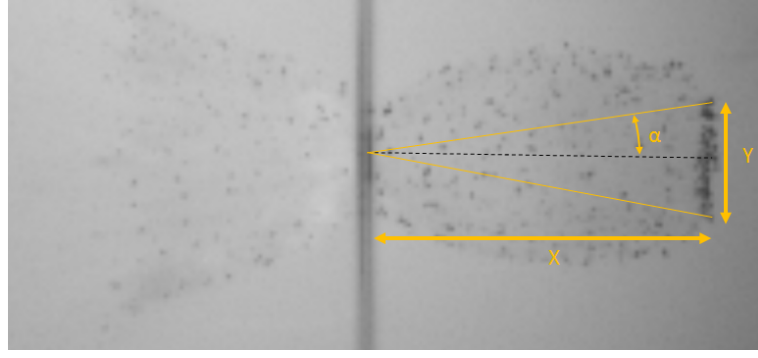


FIGURE 3.35 – Illustration de la méthode de calcul de la vitesse radiale maximale des fragments de projectile $v_{x,2}$ lors du tir HE-939 d'un projectile Al6061 ($d_p=1$ mm) sur une cible Al6061 ($t_s=0.4$ mm) impactée à $v_0=4.094$ km/s (lanceur HERMES).

De plus, la fragmentation de la matière en débris de plus en plus petits rend ardue leur différenciation, au vu de la résolution de l'image. Cette vitesse est généralement accessible dans le domaine de fragmentation lorsque les débris issus du projectile sont encore de taille respectable. La méthode de mesure de cette vitesse est différente de la méthode généralement utilisée car la distance radiale parcourue par la matière est faible en comparaison de son déplacement longitudinal, si bien que la distance parcourue dans la direction radiale est faible au moment où le nuage sort du champ de vision de la caméra.

Pour réduire l'incertitude de calcul, on part de l'hypothèse que tous les débris suivent une trajectoire rectiligne depuis le point d'impact (Relation 3.5). En mesurant les positions radiales maximales des fragments de projectile, ainsi que leur distance par rapport à la cible, on en déduit un angle α d'éjection du débris. La vitesse $v_{y,4}$ peut ensuite être calculé en fonction de la vitesse $v_{x,2}$ et de l'angle α de sorte que :

$$\tan(\alpha) = \frac{Y}{2 \cdot X} = \frac{v_{y,4}}{v_{x,2}} \quad (3.8)$$

et l'incertitude relative sur $v_{y,4}$ s'écrit :

$$\frac{\Delta v_{y,4}}{v_{y,4}} = \frac{\Delta Y}{Y} + \frac{\Delta X}{X} + \frac{\Delta v_{x,2}}{v_{x,2}} \quad (3.9)$$

où les deux premiers termes sont les incertitudes relatives sur les dimensions Y et X, que l'on minimise en réalisant la mesure sur l'image la plus tardive, où le nuage est le plus étendu. Afin d'avoir un ordre de grandeur de chacune de ses composantes, on réalise une mesure pour le tir présenté en Figure 3.35 :

$$\frac{\Delta v_{y,4}}{v_{y,4}} = 6.4 + 2.3 + 4 = 12.7\% \quad (3.10)$$

En comparaison, la mesure directe de la vitesse radiale, en se basant sur une méthode analogue à celle de mesure de la vitesse axiale, conduit à des incertitude relatives systématiquement supérieures à 25 %.

Une autre source d'incertitude sur les vitesses mesurées concerne les efforts de trainée liés à l'atmosphère environnante. L'atmosphère dans la chambre de tir est peu dense (10

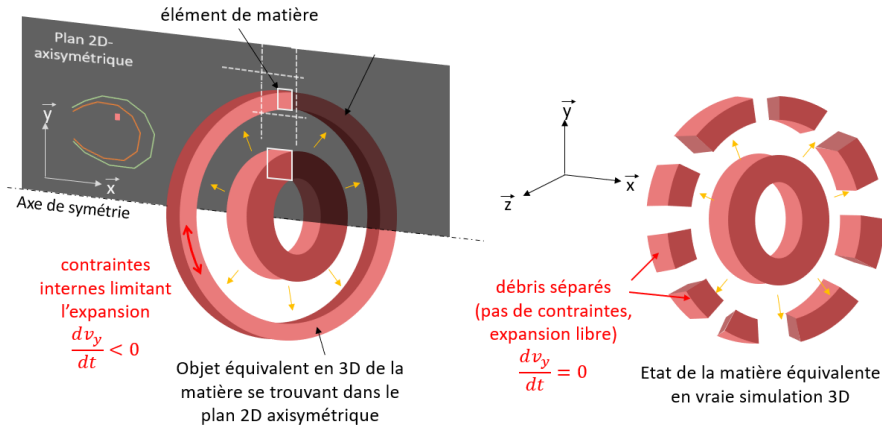


FIGURE 3.36 – Illustration des conséquences du choix de formulation (2D-axi ou 3D) sur l'expansion de la matière.

à 50 kPa pour les tirs HERMES). Malgré cela, l'effort de trainée qu'elle induit sur la propagation du nuage de débris peut s'avérer non négligeable. Ce phénomène a surtout été constaté lors des IHV sur matériaux composites. L'analyse de ce phénomène sera donc réalisée dans la partie associée (§3.5.2).

Lorsqu'elles sont accessibles, on mesure les vitesses longitudinales des points 1 et 2 et les vitesses transversales des points 3 et 4 pour des impacts de billes Al6061 de diamètre $d_p=1$ mm et des cibles Al6061 d'épaisseur $t_s=0.4$ mm. Ces résultats sont ensuite comparés aux résultats numériques.

Concernant la mesure de vitesse dans les simulations, il est important d'identifier les problèmes liés au formalisme 2D axi-symétrique utilisé jusqu'ici. L'hypothèse 2D axi-symétrique permet de simuler un phénomène 3D en réduisant fortement les temps de calculs. Cette hypothèse s'avère valide pour des cas d'impact en incidence normale sur cible isotrope. Elle montre cependant des limites lors de l'étude des nuages de débris peu fragmentés. Pour des impacts dans le domaine de fragmentation, la forme du nuage suit bien une géométrie axi-symétrique mais ce n'est pas le cas de sa composition. Dans une telle situation, la matière est peu fragmentée et le nuage est composé d'agglomérats disparates de matière, dont la répartition de matière à l'échelle macroscopique n'est pas axi-symétrique. Les tirs MICO sur la Figure 3.2 sont un exemple flagrant. Dans la réalité, la rupture de la matière au cours de l'impact suit un schéma 3D et non 2D axi-symétrique. Les débris en représentation 2D axi-symétrique sont équivalents à des objets toriques lorsque représentés en 3D (à gauche sur la Figure 3.36). En vraie représentation 3D (à droite sur la Figure 3.36), ils seraient en réalité des agglomérats disparates de matière après fragmentation. Si ce phénomène ne pose pas de problème lorsque la matière n'exerce plus d'efforts déviatoriques, elle l'est en présence de débris solides. Ce problème impacte directement l'expansion du nuage. Les débris solides exercent des efforts qui empêchent leur libre déplacement radial. Dans l'ensemble, cette représentation n'apporte des résultats cohérents que lorsque la matière est complètement décomposée et n'exerce plus d'efforts déviatoriques. Une représentation 3D s'avère nécessaire mais induit une importante augmentation du temps de calcul. Une conséquence directe de ce

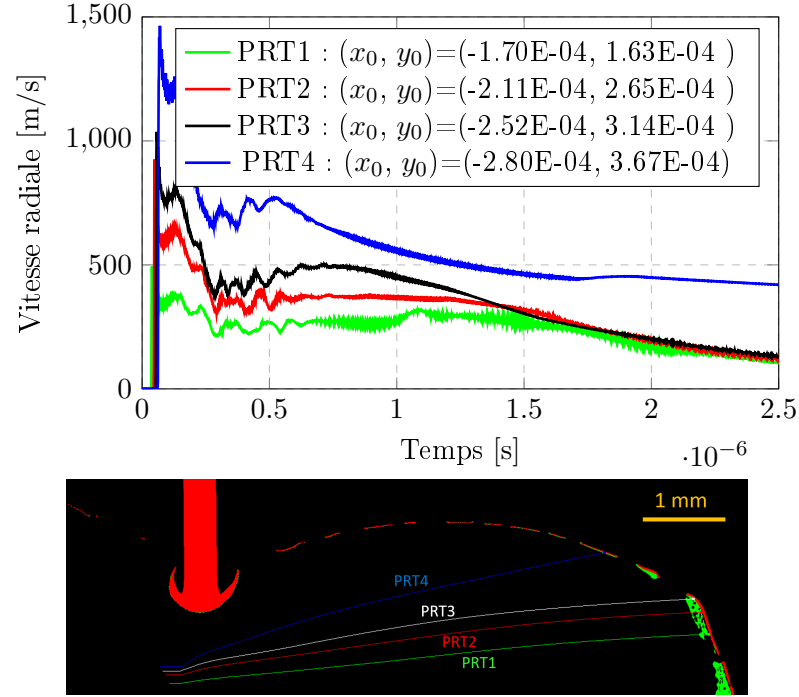


FIGURE 3.37 – Observation en simulation eulérienne (HESIONE) de la vitesse radiale de plusieurs particules traceuses (PRT), dont les coordonnées initiales sont explicitées dans la légende (en m). On constate la diminution de la vitesse radiale d'un débris en lien avec le formalisme 2D axi-symétrique pour un impact de bille Al6061 de diamètre $d_p=1$ mm sur une cible Al6061 d'épaisseur $t_s=400$ μm à 3.95 km/s.

problème est la diminution progressive au cours de l'expansion du nuage de la vitesse radiale des débris qui le composent.

On observe sur la Figure 3.37 le profil de vitesse radiale d'un débris qui se détache clairement du reste du projectile mais dont les efforts déviatoriques empêchent le déplacement radial. Une diminution progressive de la vitesse radiale du fragment est constatée. Ceci va à l'encontre de l'analyse précédente (Relation 3.6), qui montre que les fragments ont des vitesses constantes une fois la fragmentation terminée. Il est donc difficile d'estimer les vitesses $v_{y,3}$ et $v_{y,4}$ dans les simulations. Ces vitesses ne convergent pas, comme attendu, vers une valeur constante juste après l'impact mais sont peu à peu ralenties. Dans cette situation, une simulation 3D est nécessaire pour prendre en compte les phénomènes 3D de rupture. À cause des temps de calcul prohibitifs, ces simulations n'ont pas été réalisées. Lors des comparaisons à venir, on a fait le choix d'extraire ces vitesses dès le moment où le fragment porteur du point 4 se détache du reste du projectile dans le plan 2D axi-symétrique. On peut supposer qu'il s'agit de l'instant où le débris se serait détaché du reste de la matière dans une simulation 3D.

Les mesures expérimentales et numériques de vitesse sont comparées dans les Figures 3.38 et 3.39. Au niveau des vitesses longitudinales, les parties cibles et projectiles sont quasiment confondues si bien que les vitesses des points 1 et 2 sont identiques. La simulation fournit des résultats très représentatifs de ces niveaux de vitesses. Pour les vitesses longitudinales, les données de simulation demeurent dans les marges d'erreur des vitesses mesurées depuis les images de caméra. Pour des vitesses d'impact inférieures à 6 km/s,

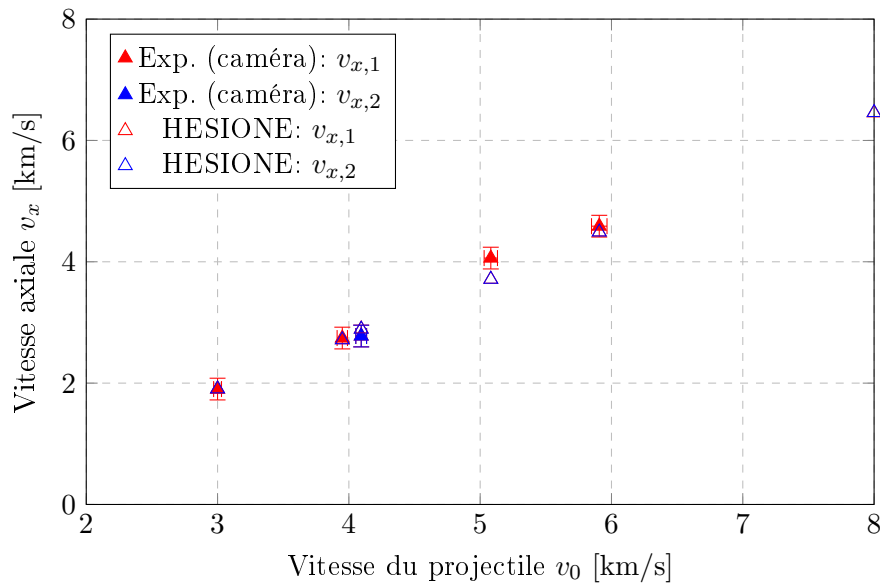


FIGURE 3.38 – Évolution de la vitesse axiale des parties cible $v_{x,1}$ et projectile $v_{x,2}$ du nuage de débris lors de l'impact d'une bille Al6061 de diamètre 1 mm sur une cible Al6061 de 400 μm d'épaisseur. Les données expérimentales sont issues des tirs HERMES.

un contraste entre la vitesse radiale aux points 3 et 4 est constatée. Ce phénomène reflète la fragmentation peu avancée du projectile. L'expansion radiale est par conséquent de moins grande ampleur.

Maintenant que l'on dispose d'un modèle pertinent pour modéliser l'aluminium dans des cas d'IHV sur cible mince, nous nous tournons vers les matériaux innovants étudiés au sein du projet ATIHS, à savoir les composites CFRP et ZFRP. Ces deux matériaux font l'objet d'une première campagne de caractérisation avant d'être mis à l'épreuve sur des essais d'IHV.

3.2 Essais de caractérisation des matériaux composites

Afin de comprendre et de modéliser le comportement des matériaux d'étude sous choc, de nombreux essais ont été réalisés qui couvrent une large gamme de vitesse de déformation, des essais statiques jusqu'au IHV et essais de chocs laser. Dans ce qui suit, on présente les essais de caractérisation, ainsi que les résultats obtenus. Dans une deuxième partie, une modélisation pour chacun des matériaux est proposée et recalée sur les essais expérimentaux avant d'être ensuite appliquée à des cas d'IHV.

3.2.1 Essais d'impact de plaques

Parmi les essais permettant de caractériser le comportement dynamique d'un matériau, les impacts de plaques sont les plus répandus. En projetant des projectiles plans à des vitesses importantes, l'impact de cet objet sur une cible génère dans cette dernière une onde de choc unidirectionnelle sur des durées de plusieurs microsecondes et des vitesses de déformation atteignant 10^5 s^{-1} . Pour ces essais, les lanceurs SYLEX et DEMETER ont été employés.

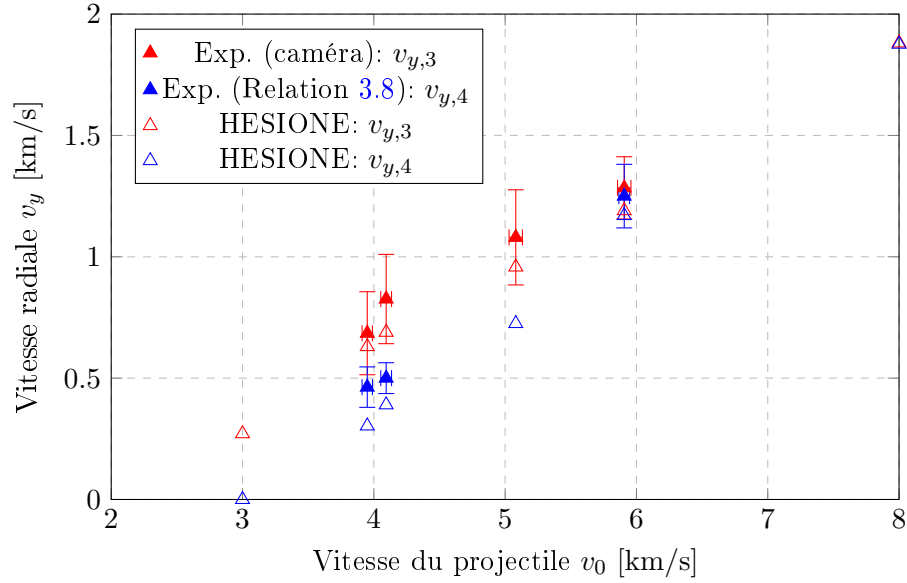
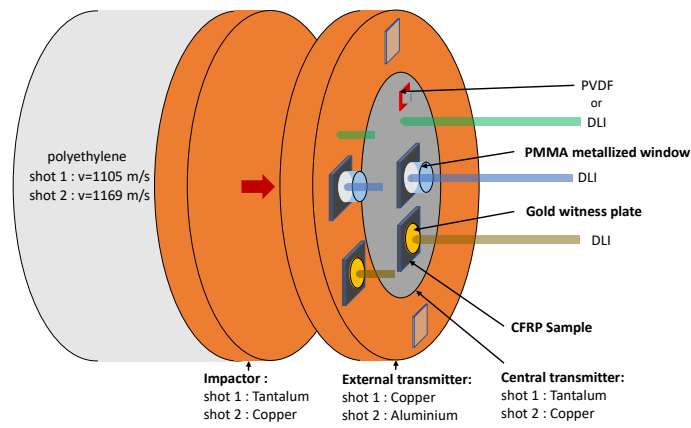


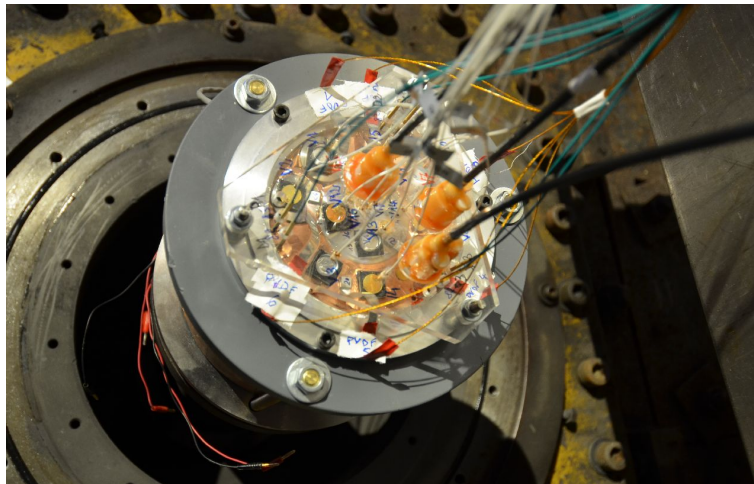
FIGURE 3.39 – Évolution de la vitesse radiale des parties cible $v_{y,3}$ et projectile $v_{y,4}$ du nuage de débris lors de l'impact d'une bille Al6061 de diamètre 1 mm sur une cible Al6061 de 400 μm d'épaisseur. Les données expérimentales sont issues des tirs HERMES.

Présentation de l'essai SYLEX

Le lanceur SYLEX du CEA-CESTA, employé en configuration gaz mono-étage (Section 2.2.4), permet de lancer des projectiles de 110 mm de diamètre. Pour les deux tirs réalisés, le projectile incluait un boulet allégé en polyéthylène sur lequel était collé une plaque de diamètre 100 mm d'un matériau métallique (Figure 3.40a), dont les propriétés sont explicitées dans le Tableau 3.5. La cible est positionnée en sortie de bouche du lanceur afin de minimiser le tilt éventuel du projectile. Elle est constituée premièrement d'un transmetteur dans le lequel transite le choc avant d'atteindre le matériau d'étude. Le transmetteur se décompose en deux parties à savoir un cercle central et une couronne, chacune de nature différente (détaillées dans le Tableau 3.5). L'utilisation de matériaux différents dans le projectile et les transmetteurs lors des deux tirs fournit des conditions d'interface différentes lors d'un même tir. La variété d'impédance de choc de ces matériaux (Tableau 3.6) induit ainsi des niveaux de sollicitations différents dans le matériau d'étude. Lors du collage, on s'assure que les plans des faces avants des deux entités soient bien alignés afin d'assurer un impact plan. A l'arrière de ces transmetteurs sont collés les matériaux d'étude. Les matériaux d'intérêt envisagés lors du projet ATIHS ont évolué au cours du projet. Le projet ATIHS s'est à l'origine tourné vers un préimprégné différent, utilisant lui aussi la fibre de carbone M55J mais imprégné dans une matrice cyanate ester RS3M. Si les propriétés des deux matrices sont similaires, le ratio de fibre et de matrice est environ de 50 % à contrario du matériau utilisé par la suite dont le volume de fibre est de 63 %. La masse volumique du matériau d'origine est donc plus faible, proche de 1560 kg/m³. Par la suite, une nouvelle série d'impacts de plaque réalisés par la société Thiot Ingénierie [127] sur le nouveau préimprégné a permis de montrer que les données sur l'adiabatique dynamique du matériau étaient concordantes à l'exception des masses volumiques. On présente donc les résultats obtenus lors de cet essai, même s'il ne s'agit pas exactement du matériau utilisé par la suite. Le composite ZFRP (PBO®/époxy) n'était malheureusement pas encore disponible au moment des



(a) Schéma simplifié de l'essai d'impact de plaque ne montrant qu'une configuration impacteur/transmetteur.



(b) Photographie de la face arrière de la cible dans la chambre expérimentale une fois les diagnostics mis en place. Le projectile vient de derrière.

FIGURE 3.40 – Essais d'impact de plaques sur le lanceur SYLEX

N° d'essai	Projectile Mat. / h [mm] / v_0 [m/s]	Transmetteur Mat. / h [mm]	Matériau d'étude Mat. / h [mm]	Matériau face arrière Mat. / h [mm]	N° mesure
SYLEX1	Ta / 1.454 / 1105	Ta / 1.90	CFRP / 0.540	PMMA / 5.05	SY1-DLI5
			CFRP / 0.506	Au / 0.110	SY1-DLI6
			x	x	SY1-DLI18
		Cu / 2.016	CFRP / 0.522	PMMA / 5.045	SY1-DLI13
			CFRP / 0.508	Au / 0.106	SY1-DLI14
			x	x	SY1-DLI17
SYLEX2	Cu / 3.054 / 1169	Cu / 2.08	CFRP / 0.524	PMMA / 5.05	SY2-DLI5
			CFRP / 0.493	Au / 0.100	SY2-DLI6
			x	x	PVDF
		Al / 2.01	CFRP / 0.525	PMMA / 5.047	SY2-DLI13
			CFRP / 0.512	Au / 0.108	SY2-DLI14
			x	x	SY2-DLI17

TABLE 3.5 – Détail des composants et de leur épaisseur h (en mm) associée à chaque mesure de vitesse pour les essais SYLEX.

Al=aluminium 6061T6, Cu=cuivre, Ta= tantale, Au=or, PMMA=poly(methyl methacrylate)

Matériau	ρ_0 [kg/m ³]	C_0 [km/s]	S [–]
Tantale	16.656	3.43	1.19
Cuivre	8.924	3.91	1.51
Aluminium 6061T6	2.703	5.35	1.34
PMMA	1.180	3.503	1.174
Gold	19.300	3.1	1.525

TABLE 3.6 – Paramètres d'Hugoniot pour le tantale, le cuivre, l'aluminium 6061T6, l'or, le PMMA et le LiF.

essais. À l'arrière du matériau d'étude est collée soit une fenêtre métallisée en PMMA, soit une plaque témoin en Or permettant d'observer un choc/détente ou un choc/rechoc dans le matériau. Concernant les diagnostics, deux systèmes de vélocimétrie par Interférométrie laser Doppler (DLI) ont été utilisés, à savoir la Vélocimétrie Hétérodyne (VH) et le Valyn VISAR dont les fonctionnements sont présentés plus en détails dans l'Annexe C. Ces systèmes mesurent la vitesse d'une des trois surfaces suivantes (Figure 3.40a) :

- la face arrière de la plaque témoin or
- l'interface matériau/PMMA
- la face arrière du transmetteur

La Figure 3.40a résume les conditions d'interface étudiées pour chaque configuration de projectile/transmetteur. Au total, ce sont 18 conditions d'interfaces qui font l'objet d'une mesure interférométrique lors de chaque tir, ce qui rend la mise en œuvre de l'essai complexe en termes d'encombrement et de densité de diagnostic (Figure 3.40b). Les matériaux et épaisseurs des différents constituants associés à chaque mesure de vitesse sont résumés dans le Tableau 3.5 pour ceux concernant le composite CFRP. Les dimensions des matériaux ont été choisies de sorte à éviter l'interférence des ondes de détente latérales sur la période d'intérêt. Concernant les diagnostics, des capteurs PVDF chronométriques sont également placés en parallèle ou en remplacement des systèmes d'interférométrie afin de chronométrer le temps d'arrivée de l'onde de choc. Enfin, deux jeux de sondes piézoélectriques sont employés. Chaque jeu est composé de trois sondes placées à 120° respectifs sur les bords de la cible. Le premier jeu de sondes, légèrement en amont de la surface avant de la cible sert au déclenchement des diagnostics. Le deuxième sert à mesurer le tilt (i.e l'inclinaison) éventuel du projectile à l'impact. Le défaut de planéité est estimé inférieur à 2 mrad, ce qui justifie l'hypothèse d'impact plan.

Trois techniques sont employées pour mesurer la vitesse du projectile avant impact. Une bague métallique, fixée sur le boulet, perturbe le champ magnétique au passage de deux boucles magnétiques situées à la bouche du lanceur SYLEX. Les instants de perturbation du champ permettent de calculer la vitesse du projectile avec une incertitude relative de 2 %. La vitesse du projectile au moment de l'impact peut également être déduite des mesures de vitesse en face arrière de transmetteur, en particulier pour des conditions d'impact symétriques, tel que cuivre sur cuivre ou tantale sur tantale. L'incertitude relative de la mesure en vitesse par VH est estimée à 1 % [115]. Une dernière technique de mesure de vitesse est réalisée à l'aide des sondes piézoélectriques connaissant l'écart entre les deux jeux de sondes et les instants de saturation des sondes. Du fait des incertitudes sur le positionnement des sondes, l'erreur relative sur la vitesse mesurée est de 3-5 %, ce qui en fait une mesure de secours. La mesure par boucle magnétique fournit des vitesses projectile lors des tirs 181-2 et 181-2 de 1105 ± 5 m/s et 1169 ± 5 m/s respectivement, ce qui concorde avec les mesures VH qui indiquent des plateaux de vitesse de 1106 ± 5 m/s et 1165 ± 5 m/s pour les impacts symétriques. L'idée que la vitesse de plateau mesurée par VH lors d'un impact symétrique soit égale à la vitesse du projectile repose sur l'hypothèse d'identité de l'adiabatique dynamique et de l'isentrope de détente du matériau en jeu. Pour ces raisons, on considère ici la mesure par boucle magnétique pour l'exploitation des tirs.

Selon le matériau placé en face arrière (PMMA ou Or) du matériau d'étude, deux types d'analyses sont réalisées. Dans ce qui suit, on présente premièrement les résultats des

configurations avec fenêtre PMMA puis dans un second temps celle avec plaque témoin en or.

Analyse des résultats avec fenêtre PMMA

Lorsqu'un système d'interférométrie Doppler est employé pour mesurer la vitesse matérielle d'une interface matériau/fenêtre u_{int} au travers une fenêtre, on doit tenir compte de la variation de l'indice de réfraction du matériau de la fenêtre sous choc. La vitesse $u_{doppler}$ mesurée est reliée à la vitesse d'interface par la relation [128] :

$$u_{int}(t) = \frac{u_{doppler}(t)}{1 + k_0} \quad (3.11)$$

où k_0 est le facteur de correction, servant au calcul de l'indice optique de la fenêtre. À 1550 nm, ce coefficient vaut 0.264 pour le LiF et 0 pour le PMMA [129]. Dans le cas de chocs longs, où les ondes de choc atteignent la surface libre de la fenêtre et se réfléchissent en onde de détente, une correction supplémentaire doit être appliquée de sorte que [128] :

$$u_{doppler}(t) = (1 + k_0) \cdot u_{int}(t) - k_0 \cdot u_{sl}(t) \quad (3.12)$$

où u_{sl} est la vitesse de surface libre de la fenêtre. Lors de notre étude, seules des fenêtres LiF et PMMA ont été employées et on constate qu'une correction n'est nécessaire que lorsque des fenêtres LiF sont employées. La Figure 3.41a correspond à l'un des profils de vitesse mesurés à l'interface CFRP/PMMA (SY-DLI13). L'impédance de choc de la fenêtre PMMA étant probablement plus faible que celle du composite, la réflexion de l'onde de choc à l'interface CFRP/PMMA induit une détente dans le matériau d'étude. Les résultats en vitesse peuvent être corrélés avec la théorie de l'adaptation d'impédance se basant sur l'égalité des vitesses et des pressions à l'interface entre deux milieux sous choc [18]. Sur le profil, on observe une soudaine montée en vitesse indiquant l'arrivée du choc. Aucun précurseur élastique n'est observé. Le plateau de vitesse après l'arrivée du choc correspond à l'état (2) dans le diagramme P-u (Figure 3.41b). Un léger déclin de la vitesse environ 200 ns après l'arrivée du choc indique le retour de l'onde de choc après réflexion à l'interface avec le transmetteur. Connaissant l'épaisseur du matériau d'étude et mesurant les instants d'entrée et de sortie de l'onde de choc dans le matériau, on peut calculer la vitesse de l'onde de choc U_S dans le composite CFRP. Dès lors, l'état de choc (1) peut être déduit du croisement de la droite de Rayleigh avec la courbe de détente isentropique du transmetteur. À partir des tables SESAME [88] pour les matériaux transmetteurs, la comparaison de l'Hugoniot et des isentropes de détente pour des pressions de choc inférieures à 30 GPa a montré que les deux courbes étaient confondues à 2 % près. Pour ces matériaux métalliques, on a fait l'hypothèse que ces deux courbes étaient similaires lors du dépouillement des résultats. Les données calculées par ce procédé sont présentées dans le Tableau 3.7. Les incertitudes sur la vitesse du choc U_S prennent en compte l'incertitude sur l'épaisseur du composite et sur l'incertitude de mesure en temps. Les incertitudes sur la vitesse particulière u_1 prennent en compte l'incertitude sur U_S , ρ_0 , v_0 . Les incertitudes sur la pression P_1 prennent en compte l'incertitude sur U_S , ρ_0 et u_1 .

Analyse des résultats avec plaque témoin en Or

La deuxième configuration employée lors des essais SYLEX est celle de la réverbération d'onde dans une fine plaque témoin en or. Les Figures 3.42-a et 3.42-b sont

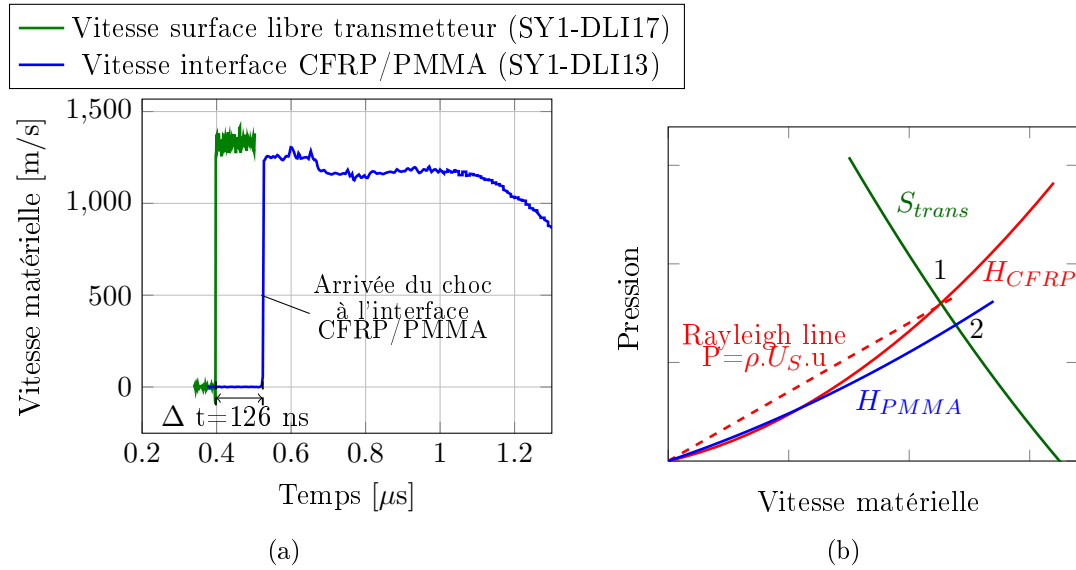


FIGURE 3.41 – À gauche : Vitesse matérielle à l'interface CFRP/PMMA (SY1-DLI13, Tableau 3.5) en comparaison du profil de vitesse en face arrière du transmetteur SY1-DLI17. À droite : Diagramme pression-vitesse matérielle pour la configuration CFRP/PMMA. (H)= courbe d'Hugoniot ; (S)= Isentrope de détente.

N° de tir/Empilement	U_S [km/s]	u_1 [km/s]	P_1 [GPa]
SYLEX1-PDV5	4.43 +/- 0.447	0.989 +/- 0.030	6.84 +/- 1.005
SYLEX1-PDV13	4.145 +/- 0.430	1.127 +/- 0.030	7.29 +/- 1.065
SYLEX2-PDV5	4.658 +/- 0.486	0.980 +/- 0.034	7.12 +/- 1.1
SYLEX2-PDV13	4.235 +/- 0.506	1.153 +/- 0.035	7.62 +/- 1.255

TABLE 3.7 – États de choc (1) du CFRP déterminés à partir des essais d'impact de plaque SYLEX dans la configuration avec fenêtre PMMA. Les dimensions des différents empilement sont détaillées dans le Tableau 3.5.

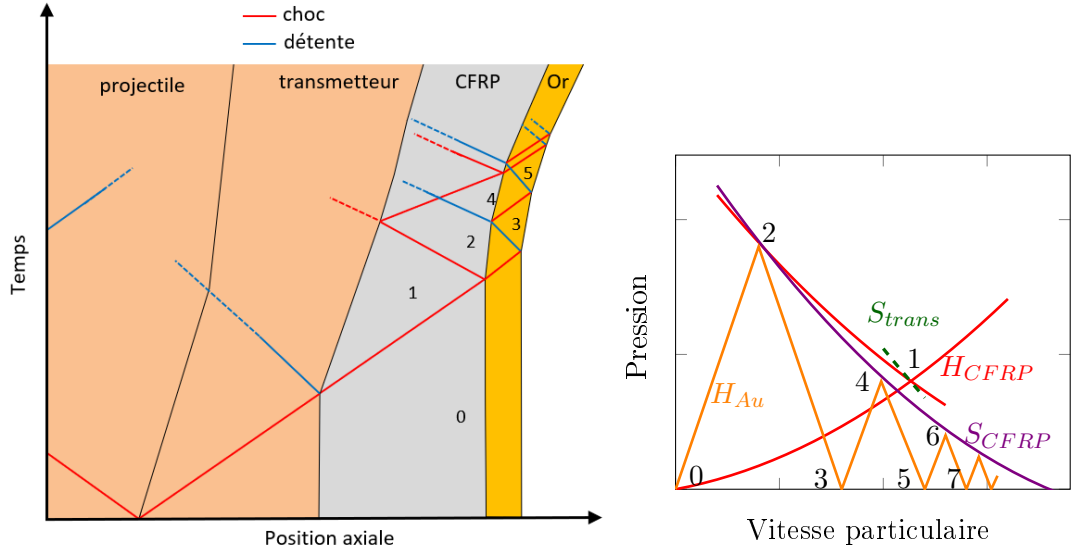


FIGURE 3.42 – À gauche : Diagramme position-temps (x-t) dans la configuration avec plaque témoin en Or (les épaisseurs réelles des composants ne sont pas respectées par soucis de clarté) ; À droite : Diagramme Pression-Vitesse matérielle (P-u) représentatif des états de la matière dans la configuration plaque témoin en Or.

respectivement les diagrammes de position-temps (x-t) et de pression-vitesse (P-u) représentatifs des phénomènes hydrodynamiques intervenant dans la réverbération d'onde. Le comportement de l'Or est hydrodynamique, ce qui évite des ondes élastiques parasites de l'Or durant l'analyse des résultats. De plus, l'impédance de l'Or est largement supérieure à celle du composite CFRP (Table 3.6). Du fait de ce contraste dans l'impédance de choc des deux matériaux, l'onde de choc arrivant à l'interface CFRP/Or se réfléchit en onde de choc qui va "re-choquer" le composite CFRP. Le composite passe alors de l'état de choc (1) à l'état de rechoc (2) sur la Figure 3.42-b. L'onde de choc incidente est simultanément transmise dans la plaque témoin Or, dans laquelle elle va se réverbérer. Dû aux allers-retours de l'onde de compression/détente dans la plaque témoin en Or, le profil de vitesse mesuré au niveau de la face arrière de l'Or présente une succession de paliers (Figure 3.43) desquels on peut déterminer plusieurs informations. Entre autre, la vitesse matérielle associée à l'état de rechoc (2) vaut la moitié de la vitesse u_3 correspondant au premier palier sur le profil de vitesse en escalier, en supposant que l'isentrope de détente de l'or est confondue avec son adiabatique dynamique [18]. Le comportement de l'or étant bien compris, [88], la pression à l'état de rechoc P_2 peut être estimée comme celle au croisement de la courbe d'Hugoniot partant des états (0) et (3). Une attention particulière doit être portée sur la signification du point de rechoc. En effet, l'équation de conservation de l'énergie associée à un matériau subissant deux chocs successifs s'écrit :

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2}(P_1 + P_0)(V_0 - V_1) \quad (3.13a)$$

$$E_2 - E_1 = \frac{1}{2}(P_2 + P_1)(V_1 - V_2) \quad (3.13b)$$

Il est évident que la combinaison de ces équations n'est pas équivalente à l'équation de conservation de la matière au passage d'un choc qui l'amènerait directement à l'état (2) :

$$E_2 - E_0 \neq \frac{1}{2}(P_2 + P_0)(V_0 - V_2) \quad (3.14)$$

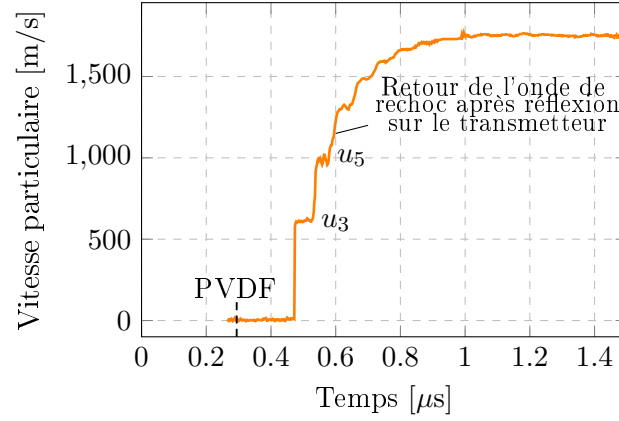


FIGURE 3.43 – Profil de vitesse matérielle en surface libre de la plaque témoin Or mesurée par la VH14 lors de l'essai SYLEX 181-2 ($v=1169$ m/s).

N° de tir / Empilement	Etat de choc (1)		Etat de rechoc (2)		
	P_1 [GPa]	u_1 [km/s]	P_2 [GPa]	u_2 [km/s]	u'_2 [km/s]
SY1-DLI6	6.427	0.989 +/- 0.030	15.13 +/- 1.20/0.18	0.228 +/- 0.017/0.003	1.751 +/- 0.063/0.077
SY1-DLI14	*	*	*	*	*
SY2-DLI6	6.335	0.980 +/- 0.0346	17.06 +/- 0.19/0.94	0.254 +/- 0.003/0.013	1.707 +/- 0.082/0.072
SY2-DLI14	8.205	1.153 +/- 0.035	20.71 +/- 0.39/0.58	0.302 +/- 0.005/0.007	2.005 +/- 0.077/0.075

TABLE 3.8 – Coordonnées de l'état de rechoc du CFRP lors des essais avec plaque témoin Or. Les étoiles indiquent qu'aucun signal n'a été obtenu par les diagnostics de mesure de vitesse.

Cela signifie que le point de rechoc n'appartient pas à l'adiabatique dynamique du matériau. Cependant, reproduire les conditions d'impact amenant la matière directement à l'état (2) n'est pas toujours facilement accessible (puissance des lanceurs limitée). Ces points ont le mérite d'apporter une approximation du niveau de pression atteint lors d'un tel choc, comme cela a été constaté expérimentalement pour un composite verre/époxy [130]. En se basant sur des équations d'états de la littérature pour plusieurs matériaux tels que l'aluminium, le carbone ou une résine époxy [88], l'écart sur la pression atteinte lors d'un choc à 10 GPa, puis un rechoc à 20 GPa, en comparaison d'un unique choc amenant à 20 GPa, est systématiquement inférieure à 3%. Cette méthode de détermination est possible car le composite ne présente pas de caractère poreux et les niveaux de pression atteints sont inférieurs aux seuils de sublimation de la résine [131]. Par conséquent, bien que les états résultant d'un choc/rechoc et d'un choc unique ne soient pas équivalents, on en fait ici l'hypothèse. Cette hypothèse fera l'objet d'une validation par simulation numérique par la suite. La vitesse particulaire u'_2 associée à l'état (2) sur la courbe d'Hugoniot doit être déterminée. Pour ce faire, cette vitesse est prise symétrique par rapport à celle de l'état (1), à savoir $u'_2 = u_1 + (u_1 - u_2)$ où la vitesse particulaire u_1 est fournie par les données de l'Hugoniot calculées dans le Tableau 3.7. Les résultats sont présentés dans le Tableau 3.8. La Figure 3.44 rassemble tous les points des Tableaux 3.7 et 3.8 ainsi que des données issues de la littérature pour des matériaux similaires [132, 127, 131]. L'identification de C_0 et S par la méthode des moindres carrés permet d'écrire l'équation d'état sous choc 3.15 :

$$U_s = 1748 + 2.29 \cdot u \quad (3.15)$$

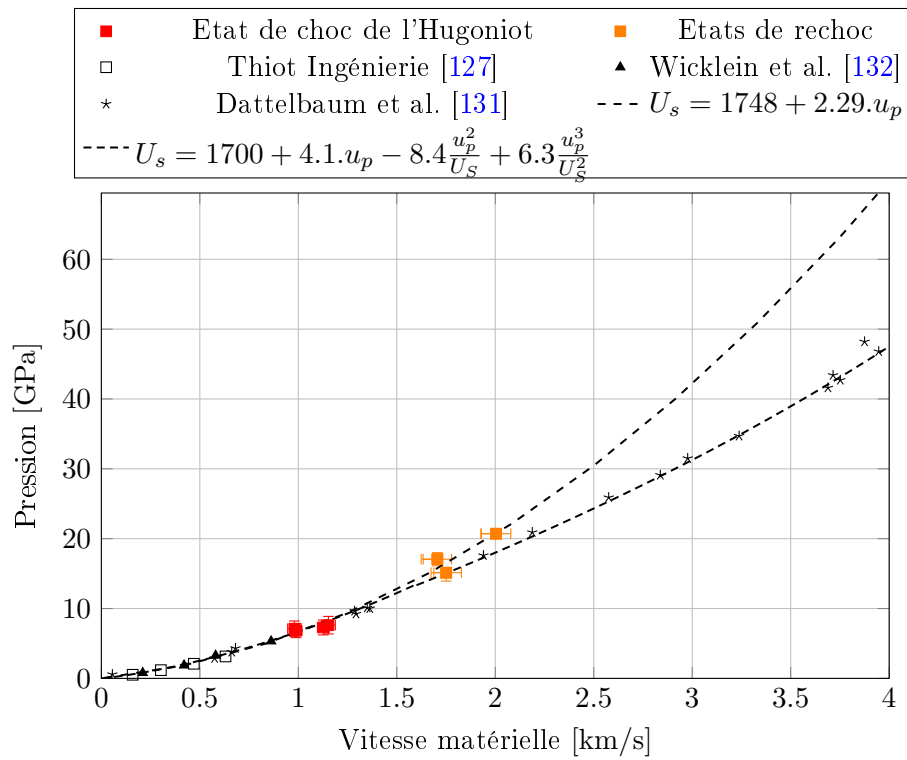


FIGURE 3.44 – Identification de la courbe d'Hugoniot du composite CFRP M55J/M18 à partir de l'analyse des impacts de plaques SYLEX et de données de la littérature issues de Dattelbaum et al. [131], Thiot Ingénierie [127] et Wicklein et al. [132] pour des composites CFRP similaires.

Pour des pressions inférieures à 20 GPa, cette identification concorde avec les résultats de Dattelbaum et al. [131], qui détermine la courbe d'Hugoniot de deux composites CFRP à base de fibres T50, pour des pressions atteignant 50 GPa. Pour les deux matériaux, il met en évidence une rupture de pente aux alentours de 20 GPa qu'il associe au changement d'état de la résine. Lors d'essais d'impacts, nous verrons qu'une illumination est observée lors d'IHV sur CFRP générant ces niveaux de pression. On peut alors supposer que la rupture de pente constatée par Dattelbaum et al. serait logiquement obtenue pour notre composite CFRP. En supposant que leur comportement hydrodynamique soit similaire, on peut étendre l'identification de l'Hugoniot jusqu'à des pressions de 50 GPa de sorte que :

$$U_S = \begin{cases} 1748 + 2,29 \cdot u_p & \text{si } u_p \leq 1600 \text{ m/s} \\ 3888 + 0,87 \cdot u_p & \text{si } u_p > 1600 \text{ m/s} \end{cases} \quad (3.16)$$

Afin de demeurer sur une EOS analytique, une amélioration possible consiste à prendre une relation du troisième ordre entre U_S et u_p :

$$U_S = C_0 + S_1 \cdot u_p + S_2 \cdot \frac{u_p^2}{U_S} + S_3 \cdot \frac{u_p^3}{U_S^2} \quad (3.17)$$

Une bonne estimation est obtenue en prenant $C_0=1700$ m/s, $S_1=4.1$, $S_2=-8.4$ et $S_3=6.3$. La courbe d'Hugoniot obtenue avec cette identification est tracée sur la Figure 3.44 avec les différentes données déjà obtenues. Cette identification assure que la droite de Rayleigh ne coupe pas la courbe d'Hugoniot entre l'état initial et l'état sous choc, ce qui en fait une forme potentiellement stable. Ayant été obtenue tardivement dans la thèse, l'apport de cette nouvelle formulation n'a pas été évalué. Une étude serait nécessaire pour évaluer si cette forme améliore les résultats obtenus lors de nos essais dynamiques. Pour les essais de caractérisation effectués lors de cette thèse, les pressions n'excèdent pas ce seuil donc la formule 3.15 est acceptable. Nous disposons d'une équation d'état acceptable pour des pressions inférieures à 20 GPa.

Essais DEMETER

Comme explicité précédemment, le matériau composite ZFRP n'était pas disponible au moment des essais SYLEX, ce qui est regrettable au vu du peu d'informations dont l'on dispose sur le comportement dynamique de ce matériau. Parmi les données à disposition, on peut noter les essais d'impacts de plaques réalisés par Thiot Ingénierie qui ont permis de déterminer quelques points de la courbes d'Hugoniot du ZFRP. De notre côté, une opportunité s'est présentée en fin de thèse de réaliser un essai d'impact de plaque sur le lanceur DEMETER (CEA-CEG) dans lequel on intègre le matériau ZFRP. La configuration du tir, présentée en Figure 3.45, est très proche de celle des tirs SYLEX. Une différence concerne le transmetteur qui n'est composé que de cuivre, comme l'impacteur. De plus, une unique cible de ZFRP, de largeur 57 mm, est présente à l'arrière du transmetteur et derrière laquelle sont collés 4 matériaux différents (Figure 3.46) :

- une plaque témoin en Or d'épaisseur 100 μm ;
- un dépôt en face vapeur d'argent de quelques micromètres ;
- une fenêtre en PMMA de diamètre 12 mm et d'épaisseur 6 mm ;
- une fenêtre LiF de diamètre 12 mm et d'épaisseur 6 mm.

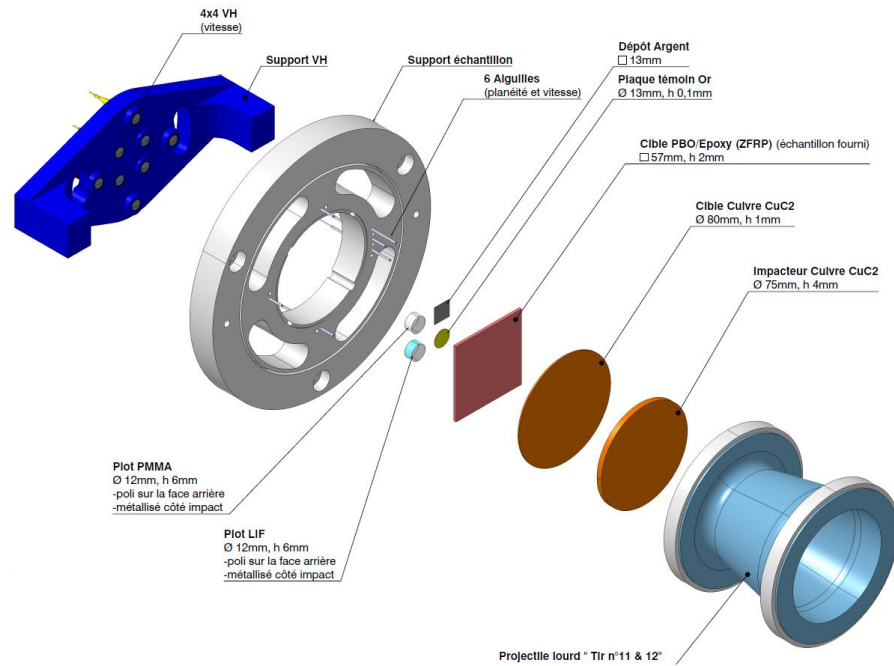


FIGURE 3.45 – Vue éclatée des pièces composant l’essai d’impact plan avec le lanceur DEMETER.

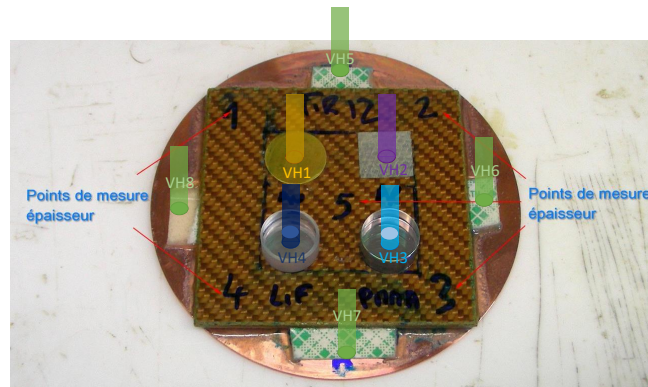


FIGURE 3.46 – Photographie de l’arrière de la cible et représentation des différentes voies de mesure VH.

Le collage des différents composants est réalisé avec une colle époxy AY103. Les épaisseurs de chaque composant ont été mesurées au préalable en plusieurs points. La mesure d’épaisseur des empilements après le collage de chaque élément nous fournit l’épaisseur de colle entre les composants, qui varie entre 10 et 50 μm selon les empilements. Les épaisseurs des différents composants sont détaillées dans le Tableau 3.9. Les épaisseurs de colle associées ne sont pas détaillées mais seront prises en compte dans l’interprétation des résultats. La vitesse du projectile est mesurée de manière approchée à l’aide de sondes piézoélectriques, qui indiquent une vitesse projectile de 836 m/s et un tilt du projectile de 0,49 mrad. Le dépouillement des mesures de vitesse en face arrière de transmetteur cuivre

Projectile	Transmetteur Mat. / h [mm] / v_0 [m/s]	Matériau d'étude	Matériau face arrière	N° mesure
		Mat. / h [mm]	Mat. / h [mm]	Mat. / h [mm]
Cu / 4.048 / 820	Cu / 1.00	ZFRP / 2.021	Au / 0.110	DEM-VH1
		ZFRP / 2.021	Ag / quelques μ m	DEM-VH2
		ZFRP / 2.048	PMMA / 6.0	DEM-VH3
		ZFRP / 2.021	LiF / 6.046	DEM-VH4
		x	x	DEM-VH5
		x	x	DEM-VH6
		x	x	DEM-VH7
		x	x	DEM-VH8

TABLE 3.9 – Détail des composants et de leur épaisseurs h (en mm) par voie de mesure de vitesse pour l'essai d'impact de plaque avec le lanceur DEMETER. Cu=cuivre, Au=or, PMMA=poly(methyl methacrylate), Ag=argent, LiF=fluorure de lithium.

N°de tir/Empilement	U_S [km/s]	u_1 [km/s]	P_1 [GPa]
DEM-VH2	3.836	0.720 +/- 0.028	3.67 +/- 0.059
DEM-VH3	3.764	0.722 +/- 0.028	3.61 +/- 0.093
DEM-VH4	3.758	0.722 +/- 0.028	3.61 +/- 0.093

TABLE 3.10 – Coordonnées de l'état de choc (1) du ZFRP lors de l'essai d'impact de plaque DEMETER.

fournit une valeur plus précise de la vitesse d'impact, qui est estimée à 820 ± 16 m/s. Les Figures 3.47, 3.48, 3.49 et 3.50 présentent les mesures de vitesses obtenus pour chaque empilement après dépouillement sur le logiciel *Exploitation VH*. De même, on analyse le profil de vitesse mesuré pour la configuration avec plaque témoin en Or (Figure 3.50). Le procédé d'analyse est similaire à celui des essais SYLEX pour la même configuration, qui détermine l'état de choc (2) et les états de détente depuis cet état de rechoc ((2), (4), (6) etc.). Les données obtenues sont présentées dans le Tableau 3.11. On rassemble dans la Figure 3.51 les points obtenus lors de cet essai ainsi que les les points issus des essais de Thiot Ingénierie. On place également les courbes d'Hugoniot identifiées pour des composites à base de Kevlar [133] et UHMWPE [134]. Au vu du peu de données à disponibilité, il est difficile d'identifier une courbe pour l'Hugoniot du ZFRP. En faisant l'hypothèse d'une relation linéaire entre U_S et u_p , une étude paramétrique a été conduite afin de restituer au mieux les profils de vitesse obtenus lors des différents essais tout en respectant les points d'Hugoniot obtenus lors des essais d'impacts de plaque. Il ressort, dans la limite de cette étude, que l'identification suivante apporte de bons résultats :

$$U_s = 1900 + 2,4 \cdot u \quad (3.18)$$

Cette identification fournit des résultats acceptables pour des pressions inférieures à 10 GPa. L'identification d'une courbe d'Hugoniot est de première importance pour déterminer une équation d'état. En employant une EOS analytique telle que l'EOS de Mie-Grüneisen prenant en référence les courbes d'Hugoniot obtenues précédemment, il est maintenant possible de rendre compte du comportement volumétrique des composites dans des gamme de pression de 10 GPa pour le ZFRP et 20 GPa pour le CFRP. Ces informations ne sont cependant pas suffisantes pour caractériser le comportement complet du composite.

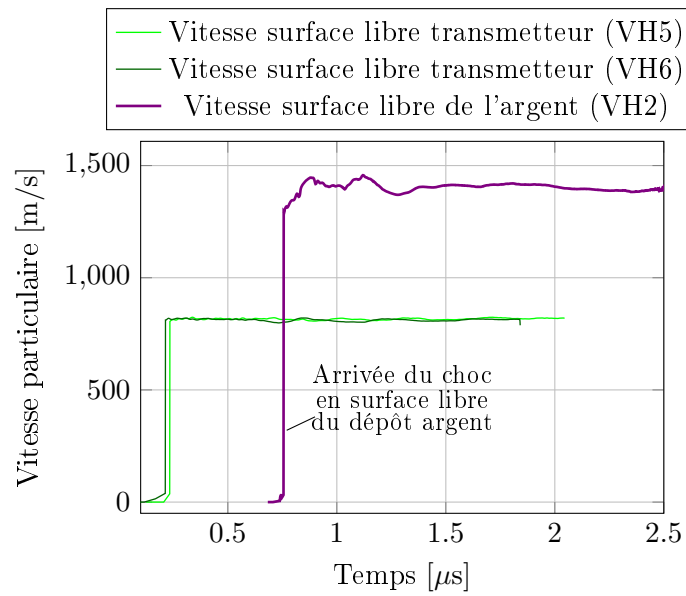


FIGURE 3.47 – Profil de vitesse en surface libre de la métallisation argent (VH2) au cours du tir DEMETER. Les vitesses matérielles des surfaces libres du transmetteur cuivre aux points les plus proches sont également affichées.

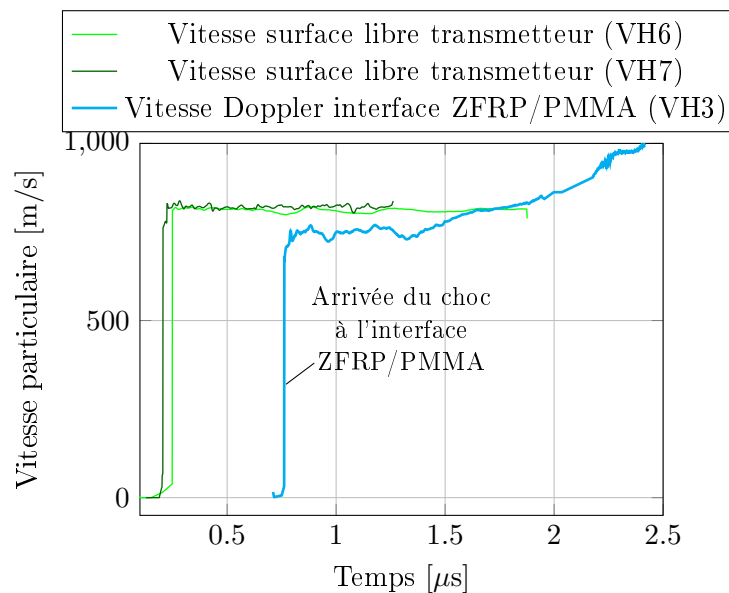


FIGURE 3.48 – Profil de vitesse à l'interface ZFRP/PMMA (VH3) au cours du tir DEMETER. Les vitesses matérielles des surfaces libres du transmetteur cuivre aux points les plus proches sont également affichées.

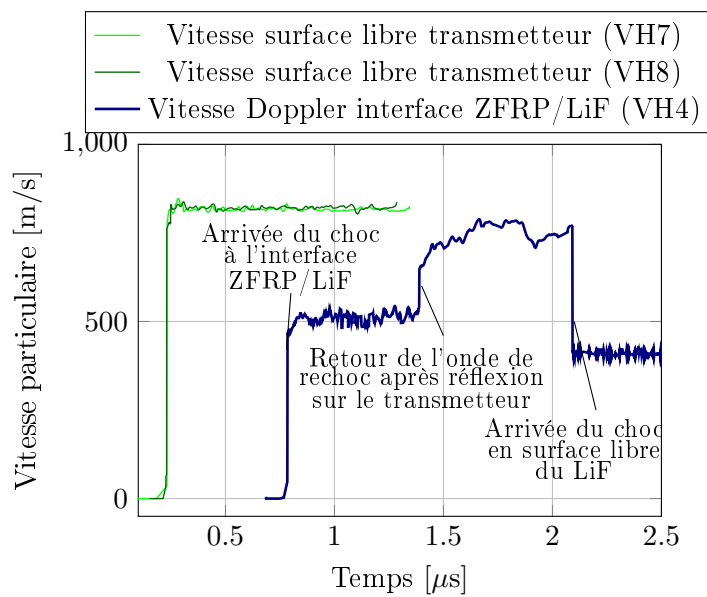


FIGURE 3.49 – Profil de vitesse à l'interface ZFRP/LiF (VH4) au cours du tir DEMETER. Les vitesses matérielles des surfaces libres du transmetteur cuivre aux points les plus proches sont également affichées.

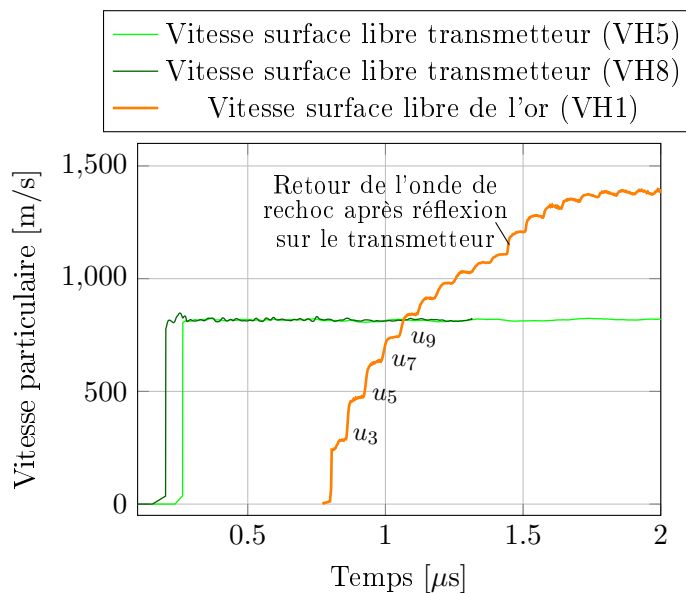


FIGURE 3.50 – Profil de vitesse en surface libre de la plaque témoin Or (VH1) au cours du tir DEMETER. Les vitesses matérielles des surfaces libres du transmetteur cuivre aux points les plus proches sont également affichées.

	u_{i+1} [km/s]	$u_i = \frac{1}{2}u_{i+1}$ [km/s]	$u'_i = 2.u_1 - u_i$ [km/s]	P_i [GPa]
État i=2	0.280	0.140	1.300	8.953
	u_{i+1} [km/s]	$u_i = \frac{1}{2}(u_{i+1} + u_{i-1})$ [km/s]	$u'_i = 2.u_1 - u_i$ [km/s]	P_i [GPa]
État i=4	0.464	0.372	1.068	5.753
État i=6	0.627	0.5455	0.8945	5.072
État i=8	0.739	0.683	0.757	3.443
État i=10	0.839	0.789	0.651	3.065
État i=12	0.912	0.8755	0.5645	2.223
État i=14	0.976	0.944	0.496	1.945
État i=16	1.027	1.0015	0.4385	1.545
État i=18	1.070	1.0485	0.3915	1.300
État i=20	1.105	1.0875	0.3525	1.056

TABLE 3.11 – Coordonnées de l'état de rechoc (2) et des états de détente depuis l'état de rechoc (2) du ZFRP lors de l'essai DEMETER avec plaque témoin Or (DEM-PDV1).

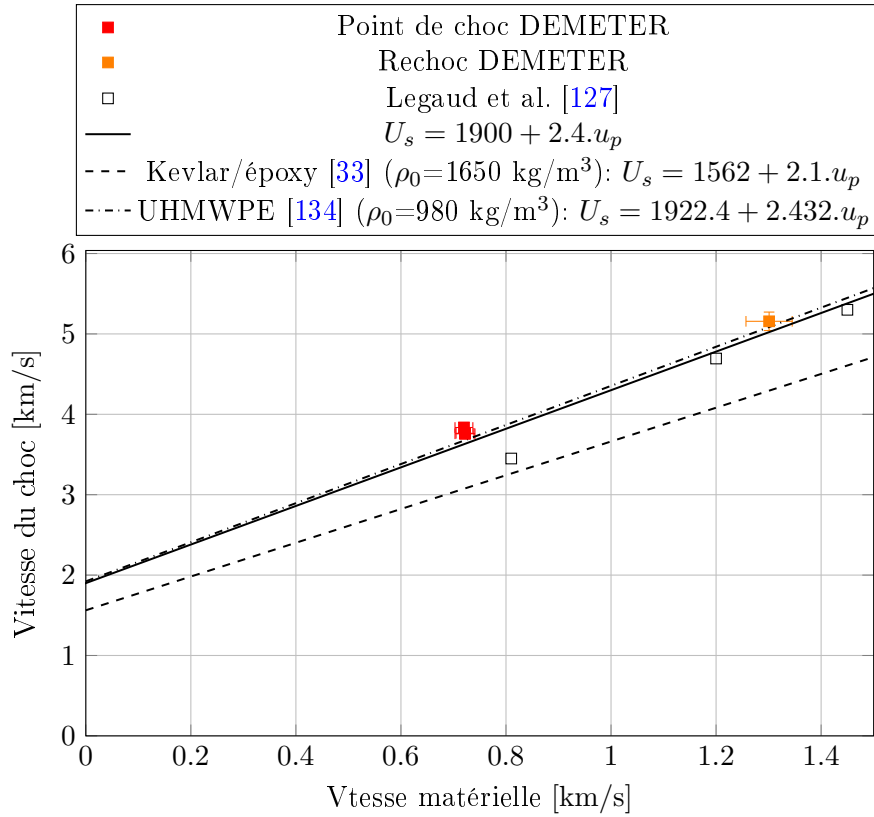


FIGURE 3.51 – Identification de la courbe d'Hugoniot du composite ZFRP à partir de l'analyse des impacts de plaques et de données de la littérature pour des composites à base de fibres en Kevlar [33] ou en UHMWPE [134].

Matériau	ρ_0 [kg.m ⁻³]	C_0 [m.s ⁻¹]	C_L [m.s ⁻¹]	E_{33} [GPa]	C_T [m.s ⁻¹]	G [GPa]
CFRP	1630±50	1748	2563±100	10.71±1.17	1623±137	4.29±0.86
ZFRP	1330±50	1900	2237±100	6.66±0.85	1023±189	1.39±0.57

TABLE 3.12 – Composition chimiques des alliages d'aluminium en pourcentages

3.2.2 Essais statiques

Si les essais d'impact de plaque sont courants pour la caractérisation dynamique des matériaux, les essais statiques s'avèrent généralement nécessaires en complément car ils fournissent de nombreuses informations quand au comportement élastique et à la rupture des matériaux. Ces essais sont en cours de réalisation par l'Institut Clément Ader et permettront de renseigner les paramètres élastiques orthotropes des composites dans le modèle orthotropes. Ils arrivent par contre trop tardivement dans le cadre de cette thèse. Pour le composite CFRP, nous nous sommes référé aux travaux de Tavernier [135], qui emploie un composite CFRP intégrant le même préimprégné M55J/M18. Concernant les propriétés élastiques du CFRP, des mesures de vitesse d'onde par ultrasons ont également été réalisées dans les laboratoires de l'IRDL/UBO. Dans le cas des composites, les directions "longitudinale" et "transversale" font généralement référence à la direction par rapport à celle des fibres dans le composite. Dans notre cas, les termes "longitudinal" et "transversal" se réfèrent à l'axe de sollicitation du matériau à savoir les directions hors plan et dans le plan respectivement. En mesurant le temps de vol des ondes acoustiques dans un échantillon de matériau sain et connaissant l'épaisseur de cet échantillon, une analyse des temps de vol (A-scan) sur les signaux acoustiques résolus en temps permet de déduire la vitesse des ultrasons dans la direction hors-plan du composite. Ainsi, une vitesse d'onde dans la direction hors plan de 2563 ± 100 m/s et de 2237 ± 100 m/s ont été mesurées respectivement pour les composite CFRP et ZFRP. Le module d'Young dans la direction hors plan E_{33} des composites peut alors être calculé :

$$E_{33} = \rho_0 \cdot C_L^2 \quad (3.19)$$

où C_L est la vitesse d'onde dans la direction hors plan. En faisant l'hypothèse que nos matériaux sont isotropes, il est alors possible de dégager une vitesse d'onde "équivalente" dans le plan des cibles composites par la formule :

$$C_T = \sqrt{\frac{3}{4} \cdot (C_L^2 - C_0^2)} \quad (3.20)$$

où C_0 est la vitesse du son dans le matériau, obtenue grâce aux essais d'impact de plaque. De plus, un module de cisaillement isotrope équivalent peut aussi être déduit avec la relation :

$$G = \rho_0 \cdot C_T^2 \quad (3.21)$$

Les valeurs de C_L , E_{33} et G sont présentées dans le Tableau 3.12 pour les deux composites. Les valeurs des modules de cisaillement équivalents concordent avec des données de la littérature. Tavernier et al. [135] ou Giannaros et al. [136] indiquant tout deux un module de cisaillement $G_{12} = G_{13} = 4.3$ GPa où 1 est la direction des fibres tandis qu'il vaut 4.2 GPa dans les travaux de Bardy [89]. De même, le module de cisaillement du composite ZFRP semble cohérent en comparaison des modules de cisaillement couramment mesurés pour des composites Kevlar/époxy [137, 138].

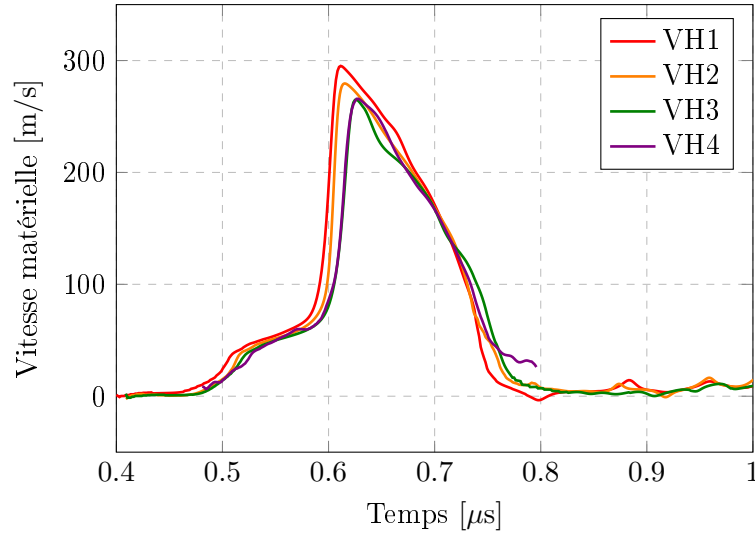


FIGURE 3.52 – Profils de vitesse matérielle à l’interface Alu/LiF mesurés par VH en plusieurs lieux de la face arrière du buffer aluminium pour le tir CESAR 3573 ($280 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$). Les vitesses ont été corrigées avec la relation 3.12.

3.2.3 Essais CESAR

Configuration de l’essai

On présente ici les essais réalisés avec le canon à électron CESAR, présenté en Section 2.3.2. Ce moyen permet de générer des pressions inférieures à celles rencontrées lors d’un IHV mais se révèle très utile pour étudier l’endommagement et la rupture dynamique. Par rapport à l’impact de plaque, qui génère une discontinuité et donc une onde de choc, le canon à électron génère une compression dynamique. Les fluences de tir sont prises inférieures à $400 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$, ce qui génère des ondes de choc unidirectionnelles jusqu’à 7 GPa dans une cible aluminium. Lors de l’essai, le faisceau d’électrons est absorbé par une enclume (ou buffer) en aluminium, générant une onde de choc unidirectionnelle transmise ensuite dans les matériaux collés au préalable en face arrière. Afin de vérifier le caractère uni-directionnel du chargement, un essai préliminaire est réalisé. Des fenêtres en Lithium de Fluorure (LiF) sont collées en face arrière d’un buffer en aluminium 6061-T6 de 3 mm d’épaisseur, où seront placés les matériaux d’étude lors des tirs suivants. Le LiF possède une impédance de choc très proche de celle de l’aluminium. Cette situation apporte deux avantages : premièrement, la vitesse matérielle est, à un facteur près, l’image de la pression ; deuxièmement, l’épaisseur totale permet d’éviter l’écaillage dans l’aluminium. La comparaison des profils de vitesse obtenus est présentée dans la Figure 3.52. On constate que l’onde de compression a un profil particulier, dû au procédé complexe d’absorption du faisceau d’électrons et au caractère élasto-plastique de l’aluminium. La similitude des profils de vitesse obtenus tend à valider l’hypothèse d’un chargement 1D. On réalise dès lors les essais intégrant le matériau d’étude. Pour ces tirs, trois empilements différents sont fixés avec de la colle époxy derrière un même buffer en aluminium 6061-T6 de 3 mm d’épaisseur (Figure 3.53) :

- Une fenêtre en LiF dont la face en contact avec le buffer (enclume) est métallisée. Une voie VH, appelée VH1, mesure la vitesse à l’interface Al6061T6/LiF ;
- Une éprouvette composite. Les cibles composites CFRP (M55J/M18) et ZFRP (PBO®/RTM6) sont d’épaisseurs respectives $1.58 \pm 0.05 \text{ mm}$ et $2.0 \pm 0.02 \text{ mm}$.

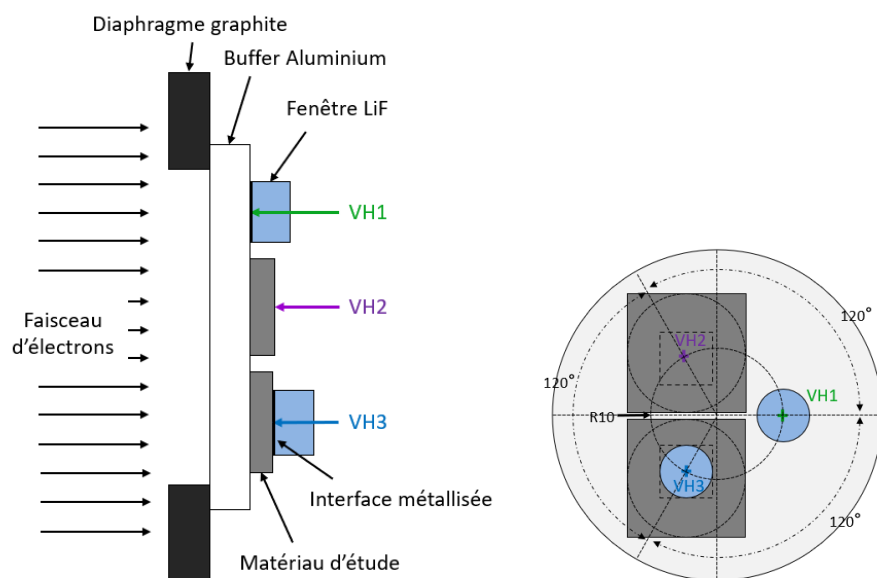


FIGURE 3.53 – Schéma de principe des essais CESAR vue de côté (à gauche) et de l'arrière de la cible (à droite).

L'arrière de la cible composite est recouverte d'un film de Mylar aluminisé d'épaisseur $5\text{ }\mu\text{m}$ afin d'assurer la qualité du signal retour pour la mesure de vitesse. La VH2 mesure la vitesse de surface libre du matériau composite, l'épaisseur de la métallisation étant négligeable.

- Une éprouvette composite CFRP ou ZFRP à laquelle est collée une fenêtre en LiF dont la face en contact avec le composite est métallisée. La VH3 mesure la vitesse matérielle à l'interface composite/LiF.

Les dimensions des composants sont choisies afin d'assurer que les ondes de détente latérales n'influencent pas le caractère uni-directionnel de l'onde de choc au niveau des points de mesure interférométrique. Dans le cas du composite CFRP, deux essais (essais n°3575 et n°3589) ont été réalisés pour des fluences du faisceau d'électrons de $188\text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ et $380\text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ respectivement. Pour le composite ZFRP, un essai (n°3576) a été réalisé pour une fluence de $321\text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$.

Analyse des résultats

Les Figures 3.54 et 3.55 correspondent aux vitesses en face arrière de l'échantillon CFRP pour les tirs 3575 et 3589. Les résultats de vitesse en face arrière d'échantillon pour le tir intégrant du ZFRP sont pour leur part présentés en Figure 3.56. Un facteur de correction est appliqué aux signaux VH1 et VH3 pour prendre en compte la variation de l'indice de réfraction sous choc du LiF. En toute logique, la mise en vitesse apparaît plus tôt sur le signal de la VH1 car cette dernière mesure la vitesse à l'interface buffer/fenêtre. En supposant une parfaite planéité du buffer et une épaisseur de colle négligeable en comparaison de l'épaisseur de l'échantillon composite, le profil de vitesse VH1 fournit l'instant d'arrivée de l'onde de choc à l'interface buffer/composite qui doit être similaire à celui d'arrivée à l'interface buffer/fenêtre. Cette information est importante pour assurer une référence en temps lors de la comparaison de ces résultats avec la simulation. La

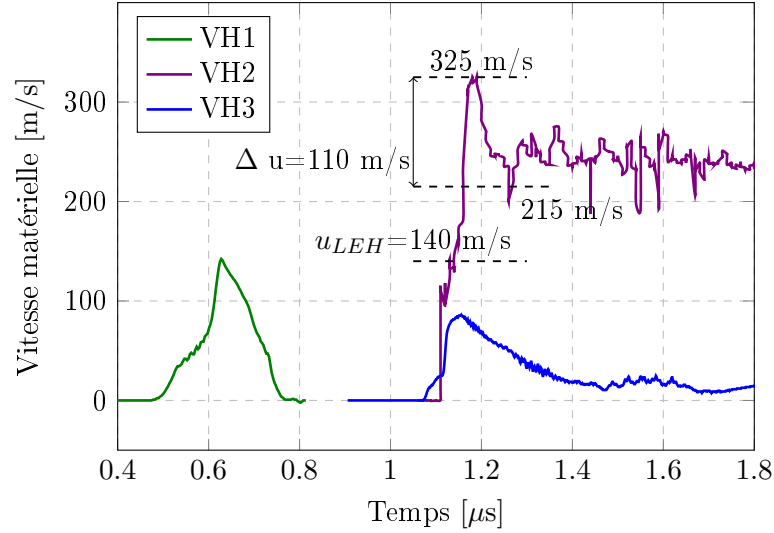


FIGURE 3.54 – Profils de vitesse matérielle mesurés par VH pour le tir CESAR 3575 ($188 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$) : LiF (VH1 avec correction par éq. 3.11), CFRP (VH2) and CFRP/LiF (VH3 avec correction). Fenêtre de Transformée de Fourier de 15 ns avec pas de recouvrement de 2 ns.

contrainte σ à l'interface Al/LiF, que l'on assume positive en compression, est assimilée à la pression hydrodynamique déterminée par la relation :

$$\sigma = \rho_0 \cdot C \cdot u_{corr} \quad (3.22)$$

où C est la célérité de l'onde de compression [139] dans le LiF, comprise entre la vitesse du son c_0 et la vitesse d'onde longitudinale c_L du matériau. La vitesse u_{corr} correspond au profil de vitesse mesuré VH1 après correction (Formule 3.11). La masse volumique de référence ρ_0 du LiF vaut 2638 kg/m^3 tandis que sa vitesse d'onde longitudinale c_L vaut 6.7 km/s . Après calcul, le pic de pression dans le buffer aluminium pour les tirs 3575, 3589 et 3576 est ainsi estimé aux alentours de 2.7 GPa, 6.2 GPa et 4.24 GPa respectivement.

D'autre part, les signaux VH2 et la VH3 mesurent tous les deux la vitesse de la face arrière du composite. Les deux échantillons composites des empilements VH2 et VH3 ayant approximativement la même épaisseur, il est cohérent d'observer le même temps d'arrivée de l'onde de choc. Sur la Figure 3.54, un précurseur à 140 m/s est clairement visible sur les signaux VH2 et VH3 de la face arrière du CFRP. Ce précurseur pourrait être lié au précurseur élastique de l'aluminium et devra être confirmé par la simulation. Si ce n'est pas le cas, alors ce phénomène indique généralement un comportement elasto-plastique dans le CFRP. Un temps de parcours du CFRP de 620 ns est mesuré pour que celui-ci traverse l'échantillon composite de 1.6 mm d'épaisseur ce qui indique une vitesse d'onde de 2580 m/s dans le composite CFRP. Cette valeur concorde avec les mesures par ultrasons et tend à valider le comportement élastique. Aucun précurseur élastique n'est observé pour le tir 3589 (Figure 3.55), ce qui sous-entend que l'onde de choc a rattrapé l'onde élastique. Dans le cas du tir 3576 intégrant le composite ZFRP, un premier dépouillement des signaux VH en choisissant un fenêtrage temporel de 15 ns et un pas de recouvrement de 3 ns ne laissait pas apparaître de précurseur. Un second dépouillement avec une fenêtre de 5 ns et un pas de recouvrement de 1 ns laisse cependant sous-entendre un probable précurseur élastique entre 100 et 140 m/s. L'exploitation du signal VH3, avec une fenêtre de 10 ns et un pas de recouvrement de 2 ns, semble

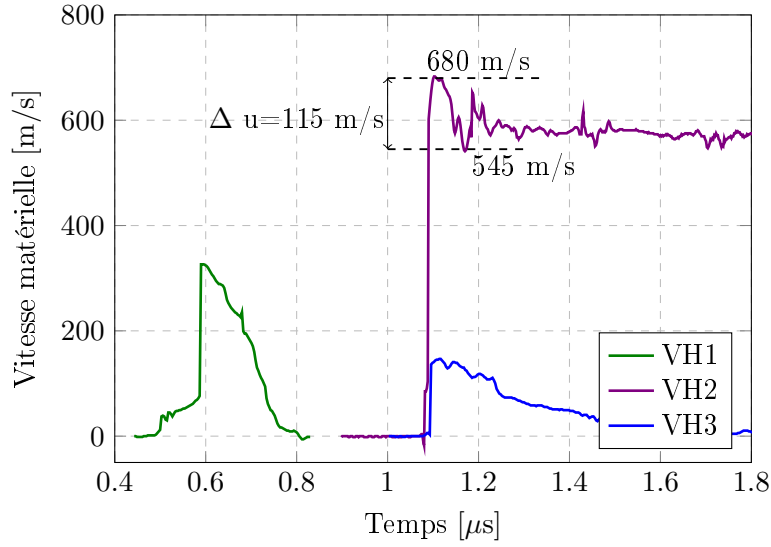


FIGURE 3.55 – Profils de vitesse matérielle mesurés par VH pour le tir CESAR 3589 ($380 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$) : LiF (VH1 avec correction par éq. 3.11), CFRP (VH2) and CFRP/LiF (VH3 avec correction). Fenêtre de Transformée de Fourier de 15 ns avec pas de recouvrement de 2 ns.

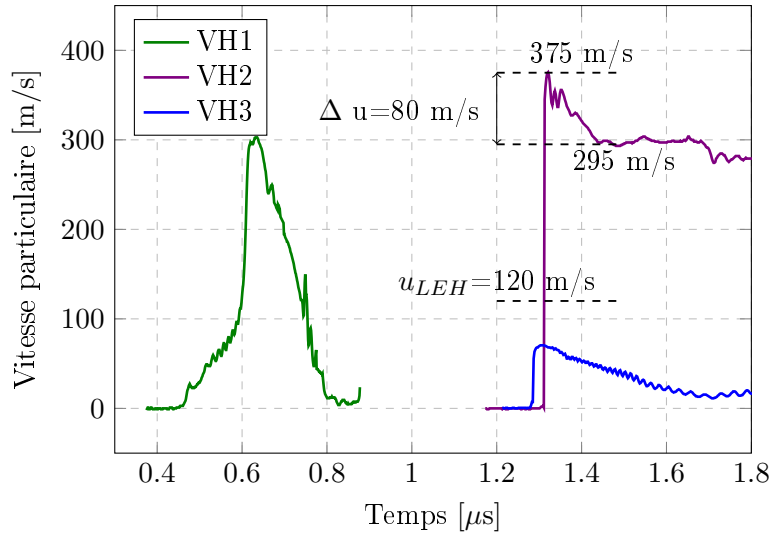


FIGURE 3.56 – Profils de vitesse matérielle mesurés par VH (fenêtrage 15 ns, pas de recouvrement 3 ns) pour le tir CESAR 3576 ($321 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$) : LiF (VH1 avec correction par éq. 3.11), ZFRP (VH2) and ZFRP/LiF (VH3 avec correction). Fenêtre de Transformée de Fourier et pas de recouvrement : 15 ns/2 ns pour VH3 et 25 ns/3 ns pour VH4. Le seuil de précurseur élastique indiqué est celui détecté pour un dépouillement VH avec fenêtrage de 5 ns et un pas de recouvrement de 1 ns.

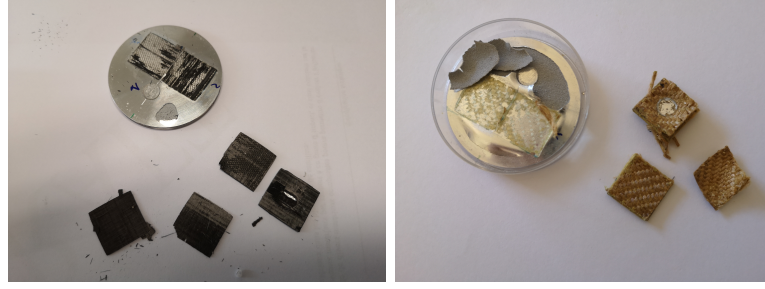


FIGURE 3.57 – Observation de la cible CFRP (à gauche) après impact pour l’essai CESAR 3575 (188 J/cm²) et de la cible ZFRP (à droite) pour l’essai CESAR 3576 (321 J/cm²).

également indiquer un précurseur entre 10 et 40 m/s. La VH ne bénéficiant pas d’une bonne résolution temporelle, de nouveaux essais employant un VISAR ou un VISAR fibré seraient nécessaires. Si le comportement élastique se confirme, alors la Limite Elastique d’Hugoniot (LEH) peut être estimée par la relation suivante :

$$LEH = \frac{1}{2} \rho_0 \cdot C_L \cdot u \quad (3.23)$$

avec ρ_0 la densité standard, C_L la vitesse d’onde longitudinale et u la vitesse matérielle mesurée au précurseur. Avec un plateau de vitesse de 140 m/s sur le signal de la VH2 (Figure 3.54), une LEH potentielle de 292 MPa est calculée. Concernant le ZFRP (Figure 3.56), si la transition élasto-plastique est avérée pour le ZFRP, alors une LEH entre 150 et 208 MPa est obtenue. Les essais avec le canon CESAR permettent de récupérer les cibles post-mortem. En observant la cible après l’essai, on observe clairement du délaminage dans les composites, les cibles composites étant retrouvées en plusieurs morceaux correspondant aux préimprégnés carbone ou aux tissus de PBO® (Figure 3.57). Pour le CFRP, le décollement des plis de préimprégné est accompagné de fibres rompues. Dans le cas du ZFRP, l’écaille ne contient qu’une couche de tissu et aucune fibre n’est détachée de l’écaille et de la cible, ce qui indique que la résistance à la rupture en tension des fibres de Zylon® n’est pas atteinte. Ces observations coïncident avec les profils de vitesse mesurés par la VH2 qui montrent la stabilisation de la vitesse à une valeur élevée quasi-constante après la mise en vitesse par l’onde de choc. En l’absence de délaminage, la face arrière de la cible aurait été retenue et la vitesse serait redevenue nulle rapidement. La tension de délaminage peut être estimée aisément avec la relation :

$$\sigma_{ec} = \frac{1}{2} \rho_0 \cdot C \cdot \Delta u \quad (3.24)$$

où C est la célérité moyenne de l’onde de compression [139] dans le matériau, comprise entre la vitesse du son C_0 et la vitesse d’onde longitudinale C_L du matériau. Pour sa part, Δu correspondant au saut de vitesse mesuré avant délaminage. À partir de ces informations, une tension de délaminage dans le CFRP est estimée entre 150 MPa et 230 MPa et pourrait être dépendante de la vitesse de déformation car la plus haute valeur est obtenue pour le tir le plus puissant (tir CESAR 3589). Comme la rupture en tension n’apparaît qu’aux interfaces entre préimprégnés et non dans le préimprégné, on peut supposer que la tension de rupture des préimprégnés est supérieure. Pour le composite ZFRP, la tension de délaminage, plus faible, est comprise entre 100 MPa et 120 MPa. Cette valeur, plus faible que pour le CFRP, peut indiquer une moins bonne adhérence résine/fibre.

On dispose de données sur l'EOS, la transition élasto-plastique et la tension de délaminage des composites CFRP et ZFRP. Afin d'offrir ces informations, des essais d'impacts laser ont été réalisés afin d'accéder à des données à plus hautes vitesses de déformation.

3.2.4 Chocs laser GCLT

Configuration expérimentale

Des essais de chocs induits pas laser ont été menés à bien avec l'installation GCLT du CEA-DIF, présentée en Section 2.3.1. Durant cette campagne, 124 tirs lasers ont été réalisés sur les matériaux d'étude. Les cibles sont des carrés de 8 mm de côté et d'épaisseur variable pouvant être maintenues sur un porte-échantillons. Une lame pare-éclat est positionnée à l'arrière du porte-échantillon pour éviter que l'éjection de matière lors du tir n'endommage les diagnostics. D'autre part, le phénomène d'interaction laser/matière est complexe et varie selon le matériau ciblé. Il est donc difficile de prévoir le comportement de n'importe quel matériau sous irradiation laser. Le comportement de l'aluminium 6061T6 sous irradiation laser intense est cependant bien maîtrisé. Afin de caractériser le chargement laser, des tirs de calibration sont systématiquement réalisés sur de l'aluminium 6061-T6. Concernant les matériaux d'étude, les composites sont métallisés par un dépôt de $4.42\ \mu\text{m}$ d'aluminium en PVD (Physical Vapor Deposition) afin que l'interaction laser/matière ait lieu dans l'aluminium. Le chargement en pression est ensuite transmis dans la cible composite. Afin d'assurer une meilleure réflectivité de la cible pour les systèmes de mesure par interférométrie Doppler laser, les cibles sont légèrement métallisées en face arrière (quelques dizaines de nm). À noter que la qualité du dépôt par phase vapeur est très dépendante du matériau sur lequel il est apposé. Dans notre cas, le dépôt se fait très bien sur le CFRP mais reste fragile sur des matériaux synthétiques tels que le ZFRP (PBO®/RTM6). Dans le cas du PBO®, il est difficile d'usiner le matériau une fois le dépôt réalisé car on décolle alors la métallisation. On a donc cherché à minimiser l'usinage sur la cible métallisée. Pour ce faire, on découpe nos différents matériaux en languettes de longueur 150 mm et de largeur 8 mm. Ces languettes sont alors passées à la métallisation. Ne reste ensuite qu'à découper des cibles dans la largeur pour obtenir des cibles d'à peu près 8 mm par 8 mm. La fragilité des matériaux rend cependant la tâche difficile, les vibrations et les sollicitations en cisaillement lors de la découpe aux ciseaux ou à la scie ayant tendance à décoller voire arracher la métallisation. Il est également possible que ces usinages induisent l'endommagement voir le délaminage des plis au niveau des lieux de découpe. Lorsque cela est possible, la meilleure solution reste la pince coupante qui découpe la cible en une seule fois. Le composite CFRP est un matériau fragile facile à découper. Le PBO® est quant à lui très flexible, avec une forte résistance au cisaillement nécessitant d'utiliser des ciseaux, la pince ne faisant que tordre le matériau. On découpe cependant des languettes plus grandes que 8 mm car le décollement métallique au niveau du lieu de découpe limite la surface utilisable.

Concernant le laser, deux configurations d'impulsion ont été employées. La première configuration utilise une tâche focale avec un diamètre approximatif de 2.1 mm, associée à un profil temporel d'intensité de forme top-hat de durée variable 50 ns, 75 ns ou 100 ns (Figure 3.58b). Le profil temporel d'intensité laser $I(t)$ est mesuré à chaque tir. La répartition spatiale de l'énergie dans l'impulsion laser de diamètre 2.1 mm, mesurée à l'aide d'une caméra CCD en début de campagne, est présentée en Figure 3.58a. Concernant le diamètre de tâche focale, une tâche aussi large permet de générer une onde de choc

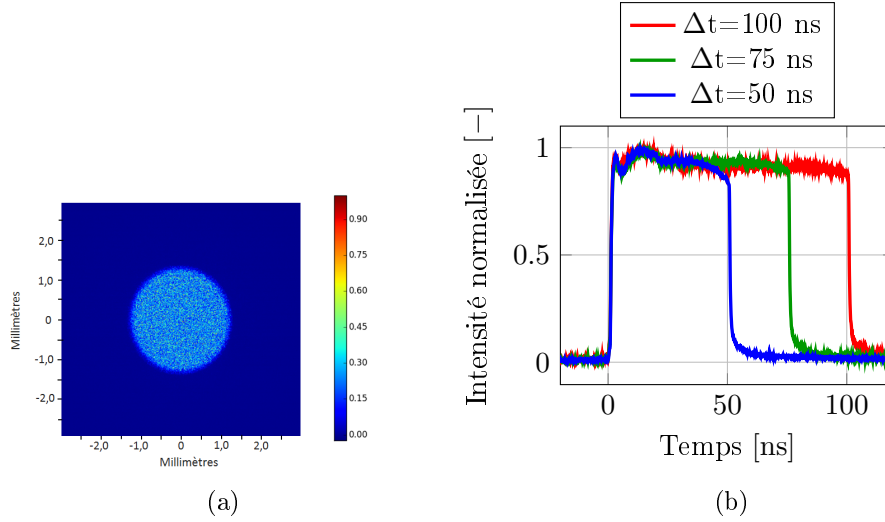


FIGURE 3.58 – Configuration de l’impulsion laser en configuration de tâche large ($\varnothing = 2.140\text{mm}$). a) Observation par caméra CCD de la distribution spatiale de l’énergie (taille de pixel de $5,5\text{ }\mu\text{m}$). b) Profil temporel top-hat d’intensité laser normalisé utilisé dans la configuration de tâche large.

unidirectionnelle dans des cibles d’épaisseur au moins trois fois inférieures au diamètre de la tâche focale. Du fait de la largeur de cette tâche, la fluence associée est relativement faible ($\approx 7 \cdot 10^6\text{ J/m}^2$), générant des chargements de l’ordre de 1 GPa dans de l’aluminium. Cette configuration doit permettre d’évaluer la vitesse des ondes dans le matériau ainsi que les phénomènes de délaminage. La deuxième configuration emploie une tâche focale de diamètre approximatif $220\text{ }\mu\text{m}$ (Figure 3.59a) associée à une impulsion en trapèze descendant de durée 100 ns (Figure 3.59b). L’énergie déposée est plus concentrée avec des fluences de l’ordre de $\approx 6 \cdot 10^8\text{ J/m}^2$. Sur la Figure 3.59a, on constate que la distribution d’énergie est relativement axi-symétrique. Malgré l’utilisation d’une lame de phase, plusieurs homogénéités de 5-10 nm de largeur apparaissent dans la tâche focale. Le diamètre de tâche focale est du même ordre de grandeur, voire moins grande que l’épaisseur des cibles utilisées, ce qui génère un chargement avec des effets de bord [21] impactant le comportement dans l’axe du centre de tâche focale. Les contraintes générées peuvent atteindre environ 15 GPa dans l’aluminium. Un tel niveau de contrainte permet d’étudier l’endommagement des matériaux. Le choix du profil en trapézoïdal descendant est motivé par les travaux de Bertrand Aubert [91], qui ont montré que l’utilisation de tels profils d’intensité générerait des chargements en pression analogues à ceux des IHV. Cette configuration permet donc d’étudier l’endommagement de nos matériaux d’étude sous chargement analogues à un IHV. D’après les travaux d’analogie d’Aubert [72], une impulsion trapézoïdale de diamètre $220\text{ }\mu\text{m}$, de durée 100 ns et d’énergie 40 J génère un endommagement analogue à celui produit par l’impact d’une bille sphérique d’aluminium de diamètre $300\text{ }\mu\text{m}$ à une vitesse d’environ 4 km/s. Concernant les diagnostics, de nombreux systèmes de vélocimétrie ont été employés, comprenant la VH classique (i.e par transformée de Fourier), le Valyn VISAR, le VISAR fibré ainsi que l’IDF (nom donné à la VH en triature). Malheureusement, les deux derniers systèmes, qui doivent permettre d’allier résolution temporelle et faible intensité du signal retour, n’ont pas donné de résultats exploitables. On ne dispose donc que de données VISAR et VH pour l’exploitation. À cause de la faible réflectivité des composites, la puissance du laser sonde du VISAR a dû être augmentée à 2 W, ce qui a induit la dégradation thermique des ma-

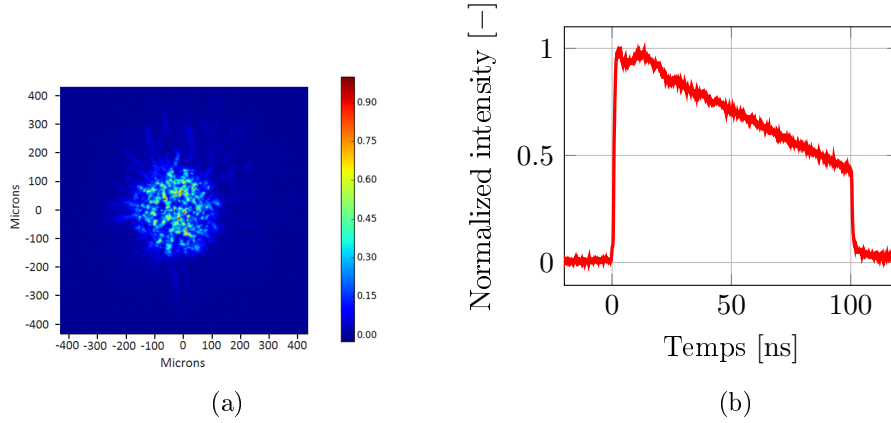


FIGURE 3.59 – Configuration de l'impulsion laser en configuration de tâche réduite ($\varnothing=220 \mu\text{m}$). a) : Observation par caméra CCD de la distribution spatiale de l'énergie (taille de pixel de $5,5 \mu\text{m}$). b) : Profil temporel d'intensité laser normalisé en forme de trapèze inversé utilisé dans la configuration de tâche réduite.

tériaux synthétiques. Le VISAR n'a donc été utilisable que pour les cibles aluminium, le reste des données provient de la VH classique. Dans la configuration optimale, deux diagnostics sont placés en face arrière, l'un en incidence normale, le deuxième incliné de 15° servant à doubler la mesure ou à utiliser le VH et le VISAR simultanément. L'énergie contenue dans une fraction connue du faisceau est mesurée à chaque tir avec un calorimètre. L'énergie déposée par le laser sur le cible peut ainsi être déduite.

Résultats des tirs

Lors d'un tir de la campagne, nous avons utilisé une cible ZFRP non métallisée par curiosité afin d'observer l'interaction du laser avec le matériau. Les résultats ont montré que le matériau était partiellement transparent car les systèmes interférométriques détectaient l'arrivée de l'impulsion laser. Il a ainsi été observé que les diagnostics se déclenchent systématiquement 442 ns avant l'arrivée de l'impulsion laser sur la cible. Pour la suite, tous les profils de vitesses mesurés lors d'essais de choc laser au GCLT subissent un décalage temporel de 442 ns afin de recaler l'arrivée de l'impulsion avec l'origine des temps, ce qui nous sera utile pour les comparaisons avec la simulation. En plus de faciliter l'emploi de la velocimétrie, les essais laser permettent de récupérer les cibles après tir. Ces cibles sont ensuite analysées au profilomètre afin d'obtenir une cartographie des surfaces. Des tirs ont été réalisés sur des cibles ZFRP. Cependant, la forte hétérogénéité des cibles rend les résultats obtenus difficilement interprétable et les résultats de ces tirs n'ont pas été présentés ici. On se concentre sur les résultats obtenus pour des cibles CFRP, dont la répartition de résine et de fibre dans l'épaisseur est plus homogène. Dans la configuration avec une impulsion laser de diamètre 2.1 mm et une cible CFRP, la Figure 3.60 rassemble les densités spectrales de puissance après transformée de Fourier pour trois durées d'impulsion différentes ainsi que les résultats de profilométrie de la face arrière des cibles après tir. À chaque fois, on constate la montée brutale en vitesse liée à l'arrivée de l'onde de compression en face arrière de la cible. L'instant d'arrivée de cette onde peut être mesurée précisément par la discontinuité en fréquence du signal VH à l'arrivée du choc. Cet instant est estimé à $t=587 \pm 1$ ns pour le tir 101 ($\Delta t_{laser}=100$ ns), $t=590 \pm 1$ ns pour le tir 102 ($\Delta t_{laser}=75$ ns) et $t=592 \pm 1$ ns pour le tir 106 ($\Delta t_{laser}=50$ ns). En supposant que l'onde de compression soit formée à l'instant

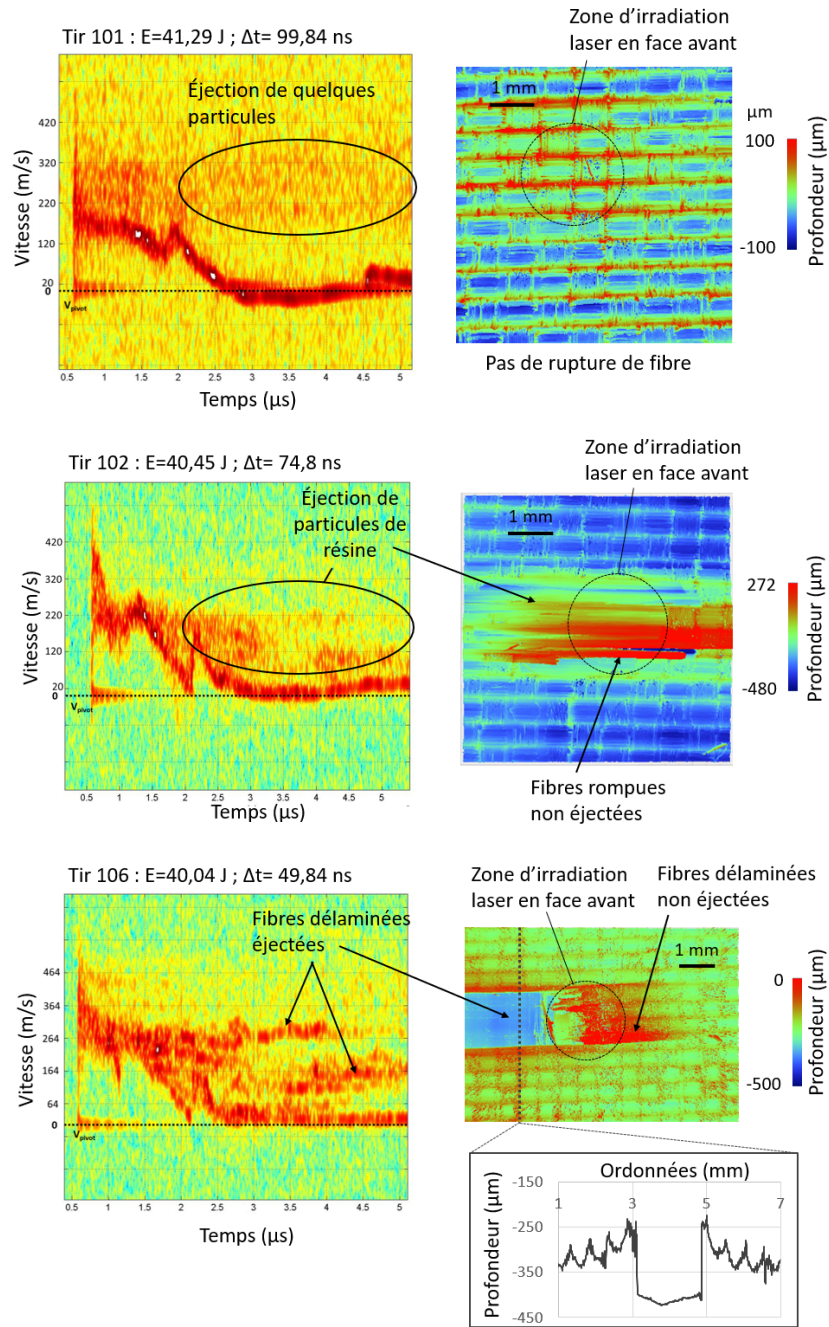


FIGURE 3.60 – Comparaison des résultats obtenus pour les trois tirs GCLT 101, 102 et 106 sur CFRP avec zone de dépôt laser large (2.146 mm) et trois durées d'impulsions différentes. À gauche : densité spectrale de puissance des signaux VH après Transformée de Fourier (fenêtre de largeur 25 ns avec pas de glissement 5 ns) ; A droite : Observation de la face arrière de la cible au profilomètre.

d'arrivée de l'impulsion laser (i.e $t=422$ ns), alors le temps de traversée de la cible par le choc est quasiment identique pour les trois matériaux, à savoir environ 148 ± 4 ns. En supposant une épaisseur de cible de $400 \mu\text{m}$, il en ressort une vitesse d'onde de 2666 m/s, qui s'avère 4% supérieure à la vitesse d'onde longitudinale mesurée par ultrason (Tableau 3.12). L'énergie de ces tirs est à peu près la même. Les tirs avec des durées d'impulsion plus courtes induisent un niveau de pression plus important, ce qui aurait logiquement dû se traduire par une vitesse d'onde plus importante. Cette observation et les vitesses d'onde calculées plaident donc en faveur d'un comportement élastique dans le CFRP.

D'autre part, on constate des comportements très distincts en ce qui concerne la rupture par délaminage pour les trois tirs. Dans les trois cas, les résultats de VH mettent en évidence un nuage de signaux qui indique l'éjection de particules, probablement la résine se trouvant en face arrière. Ce phénomène est très faible pour le tir 101 et on ne constate aucune rupture de fibre. Ce résultat est confirmé par les signaux VH qui montrent le ralentissement progressif de la face arrière. Dans le cas du tir 102, le phénomène d'éjection est plus marqué et la profilométrie met en évidence cette éjection de résine. On constate également une faible rupture du dernier pli avec éjection très faible de quelques fibres. Pour le tir 106, on constate une rupture plus importante. Les fibres du dernier pli ont rompu sur une largeur de 2 mm dans le sens transverse des fibres. Les fibres qui s'étendent de ce lieu de rupture jusqu'au bord de l'échantillon ont été éjectées. Les différents plateaux de vitesses sur les signaux VH rendent compte de la vitesse d'éjection de ces fibres ainsi que de celles restant attachées à la cible. La multitude de plateaux de vitesses relate les vitesses de plusieurs fragments et de leur rotation au cours du phénomène de rupture puis d'éjection. Pour les trois tirs, on observe sur la Figure 3.60 la présence d'un pic de vitesse entre 1.5 et $2 \mu\text{s}$ après l'arrivée du choc. Comme nous le verrons, la simulation indique que c'est l'onde générée en bord de délaminage, qui s'est propagée le long de l'écaille. La VH détecte la mise en vitesse au passage de cette onde. La présence de ce pic est un bon indicateur de la présence de délaminage, même dans le cas du tir 101 où aucune rupture de fibre n'est visible depuis l'extérieur.

On s'intéresse maintenant aux tirs avec une impulsion laser de diamètre $220 \mu\text{m}$. La Figure 3.62 présente les cartographies par profilométrie des faces avant et arrière de la cible après tir. Plusieurs tirs ont été réalisés avec cette configuration. La similarité du faciès d'endommagement et du profil de vitesse obtenu pour plusieurs tirs similaires indique une bonne reproductibilité de l'essai. La cible composite est systématiquement perforée. Le trou dans la cible est allongé dans la direction transverse aux fibres se trouvant en surface libre. Le diamètre du trou est estimé à $475 \pm 30 \mu\text{m}$ selon son petit-axe et $675 \pm 30 \mu\text{m}$ selon son grand axe. Pour rappel, l'analogie entre IHV et choc laser de Aubert B. [72] estime cette configuration de choc laser équivalente à un impact de bille de $300 \mu\text{m}$ de diamètre à 4 km.s^{-1} . En employant la formule empirique 1.9 de Francesconi [31] pour estimer le diamètre de cratère généré par un impact de ce genre ($d_p=0.3 \text{ mm}$, $v_0=4 \text{ km.s}^{-1}$, $t_s=0.4 \text{ mm}$), on obtient un diamètre de cratère de 0.494 mm , ce qui concorde avec les dimensions du petit-axe du cratère obtenu par choc laser.

D'autre part, du délaminage intervient en face arrière de la cible dans le sens des fibres du dernier pli de préimprégné. La rupture des fibres délaminées intervient jusqu'à 1.5 mm du centre de la perforation mais le délaminage est probablement plus étendu, comme le sous-entend l'altitude des fibres de carbone se trouvant après le lieu de rupture. Au-

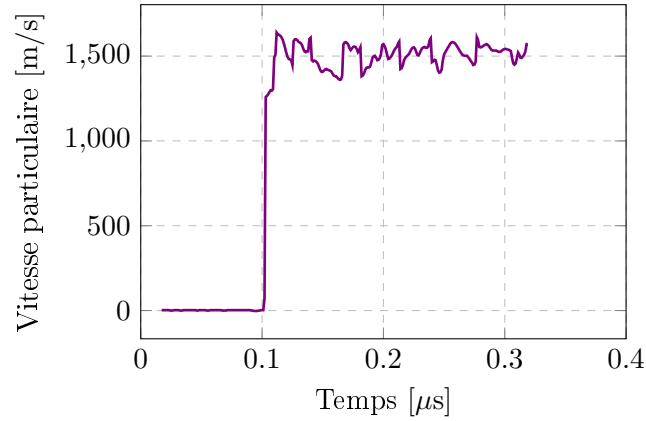


FIGURE 3.61 – Profil de vitesse en face arrière d'une cible composite CFRP d'épaisseur $400\ \mu\text{m}$ lors du tir laser GCLT n°105 ($E=41.8\ \text{J}$, $\varnothing=220\ \mu\text{m}$, $\Delta t=100\ \text{ns}$). Taille de fenêtre Transformée de Fourier de $10\ \text{ns}$ avec pas de recouvrement de $1\ \text{ns}$.

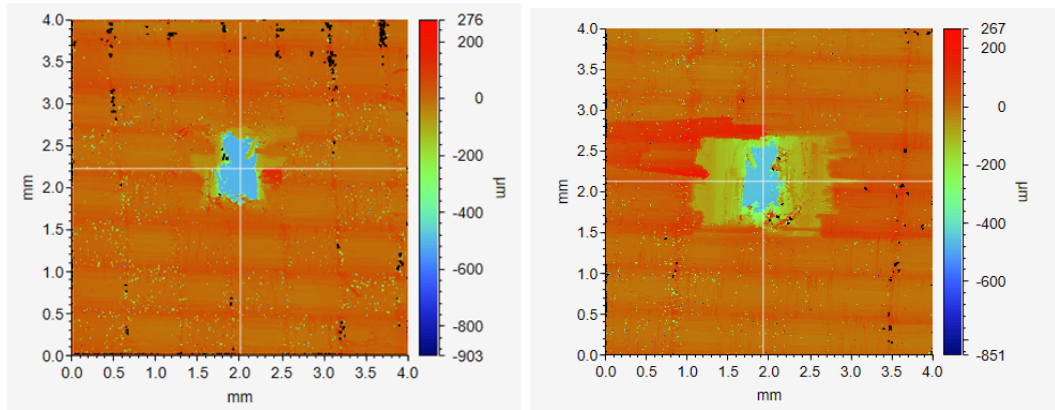


FIGURE 3.62 – Cartographie d'altitude par profilométrie de la face avant (à gauche) et arrière (à droite) de la cible CFRP post-mortem pour le tir GCLT n°105 ($E=41.8\ \text{J}$, $\varnothing=220\ \mu\text{m}$, $\Delta t=100\ \text{ns}$).

cun délaminage n'a été relevé en face avant. On dispose maintenant de données sur le comportement des matériaux d'étude, synthétisées dans le Tableau 3.13, il est temps de s'intéresser à leur modélisation pour la simulations numérique intégrant des composites.

3.3 Discussion sur la modélisation des composites dans le cas d'un IHV sur cible monolithique et multi-boucliers

Sous IHV, la pression dans le matériau est largement supérieure aux limites en rupture de ces matériaux, qui ont un comportement hydrodynamique analogue à un fluide. À très haute pression, il est donc probable que l'orthotropie n'influence pas le comportement hydrodynamique du matériau au point d'impact. Le composite peut alors être assimilé à un matériau isotrope. Alexander [140] montre lors d'essais d'impacts de plaques qu'au delà un certain niveau de pression, l'orthotropie d'un matériau composite n'influence plus son comportement et que le matériau est alors équivalent à un mélange de ses constituants. Dans le cas des impacts de débris spatiaux, les vitesses d'impacts

Données	CFRP	ZFRP	Source
Masse volumique	1630	1330	Chapitre 2 §2.1.2
Vitesse du son C_0 [m.s ⁻¹]	1748	1900	Figures 3.44 et 3.51
Paramètre d'Hugoniot S [-]	2.29	2.4	Figures 3.44 et 3.51
Module de cisaillement G [GPa]	4.29	1.39	Tableau 3.12
Limite élastique [MPa]	292	3.9	Chapitre 3 §3.2.3
Délaminage [MPa]	150-230	100-120	Chapitre 3 §3.2.3

TABLE 3.13 – Synthèse des données issues des essais de caractérisation sur les composites CFRP et ZFRP.

très importantes des débris induisent systématiquement un comportement hydrodynamique de la matière du projectile et du bouclier. Les contraintes subies par la matière loin du point d'impact sont cependant moins importantes et peuvent être du même ordre de grandeur que les seuils de ruptures du matériau. Dans le cas des structures multi-boucliers, les débris loin du point d'impact et éjectés tardivement sont généralement lents. Ils sont donc inoffensifs pour les boucliers suivants, en comparaison de la partie la plus rapide du nuage de débris. Du point de vue de la fragmentation du projectile et de la création du nuage de débris, un modèle isotrope peut donc s'avérer approprié.

Cependant, un deuxième point doit être considéré. Dans le cas des impacts multi-boucliers, le projectile est endommagé par les impacts sur les boucliers successifs. Les nuages de débris éjectés à l'arrière de ces boucliers sont de moins en moins vélocés et contiennent des débris progressivement moins gros et denses. Ces nuages de débris induisent donc des contraintes de moins en moins conséquentes sur les boucliers suivants et l'hypothèse de comportement hydrodynamique n'est alors plus valable. Dès lors, l'influence de l'orthotropie sur le comportement du composite sous impact est potentiellement non négligeable. Par conséquent, prendre en compte l'orthotropie dans la modélisation des matériaux s'avère nécessaire au minimum pour les derniers boucliers qui assurent l'arrêt du nuage de débris. Dans le cas des IHV, plusieurs travaux emploient un modèle orthotrope [51, 134, 35, 141, 33], qui leur permet à la fois de tenir compte du comportement orthotrope (élasticité, plasticité, endommagement, rupture) du composite et de la non-linéarité de la relation pression/masse volumique sous forte compression. Ces modèles ont été employés pour modéliser des impacts boucliers secondaires ou tertiaires. Ils ont apporté des résultats probants en ce qui concerne l'étendue et le faciès d'endommagement. Le modèle est disponible sous Ansys AUTODYN (v14.5 et suivantes). En ce qui nous concerne, le logiciel LS-DYNA n'intègre que des modèles orthotropes purement élastiques, couplés à des critères de ruptures orthotropes. Le projet ATIHS s'emploie donc au développement de cette loi de comportement en SPH permettant de coupler l'élasticité orthotrope du composite à son comportement hydrodynamique pour de plus hautes pressions. Le développement et les premières simulations réalisées au cours de la thèse ne seront pas développés ici par manque de maturité. L'annexe A présente cependant le modèle en cours de développement.

D'un point de vue pratique, l'emploi de modèles anisotropes implique une représentation 3D dans les simulations. La méthode SPH est généralement plus lente que la méthode eulérienne car elle inclut des étapes calculatoires supplémentaires, tel que la recherche des particules SPH voisines. De ce fait, elle devient contraignante si l'on souhaite faire une étude paramétrique. Pour ces raisons, on fait le choix de demeurer sur un modèle

isotrope sous HESIONE. Ce code a été utilisé à de multiples reprises pour la simulation d'IHV et dispose de modèles adaptés au comportement des matériaux fragiles comme le composite CFRP sous fortes contraintes et déformations. La méthode numérique eulérienne a été éprouvée dans les conditions d'impact qui nous intéressent. Ce modèle sous HESIONE nous apportera plus tard une base de comparaison pour valider les résultats obtenus avec des modèles orthotropes dans le cadre du projet ATIHS.

3.4 Modélisation du composite CFRP sous HESIONE et validation

La modélisation des matériaux fragiles à base de carbone ou de graphite a fait l'objet de plusieurs travaux sous HESIONE [68, 72, 73, 142]. La partie qui suit concerne la dérivation d'un modèle pour le composite CFRP à partir des données recueillies lors des essais et de données de la littérature.

3.4.1 Géométrie

Le composite CFRP peut être assimilé à une succession de plis dont les fibres sont orientées dans diverses directions. Des coupes micrographiques des composites, comme celles de Bardy S. [89], montrent cependant l'existence d'interplis de matrice d'une épaisseur de quelques dizaines de microns. Parmi les mécanismes d'endommagement intervenant dans les composites, le délaminage est un phénomène entraînant le décollement local entre deux plis. Ce phénomène est récurrent lorsque le matériau est soumis à un chargement en tension car la résistance à la traction de l'interpli est généralement plus faible que celle des plis. Les essais CESAR et GCLT ont mis en évidence du délaminage qui apparaît comme un mode de rupture prédominant. De ce fait, il paraît nécessaire de prendre en compte ce mécanisme de rupture dans la modélisation du composite. La géométrie du composite est donc divisée en deux entités, à savoir les plis, d'épaisseur e_{pli} et les interplis, d'épaisseur e_{inter} . Les mesures d'épaisseur sur des cibles composites intégrant 16 préimprégnés ont donné une épaisseur moyenne $e_{16plis} = 1600 \mu m$. Lors de l'arrachage des peel ply du composite, une grande partie de la résine s'est arrachée laissant majoritairement à nu le préimprégné sur les surfaces libres du composite. Le composite CFRP a présenté une meilleure résistance à la chaleur lors du réglage du VISAR pour les essais GCLT. Le carbone peut supporter l'échauffement du laser sonde du VISAR, qui émet avec une puissance de plusieurs Watts. Cette observation appuie l'idée d'une présence moindre de matrice aux surfaces libres pour le CFRP. Outre les incertitudes sur l'état de surface, on suppose donc que les épaisseurs des plis et interplis respectent :

$$e_{16plis} = 16 \cdot e_{pli} + 15 \cdot e_{inter} \quad (3.25)$$

En se basant sur les micrographies de S. Bardy [89], effectuées sur un composite CFRP, on suppose l'épaisseur de l'interpli avoisinant $20 \mu m$ ce qui donne alors :

$$\begin{cases} e_{pli} = 81.25 \mu m \\ e_{inter} = 20 \mu m \end{cases}$$

Les modèles qui seront utilisés pour ces deux composants sont similaires à l'exception des paramètres d'endommagement si bien que l'incertitude sur l'épaisseur de ces deux composants n'a pas beaucoup d'importance. Une épaisseur suffisante d'interpli permet cependant d'éviter une forte dénaturation des interplis par la reconstruction d'interface

TABLE 3.14 – Paramètres de l'équation d'état de Mie-Grüneisen pour le composite CFRP identifiés à partir des essais SYLEX et de la littérature [127, 131]

ρ_0 [kg.m ⁻³]	C_0 [m.s ⁻¹]	S [-]	γ_0 [-]
1630	1748	2.29	0.85

en méthode eulérienne si le matériau est soumis à de fortes déformations. Concernant la gestion des contacts, une soudure est imposée entre les différents constituants. La rupture à l'interface entre les constituants est supposée être liée à la rupture dans les interplis.

3.4.2 Loi de comportement

Équation d'état

Que ce soit l'interpli ou le pli, les deux entités sont modélisées à l'aide d'une EOS de Mie-Grüneisen dont les paramètres sont renseignés dans le Tableau 3.20. Les paramètres de l'Hugoniot sont ceux identifiés lors des essais d'impacts de plaques. Le coefficient de Grüneisen γ_0 est, quand à lui, choisi à partir de travaux de la littérature pour des matériaux similaires [143]. Le module de cisaillement du CFRP est pris égal à 4.3 GPa en se basant sur la vitesse du son et la vitesse d'onde hors plan calculées (Formule 3.21) à l'aide des essais SYLEX et des mesures par ultrasons respectivement.

Elasto-plasticité

Intéressons nous maintenant aux propriétés élasto-plastiques du composite CFRP. D'après nos résultats, l'observation d'un précurseur élastique lors de l'essai CESAR 3575 (Figure 3.54) indique l'existence d'une transition élasto-plastique. Aucun précurseur élastique n'est cependant visible sur les profils de vitesse mesurés lors des essais d'impact de plaque SYLEX (Figure 3.41a), et indique que l'onde de choc a probablement rattrapé l'onde élastique. De même, aucun précurseur élastique n'est observé lors des essais laser au GCLT. Il est tout à fait possible que la VH n'ait pas détecté un éventuel précurseur élastique du fait d'une faible résolution temporelle (≈ 10 ns). Dans l'ensemble, on dispose de peu de données concernant le comportement élasto-plastique de ce composite. Cependant, les composites CFRP de carbone ont fait l'objet de nombreux travaux de caractérisation, il est donc possible d'évaluer le comportement élasto-plastique du composite à partir des données disponibles, pour peu qu'elles aient été obtenues avec un CFRP proche de celui utilisé dans nos travaux. Parmi les travaux menés, on peut citer ceux de Dattelbaum et al. [131] au LANL où des essais d'impact de plaque sur CFRP indiquent une LEH avoisinant 600 MPa. D'un autre côté, les travaux d'Alexander et al. [140], de Hereil et al. [144] ou plus tard de Gratton et al. [145] suggèrent que les phénomènes généralement associés à un comportement élasto-plastique, telles que les ruptures de pente dans la courbe d'Hugoniot, sont liées à l'orientation des fibres par rapport au chargement. Comme expliqué, si la sollicitation se propage dans le sens des fibres, alors ces fibres servent de guide aux ondes et conduisent le choc plus rapidement que dans les autres directions, qui comportent de multiples interfaces et donc autant de transmissions et réflexions d'ondes, ce qui ralentit la propagation. Si l'onde de choc se propage dans la direction transverse aux fibres, alors le choc est conduit successivement par les fibres et la matrice. À partir d'essais d'impacts de plaque dans la direction des fibres, Alexander [140] estime la LEH des fibres de carbone aux alentours de 3.5 GPa. Il observe également qu'au delà 8 GPa, le comportement hydrodynamique du composite est le même

dans toutes les directions, le matériau étant alors assimilable à un mélange homogène de fibre et de matrice. À partir de là, on observe que le comportement élasto-plastique des composites varie fortement selon les travaux avec des LEH estimées entre plusieurs centaines de MPa et plusieurs GPa. Entre autre, il est difficile de dissocier l'influence respective des fibres et de la matrice selon les chargements appliqués.

Intéressons nous au comportement du composite de manière phénoménologique. Dans nos applications, les projectiles arrivant dans une direction principalement transverse à la direction des fibres, les chocs se propagent principalement dans la direction normale aux fibres, à travers une succession de fibres et de matrice. La compressibilité de la résine époxy étant grandement supérieure à celle du carbone, la résine se retrouve comprimée, contrairement aux fibres de carbone. On peut faire l'hypothèse que le comportement du matériau à faible sollicitation est dicté par la matrice. Cette base de travail est également considérée par Bardy [89], qui reprend le modèle développé par Laporte D. [146] pour une résine époxy afin de modéliser un composite CFRP. Laporte emploie un modèle élasto-plastique parfait afin de modéliser la résine époxy mais ce modèle n'est validé que pour des pressions inférieures à 1 GPa à partir de confrontations essais/ calcul en choc laser portant sur la bonne restitution des vitesses de surface libre. Si cette solution apporte de bons résultats dans ce domaine de pression, elle n'est cependant pas adaptée pour nos applications, où les chargements dépassent largement ce seuil. Outre l'action de la pression, la température et la vitesse de déformation jouent probablement un rôle non négligeable, sans compter la présence du changement d'état de la résine. Au vu des données disponibles, la prise en compte de tout ces phénomènes semble difficile. À minima, nous nous tournons vers le modèle *EPP_P_ENDO*, présenté au Chapitre 1, afin de considérer la variation de la limite élastique avec la pression. En se basant sur certaines hypothèses et sur des données de la littérature, nous proposons un jeu de paramètres pour le comportement élasto-plastique du CFRP.

Le modèle *EPP_P_ENDO* nécessite de définir deux tables décrivant l'évolution de la limite élastique de Von Mises avec la pression pour le matériau intact et endommagé. Ce modèle a été employé par Jodar et al. [142] pour modéliser un graphite poreux ou encore par Jaulin et al. [73] pour la modélisation mésoscopique d'un composite carbone/carbone 3D sous choc laser. Dans les deux travaux, il a été observé qu'utiliser une surface élastique du matériau endommagé σ_f presque égale à celle du matériau intact σ_i apportait de bons résultats pour des matériaux à base de carbone ou de graphite. Cela semble indiquer que la capacité du matériau à soutenir des efforts sous compression n'est pas dégradée avec son endommagement. Ce phénomène peut être expliqué car, sous pression, la friction au sein du matériau maintient les efforts déviatoriques. En ce qui concerne la surface d'écoulement du matériau intact σ_i en compression, Jodar et al. [142] la décompose en plusieurs parties, intégrant une première étape de compaction avant d'atteindre l'état de graphite dense. Le principe est similaire pour le composite CFRP. Le procédé présenté ici revient à identifier les participations de la fibre et de la matrice dans le comportement élasto-plastique d'un matériau homogène isotrope. Pour des chargements faibles (<1 GPa), le chargement est principalement repris par la résine qui se déforme de manière élastique puis plastique. Du point de vue du modèle isotrope, où les fibres et la matrice ne sont pas différenciées, cela se traduit par une première zone où la contrainte équivalente du CFRP est proche de celle de la résine pure. Le matériau isotrope va donc se déformer plastiquement. Cette déformation plastique est représentative de celle accumulée dans la résine époxy dans le matériau réel. Cet état perdure jusqu'à un certain

TABLE 3.15 – Tables de données définissant l'évolution de la limite élastique du composite CFRP intact avec la pression.

Point	P [GPa]	σ_{eq}	Source
1	-0.315	0	Seuil de rupture en tension du préimprégné
2	0	0.14	Résistance en flexion de la matrice M18 [147]
3	0.147	0.23	Calcul LEH=300 MPa (Tableau 3.16)
4	0.650	0.72	Temps d'arrivées ondes élastiques/plastique (CESAR)
5	0.880	1.1	Temps d'arrivées ondes élastiques/plastique (CESAR)
6	1.0	3.0	Pente surface écoulement graphite [142]
7	3.58	3.22	Calcul LEH= 3.5 GPa (Tableau 3.16)+ étude paramétrique
8	25	4.9	Pente surface écoulement graphite [142]
9	100	4.9	Hypothèse seuil maximal

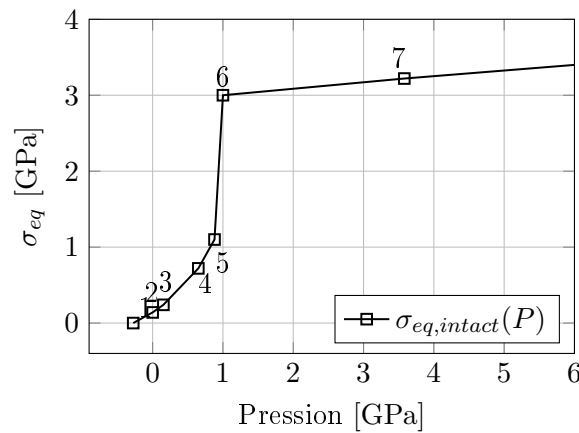


FIGURE 3.63 – Évolution de la limite élastique du composite CFRP intact en fonction de la pression.

seuil de pression au delà duquel la matrice est fortement comprimée et les fibres de carbone se retrouvent alors quasiment en contact. La compressibilité de la résine à l'état comprimé est alors du même ordre de grandeur que celle du carbone. Le comportement du composite jusque-là assimilable à celui de la résine devient également dépendant de celui des fibres de carbone. Du point de vue du modèle, le matériau ne se déforme plus plastiquement jusqu'à un nouveau seuil de pression où les contraintes dépassent le seuil élastique du carbone. À partir de ces observations, une surface élastique du matériau intact dans le plan $\sigma_{eq} - P$ (Figure 3.63) est proposée, en se basant sur les résultats d'essais et des données de la littérature. Le Tableau 3.15 détaille les points composant la courbe polygone de la surface élastique. Le point 1 correspond à la résistance en tension du pli de préimprégné déduite par étude paramétrique sur les essais CESAR et GCLT. Le point 2 est la contrainte de résistance en cisaillement de la résine époxy M18, fournie dans les spécifications du constructeur [147]. Les points 3, 4 et 5 ont été identifiés pour rendre compte de la présence ou non d'un précurseur élastique dans les essais CESAR n°3575 et 3589 (Figures 3.54 et 3.55). En particulier, le point 3 est représentatif de la Limite Élastique d'Hugoniot (LEH) du matériau. Ce point correspond à la transition entre les comportements élastique et plastique sous chargement 1D. Il est possible de déterminer la pression P_{LEH} ainsi que la contrainte équivalente $\sigma_{eq,LEH}$ à la LEH qui sont obtenus

K_1 [GPa]	K_2 [GPa]	K_3 [GPa]	G [GPa]
4.98	15.7	30.1	4.3
LEH [MPa]	η_{LEH} [–]	P_{LEH} [MPa]	$\sigma_{eq,LEH}$ [MPa]
300	0.027	147	226
600	0.053	313	433
3500	0.234	2412	1630

TABLE 3.16 – Détermination des cordonnées dans le plan $P - \sigma_{eq}$ de plusieurs LEH par résolution du système d'équations 3.26. Les coefficients K_i sont issus des équations 3.27.

en résolvant le système d'équation suivant :

$$P_{LEH} = P_0 + K_1 \cdot \mu_{LEH} + K_2 \cdot \mu_{LEH}^2 + K_3 \cdot \mu_{LEH}^3 \quad (3.26a)$$

$$\sigma_{eq,LEH} = \frac{3}{2} \cdot (LEH - P_{LEH}) \quad (3.26b)$$

$$\sigma_{eq,LEH} = 2 \cdot G \cdot \frac{\mu_{LEH}}{1 + \mu_{LEH}} \quad (3.26c)$$

où K_1 , K_2 et K_3 sont des coefficients d'une courbe d'Hugoniot des états sous choc accessibles à partir de l'état 0. Ils peuvent être déterminés des paramètres de l'Hugoniot par les équations suivantes :

$$K_1 = \rho_0 \cdot C_0^2 - \frac{\Gamma_0}{2} P_0, \quad (3.27a)$$

$$K_2 = \rho_0 \cdot C_0^2 \cdot (2S - 1) - \frac{\Gamma_0}{2} \cdot \rho_0 \cdot C_0^2 \quad (3.27b)$$

$$K_3 = \rho_0 \cdot C_0^2 \cdot (S - 1)(3S - 1) - \frac{\Gamma_0}{2} \cdot \rho_0 \cdot C_0^2 \cdot (2S - 1) \quad (3.27c)$$

Les données de l'Hugoniot sont issues de la Formule 3.15, et la LEH est calculée grâce à la vitesse du précurseur élastique lors des essais CESAR (Formule 3.23) ou également de la littérature. Les paramètres de l'état à la LEH dans le plan $P - \sigma_{eq}$ sont calculées pour plusieurs valeurs de LEH par résolution du système d'équations 3.26. Les résultats sont présentés dans le Tableau 3.16. Le point 3 de la surface d'écoulement σ_i correspond à une LEH de 300 MPa. Les points 6 et 7 délimitent une zone où le matériau ne se déforme plus plastiquement sous chargement 1D. La limite élastique du carbone étant largement supérieure à celle de la résine, on supposait jusqu'ici que la déformation plastique avait lieu dans la résine. Mais au-delà d'un certain seuil de pression, la contrainte nécessaire pour continuer à déformer la matrice atteint la limite élastique des fibres de carbone qui doivent alors commencer à se déformer plastiquement. Le point 7 au delà duquel la déformation plastique s'accumule également dans le carbone est approximée à partir des travaux d'Alexander qui réalise des impacts de plaques sur un composite dans plusieurs directions par rapport aux fibres. Il met en évidence une LEH aux alentours de 3.5 GPa dans le cas des impacts dans l'axe des fibres qu'il assume être la LEH des fibres de carbone. Le point 7 est donc calculé de la même manière que le point 3 (Tableau 3.16) et correspond au seuil au delà duquel la déformation plastique est supposée s'accumuler dans les fibres de carbone. La pente entre les points 6 et 8 est prise égale à celle de Jodar et al. [142]. Cette valeur, qui traduit l'augmentation de la limite élastique avec la pression du graphite dense, a été obtenue à partir de l'étendue de l'endommagement lors d'IHV dans des cibles de graphite épaisses. L'hypothèse est également faite que la limite élastique n'augmente plus au delà une pression de 25 GPa.

Rupture en tension

Concernant la rupture, elle est déclenchée lorsqu'un seuil de contrainte en tension est satisfait. Ce seuil de contrainte est différent dans l'interpli et dans un laminé afin d'être représentatif de différents modes d'endommagement. Dans l'interpli, le seuil de contrainte limite en tension est fixé à 190 MPa, en se basant sur la tension de délaminage calculée à partir des essais CESAR. Ce critère rend ainsi compte de l'endommagement par délaminage observé lors de ces essais. Dans le pli, un seuil de contrainte à la rupture en tension est fixé à 315 MPa. Ce seuil est le résultat d'une itération sur les essais laser GCLT et représente le seuil d'apparition de rupture intra-laminaire entre les fibres et la résine dans un préimprégné.

3.4.3 Évaluation du modèle

Dans cette section, on évalue la capacité du modèle à représenter le comportement dynamique réel du composite. Pour cela, les résultats de simulation sont comparés aux données recueillies au cours des essais afin de valider le modèle.

Essais SYLEX

Les comparaisons des profils temporels de vitesse mesurés lors des essais SYLEX avec ceux provenant des simulations sont présentées sur les Figures 3.64 et 3.65. Les simulations ont été réalisées en méthode lagrangienne 1D avec le code HESIONE. Les résultats numériques corroborent bien les profils de vitesses expérimentaux. Pour la configuration avec fenêtre PMMA (Figure 3.64), la simulation restitue bien l'instant d'arrivée du choc à l'interface CFRP/PMMA ainsi que le niveau de vitesse obtenu. La durée d'aller-retour de l'onde réfléchie dans le CFRP est également bien restituée. Pour la configuration plaque témoin Or (Figure 3.65), l'instant d'arrivée du choc en surface libre de l'Or et le niveau de vitesse des paliers sont également bien restitués. La théorie sur l'adaptation d'impédance montre que les plateaux de vitesse obtenus dans la configuration avec plaque témoin en Or sont représentatifs d'états se trouvant sur l'isentrope de détente du matériau (Figures 3.42 et 3.43). En ce qui concerne les résultats en vitesse 1 μ s après l'arrivée du choc sur la Figure 3.64, les résultats sont altérés par l'arrivée des ondes de détente latérales et le retour de l'onde de choc réfléchie en onde de détente en face arrière du projectile. Ces phénomènes pourraient expliquer la différence observée sur les résultats en vitesse. Ils influencent également le niveau de vitesse final mesuré dans la configuration avec plaque témoin en Or (Figure 3.65). Dans le domaine temporel d'intérêt, la bonne restitution des instants de débouché d'ondes tend à valider le modèle précédemment développé. La confrontation expérience/calcul sur les essais CESAR permettra une évaluation pour des niveaux de contraintes plus faibles.

Essais CESAR

Les simulations concernant les essais CESAR sont également réalisées avec le formalisme lagrangien 1D du code HESIONE, au vu du caractère unidirectionnel de la sollicitation, vérifié lors de l'essai préliminaire (Figure 3.52). À contrario des essais d'impacts de plaque, où les contraintes appliquées dans le matériau ne dépendent que du matériau projectile et de sa vitesse, le chargement appliqué par le flux d'électron doit être déterminé au préalable. Cette détermination se fait par l'intermédiaire de plusieurs codes traitant l'émission du flux d'électron, son transport, sa concentration ainsi que son

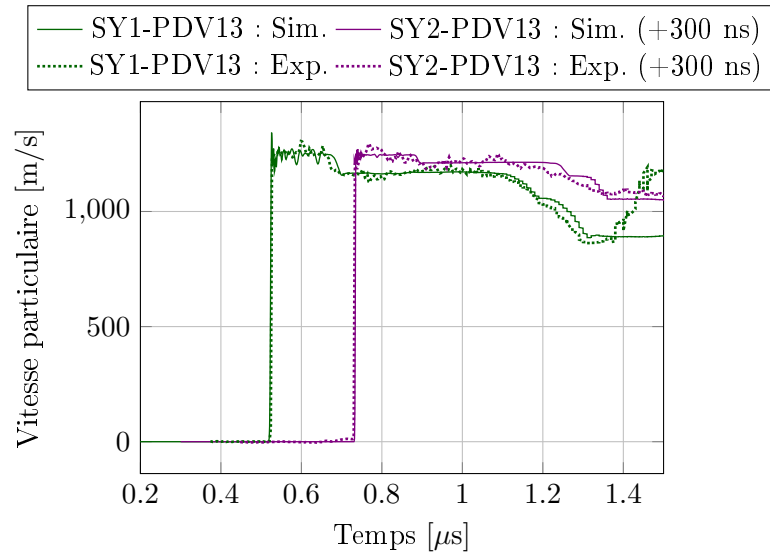


FIGURE 3.64 – Comparaison des profils de vitesse particulaire expérimentaux (pointillés) et numériques (trait plein) correspondant à deux des configurations avec fenêtre PMMA des tirs SYLEX (Tableau 3.5). Un offset en temps de 300 ns a été appliqué à un des cas par soucis de lisibilité.

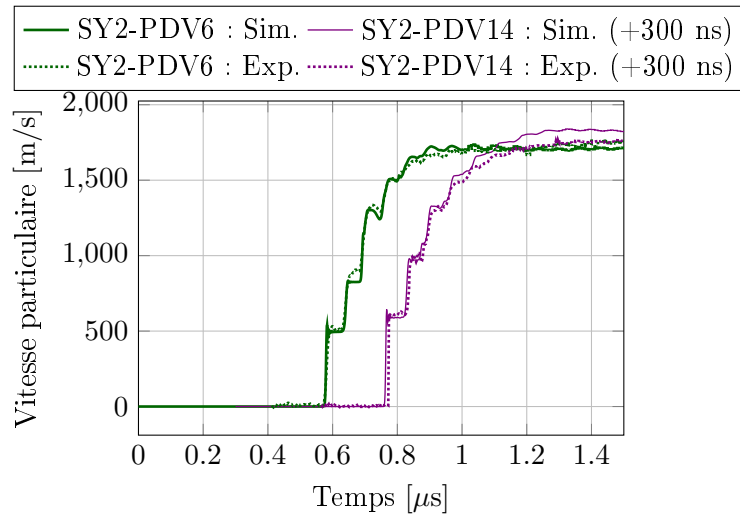


FIGURE 3.65 – Comparaison des profils de vitesse particulaire expérimentaux (pointillés) et numériques (trait plein) correspondant à deux des configurations avec plaque témoin Or des tirs SYLEX (Tableau 3.5). Un offset en temps de 300 ns a été appliqué à un des cas par soucis de lisibilité.

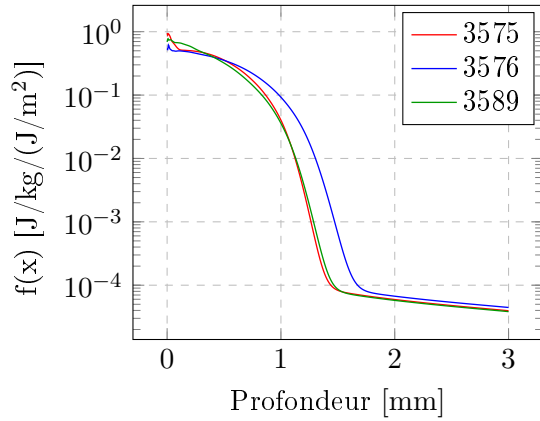
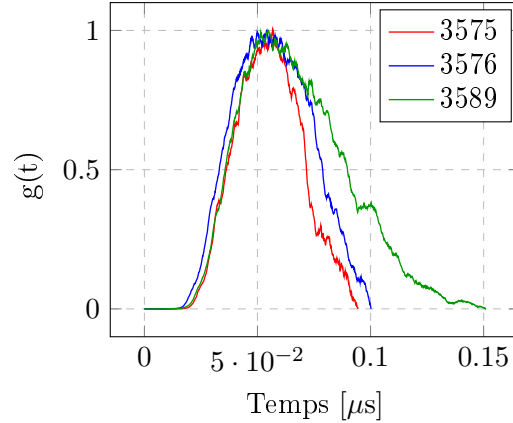
FIGURE 3.66 – $f(r)$ FIGURE 3.67 – $g(t)$

FIGURE 3.68 – À gauche : Dose absorbée dans l'épaisseur du buffer aluminium pour une fluence de 1 J/m^2 . À droite : débit de dose au cours du temps.

interaction avec le buffer aluminium. Cette succession d'analyse numérique débouche alors sur une loi de dépôt d'énergie dans l'épaisseur de l'aluminium au cours du temps :

$$E(x, t) = F \cdot f(x) \cdot g(t) \quad (3.28)$$

où F est la fluence moyenne (en J/m^2) délivrée à la cible. La fonction $f(r)$ est la courbe de rendement en profondeur, c'est à dire la dose absorbée en fonction de la profondeur, pour une fluence de 1 J/m^2 (en $\text{J/kg}/(\text{J/m}^2)$). Enfin, $g(t)$ est le débit de dose, qui est normalisée dans les simulations de sorte à respecter l'énergie totale déposée par le faisceau d'électrons. Ce dépôt pilote la réponse mécanique du buffer. Le lecteur intéressé peut se référer à Gardelle et al. [106] pour plus de détails. Les Figures 3.66 et 3.67 détaillent les fonctions f et g employées pour les trois tirs CESAR 3575, 3589 et 3576. La fluence F est calibrée de sorte à restituer au mieux le profil de vitesse mesuré lors de chaque tir à l'interface Al/LiF (VH1). Les Figures 3.69a et 3.69b présentent la comparaison des profils de vitesse numériques et expérimentaux des deux tirs 3575 et 3589 concernant le CFRP. En supposant que la surface du buffer est parfaitement plate et que l'épaisseur de colle est négligeable, alors l'instant d'arrivée de l'onde de choc à l'interface Al6061/LiF est identique à celui d'arrivée à l'interface Al6061/CFRP. Ceci nous offre une estimation du temps d'entrée de l'onde de choc dans le CFRP lors de l'essai. Cet instant d'entrée est utilisé comme référence en temps. Un décalage en temps est appliqué sur les résultats de calcul de sorte que l'instant d'arrivée du choc à l'interface Al6061/CFRP en simulation coïncide avec l'instant d'arrivée en face arrière de l'aluminium lors des essais. En faisant coïncider ces temps d'entrée, on peut ainsi vérifier si le temps de traversée de l'onde de choc dans le CFRP est bien restitué dans la simulation. En comparant les profils de vitesse, un bon accord est obtenu entre les résultats d'essais et de simulations. Le temps d'arrivée de l'onde de choc en sortie de CFRP est bien respecté. Dans les deux figures, on indique également pour la VH3 le profil de vitesse obtenu par simulation en employant une loi de comportement hydrodynamique pour le CFRP. On constate que l'instant d'arrivée du choc en face arrière est trop tardif en comparaison des essais et le précurseur en vitesse observé pour le tir 3575 n'est plus restitué. Ceci confirme le caractère élasto-plastique du CFRP. Outre cela, le modèle développé restitue correctement le faciès de délamination observé sur les cibles. Cela tend à valider le seuil de rupture en tension

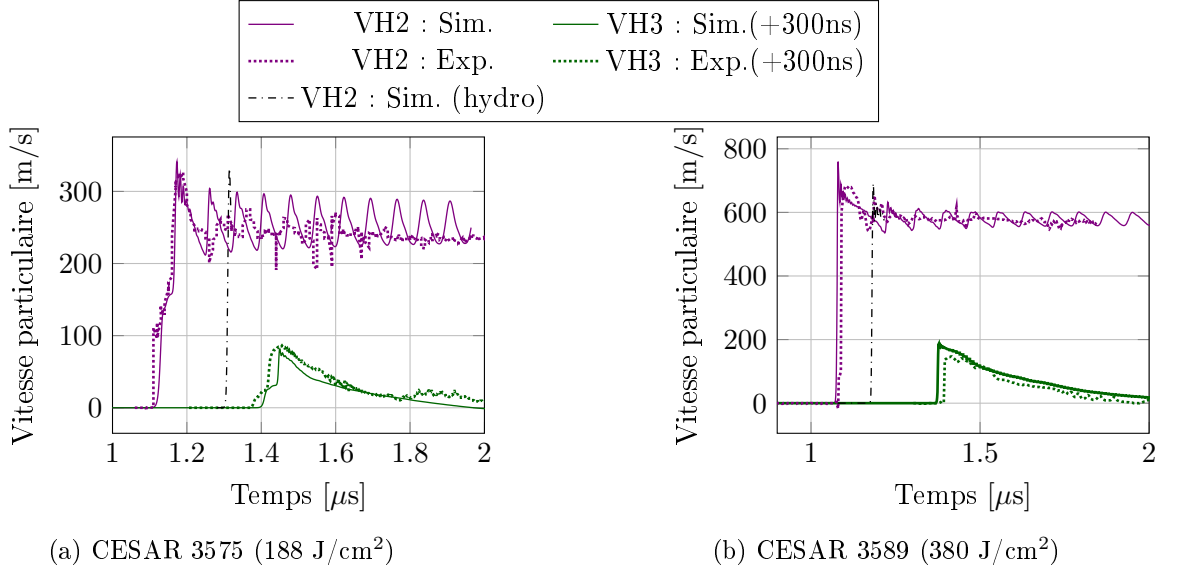


FIGURE 3.69 – Comparaison des profils de vitesse expérimentales (trait pointillé) et numériques (trait plein) pour les tirs CESAR 3575 (188 J/cm²) et CESAR 3589 (380 J/cm²) : CFRP (VH2) et CFRP/LiF (VH3). Un offset en temps de 300 ns a été appliqué aux profils numériques et expérimentaux de la VH3 pour le dissocier clairement de la VH2

de 190 MPa aux interfaces. Un modèle d'accumulation de l'endommagement permettrait de prendre en compte la diminution de l'amplitude des oscillations en vitesse observées expérimentalement.

Tirs laser GCLT : Détermination du chargement induit par irradiation laser

Tout comme les essais CESAR, une étape préliminaire de détermination du chargement généré par l'irradiation laser doit être conduite. La méthode employée ici est celle d'Aubert [72] utilisée dans ses travaux sur l'analogie entre choc laser et IHV. Comme détaillé dans [72], la détermination du chargement appliqué par l'irradiation laser est réalisée en deux étapes à l'aide des codes numériques ESTHER et HESIONE. Le code ESTHER [148, 149] est un code lagrangien mono-dimensionnel qui traite l'interaction laser/matière et la propagation des chocs dans la matière par méthode différence finies. Connaissant les paramètres de l'impulsion laser (énergie du tir E et profil temporel d'intensité de l'impulsion), la pression d'ablation, appelé $P_{ESTHER}(t)$, peut être déterminée. Pour rappel, la matière en surface de la cible absorbe progressivement le rayonnement et passe à l'état de plasma. La surface de la cible est ainsi ablatée progressivement. Afin d'extraire la pression d'ablation, la connaissance de l'emplacement du front d'ablation au cours du temps est nécessaire. Le critère employé pour localiser le front d'ablation est l'inversion de la vitesse de la matière où la nullité de la fraction liquide de la matière. Cette dernière est atteinte dans le cas de l'aluminium pour une température de 933 K. Un exemple de profil de pression d'ablation calculé à l'aide d'ESTHER est présenté pour le tir 105 ($E=41.8$ J, $\varnothing=220$ μm, $\Delta t=100$ ns) en Figure 3.70b. Contrairement à ce qui pourrait être attendu, le profil de pression n'est pas proportionnel au profil de densité de puissance de l'impulsion laser (Figure 3.59b). En effet, la pression est induite par l'expansion du plasma mais ce mécanisme intervient sur une échelle de temps plus large que l'irradiation laser. Par conséquent, un chargement en pression est encore appliqué par le plasma, même lorsque l'impulsion laser est terminée, ce qui explique la présence de la

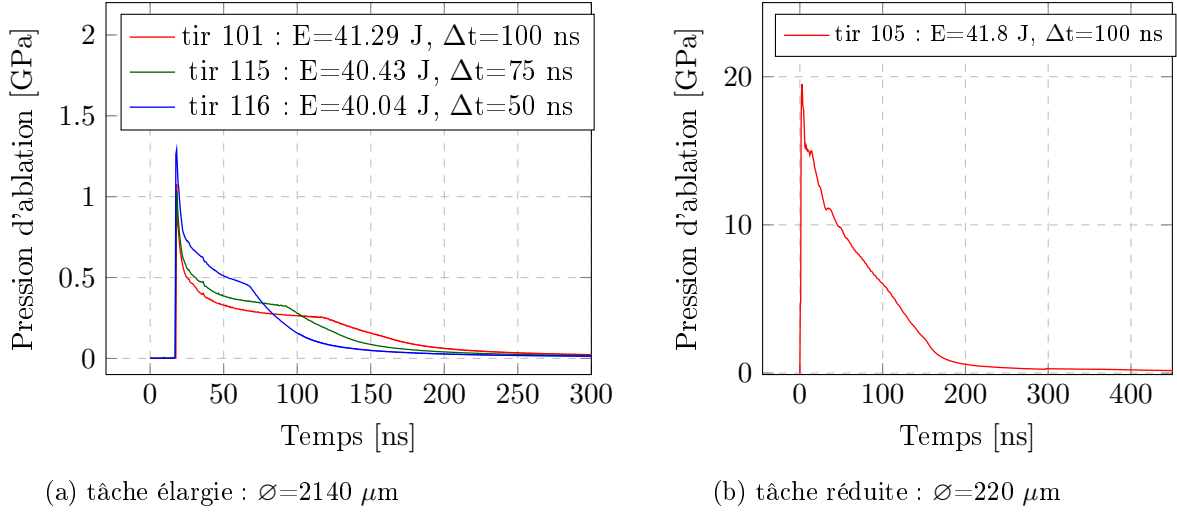


FIGURE 3.70 – Profil de pression d’ablation $P_{ESTHER}(t)$ (en GPa) en fonction du temps (en ns) obtenu avec le code ESTHER pour la tâche focale élargie ($\varnothing=2140 \mu\text{m}$, à gauche) et la tâche réduite ($\varnothing=220 \mu\text{m}$, à droite). L’énergie de tir E (en J) et la durée de pulse Δt (en ns) associées à chaque numéro de tir sont précisées.

queue de pression observé après 100 ns, bien que l’interaction laser/matière soit terminée. La tâche focale de diamètre $220 \mu\text{m}$ est du même ordre de grandeur que l’épaisseur de la cible. Par conséquent, une simulation en représentation 1D est incapable de restituer les phénomènes intervenant lors du choc laser. C’est pourquoi la méthode de Aubert [72] comprend une deuxième étape de simulation 2D sous HESIONE. Dans le cas des chargements en pression de faible intensité (tâche de diamètre 2.143 mm), la simulation est réalisée en formalisme lagrangien classique. Dans le cas des tâches focales de diamètre $220 \mu\text{m}$, les simulations sont entièrement réalisées en formalisme eulérien. Le calcul pourrait débuter en représentation lagrangienne mais l’irradiation laser n’est pas encore terminée lorsque la transition en formalisme eulérien est nécessaire, due à la forte déformation des éléments lagrangiens. Dès lors, seule la méthode eulérienne est employée pour cette configuration. Une représentation 2D axi-symétrique est considérée et une loi de pression 2D doit être fournie, représentative de la sollicitation appliquée par le plasma sur la cible.

Un procédé est alors employé pour transiter du profil de pression d’ablation 1D $P_{ESTHER}(t)$, calculé sous ESTHER, à la loi de pression 2D axi-symétrique appliqué sous HESIONE. Dans le cas où la taille de tâche focale est faible devant l’épaisseur de la cible, l’onde de choc se propage presque de manière sphérique dans un matériau isotrope. Ces effets 2D sont cependant moins prononcés au centre de la tâche focale où le comportement est supposé mono-dimensionnel. Une hypothèse consiste alors à considérer le profil de pression $P_{ESTHER}(t)$ comme le chargement en pression appliqué au centre de la tâche focale dans HESIONE. Avec r la coordonnées radiale et t le temps, on a alors :

$$P_{ab}(r=0,t) = P_{ESTHER}(t) \quad (3.29)$$

Il est également supposé que le profil spatial d’intensité est indépendant du niveau d’intensité. À partir de là, on introduit une fonction de profil spatial normalisé f telle que :

$$I(r,t) = I(r=0,t) \cdot f(r) \quad (3.30)$$

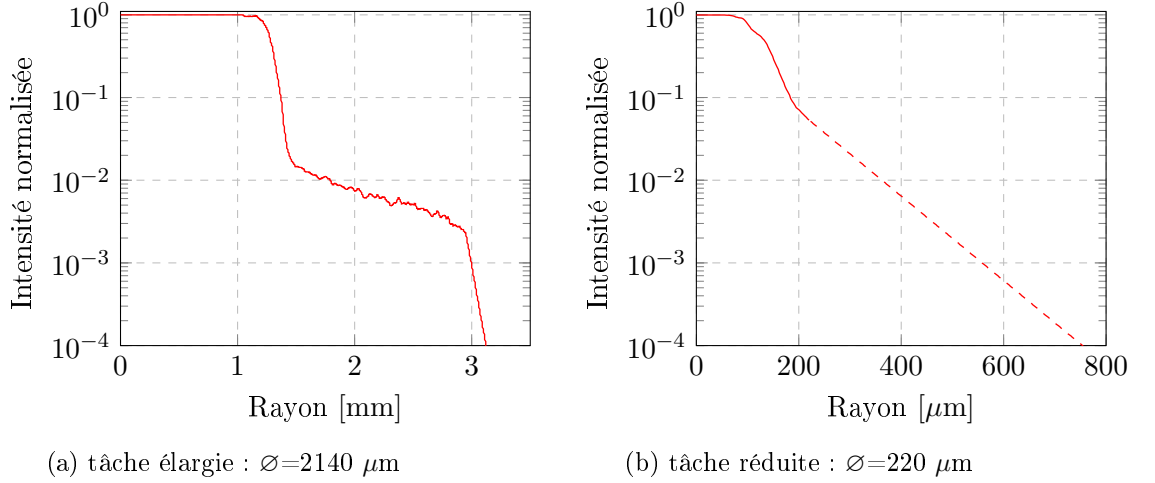


FIGURE 3.71 – Profil spatial normalisé $f(r)$ obtenu à partir de la distribution spatiale d'intensité mesurée par caméra CCD (Figure 3.58a et 3.59a).

La détermination du profil spatial $f(r)$ repose sur la distribution d'énergie mesurée sur les Figures 3.58a et 3.59a. Le procédé d'obtention est résumé par les étapes suivantes :

- Afin de réduire les effets de l'environnement, une étape supplémentaire de soustraction du bruit a été ajoutée à la méthode de Aubert [72]. Le bruit moyen, mesuré à plusieurs instants, est soustrait de la distribution spatiale d'énergie de la tâche focale. Cette opération limite la prise en compte du bruit ambiant sur la mesure de la distribution spatiale d'énergie ;
- Calcul du centroïde de la tâche focale ;
- Calcul de la fluence moyenne du plateau central de rayon $R_{plateau}$. Les valeurs dans le plateau central sont remplacées par la valeur moyenne du plateau ;
- Calcul du profil radial $\tilde{f}(r)$ par moyenne circulaire autour du centroïde de la tâche ;
- Les valeurs pour $r > R_{lim}$ sont remplacées par une loi exponentielle représentative des valeurs loin du plateau et permettant de supprimer les reliquats dus au bruit de mesure ;
- Détermination de $f(r)$, proportionnelle à $\tilde{f}(r)$ et respectant la relation $\int_0^{+\infty} 2\pi r f(r) dr = E$.

Les profils spatiaux $f(r)$ obtenus par le biais de cette méthode sont présentés sur les figures 3.71b et 3.71a pour nos deux tâches focales. En se basant sur la loi de Grün [100], la pression d'ablation est proportionnelle à l'intensité du laser sous vide :

$$P_{ab} \equiv I^{0,8} \quad (3.31)$$

En combinant les relations 3.29, 3.30 et 3.31, on obtient finalement la loi de pression d'ablation 2D-axisymétrique :

$$P_{ab}(r,t) = P_{ESTHER}(t) \cdot f(r)^{0,8} \quad (3.32)$$

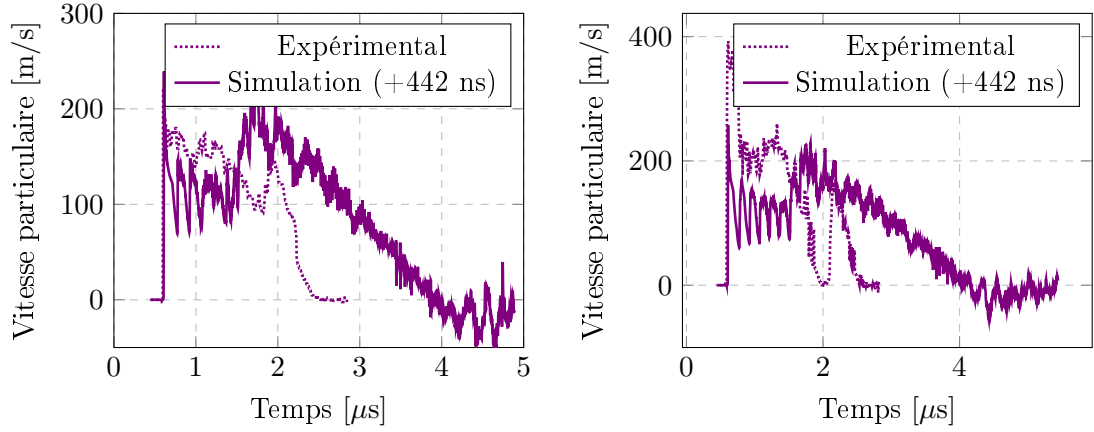
Afin de valider ces chargements, des tirs ont au préalable été réalisés sur des cibles minces en aluminium Al6061T6 d'épaisseur 200 µm. La vitesse de surface libre de l'aluminium dans l'axe de tir était mesurée à l'aide du Valyn VISAR ou de la VH. Concernant les tirs

avec la tâche réduite, le signal VISAR a été systématiquement perdu immédiatement à l'arrivée du choc. On se réfère donc à des mesures par VH pour la comparaison. Une corrélation acceptable est obtenue. Dans l'absolu, il serait nécessaire de répéter l'essai jusqu'à obtenir une mesure VISAR car une bonne résolution temporelle est nécessaire pour observer les sauts de vitesse. De plus, pour des mesures en vis à vis d'une tâche focale de $220\text{ }\mu\text{m}$, l'alignement du faisceau de laser de mesure VH avec le laser impulsif demeure délicat et le moindre écart génère une altération des mesures de vitesse. Dans les travaux d'Aubert [72], une mesure de vitesse en face arrière est mesurée à intervalle de $250\text{ }\mu\text{m}$ du centre de la tâche jusqu'à une distance de 1 mm. La comparaison de ces profils de vitesse permet de valider le profil spatial $f(r)$ employé pour la loi de pression. Lors de nos essais, une sonde 8 voies devait être employée pour mesurer la vitesse en face arrière à intervalles de $250\text{ }\mu\text{m}$. Elle s'est révélée être endommagée et n'a pas fourni de résultats probants. Si ce type de mesure n'est pas crucial dans le cas d'une tâche large de 2.143 mm de diamètre, où la majorité de l'énergie est concentrée dans la tâche, cela se révèle plus problématique pour la tâche de faible diamètre où l'énergie en périphérie de la tâche est non négligeable en comparaison de celle dans le plateau central. La validation de la loi dans cette configuration demeure donc approximative, bien qu'elle fournisse des résultats acceptables en ce qui concerne la vitesse en face arrière dans l'axe du tir. On la suppose cependant suffisamment représentative pour l'utiliser sur le composite CFRP.

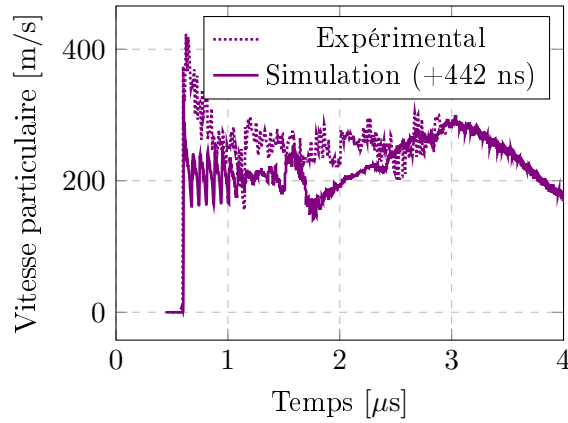
Tirs laser GCLT sur composite CFRP

Les composites CFRP sont maintenant soumis à des chargements en pression résultant de la relation 3.32. Concernant les tâches larges (2.140 mm), les Figures 3.72a, 3.72b, et 3.72c comparent les résultats de vitesse en face arrière du CFRP obtenus en simulation et par mesures VH. Le premier point concerne l'instant d'arrivée du choc, qui coïncide bien dans les trois cas. Les niveaux de vitesses constatés après l'arrivée du choc sont sous-estimés en simulation. La VH ne possède pas une résolution temporelle suffisante pour détecter les allers-retours d'onde après délaminage, qui indiqueraient le lieu de délaminage dans le composite. Même si c'était le cas, la mesure simultanée de plusieurs vitesses du fait de l'éventuelle fragmentation ou de la non planéité de la surface les rend difficiles à discerner. Pour les tirs 101 et 102, du délaminage est observé en simulation entre le deuxième et le troisième préimprégné, sans rupture des préimprégnés. Cela explique le retour progressif de la vitesse à zéro sur les Figures 3.72a et 3.72b. Ce retour à zéro est beaucoup plus rapide dans les essais du fait de la rigidité des fibres de carbone, qui limitent le déplacement. Ce phénomène n'est pas restitué par le modèle isotrope, d'où l'écart de comportement. Dans le cas du tir 106 (Figure 3.72c), le délaminage a lieu à la dernière interface et le dernier pli est éjecté sur une largeur de 2 mm. La vitesse d'éjection obtenue en simulation est en accord avec le signal VH de matière éjectée (Figure 3.60). Un autre point concerne la présence d'un pic de vitesse sur les signaux VH environ $1.5\text{ }\mu\text{s}$ après l'arrivée du choc. Ce pic de vitesse arrive plus tôt et dure plus longtemps en simulation mais semble restituer le comportement expérimental. Dans l'ensemble, on constate tout de même que le modèle isotrope a des difficultés à restituer les comportements 2D pour de faibles contraintes. Ce résultat était attendu et montre bien le besoin de modèles orthotropes pour gérer ces situations.

Intéressons nous aux impacts employant une tâche focale de diamètre $220\text{ }\mu\text{m}$. Sous des chargements intenses, la matière au sein des mailles de la grille eulérienne peut atteindre des états irréguliers où la vitesse, la pression ou la masse volumique ne sont pas représentatives de l'état du matériau réel. Cette matière, négligeable en comparaison de la



(a) tir n°101 : $E=41.29$ J, $\varnothing=2140$ μm , (b) tir n°102 : $E=40.45$ J, $\varnothing=2140$ μm , $\Delta t=74.8$ ns
 $\Delta t=99.84$ ns



(c) tir n°106 : $E=40.04$ J, $\varnothing=2140$ μm , $\Delta t=49.84$ ns

FIGURE 3.72 – Profil de vitesse en face arrière d’une cible composite CFRP d’épaisseur 400 μm pour les tirs laser GCLT en configuration de tâche élargie ($\varnothing=2140$ μm). Un offset de 442 ns est appliqué aux résultats de simulation afin de faire coïncider le début du chargement en pression avec le début de l’irradiation laser en essai.

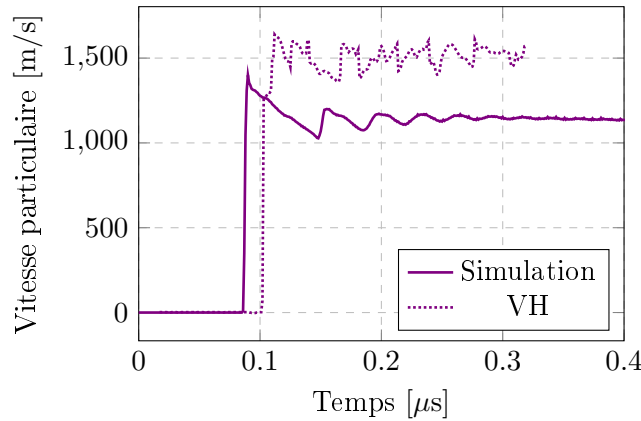


FIGURE 3.73 – Comparaison entre le profil expérimental (ligne en pointillé) et numérique (ligne pleine) de vitesse en face arrière d'une cible CFRP mise en vitesse par choc laser GCLT (Tir 105 : $E=41.8$ J, $\varnothing=220$ μm , $\Delta t=100$ ns).

matière dans l'épaisseur de la cible, peut remettre en cause le bon déroulement de la simulation, ou aller à l'encontre du sens physique. Afin de limiter leur influence, des critères d'érosion sur la masse volumique sont employés dans le premier pli de préimprégné. Ce processus élimine la matière dans les mailles où la masse volumique sort du domaine $50\text{-}4000$ kg.m^{-3} . Le traitement de l'endommagement en tension est une mise à zéro de la pression et du déviateur des contraintes pour ce pli, tandis que de la cavitation est utilisée dans le reste de la cible. Une attention est systématiquement portée à l'élimination de mailles par ces traitements afin d'être certain qu'elle ne concerne pas des zones importantes de la simulation. Il s'agit généralement de la matière éjectée en face avant au bord du chargement en pression. Avec ces traitements, les simulations sont poursuivies jusqu'à approximativement 5 μs après le début du chargement en pression avant l'apparition de problèmes numériques. À partir de là, la vitesse en face arrière dans les simulations est comparée dans la Figure 3.73 aux mesures VH effectuées lors des essais. À première vue, le niveau de vitesse n'est pas respecté. Plusieurs raisons peuvent expliquer cette différence. Entre autre, trop d'incertitudes demeurent concernant le chargement en pression qui n'a été que partiellement validé à partir de mesures VH au lieu de VISAR. En observant la cible après tir, il apparaît également que l'épaisseur ablatée est supérieure à celle de la couche d'aluminium de 4.43 μm déposée à l'intention de l'interaction laser matière. Selon le code ESTHER, la position relative de la maille maximale ablatée est approximativement de 10 μm par rapport à la surface tandis que 4.43 μm d'aluminium sont ablatés environ 50 ns après le début du rayonnement laser. Cela signifie qu'une partie du rayonnement laser est absorbée dans le CFRP. L'interaction du laser avec le composite est une source d'incertitude. Entre autre, on ne sait pas si le rayonnement est absorbé par le carbone ou la résine époxy et l'interaction laser/matière avec ces matériaux n'est pas aussi documentée que pour l'aluminium. On note tout de même que la forme du profil est en accord avec les résultats expérimentaux. Le temps d'arrivée de l'onde de choc est également dans le seuil d'incertitude de la VH. D'autre part, des coupes de la perforation et de la zone alentour dans les deux directions de fibre ont été extraites de la mesure de surface par profilométrie (Figure 3.62). Ces coupes de cratères sont comparées aux résultats de simulation dans les Figures 3.74a et 3.74b. Pour une comparaison plus claire, il serait nécessaire de prolonger la simulation car l'inertie est encore importante dans la cible 0.5 μs après le début du chargement en pression. Au

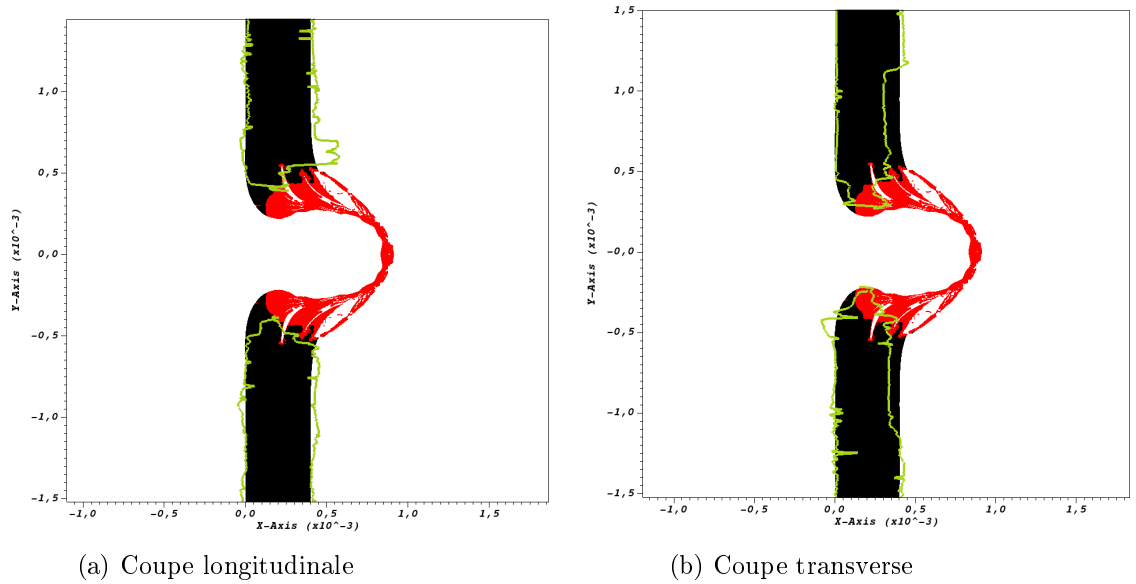


FIGURE 3.74 – Comparaison de la géométrie de cratère obtenu en simulation (couleur de fond) avec une coupe du profil de cratère mesuré par profilométrie (trait vert) pour le tir 105 : $E=41.8$ J, $\varnothing=220$ μm , $\Delta t=100$ ns. La coupe est choisie dans la direction longitudinale (à gauche) ou transverse (à droite) aux fibres du préimprégné de surface (Figure 3.62). La zone rouge correspond à la matière dont la déformation plastique dépasse 25 %.

vu du comportement de la cible en fin de simulation, il semble cependant que les zones endommagées n'évolueront pas d'avantage. Lorsque l'on compare les profils de perforation, une bonne correspondance de la géométrie de cratère est obtenue. Dans la direction longitudinale des fibres des plis en surface, le diamètre du trou est respecté et le délaminage suit la même initiation. Comme on pouvait s'y attendre, l'emploi d'un modèle isotrope ne permet pas de respecter l'étendue du délaminage qui dépend du caractère orthotrope du composite. Dans la direction transverse aux fibres en surface, peu de délaminage apparaît et le diamètre du trou est plus important. Les résultats de simulation concordent mieux en ce qui concerne l'endommagement mais ne respecte pas le diamètre de perforation. Cependant, en considérant la matière où la déformation plastique est supérieure à 25 % comme fracturée et éjectée au cours du choc, une bonne corrélation de la géométrie après tir est obtenue. Ce critère en déformation plastique pourrait donc s'avérer intéressant pour discriminer le comportement du matériau selon les directions dans le modèle isotrope.

Dans l'ensemble, le modèle développé dans cette partie apporte des résultats convenables en termes de vitesses et d'endommagement en tension lorsque le matériau CFRP est soumis à un choc uni-directionnel dans son épaisseur. En ce sens, l'emploi d'un modèle isotrope est justifié. On constate cependant des écarts par rapport aux essais expérimentaux lorsque le matériau est soumis à un chargement 2D. Ce type de chargement met en exergue le comportement orthotrope du composite, non pris en compte par le modèle isotrope. Cette hypothèse se traduit par une divergence sur l'état de la cible après tir, avec une mauvaise représentativité de l'étendue du délaminage par exemple. Dans nos applications, le CFRP a surtout pour ambition de servir de bouclier sacrificiel, et le résultat que doit restituer correctement la simulation concerne surtout la partie avant

du nuage de débris éjectée derrière la cible. L'état de la cible après tir n'est donc que d'un intérêt marginal dans cette application de bouclier sacrificiel. Le modèle restituant bien les vitesses de surface libre du CFRP sous choc, on s'intéresse maintenant à des cas d'impacts hypervéloces.

3.5 Impact hypervélocé sur composite CFRP

Maintenant qu'un modèle a été proposé pour le CFRP, on se tourne vers les essais d'IHV. Des tirs de projectile aluminium ont été réalisés à l'aide des lanceurs MICO du CEA-CESTA et HERMES de Thiot Ingénierie. Le Tableau 3.17 recense les configurations des tirs impliquant des cibles CFRP.

N° tir	d_p [mm]	v_0 [km.s ⁻¹]	t_s [mm]	t_s/d_p
MICO-19	3.0	2.655	1.6	0.533
MICO-21	3.0	2.658	0.4	0.133
MICO-22	3.0	2.694	0.4	0.133
HE-0838	1.1	4.420	0.4	0.364
HE-0840	1.0	4.535	0.4	0.4
HE-0841	1.0	5.620	0.4	0.4
HE-0842	1.0	6.180	0.4	0.4
HE-0843	1.0	4.360	0.4	0.4
HE-0844	1.0	5.160	1.6	1.6
HE-0942	1.0	5.872	0.4	0.4

TABLE 3.17 – Recensement des configurations de tirs avec les lanceurs MICO et HERMES intégrant une cible composite CFRP. Tout les projectiles sont en aluminium 6061T6. Pour les tirs MICO, le projectile est un "culbuto", introduit en chapitre 2.

3.5.1 Analyse des résultats expérimentaux d'IHV sur composite CFRP

L'intérêt se porte d'abord sur les tirs avec le lanceur MICO, pour des vitesses de projectile inférieures à 3 km.s⁻¹. Les Figures 3.75 et 3.76a montrent les nuages de débris observés par caméra rapide pour plusieurs de ces tirs. Premièrement, on observe que l'enveloppe du nuage, composée de débris CFRP, est très fragmentée en comparaison du nuage observé pour un tir aluminium sur aluminium à même vitesse d'impact (Figure 3.2). Le niveau de décomposition semble similaire avec les deux épaisseurs de composite, à l'exception de quelques débris de taille intermédiaire pour la cible la plus épaisse. Ce comportement se démarque des cas avec cible en aluminium, où le nuage est composé de débris dont la taille augmente avec l'épaisseur de la cible. Cette propriété est intéressante car, contrairement à l'aluminium, il serait possible d'augmenter l'épaisseur des boucliers CFRP, sans craindre de générer d'importants fragments, porteurs d'une importante énergie cinétique et donc vulnérants.

La deuxième remarque concerne la position du projectile dans le nuage. Sur la Figure 3.75, on observe clairement pour l'impact MICO sur cible mince de 400 μm d'épaisseur que les parties cibles et projectiles sont distinctes, la partie projectile se déplaçant à 2.772 km.s⁻¹ et la partie cible à 2.443 km.s⁻¹ pour un tir où le projectile initial se déplaçait à 2.658 km.s⁻¹. L'influence de la différence d'impédance est clairement visible

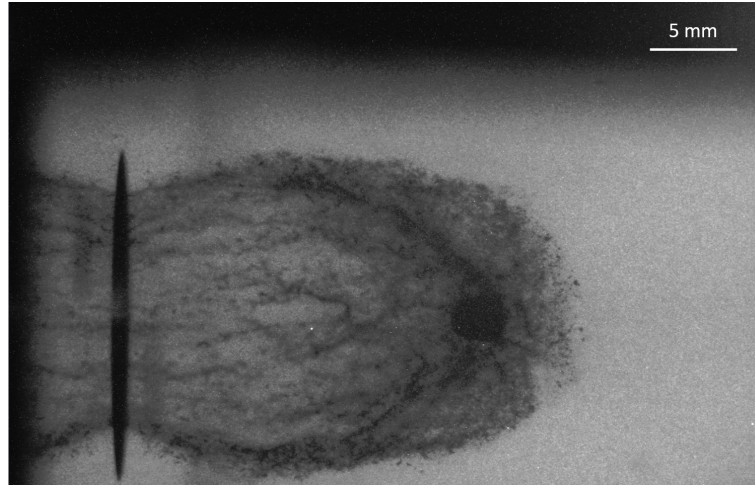
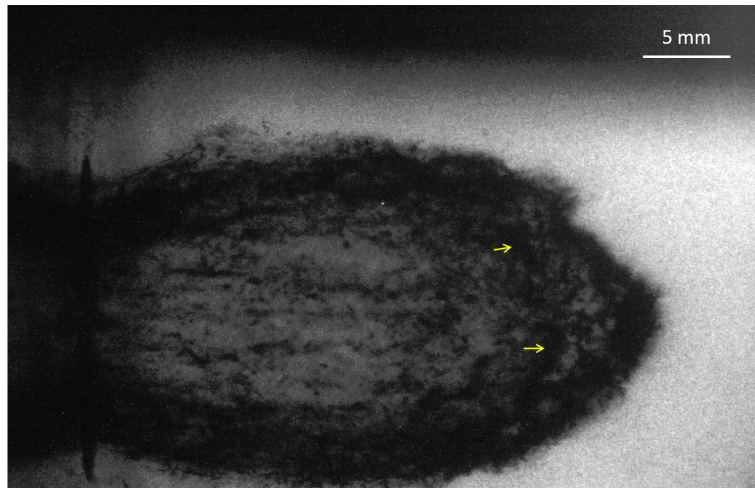


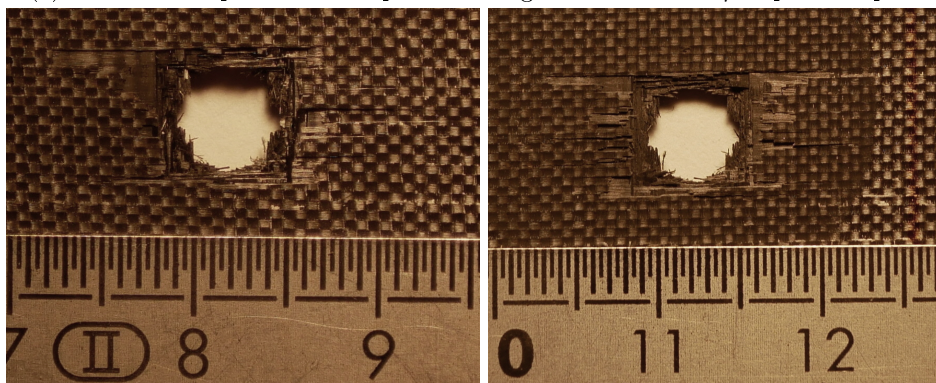
FIGURE 3.75 – Observation par caméra rapide du nuage de débris $11 \mu\text{s}$ après l'impact d'un culbuto (Al6061T6, $d_p=3 \text{ mm}$, $l=2.7 \text{ mm}$) à $v_0=2.658 \text{ km/s}$ sur une cible CFRP d'épaisseur $t_s=400 \mu\text{m}$ (tir MICO-21).

sur le comportement des matériaux, qui forment deux phases se déplaçant plus ou moins rapidement. Pour ce tir, on remarque entre autre que la partie cible se déplace plus rapidement que le projectile initial. Dans ses travaux, Francesconi et al. [31] remarque également ce contraste de vitesse des deux phases du nuage. Lors de tirs de billes aluminium sur composite CFRP, il recense pour plusieurs ratios t_s/d_p et pour plusieurs vitesses de projectile la vitesse des deux phases (Figure 3.77). Ces travaux ne couvrent que les ratio $t_s/d_p > 1.5$, ce qui n'englobe pas les tirs réalisés avec le lanceur MICO, où le ratio t_s/d_p demeure inférieure à 0,6. On se tourne donc vers les tirs HERMES employant des projectile plus petits et pour lesquels le ratio t_s/d_p est de 1.6 dans le cas d'un tir sur cible d'épaisseur 1.6 mm. La Figure 3.78a présente le nuage de débris observé dans une telle configuration. Sur ce tir, s'il est au premier abord difficile de distinguer précisément d'éventuels fragments de projectile, les données de Francesconi pour le ratio $t_s/d_p > 1.6$ nous renseignent sur la vitesse approximative de ces fragments de projectile. Grâce à cela, on peut déjà avancer que les fragments pointés par les flèches jaunes dans la Figure 3.78a appartiennent au projectile. De même pour le tir MICO présenté sur la Figure 3.76a, il est probable que les fragments issus du projectile soient ceux indiqués par les flèches jaunes. Lorsqu'elles sont accessibles, les données issues de nos tirs sont également indiquées sur la Figure 3.77. La troisième remarque concerne les impacts avec le lanceur HERMES pour des cibles plus fines. La Figure 3.79 présente les images de caméra rapide pour le tir HE-0841. Jusqu'ici, le nuage de débris possédait une structure constante, à savoir que les fragments de cible dans le nuage de débris formaient une enveloppe englobant les fragments de projectile. Dans le cas présent, on observe un phénomène différent, à savoir la percée à l'avant du nuage de fragments de projectile qui se déplacent plus rapidement que l'enveloppe de cible. Nous verrons que l'analyse des vitesses de déplacement du nuage nous permet d'avancer une hypothèse quant à ce phénomène.

Enfin, la dernière remarque concerne l'illumination visible sur une large zone dans la partie centrale du nuage, déjà observée lors des tirs Al/Al analysés précédemment (Figure 3.4). Pour un choc Al/Al, ce niveau de vitesse était suffisant pour atteindre le seuil de pression de 65 GPa induisant la fusion de l'aluminium. Cela ne semble pas être le



(a) Observation par caméra rapide du nuage de débris $18.5 \mu s$ après l'impact



(b) Photographie de la face avant (à gauche) et de la face arrière (à droite) de la cible CFRP

FIGURE 3.76 – Images de caméra rapide (en haut) et photographies de la cible après le tir (en bas) pour le tir MICO-19 d'un culbuto (Al6061T6 ; $d_p=3$ mm ; $l=2,7$ mm) à $v_0=2,655$ km/s sur une cible CFRP d'épaisseur $t_s=1,6$ mm.

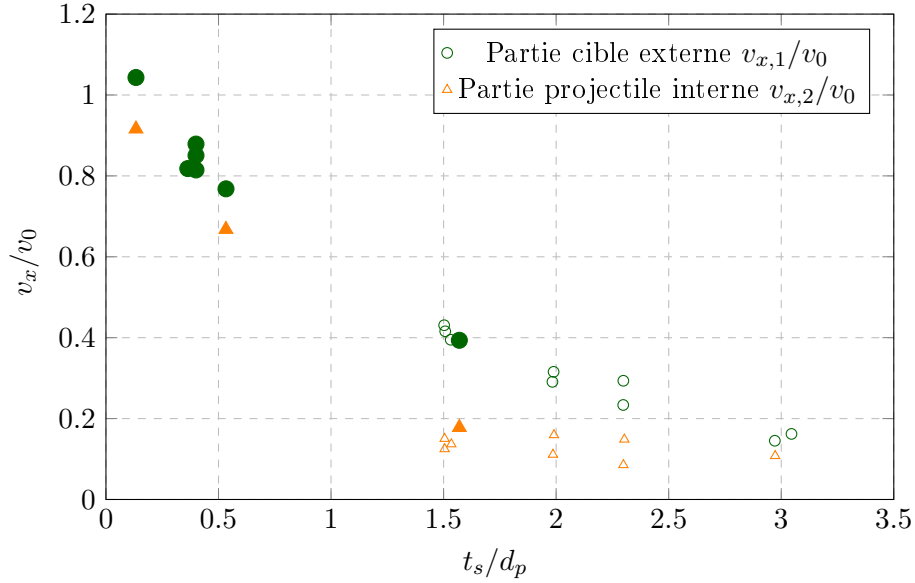
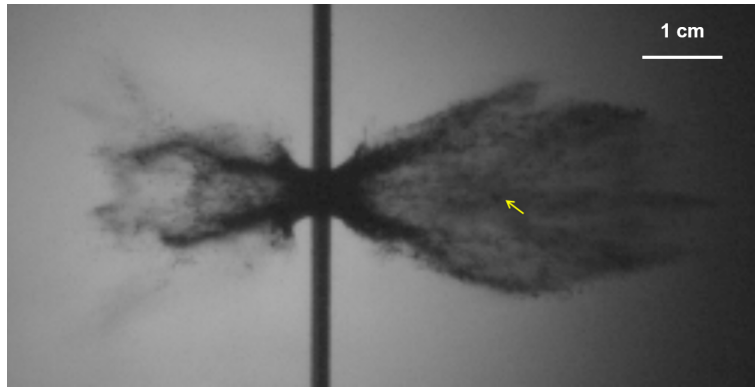
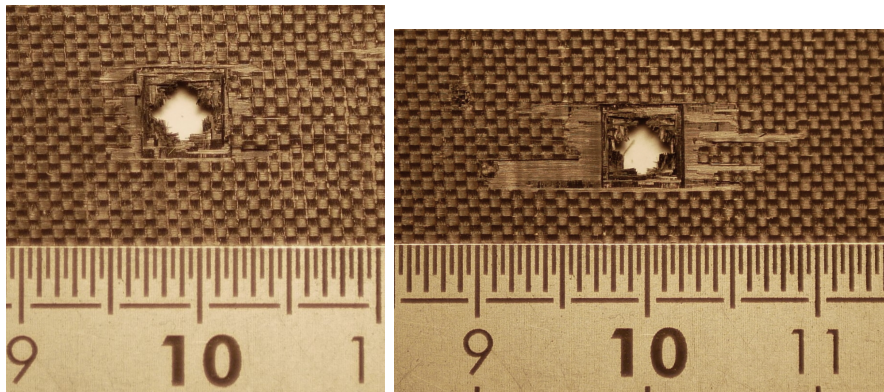


FIGURE 3.77 – Vitesse normalisée de l’enveloppe interne (projectile) et externe (cible) du nuage de débris pour des IHV de projectile aluminium sur CFRP. Les marqueurs vides de petites tailles sont les données issues de Francesconi [31] et les marqueurs pleins sont issues des IHV avec les lanceurs MICO et HERMES.

cas pour un choc aluminium sur composite CFRP. En s’appuyant sur la courbe d’Hugoniot du CFRP identifiée précédemment (Formule 3.15), la théorie 1D pour un choc Al/CFRP indique un pic de pression inférieur à 45 GPa pour un impact à 5,62 km/s. Cela sous-entend que l’origine de l’illumination sur les images n’est pas liée à la fusion de l’aluminium. Cette assertion doit tout de même être tempérée car la courbe d’Hugoniot du CFRP n’est identifiée que sur des essais générant des pressions inférieures à 20 GPa, soit moins que les niveaux générés par des impacts de projectile Al6061 à plus de 3 km/s. Les travaux de Dattelbaum et al. [131] fournissent des données pour un composite CFRP à base de fibres de carbone T50 et des pressions atteignant 50 GPa. Bien que le composite n’emploie pas les mêmes renforts, on peut malgré tout se demander si les résultats obtenus pour ce composites ne sont pas représentatifs pour le composite CFRP étudié dans le cadre du projet ATIHS. Les données d’Hugoniot en dessous 20 GPa semblent concorder pour les deux matériaux (Figure 3.44). Au delà, Dattelbaum observe une rupture de pente de la courbe d’Hugoniot au delà 20 GPa, attribuée au changement d’état de la résine car la résine est un composé $C_xH_yO_zN_w$, qui peut se consumer lorsqu’elle est portée à haute température. Si on ne dispose pas de points d’Hugoniot pour d’aussi hautes pressions, on peut cependant vérifier si le phénomène de sublimation de la résine est observé lors d’essais d’impact générant de tels niveaux de pression. Pour se faire, nous nous référons aux tirs HE-0840, HE-0841 et HE-0842, impliquant l’impact d’une bille Al6061 sur une cible composite CFRP d’épaisseur 400 μm (Tableau 3.17), les vitesses des projectiles étant respectivement de 4535 m/s, 5620 m/s et 6180 m/s. Lors des essais, on observe par caméra rapide les nuages de débris éjectés en face arrière de la cible lors de l’impact (Figure 3.80). Pour les trois tirs, on constate une illumination à l’avant du nuage, potentiellement liée au changement d’état de l’un des matériaux présents dans le nuage. À ces tirs sont associés les pressions induites lors de l’impact selon la théorie des chocs 1D, en employant l’identification de l’Hugoniot précédemment identifiée pour le CFRP (Formule 3.15). Les pressions obtenues sont juste supérieures au



(a) Observation par caméra rapide du nuage de débris $22.5 \mu s$ après l'impact



(b) Photographie de la face avant (à gauche) et de la face arrière (à droite) de la cible CFRP

FIGURE 3.78 – Images de caméra rapide (en haut) et photographies de la cible après le tir (en bas) pour le tir HE-0844 avec le lanceur HERMES. Impact d'une sphère Al6061T6 de diamètre $d_p=1$ mm à $v_0=5.16$ km/s sur une cible CFRP d'épaisseur $t_s=1.6$ mm (tir HE-0844, lanceur HERMES).

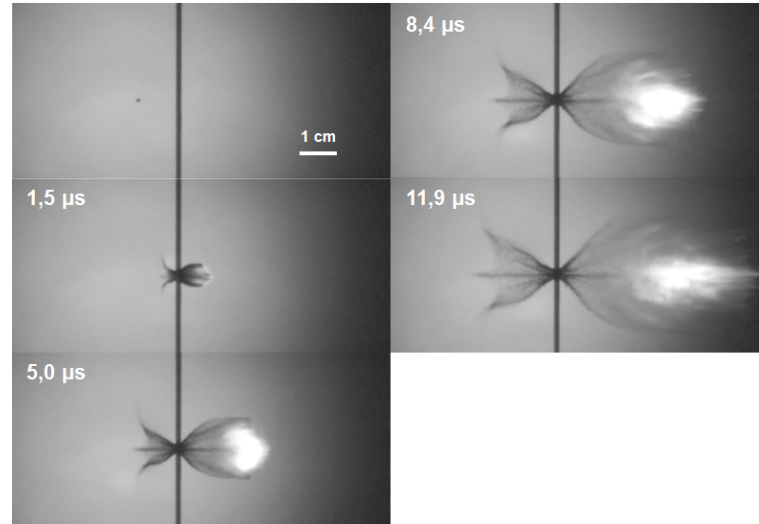


FIGURE 3.79 – Observation par caméra rapide du nuage de débris $22.5 \mu\text{s}$ généré par l’impact d’une sphère Al6061T6 de diamètre $d_p=1 \text{ mm}$ à $v_0=5.62 \text{ km/s}$ sur une cible CFRP d’épaisseur $t_s=400 \mu\text{m}$ (tir HE-0841, lanceur HERMES).

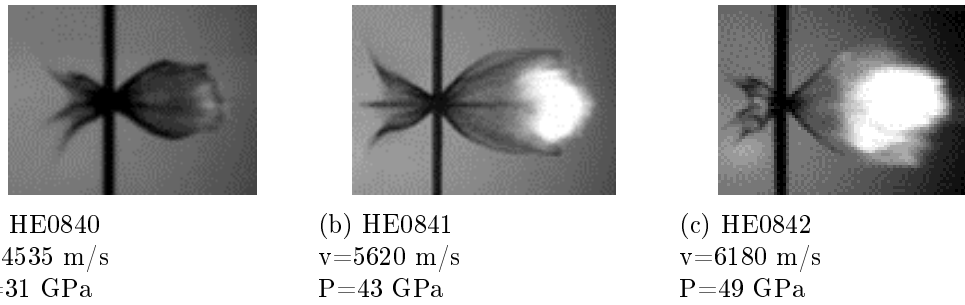


FIGURE 3.80 – Visualisation des nuages de débris environ $4 \mu\text{s}$ après impact d’une bille alu diamètre 1 mm sur une cible CFRP d’épaisseur $400 \mu\text{m}$. Le numéro de tir, la vitesse du projectile et la pression maximale théorique induite par le choc sont renseignées en dessous.

seuil de rupture de pente de l’Hugoniot identifiée par Dattelbaum [131]. Ces pressions étant nettement inférieure à la pression de fusion en détente de l’aluminium (à savoir 65 GPa), on exclut donc une illumination par changement d’état du projectile. Par ailleurs, les images de caméra rapide concordent bien avec l’hypothèse de sublimation de la résine de Dattelbaum. Sur la Figure 3.80a, l’illumination est faible et localisée tandis qu’elle englobe plus de matière pour les tirs de vitesses supérieures (Figures 3.80b et 3.80c). L’impact du projectile (a) génère une pression maximale légèrement supérieure au seuil de sublimation de la résine identifié par Dattelbaum, ce qui explique la faible illumination car seule la résine au niveau du point d’impact a atteint une pression suffisamment importante pour se sublimer. Dans le même ordre d’idée, les vitesses d’impact plus élevées des tirs (b) et (c) génèrent des niveaux de pression plus importants. Il est donc logique que plus de matière atteigne le seuil de sublimation. Ces observations tendent donc à confirmer qu’il y a bien sublimation de la résine pour des pressions de l’ordre de 25 GPa . La phénoménologie du comportement sous choc du composite CFRP concorde

donc avec celle observée par Dattelbaum pour un autre composite à base de fibre de carbone. Intégrer les points d'Hugoniot de Dattelbaum dans l'identification de la courbe d'Hugoniot du CFRP (Relation 3.15) pourrait donc s'avérer pertinent. Au vu de la phénoménologie de l'impact, la courbe d'Hugoniot semble suffisamment représentative des phénomènes intervenant au cours de l'impact. Afin d'analyser plus en détail la validité du modèle développé précédemment, nous réalisons les simulations des impacts présentés dans cette partie.

3.5.2 Comparaison expérience/calcul pour des IHV sur composite CFRP

Lors des tirs aluminium sur composite CFRP, on a observé que la cible composite était beaucoup plus décomposée que pour les tirs sur cible Al6061. La partie cible génère donc une enveloppe qui peut masquer la structure interne du nuage sur les images de caméra rapide aux premiers instants après l'impact. Pour le tir HE-844, correspondant à la Figure 3.78a, on analyse l'image observée à $t=18.5 \mu s$ après impact, car c'est la seule où les objets dans le nuage peuvent être distingués. Dans nos applications, où peu de matière occupe un grand volume, réaliser une simulation loin dans le temps afin d'extraire les données au même moment que l'image de caméra rapide n'est pas forcément pertinent. Cela revient à augmenter considérablement le volume à mailler et donc le temps de calcul. Heureusement, on constate généralement qu'après quelques microsecondes, le nuage s'étend de manière constante au cours du temps dans les deux directions. Si on considère un nuage de débris à un instant où il est déjà bien formé, on peut appliquer au nuage à un instant antérieur une homothétie dans les directions radiales et axiales, qui rend compte de l'expansion du nuage. On obtient alors une forme approchée du nuage de débris qui sera obtenu plus tard au cours du temps. Bien entendu, cette opération n'est pas rigoureuse car elle ne prend pas en considération les interactions des particules au sein du nuage. On peut cependant les supposer négligeables car l'écart entre les particules ne fait que croître au cours de l'expansion et l'interaction entre les débris est de moins en moins fréquente. Cette méthode ne prend également pas en compte les efforts de traînée dans le milieu quasi vide, ni le maintien en agglomérats des débris non fragmentés. Le projectile, s'il n'est pas fragmenté, ne s'étend pas radialement ni longitudinalement et l'homothétie appliquée dans cette direction est donc erronée. Les Figures 3.81, 3.82 et 3.83 comparent les nuages de débris observés par caméra rapide avec les résultats de simulation. Le Tableau 3.18 compare la vitesse axiale et radiale de plusieurs points du nuage définis dans la Figure 3.34. La simulation rend bien compte des vitesses longitudinales respectives de la partie cible et de la partie projectile. Elle surestime cependant la vitesse radiale du nuage dans le cas des tirs MICO. Concernant le projectile, son état après tir est bien respecté pour la cible mince. En ce sens, la position du projectile dans la simulation semble cohérente et le projectile sur les images de caméra rapide correspond probablement aux fragments présents en retrait. La fragmentation du projectile en plusieurs morceaux signalés par les flèches sur la Figure 3.82 concorde avec l'endommagement observé en simulation. En effet, de la cavitation se manifeste au centre du projectile malgré l'absence de fragmentation. Afin de prendre en compte l'endommagement par délaminage, la géométrie du matériau a été séparée en deux groupes avec les plis et les interplis. Cette division permet d'être plus représentatif de l'endommagement dans le bouclier. Cependant, le comportement dans le bouclier est principalement hydrodynamique dans le cas d'une cible mince. De plus, dans le cas du premier bouclier, seule compte la bonne représentativité du nuage de débris qui ira impacter le bouclier suivant. Or, représenter les interplis peut s'avérer néfaste en simulation eulérienne car cela maximise les problèmes de reconstruction d'interface en multipliant les interfaces. Cependant,

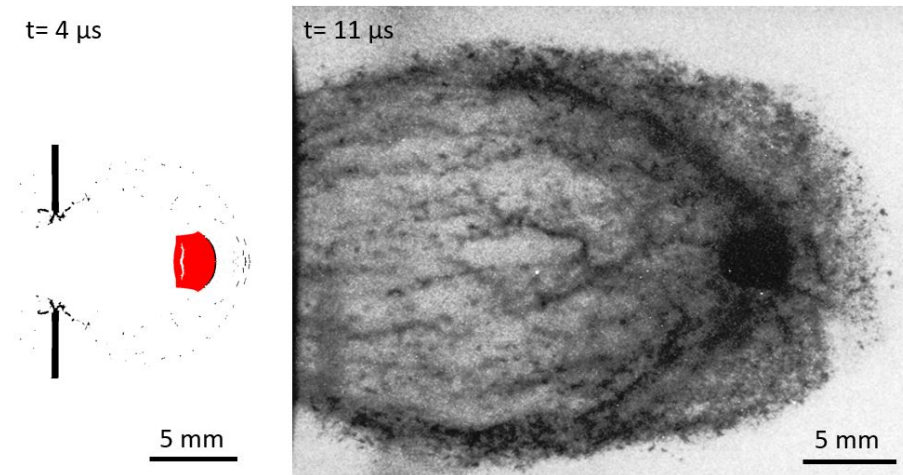


FIGURE 3.81 – Comparaison des nuages de débris issus d’une simulation sous HESIONE et d’images caméra rapide lors de l’impact d’un culbuto (Al6061T6, $d_p=3$ mm, $l=2.7$ mm) à $v_0=2.658$ km/s sur une cible CFRP d’épaisseur $t_s=400$ μm (tir MICO-19). Les temps d’extraction des images de caméra et de simulation sont indiqués en haut à gauche.

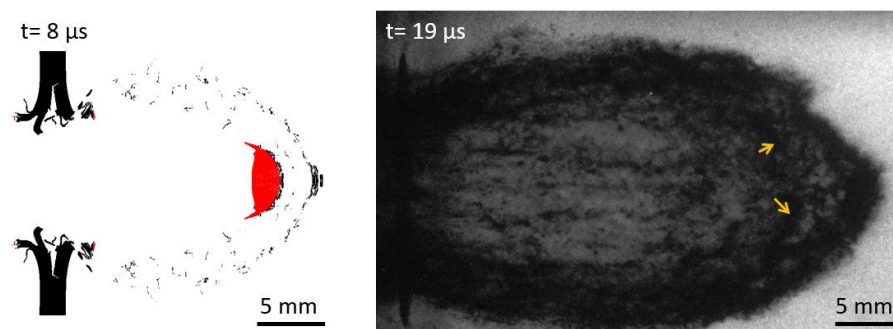


FIGURE 3.82 – Comparaison des nuages de débris issus d’une simulation sous HESIONE et d’images caméra rapide lors de l’impact d’un culbuto (Al6061T6, $d_p=3$ mm, $l=2.7$ mm) à $v_0=2.655$ km/s sur une cible CFRP d’épaisseur $t_s=1.6$ mm (tir MICO-21). Les temps d’extraction des images de caméra et de simulation sont indiqués en haut à gauche. Les flèches jaunes indiquent la position probable des restes de projectile.

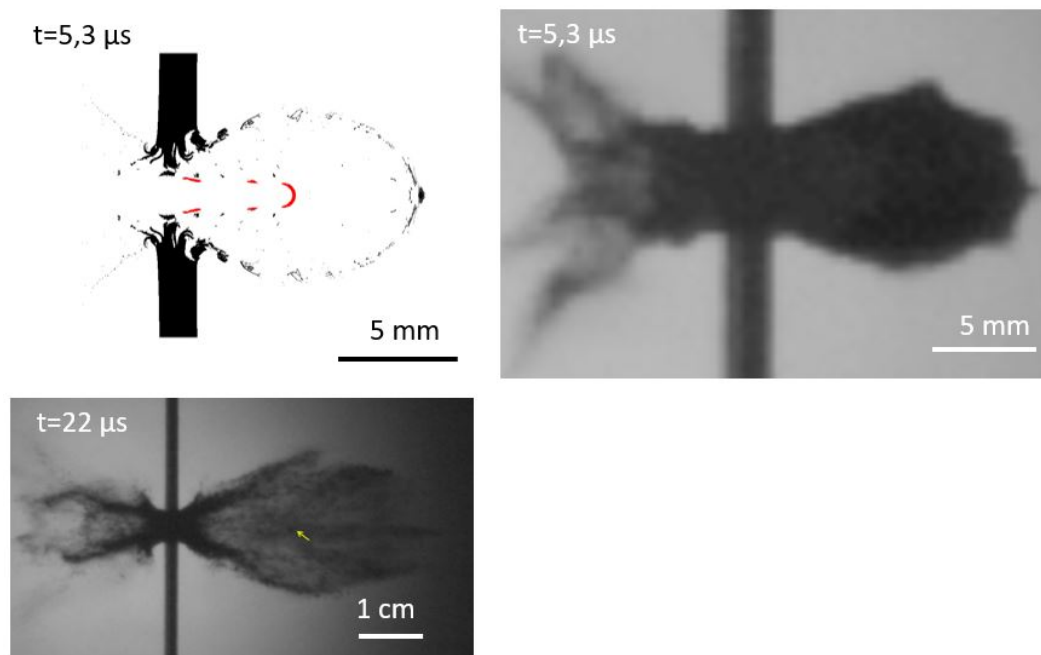


FIGURE 3.83 – Observation par caméra rapide du nuage de débris $18.5 \mu\text{s}$ après l'impact d'une bille en Al6061T6 de diamètre $d_p=3 \text{ mm}$ sur une cible CFRP d'épaisseur 1.6 mm à 5.160 km/s avec le lanceur HERMES (tir HE-0844). Les flèches jaunes pointent vers les possibles fragments de projectile. Les temps d'extraction des images de caméra et de simulation sont indiqués en haut à gauche.

N° tir		$v_{x,1} [\text{km.s}^{-1}]$	$v_{x,2} [\text{km.s}^{-1}]$	$v_{y,3} [\text{km.s}^{-1}]$
MICO-19	Expérimental	2.772	2.433	0.792
	Simulation	2.876	2.446	1.138
	Erreur relative	3.6 %	0.5 %	30 %
MICO-21	Expérimental	2.039	1.77(*)	0.525
	Simulation	2.045	1.816	0.620
	Erreur relative	0.3 %	2.53 %	15 %
HE-844	Expérimental	2.031	0.917	0.540
	Simulation	1.941	0.904	0.530
	Erreur relative	4.7 %	1.44 %	1.85 %

(*)Estimation faite en supposant le rapport des vitesses $v_{x,1}/v_{x,2}$ égal au rapport des positions x_1/x_2 longtemps après l'impact.

TABLE 3.18 – Comparaison de la vitesse de plusieurs points dans le nuage de débris obtenus expérimentalement et numériquement pour les tirs MICO n° 19 et 21, et le tir HE-844 impliquant des composites CFRP. Les points 1, 2 et 3 sont définis dans la Figure 3.34.

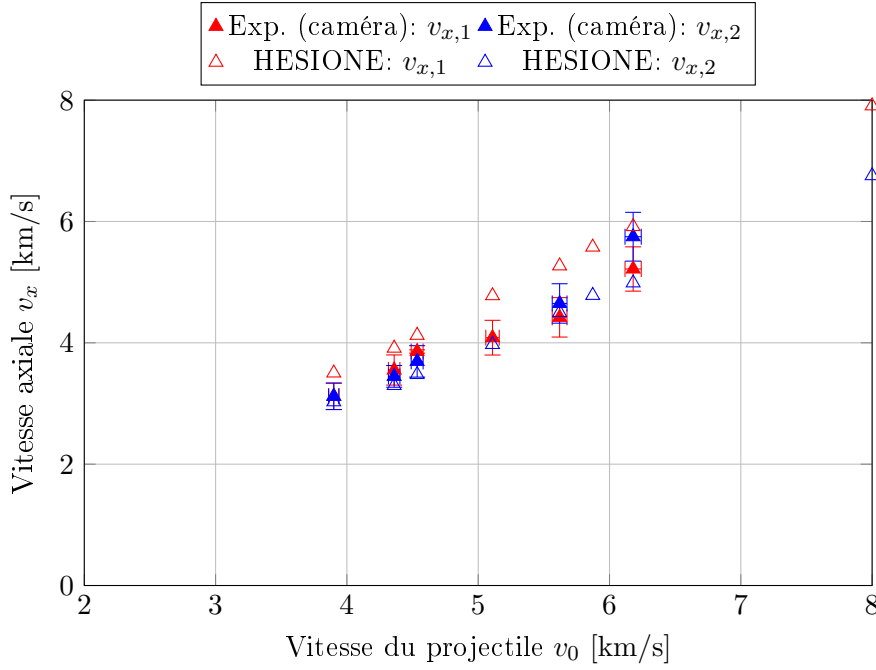


FIGURE 3.84 – Évolution de la vitesse axiale des parties cible $v_{x,1}$ et projectile $v_{x,2}$ du nuage de débris pour des impacts de billes Al6061 de diamètre 1 mm sur des cibles CFRP de 400 μm d'épaisseur. Les données expérimentales sont issues de tir HERMES détaillés dans le Tableau 3.17. Les points 1 et 2 sont définis dans la Figure 3.34.

dans le cas du tir sur cible mince MICO-21 (Figure 3.81), le contraste est suffisant pour distinguer plusieurs enveloppes dans le nuage. Elles sont également observées dans la simulation et correspondent aux différents préimprégnés qui se sont délaminés au cours de l'impact. La différenciation des plis et interpli dans la modélisation peut donc avoir une importance non négligeable dans la modélisation pour obtenir une nuage de débris représentatif.

Les tirs présentés ici sont utiles pour valider le modèle car ils mettent en évidence des caractéristiques de nuage sur lesquelles recaler la simulation. Ils ne sont cependant pas représentatifs du contexte spatial (v_0 trop faible ou t_s/d_p trop important). On souhaite maintenant s'intéresser à des configurations plus proches des applications finales, afin d'identifier si le matériau CFRP présente un intérêt pour la structure. En ce sens, on se concentre maintenant sur les tirs HERMES avec des vitesses d'impact v_0 entre 4 et 6 km/s et un rapport $t_s/d_p = 0.4$ ($t_s = 400 \mu\text{m}$, $d_p = 1 \text{ mm}$). Au vu des tailles de projectiles et des vitesses accessibles par le lanceur HERMES, cette configuration est assez représentative de nos applications. Cependant, l'analyse de ces tirs s'avère plus complexe. Comme l'atteste la Figure 3.79, le nuage de débris est en grande partie masqué par l'illumination, et sa composition interne est difficile à distinguer. Un phénomène inattendu est également visible plus tard dans l'expansion du nuage, où des débris percent à travers l'enveloppe du nuage. Ce phénomène est étonnant car la vitesse acquise par l'enveloppe de cible est normalement plus importante que celle du projectile, comme l'ont confirmé les observations précédentes (Figure 3.77). La simulation rend d'ailleurs compte de ce phénomène, comme l'atteste les Figures 3.85 et 3.84 regroupant les vitesses axiales et radiales de différents points du nuage de débris dans cette configuration. Le procédé de

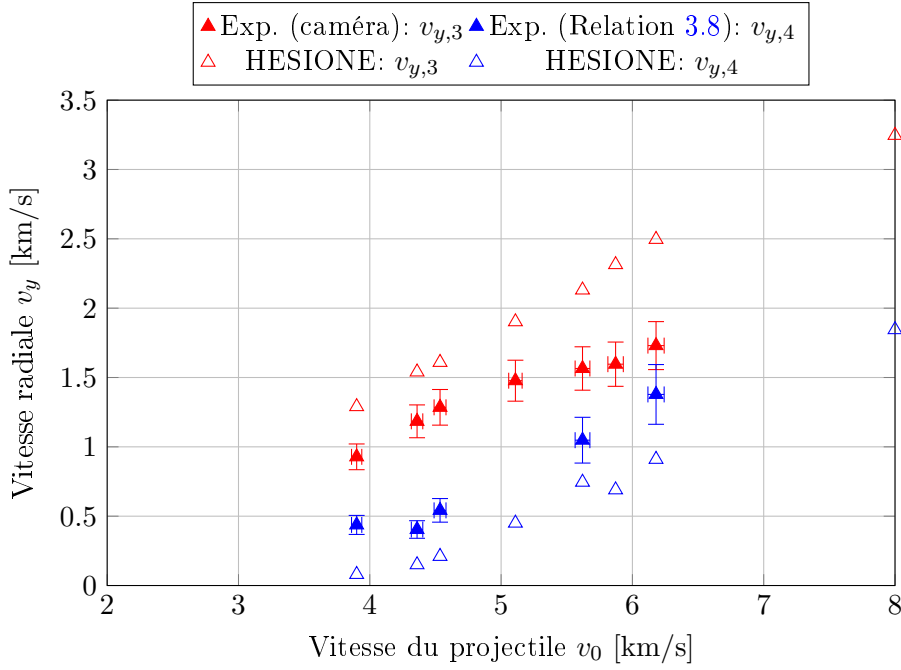


FIGURE 3.85 – Évolution de la vitesse radiale des parties cible $v_{y,3}$ et projectile $v_{y,4}$ du nuage de débris lors de l'impact d'une bille Al6061 de diamètre 1 mm sur une cible CFRP de 400 μm d'épaisseur. Les données expérimentales sont issues de tir HERMES détaillés dans le Tableau 3.17. Les points 3 et 4 sont définis dans la Figure 3.34.

mesure des vitesses de débris sur les images de caméra rapide et dans les simulations est le même que pour les impacts Al/Al (§3.1.5). Concernant les tirs où la vitesse d'impact dépasse 5 km/s, la partie projectile ne peut être clairement distinguée juste après l'impact. Les vitesses $v_{x,2}$ et $v_{y,4}$ de la partie projectile présentées dans les Figures 3.85 et 3.84 correspondent donc aux vitesses des débris ayant percé l'enveloppe de cible. Sur ces figures, on constate que la simulation a bien conservé le contraste de vitesse entre la cible et le projectile, avec une enveloppe de cible se déplaçant plus rapidement quelque soit la vitesse d'impact v_0 . À l'inverse, on constate sur ces même figures une légère inflexion de la pente de vitesse expérimentale $v_{x,1}$ et $v_{y,3}$ pour des vitesses de projectile supérieure à 4,5 km/s. Fortuitement, le seuil d'apparition de ce phénomène s'avère similaire à celui d'apparition de la fusion de la résine dans le composite. Lorsque l'on observe les images de caméra rapide (Figure 3.79), on constate que les fragments issus du projectile percent à travers l'enveloppe de matière cible, ce qui laisse supposer que la partie projectile se déplace plus rapidement que la partie cible. En réalité, il semble plutôt que ce soit la partie cible qui ralentisse au cours du temps. En réalisant de nouveau les mesures de vitesses à différents instants, on constate que la vitesse axiale moyenne de l'enveloppe de cible $v_{x,1}$ passe pour le tir HE0841 de 4420 m/s entre 1,5 μs et 5,0 μs , à approximativement 4000 m/s entre 5,0 μs et 8,4 μs après l'impact. Pour leur part, les fragments de projectile, visibles entre 8,4 μs et 11,9 μs , se déplacent à 4640 m/s. Une hypothèse pouvant expliquer ce phénomène est le freinage de la matière sublimée par les gazs de l'atmosphère. La séparation du sabot dans la chambre de séparation nécessite la présence de gazs environnants, sous des pressions de l'ordre de 10 à 50 kPa selon les tirs. Contrairement aux tirs MICO, le nuage de débris évolue donc dans une atmosphère beaucoup plus dense. Or, la sublimation de la résine génère un nuage de particules fines et peu dense, plus sensibles

au freinage aérodynamique, ce qui pourrait expliquer le ralentissement de l'enveloppe de cible dans les directions axiales et radiales à partir de l'initiation de la sublimation de la résine. Les travaux de Hiermaier [150] sur l'évolution des nuages de débris dans des atmosphères hautes pressions relate justement ce phénomène de ralentissement. Dans ce qui suit, on souhaite évaluer approximativement l'action de la traînée aérodynamique sur le nuage de débris. Pour se faire, on fait l'hypothèse que le nuage de débris est composé de débris sphériques. Cette hypothèse s'avère assez représentative des micro-gouttelettes qui se forment lorsque la matière entre en fusion. La force de traînée T (en N) s'écrit alors :

$$T = \frac{1}{2} \rho_{fluide} \cdot C_x \cdot S_f \cdot v_{rel}^2 \quad (3.33)$$

avec

- ρ_{fluide} : la masse volumique (en kg/m³) du fluide dans lequel a lieu le mouvement ;
- C_x : le coefficient de traînée (sans dimension) associé à la surface de référence ;
- S_f : la surface de référence, souvent assimilée à la surface projetée de l'objet dans son déplacement ;
- v_{rel} : la vitesse relative du débris par rapport au fluide dans lequel il se déplace.

En considérant l'air dans la chambre de tir comme un gaz parfait, la masse volumique ρ_{fluide} peut être calculée par la relation suivante :

$$\rho_{fluide} = \frac{M_{air} \cdot P_{chambre}}{R \cdot T_{chambre}} \quad (3.34)$$

où $P_{chambre}$ et $T_{chambre}$ sont la pression et la température dans la chambre de tir tandis que R et M_{air} sont respectivement la constante des gaz parfaits et la masse molaire du gaz se trouvant dans la chambre. En considérant les débris comme sphériques, la surface de référence d'un débris isolé s'écrit $S_f = \pi \frac{d}{4}$. Le coefficient de traînée est, quand à lui, dépendant du nombre de Reynolds qui vaut :

$$Re = \frac{v_{rel} \cdot d}{\nu} \quad (3.35)$$

où ν est la viscosité du fluide (en m/s²) et vaut $15 \cdot 10^{-6}$ m/s² à 1 atm et 300 K. La dépendance du coefficient de traînée C_x au nombre de Reynolds Re pour une sphère est explicitée dans la Figure 3.86. À partir de la relation 3.33, un coefficient de traînée peut être calculé. Du principe fondamental de la dynamique appliqué à un débris en mouvement, uniquement soumis à l'effort de traînée, il ressort :

$$\frac{\partial v}{\partial t} = A \cdot v^2 \quad \text{où } A = -\frac{3 \cdot \rho_{fluide} \cdot C_x}{4 \cdot \rho_{debris} \cdot d_{debris}} \quad (3.36)$$

La relation 3.36 peut se réécrire sous la forme $\frac{v'}{v^2} = A$ soit :

$$\frac{\partial \left(-\frac{1}{v}\right)}{\partial t} = A \quad (3.37)$$

En supposant le paramètre A indépendant du temps (ce qui est discutable, C_x évoluant avec la vitesse), l'intégration de cette relation conduit à la formulation de la vitesse au cours du temps :

$$v(t) = -\frac{1}{A \cdot t + B} \quad (3.38)$$

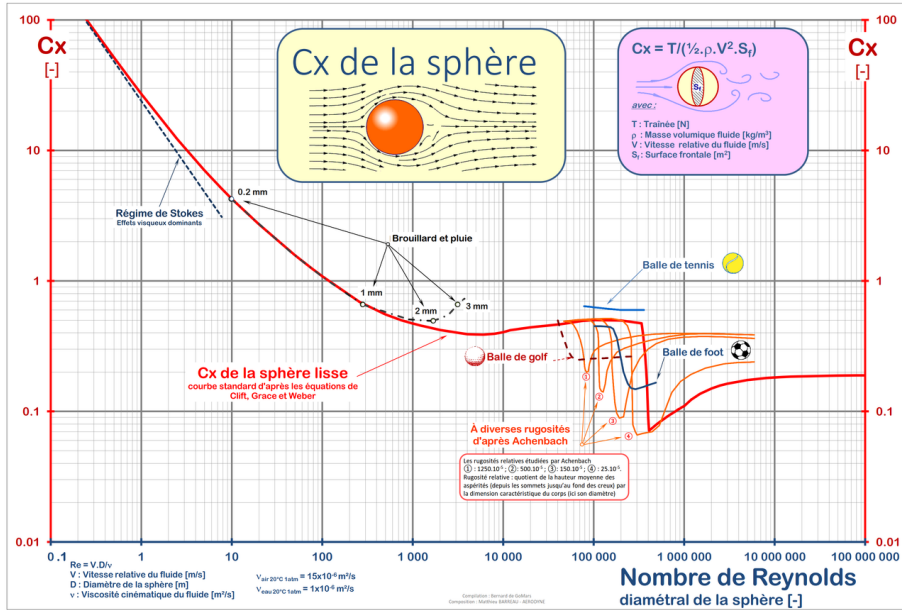


FIGURE 3.86 – Évolution du coefficient de traînée C_x d'une sphère avec le nombre de Reynolds. Image issue de la page Wikipédia sur le coefficient de traînée (Disponible à l'adresse "https://fr.wikipedia.org/wiki/Coefficient_de_traînée", dernière modification : 20 septembre 2020).

En appliquant la condition initiale $v(t = 0) = v_0$ où v_0 est la vitesse d'éjection initiale du débris, puis en remaniant 3.38, il vient :

$$v(t) = \frac{v_0}{\frac{3}{4} \frac{\rho_{\text{fluide}}}{\rho_{\text{debris}}} \frac{v_0 \cdot t}{d_{\text{debris}}} \cdot C_x + 1} \quad (3.39)$$

On constate donc que l'évolution de la vitesse d'un débris au cours du temps est fortement dépendante de sa taille, de sa vitesse initiale d'éjection, de sa masse volumique ainsi que de la masse volumique de l'air dans lequel il évolue. En particulier, l'influence du diamètre de débris d_{debris} est directement visible dans la relation 3.38, mais influence également le nombre de Reynolds et donc le coefficient de traînée, qui augmente avec la diminution en taille du débris. Afin d'estimer le ralentissement, on se place dans le cas d'une atmosphère à la pression 30 kPa, ce qui se trouve dans la gamme de pression régnant dans la chambre de tir HERMES (10 à 50 kPa). D'après 3.34, la masse volumique de l'air à température ambiante est de 0.290 kg/m³. Les travaux de Loison [151] mesurent par micro-tomographie les fragments provenant du micro-écaillage d'une cible aluminium sous choc laser. Les fragments ont des dimensions principalement comprises entre 4 μm et 50 μm . Le seuil minimal est fixé par la résolution maximale de la tomographie et des fragments plus petits sont très probablement présents. On prendra comme masse volumique de l'aluminium 2400 kg/m³, qui est la masse volumique de l'aluminium après choc/détente pour un choc générant la fusion. Une application numérique avec diverses tailles de fragment est proposée dans le Tableau 3.19. On constate que le ralentissement causé par l'atmosphère est non négligeable et fortement dépendant de la taille des débris. Dans le cas du composite CFRP, la masse volumique est encore plus faible. De plus, la taille des objets après sublimation de la résine est probablement inférieures aux valeurs constatées avec l'aluminium. L'influence de la traînée sur la vitesse des débris

Taille de fragment [μm]	Re [-]	C_x [-]	$v(t=3.45 \mu\text{s})[\text{m/s}]$	v/v_0
4	1333	0.4	4324	86.5 %
40	16667	0.4	4938	98.8 %
100	33333	0.45	4965	99.3 %

TABLE 3.19 – Calcul du freinage par l’atmosphère d’une chambre de tir ($P=25$ kPa) d’un fragment d’aluminium selon sa taille pour une vitesse d’éjection initiale $v_0=5$ km/s. La vitesse est calculée à $t=3.45 \mu\text{s}$, qui est l’intervalle entre deux images de caméra rapide pour les tirs HERMES.

est alors non négligeable. Cette proposition offre ainsi une possible justification quant aux observations sur les vitesses des fragments en Figure 3.79. La relation 3.39 demeure toutefois trop simpliste et surestime le freinage atmosphérique. Outre les hypothèses déjà énoncées, elle néglige la mise en vitesse de l’atmosphère par le nuage, ce qui se traduirait par une vitesse relative du fragment par rapport à l’atmosphère plus faible, et donc des efforts de trainée moindres (Relation 3.33). Les fragments moins freinés exerceraient potentiellement une poussée sur les fragments les plus freinés, ce qui compenserait en partie les efforts de trainée. Il est également possible que les fragments moins freinés passent au travers des fragments les plus lents sans les pousser. Cette analyse montre également que le freinage atmosphérique devient rapidement non négligeable lorsqu’un vide peu intense est utilisé en chambre de tir. Outre la résistance du lanceur, la phase de séparation du sabot est un des principaux obstacle à surmonter pour atteindre de nouvelles gammes de vitesses avec les lanceurs. Cette phase de séparation limite le vide réalisable en chambre de tir, ce qui est difficilement conciliable avec notre problématique. Une meilleure compréhension de l’interaction de l’atmosphère avec les nuages de débris s’avérera nécessaire afin de mieux comprendre le phénomène d’expansion des nuages. Du fait de ce freinage atmosphérique, il est difficile de présumer de la validité des vitesses mesurées expérimentalement, par rapport à un contexte d’impact dans le vide. Au vu de l’analyse précédente, l’évolution des vitesses $v_{x,1}$ et $v_{y,3}$ mesurées en simulation est potentiellement représentative de l’évolution observée si le nuage s’était étendu dans le vide. Non abordée au cours de la thèse, la prise en compte de l’atmosphère dans les simulations pourrait s’avérer importante pour restituer le processus d’expansion du nuage.

En présumant notre modèle suffisamment représentatif du comportement hydrodynamique réel du composite, on peut également s’intéresser aux conditions d’impacts permettant une fusion complète d’un projectile Al6061 lors de son impact sur une cible CFRP. Comme expliqué précédemment, de plus hautes vitesses d’impacts sont nécessaires afin d’atteindre un niveau de pression suffisant pour que le projectile en aluminium change d’état. En se basant sur l’égalité des pressions à l’interface et sur l’identification de l’Hugoniot du CFRP, on estime que la vitesse d’impact nécessaire pour atteindre la pression de fusion de l’aluminium sous choc/détente de 65 GPa est supérieure de 2 km/s à celle nécessaire pour un impact Al/Al. Cette valeur est approximative car elle se base sur une extrapolation de l’Hugoniot du composite CFRP (Formule 3.17). En dépit de ces approximations, on réalise quelques simulations d’impacts de bille Al6061 sur cible CFRP pour différentes vitesses et ratio t_s/d_p afin d’identifier approximativement dans quelles conditions le projectile entre entièrement en fusion. La Figure 3.88 rassemble quelques points obtenus à partir de ces simulations où l’on identifie si le projectile a entièrement franchi le seuil de température de 933 K représentatif de la fusion de l’alu-

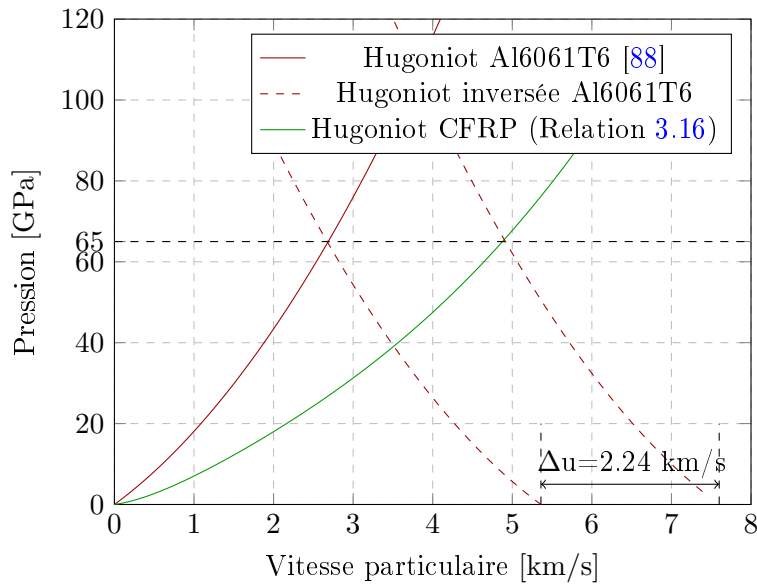


FIGURE 3.87 – Diagramme P-u pour un impact aluminium sur aluminium et aluminium sur CFRP en se basant sur la Relation 3.17 comme adiabatique dynamique du CFRP.

minium après choc/détente. Aucune frontière pour la fusion du composite CFRP n'est proposée car le modèle ne le prend pas en compte. Même en considérant le changement d'Hugoniot, l'état du carbone est quand à lui inconnu. Après la sublimation de la matrice, le matériau est assimilable à un mélange de phases liquides gazeuses et solides, où les fibres de carbone représentent la phase solide. Le carbone ne passe pas à l'état liquide mais se vaporise pour une température de 9300 K. La transition de phase vers le diamant est également envisageable mais non identifiée. Même en l'absence de changement de phase, le composite est fortement décomposé, ce qui limite ses effets vulnérants en tant que projectile à contrario de l'aluminium. Le matériau CFRP étant moins dense que l'aluminium, on veut s'assurer si un bouclier plus épais de composite mais de même masse surfacique apporte une meilleure protection que l'aluminium. Sur la Figure 3.88, on compare les points obtenus par la simulation avec la frontière de fusion du projectile pour un impact Al/Al (Relation 3.2) multipliée par un facteur assurant la même masse surfacique. Malgré les approximations sur les modèles, il semble que l'aluminium assure une meilleure décomposition du projectile que le CFRP, à même masse surfacique. Cette information indique que l'aluminium serait plus efficace que le CFRP en tant que premier bouclier d'un Whipple shield.

3.6 Modélisation du composite ZFRP sous HESIONE et validation

Contrairement aux composites à base de fibres de carbone, on dispose de très peu de données sur le PBO® zylon. Après recherche, aucun travail ne traite de la modélisation de composite à base de PBO® sous impact. Parmi les quelques données à disposition sur le comportement du PBO® sous impact, on peut se référer aux travaux d'Escalé [28] qui évaluent l'apport de différentes fibres sur la résistance à l'impact des composites. Son étude contient principalement des tests au mouton de Charpy ainsi que quelques essais d'impact au canon avec des vitesses de projectile inférieures à 300 m/s. Si ces

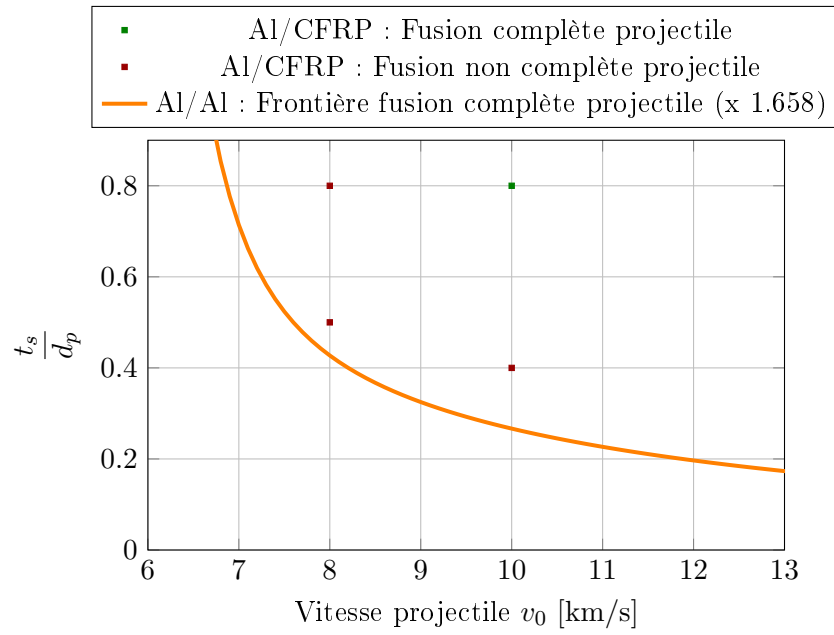


FIGURE 3.88 – Recensement par simulation numérique (HESIONE) des conditions d'impact, où la matière issue du projectile dans le nuage de débris entre en fusion dans le cas d'un impact de bille Al6061 sur cible CFRP. Le diamètre d_p employé est compris entre 1 et 4 mm tandis que l'épaisseur du bouclier t_s est comprise entre 400 et 800 μm . Ces données sont confrontées à la frontière de fusion du projectile pour un impact Al/Al (Relation 3.2), multipliée par un facteur $\frac{\rho_{\text{Al6061}}}{\rho_{\text{CFRP}}} = 1.658$ pour assurer la comparaison des cibles à même masse surfacique.

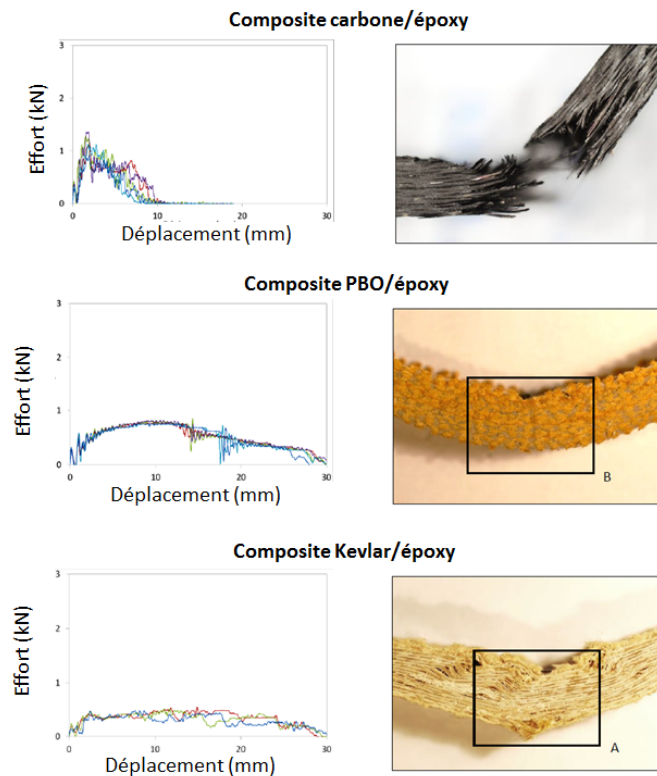


FIGURE 3.89 – Courbes effort/déplacement associées à l'état des cibles pour des essais de Charpy sur trois matériaux composites. Résultats issus des travaux d'Escalé [28].

sollicitations sont loin d'égaler celles qui nous concernent, elles mettent en évidence des propriétés générales de ces composites ainsi que des analogies avec des matériaux plus connus. La Figure 3.89 présente les résultats d'impacts Charpy sur des composites à base de fibres de carbone, d'aramide (Kevlar®) et de PBO® respectivement [28]. Cet essai confirme le comportement plutôt fragile du carbone. La courbe effort/déplacement présente un caractère principalement élastique défini par d'importants efforts et une faible déformation avant la rupture. À l'inverse, le PBO® se rapproche du Kevlar, dont le comportement est très différent du carbone. Contrairement au carbone, aucune partie élastique ne se distingue. Les faibles efforts développés et l'importante déformation du matériau sont représentatifs d'un comportement plastique à l'échelle macroscopique. Dans l'ensemble, les caractéristiques de bases du PBO® ainsi que les essais au mouton de Charpy réalisés par Escalé [28] indiquent une forte similitude entre le PBO® et les fibres synthétiques telles que le Kevlar, ou encore le polyéthylène haute ténacité. On peut donc prendre exemple sur les modèles employés pour représenter ces matériaux. Concernant les composites Kevlar/époxy, ils sont déjà employés au sein des structures spatiales. En ce qui concerne leur modélisation sous impact, un modèle orthotrope élastique est généralement employé. Cependant, la méthode eulérienne ne permet pas d'utiliser les modèles orthotropes, ce qui réserve pour l'instant son utilisation à la méthode SPH principalement. Concernant les modèles isotropes, on peut se tourner vers les modèles employés pour modéliser les plastiques tels que les polyéthylènes. Dans ce qui suit, on propose un modèle simple pour modéliser les composites à fibres de PBO zylon®.

ρ_0	C_0	S	γ_0
[kg.m ⁻³]	[m.s ⁻¹]	[-]	[-]
1330	1900	2.4	0.8

TABLE 3.20 – Paramètres de l'équation d'état de Mie-Grüneisen pour le composite ZFRP (Figure 3.51).

3.6.1 Géométrie

À l'instar du composite CFRP, le composite en fibre de zylon (ZFRP pour Zylon Fiber Reinforced Polymer) est une succession de tissus de zylon et de matrice époxy. Contrairement au composite carbone fabriqué à base de préimprégnés, le matériau ZFRP est le résultat d'un procédé de Resin Transfer Molding (RTM), qui apporte une qualité moins importante que pour la fabrication par préimprégnés. De plus, le tissu sergé de fibre PBO® employé pour notre composite présente une épaisseur d'environ 250 μm d'épaisseur. Le composite ZFRP est donc un matériau très hétérogène car il intègre peu de couches de tissus et les fibres et la matrice sont très dissociées. Des essais ont été réalisés sur des échantillons de ZFRP d'épaisseur $t_s = 400 \mu\text{m}$ et 2 mm. Les cibles de 400 μm d'épaisseur n'intègrent qu'une couche de tissu et sont donc fortement hétérogènes. Il s'avère difficile de modéliser leur comportement de manière homogène et nécessite une modélisation à l'échelle mésoscopique. Cette modélisation requiert cependant de connaître le comportement dynamique de la fibre et de la résine individuellement, ce qui n'est pas notre cas. Dans le cadre de la caractérisation du composite, nous employons des cibles plus épaisses d'épaisseur 2 mm intégrant 5 couches de tissus.

Dans ce qui suit, le composite est modélisé comme une succession de plis et d'interplis. Le volume de fibre est de 50 %, comme préconisé au sein du projet ATIHS. Au vu du nombre de plis et de l'épaisseur théorique de 250 μm d'un tissu, le ratio volumique de fibre ne pourrait pas être respecté. Dans la réalité, la flexion des fibres bombe le tissu par endroits ce qui induit une épaisseur plus importante, la matrice vient ensuite combler les espaces à l'intérieur du tissu. Dans le modèle, l'épaisseur des plis est ramenée à 200 μm , afin de respecter les volumes de fibre et de matrice. Concernant les états du surface la présence de matrice en surface du composite est variable. Afin d'être représentatif de la majorité des cibles, on suppose la présence d'une demi épaisseur de matrice de chaque côté de la cible. Les épaisseurs des tissus et de la matrice respectent donc la relation suivante :

$$e_{ZFRP} = 5 \cdot e_{tissu} + (4 + 2 \cdot 1/2) \cdot e_{matrice} \quad (3.40)$$

avec $e_{tissu} = 200 \mu\text{m}$, ce qui conduit à $e_{matrice} = 200 \mu\text{m}$. Comme pour la modélisation du CFRP, les modèles qui seront utilisés pour ces deux composants sont similaires à l'exception des paramètres d'endommagement et de rupture.

3.6.2 Loi de comportement

Que ce soit l'interpli ou le pli, les deux entités sont modélisées à l'aide d'une EOS de Mie-Grüneisen dont les paramètres sont renseignés dans le Tableau 3.20. Les paramètres de l'Hugoniot sont ceux obtenus par recalage des coefficients sur les essais d'impact de plaque DEMETER et les essais CESAR. Le coefficient de Grüneisen γ_0 est choisi égal à 0.8, qui est une valeur couramment observée pour les matériaux polymères [152]. Le module de cisaillement du ZFRP est pris égal à 2.2 GPa, afin de corroborer l'apparition

K_1 [GPa]	K_2 [GPa]	K_3 [GPa]	G [GPa]
4.80	16.3	34.4	2.2
LEH [MPa]	η_{LEH} (—)	P_{LEH} [MPa]	$\sigma_{q,LEH}$ [MPa]
150	0.0188	96.3	81.2
208	0.0255	134	110

TABLE 3.21 – Détermination des coordonnées de la limite élastique d'Hugoniot dans le plan $P - \sigma_{eq}$ par résolution des équations 3.26, pour différentes valeurs de LEH mises en valeur par les essais CESAR. Les coefficients K_i sont issus des équations 3.27.

du précurseur élastique sur les essais CESAR.

Concernant les propriétés élasto-plastiques du composite ZFRP, un modèle élasto-plastique parfait est employé avec une limite élastique fixée à 120 MPa. Ce seuil est en accord avec les précurseurs de vitesse constatés sur les résultats CESAR (Tableau 3.21). Concernant l'endommagement et la rupture, une limite de rupture en tension principale est imposée. En se basant sur les résultats CESAR, la tension de rupture dans l'interpli est fixée à 100 MPa, mais fera l'objet de modifications lors des comparaisons expériences/essais. Dans les tissus PBO®, le seuil de rupture est beaucoup plus élevé. Les propriétés de la fibre spécifiées par le fabricant [93] indiquent une contrainte limite de 5.8 GPa et un allongement à rupture de 2.5 %. Le module d'élasticité renseigné est de 270 GPa, ce qui laisse supposer que le comportement du PBO® en traction est majoritairement élastique avant rupture. Ce comportement n'est pas bien restitué par le modèle actuel. En raison du choix de modèle isotrope, le module d'élasticité en traction dans notre modèle est de l'ordre de 4.8 GPa (équations 3.27), soit bien inférieur à celui du PBO®. Dans ce modèle, le choix est fait d'introduire un endommagement se basant sur un critère en déformation plastique. Afin d'être représentatif de l'énergie absorbée avant rupture, nous choisissons un seuil de déformation plastique assurant l'égalité de l'aire sous la courbe contrainte/déformation jusqu'à la rupture. Au vu du faible seuil de limite élastique du ZFRP identifié précédemment (120 MPa), le seuil de déformation plastique à l'endommagement est estimé par :

$$\epsilon_{rupture,ZFRP} = \frac{Y_{PBO} \cdot \epsilon_{rupture,PBO}}{Y_{ZFRP}} = \frac{0,5 \cdot 5,8 \cdot 10^9 \cdot 0,025}{1,2 \cdot 10^8} = 60\% \quad (3.41)$$

Une fois le critère d'endommagement rempli, alors la limite élastique du matériau devient nulle et le matériau ne reprend aucun effort en traction. Le seuil de déformation plastique limite a par la suite fait l'objet d'un léger calibrage pour rendre compte du comportement du composite ZFRP employé en bouclier secondaire et a été relevé à 80 %.

3.6.3 Évaluation du modèle

On évalue maintenant la capacité du modèle exposé précédemment à représenter le comportement dynamique réel du composite. Pour cela, les résultats de simulation sont comparés aux données récoltées au cours des essais afin de valider le modèle. Les essais laser n'ont pas été traités du fait de l'hétérogénéité des cibles qui les rendent difficilement modélisables.

Impact de plaque DEMETER

Dans les Figures 3.90a, 3.90b, 3.90c et 3.90d, on compare les profils numériques et expérimentaux de vitesses obtenus en face arrière du composite ZFRP ou en face arrière de la plaque témoin lors de l'impact de plaque avec le lanceur DEMETER. Les résultats subissent un offset en temps de sorte à faire concorder l'instant d'arrivée du choc en face arrière du transmetteur cuivre. Cet instant est déterminé expérimentalement par moyenne sur l'instant d'arrivée du choc en face arrière du cuivre pour les deux mesures VH les plus proches (Figure 3.46). On constate que le temps de traversée du choc dans le matériau est assez bien respecté. Le plateau de vitesse après choc dans le cas des fenêtres et du dépôt argent est lui aussi bien restitué. Pour l'empilement avec fenêtre LiF (Figure 3.90d), le temps d'arrivée en face arrière du ZFRP de l'onde réfléchi sur le transmetteur en cuivre est légèrement surestimé de 50 ns mais le niveau de vitesse est bien restitué. Pour la configuration de réverbération de choc dans la plaque témoin Or (Figure 3.90a), une surestimation de la vitesse du premier plateau est dénotée, ce qui se traduit par une surestimation de la pression dans l'état de rechoc de 10 %. Au vu du peu de données disponibles sur le comportement sous choc du composite ZFRP, nous considérons ces résultats suffisants.

Essais CESAR

Le même procédé que pour le composite CFRP est répété ici et la Figure 3.91 présente les comparaisons des profils de vitesse simulation/essai pour l'essai CESAR 3576 avec une fluence de tir de 321 J/cm² et une pression maximale dans le buffer aluminium de 4.24 GPa. On remarque premièrement que les niveaux de vitesses obtenus en simulation sont en accord avec les essais, tout comme le temps d'arrivée de l'onde de compression en face arrière du composite. Ce résultat est important car il tend à valider l'identification de l'Hugoniot (Relation 3.18) pour les basses vitesses malgré le peu d'informations disponibles. Un léger précurseur élastique est obtenu en simulation à 120 m/s pour la VH2 et 30 m/s pour la VH3, en accord avec les calculs de LEH réalisés précédemment (Tableau 3.21). La durée de ce précurseur est très faible, et se trouve à la limite de résolution temporelle de la VH, ce qui explique que le précurseur soit à peine visible sur les signaux VH en prenant une fenêtre de transformée de Fourier de 5 ns et un pas de recouvrement de 1 ns. En ce qui concerne le délaminage, le niveau de vitesse ne correspond pas aux résultats expérimentaux. L'augmentation ou la diminution du seuil de rupture n'a pas d'influence sur le profil de vitesse observé car le délaminage intervient systématiquement dans les interfaces en résine et non dans les tissus de PBO®. Le lieu de délaminage n'est donc pas modifié par le seuil de rupture tant que ce seuil n'est pas franchi dans une autre interface. Par exemple, on constate que le profil de vitesse en face arrière est similaire en prenant un seuil de 100 MPa ou de 130 MPa car la rupture intervient dans les deux cas en face avant du dernier tissu de PBO®. La différence observée sur le profil de vitesse indique que l'épaisseur de l'écaille n'est pas respectée. Cette erreur est liée à l'incertitude sur les dimensions des différents constituants. Selon l'épaisseur de matrice présente en surface libre des échantillons, le lieu d'écailage est plus ou moins loin de la surface libre, ce qui modifie la durée d'aller retour de l'onde après délaminage. D'après la durée des allées-retours, On peut estimer l'épaisseur de l'écaille par la relation suivante :

$$t_{ec} = \frac{C \cdot \Delta t}{2} \quad (3.42)$$

où C est compris entre C_0 et C_L , tandis que Δt est le temps d'un aller/retour d'onde dans l'écaille. Ce temps est d'environ 200 ns. D'après la simulation, la vitesse de l'onde dans

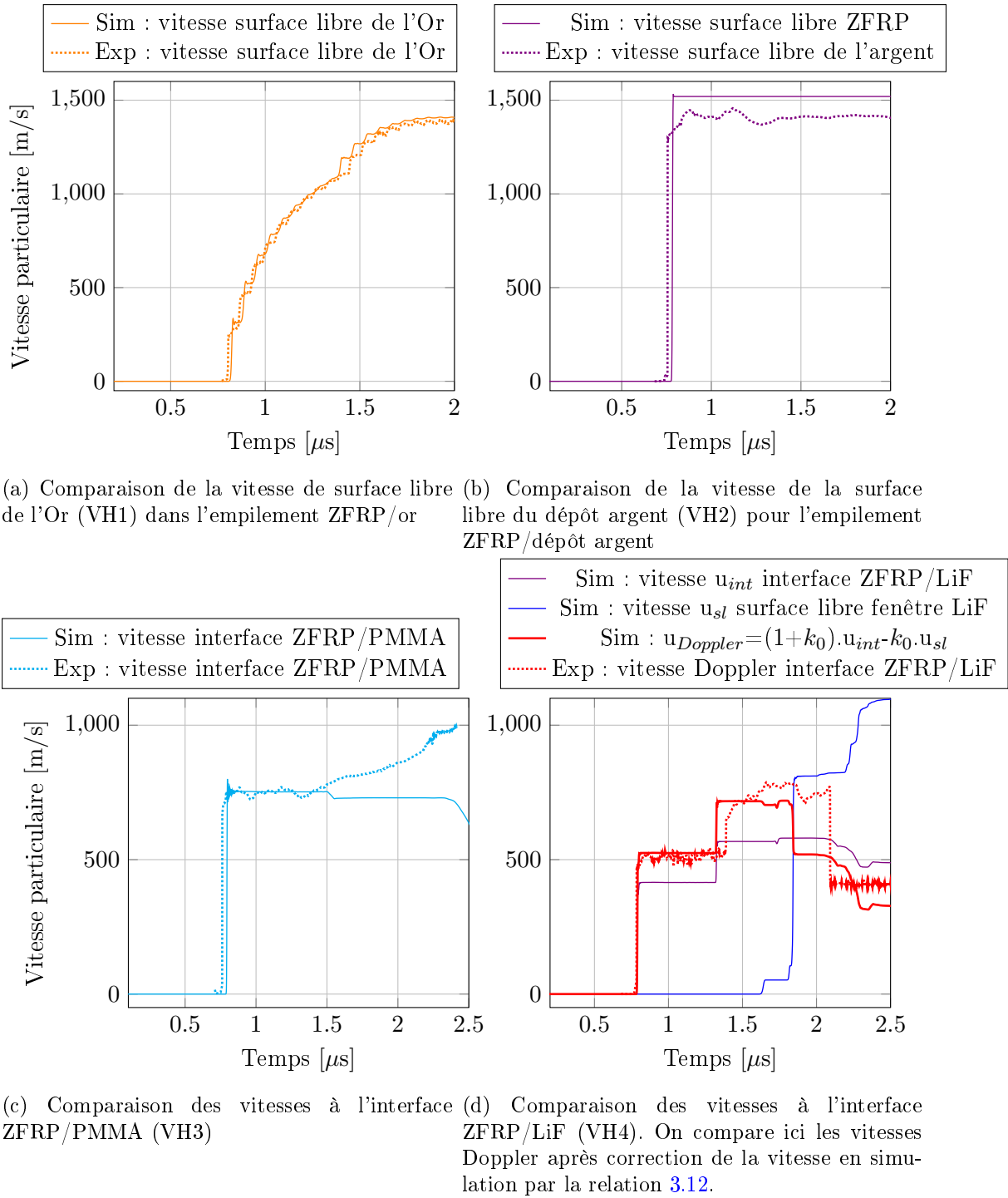


FIGURE 3.90 – Comparaison des profils de vitesse expérimentaux (pointillés) et numériques (trait plein) correspondant aux différents empilements de la Figure 3.46. Les dimensions des composants dans chaque empilement sont détaillées dans le Tableau 3.9.

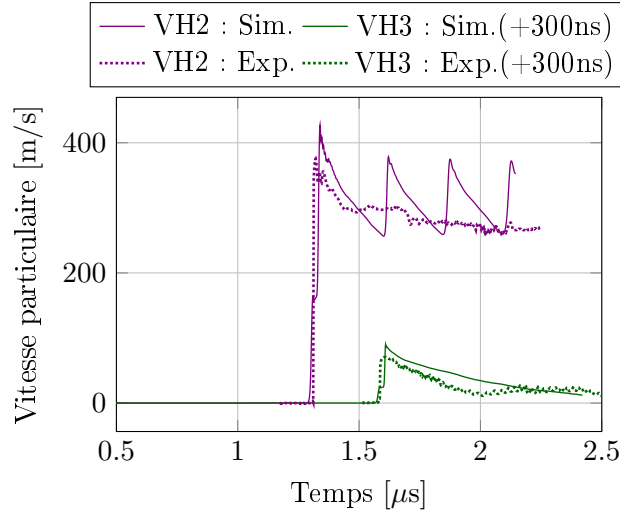


FIGURE 3.91 – Comparaison des profils de vitesse expérimentales (trait pointillé) et numériques (trait plein) pour le tir CESAR 3576 (321 J/cm^2) : ZFRP(VH2) et ZFRP/LiF(VH3). Un offset en temps de 300 ns a été appliqué aux profils correspondant à la VH 3 afin de bien les dissocier de la VH2.

l'écaille varie entre 1700 et 1900 m/s. En prenant une vitesse moyenne C de 1800 m/s, on obtient une épaisseur d'écaille de $177 \mu\text{m}$, ce qui est légèrement inférieure à l'épaisseur de tissu de $250 \mu\text{m}$. On peut ici supposer que l'épaisseur de matrice en surface était faible voire inexistante pour cet échantillon. Une meilleure qualité de production des échantillons permettrait au modèle de tenir compte de ces phénomènes. En ce qui concerne le seuil de contrainte limite en tension, un seuil de 100 MPa surestime le délaminage sur la base du modèle de rupture adopté, qui intervient dans 4 interplis, alors que l'observation des cibles après tir indique le délaminage d'un seul tissu (Figure 3.57). Le seuil de rupture en tension est donc pris égal à 135 MPa. Il s'agit du seuil à partir duquel le délaminage observé en simulation est représentatif de l'état des cibles après tir. Cette modification n'a pas d'influence sur le profil de vitesse obtenu car le délaminage intervient toujours au même moment dans le dernier interpli.

3.7 Impact hypervélocé sur composite ZFRP

Grâce aux travaux précédents, on dispose maintenant d'un premier modèle pour le composite ZFRP et il est maintenant temps de le confronter à des essais d'IHV. De ce point de vue, des tirs de projectile aluminium ont été réalisés à l'aide des lanceurs MICO du CEA-CESTA et HERMES de Thiot Ingénierie. Le Tableau 3.17 recense les configurations des tirs impliquant des cibles ZFRP. Les Figures 3.92, 3.93a et 3.94a montrent les nuages de débris observés par caméra rapide pour plusieurs de ces tirs. Plusieurs observations peuvent être relevées. À l'instar des IHV sur composite CFRP, le nuage de débris est également plus fragmenté que pour une cible aluminium. On distingue cependant pour les tirs MICO (Figure 3.93a) des débris de formes longilignes dans le nuage. Ces débris correspondent à des bouts de fibres du tissu de PBO®, ce qui contraste avec le composite CFRP qui se fragmentait sous forme de poudre. Le niveau de fragmentation de la cible est plus important pour la cible fine de $400 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

N° tir	d_p [mm]	v_0 [km.s ⁻¹]	t_s [mm]	t_s/d_p
MICO-17	3.0	2.577	2.0	0.667
MICO-18	3.0	2.639	2.0	0.667
MICO-20	3.0	2.537	0.4	0.133
HE-0845	1.0	5.620	2.0	2.0
HE-0846	1.0	5.580	0.4	0.4
HE-0847	1.0	4.220	0.4	0.4
HE-0941	1.0	5.8863	0.4	0.4

TABLE 3.22 – Recensement des configurations de tirs avec les lanceurs MICO et HERMES intégrant une cible composite ZFRP. Tous les projectiles sont en aluminium 6061T6. Pour les tirs MICO, le projectile est un culbuto dont la longueur est de 2.7 mm.

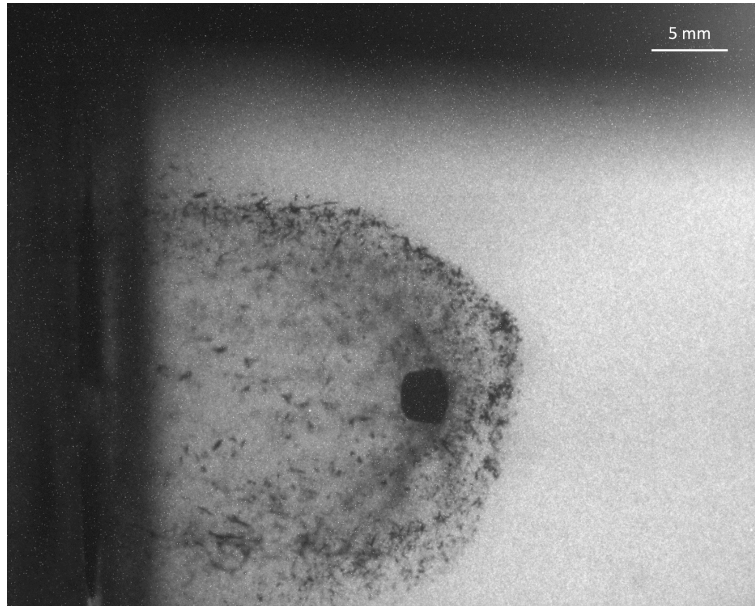
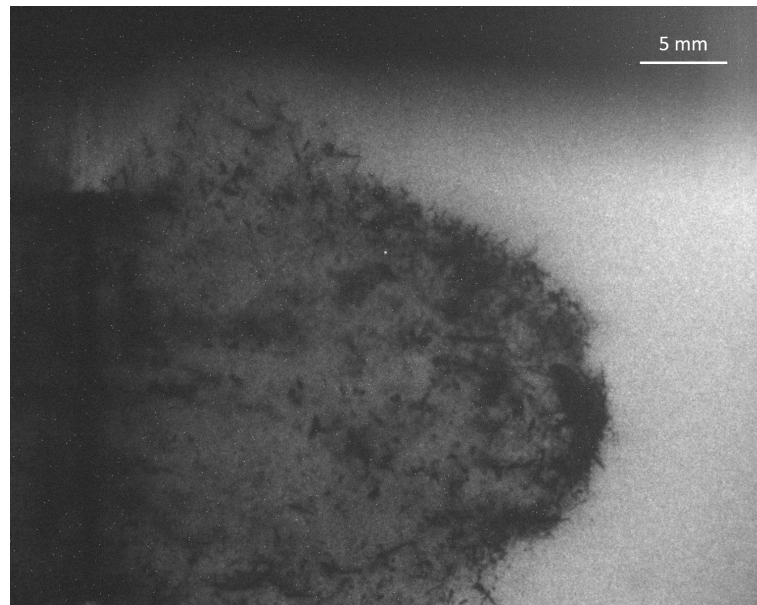
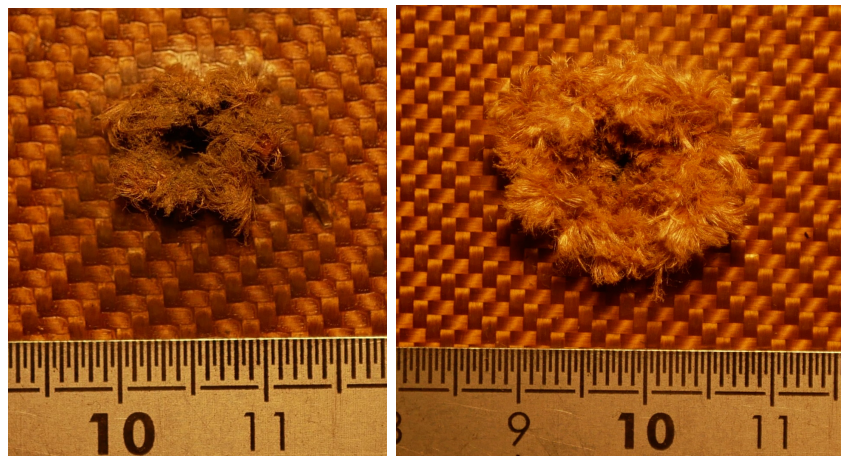


FIGURE 3.92 – Observation par caméra rapide du nuage de débris 13.6 μ s après l'impact d'un culbuto (Al6061T6, $d_p=3$ mm, $l=2.7$ mm) à $v_0=2.537$ km/s sur une cible ZFRP d'épaisseur $t_s=400$ μ m (tir MICO-20).

La figure 3.92 montre que le projectile reste assez monolithique et entouré de débris issus de la cible. Concernant la position de la cible et du projectile dans le nuage de débris, on observe encore une fois un décalage dans le cas d'un impact sur cible mince (Figure 3.92), dû à l'écaillage des plis de ZFRP. Le projectile se déplace moins vite que l'avant du nuage composé de débris de cible. Ce phénomène n'est cependant pas visible dans le cas des cibles épaisses de 2 mm d'épaisseur, où le projectile se distingue très clairement à l'avant du nuage (Figure 3.93a). Ce comportement se démarque de l'impact sur cible CFRP d'épaisseur 1.6 mm, où le projectile était plus lent que la cible (Figure 3.76a). Concernant les tirs avec le lanceur HERMES (Figure 3.94a), il est difficile d'identifier les restes du projectile. Le nuage contient plusieurs objets de taille mésoscopique, principalement localisés à l'avant du nuage, qui pourraient correspondre. On observe également l'existence d'une zone plus sombre à l'intérieur du nuage, qui pourrait être assimilée à une bulle interne de débris de projectile, assez proche de celles observée par Francesconi [31] lors d'impacts sur composite CFRP. La frontière de cette bulle n'est pas clairement



(a) Observation par caméra rapide du nuage de débris $17.4 \mu s$ après l'impact



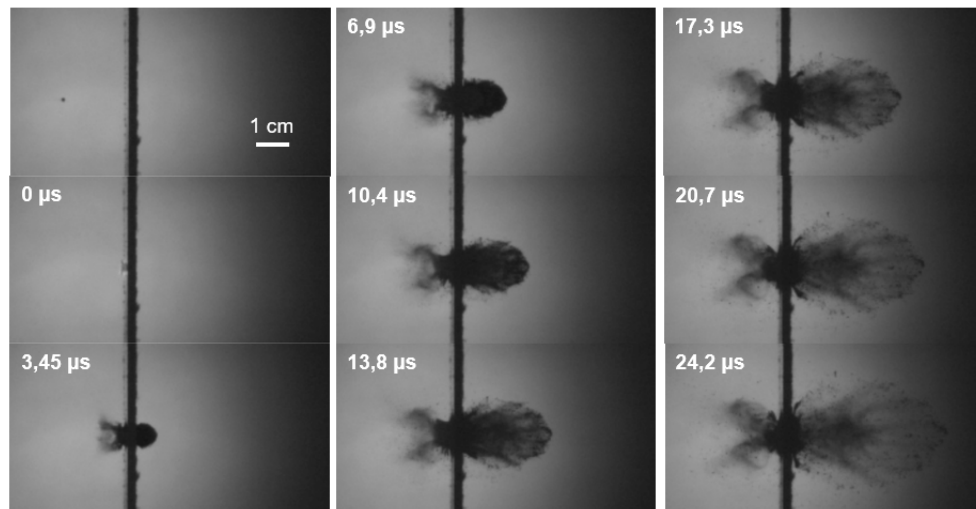
(b) Photographie de la face avant (à gauche) et de la face arrière (à droite) de la cible ZFRP

FIGURE 3.93 – Images de caméra rapide (en haut) et photographies de la cible après le tir (en bas) pour le tir MICO-17. Impact d'un culbuto (Al6061T6, $d_p=3$ mm, $l=2.7$ mm) à $v_0=2.577$ km/s sur une cible ZFRP d'épaisseur $t_s=2$ mm.

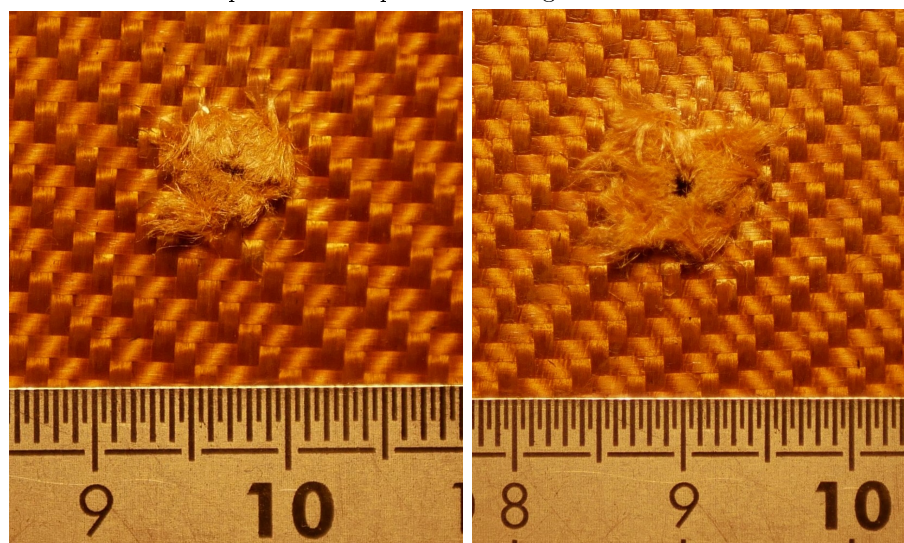
définie et des tirs supplémentaires seraient nécessaires pour confirmer ce phénomène, mais les deux enveloppes semblent suivre les frontières délimitées dans la Figure 3.95. Si cela s'avère exact, on constate alors une forte différence avec le comportement décrit par Francesconi pour le CFRP, où l'avant de la partie projectile et de la partie cible sont bien distincts. Un autre point important concerne le comportement de la matière aux alentours du point d'impact. Lors d'impacts sur composite CFRP, la rigidité et la fragilité du matériau induisent systématiquement son éjection. À l'inverse, le tissu de PBO® s'avère très flexible. Ceci combiné à son importante résistance à la rupture permet à la matière d'être retenue par la cible lors de l'impact. Sur les vidéos de caméra rapide (Figure 3.94a), on observe clairement que les fibres de PBO® en bord de perforation à l'avant et à l'arrière de la cible sont maintenues par cette dernière. Ces tissus endommagés ont un mouvement de rotation autour du point d'attache et se plient jusqu'à revenir impacter la cible. L'observation de la cible après impact corrobore ce phénomène avec la présence d'une touffe de tissu PBO® des deux côtés de la cible, en bord de perforation (Figure 3.94b).

On réalise maintenant sous HESIONE les simulations correspondant à ces trois tirs en utilisant le modèle développé précédemment. Les Figures 3.81, 3.82 et 3.83 comparent les nuages de débris observés par caméra rapide avec les résultats de simulation. Dans le Tableau 3.23, on compare les vitesses de plusieurs points du nuage de débris, définis en Figure 3.34. Le modèle rend bien compte des vitesses longitudinales respectives de la partie cible et de la partie projectile. On constate que le contraste de vitesse longitudinale entre cible et projectile est plutôt bien restitué. Pour ces trois tirs, la simulation sous-estime systématiquement la vitesse radiale de l'enveloppe de cible $v_{y,3}$. Cependant, ce point semble très dépendant de l'orientation des plis au moment de la rupture. Les plis de PBO® en bord de cratère subissant une forte rotation. La matière se décrochant de la cible est éjectée dans la direction du pli à l'instant de la rupture et l'angle d'éjection est donc plus important. Sur la Figure 3.94a, on constate ainsi sur les images les plus tardives que la matière s'éjecte du tissu en rotation. On constate donc l'influence de la résistance des fibres sur la forme de l'enveloppe cible. Concernant le projectile, son état après tir est bien respecté, avec une bonne concordance sur la déformation plastique dans les tirs MICO (Figures 3.96 et 3.97). Dans le cas du tir HE-845 (Figure 3.98), il nous est difficile de distinguer l'emplacement et l'état des débris de projectile dans le nuage de débris, bien que des zones sombres à l'avant du nuage semble le désigner. Les résultats obtenus par simulation semble cependant aller dans le sens de la délimitation des enveloppes présentées en Figure 3.95. Dans le cas du tir MICO-20 sur cible mince (Figure 3.96), le contraste est suffisant pour distinguer plusieurs enveloppes dans le nuage. Ces enveloppes sont également observées dans la simulation et correspondent aux différents préimprégnés qui se sont délaminés au cours de l'impact. La différenciation des plis et interplis dans la modélisation va donc avoir une importance non négligeable sur le nuage de débris.

Par la suite, nous nous tournons vers une configuration de tir plus proche du contexte spatial avec des impacts de bille Al6061 de diamètre 1 mm sur une cible ZFRP d'épaisseur 400 μm d'épaisseur ($t_s/d_p=0.4$) et des vitesses supérieures à 4 km/s. Les Figures 3.99 et 3.100 rassemblent les données issues des tirs réalisés avec le lanceur HERMES dans cette configuration ainsi que les résultats de simulation HESIONE. Le modèle développé à partir des essais de caractérisation apporte donc des résultats cohérents en terme de vitesses et de forme de nuage lors d'essais d'ITHV sur cible mince, ce qui semble



(a) Observation par caméra rapide du nuage de débris au cours du temps. L'instant de l'image par rapport à l'instant d'impact est indiqué en haut à gauche.



(b) Photographie de la face avant (à gauche) et de la face arrière (à droite) de la cible ZFRP

FIGURE 3.94 – Images de caméra rapide (en haut) et photographies de la cible après le tir (en bas) pour tir HE-0845 avec le lanceur HERMES. Impact d'une bille en Al6061T6 de diamètre $d_p=1$ mm à $v_0=5.620$ km/s sur une cible ZFRP d'épaisseur $t_s=2.0$ mm

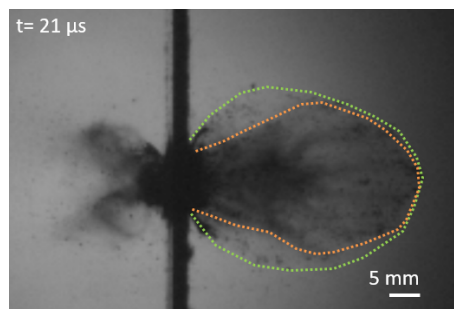


FIGURE 3.95 – Hypothèse de délimitation de la partie cible et de la partie projectile dans le nuage de débris lors du tir HE-845 d'une bille en Al6061T6 de diamètre $d_p=1$ mm à $v_0=5.620$ km/s sur une cible ZFRP d'épaisseur $t_s=2.0$ mm (tir HE-845, lanceur HERMES).

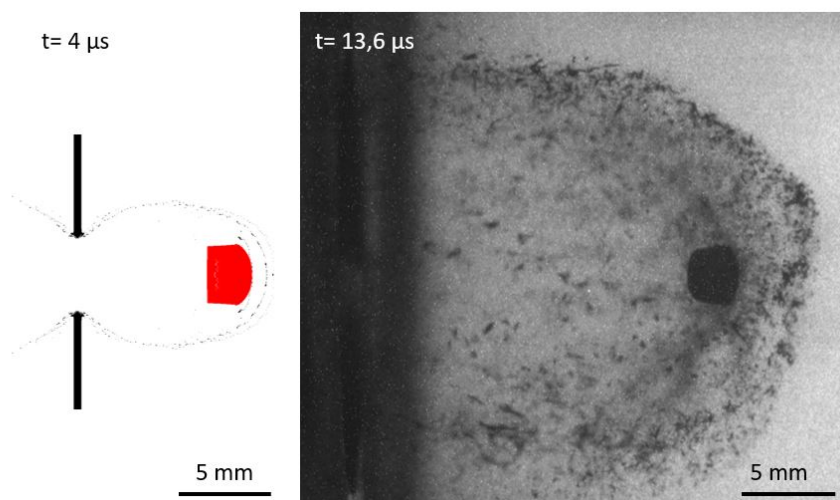


FIGURE 3.96 – Comparaison des nuages de débris issus d'une simulation sous HESIONE et d'images caméra rapide pour l'impact d'un culbuto (Al6061T6, $d_p=3$ mm, $l=2.7$ mm) à $v_0=2.537$ km/s sur une cible ZFRP d'épaisseur $t_s=400$ μm (tir MICO-20). Les temps d'extraction des images de caméra et de simulation sont inscrit en haut à gauche.

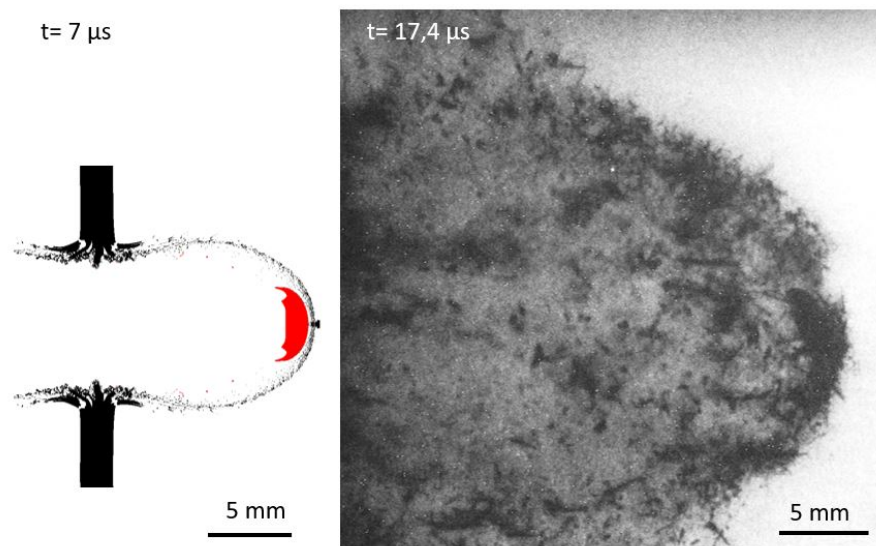


FIGURE 3.97 – Comparaison des nuages de débris issus d’une simulation sous HESIONE et d’images caméra rapide pour l’impact d’un culbuto (Al6061T6, $d_p=3$ mm, $l=2.7$ mm) à $v_0=2.577$ km/s sur une cible ZFRP d’épaisseur $t_s=2$ mm (tir MICO-17). Les temps d’extraction des images de caméra et de simulation sont inscrit en haut à gauche.

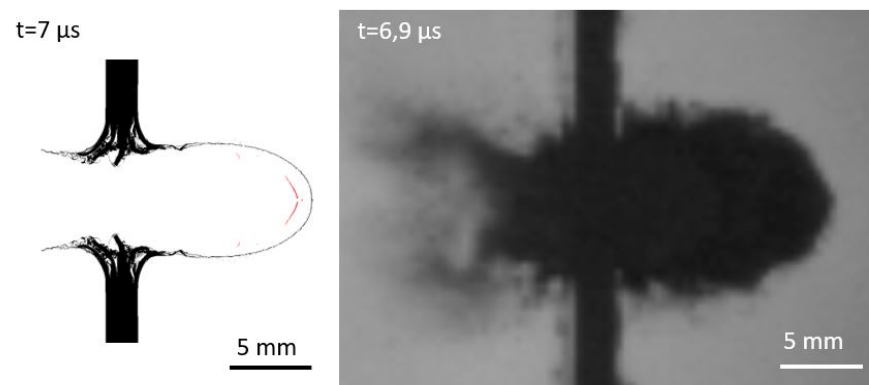


FIGURE 3.98 – Observation par caméra rapide du nuage de débris après l’impact d’une bille (Al6061T6, $d_p=1$ mm) à $v_0=5.620$ km/s sur une cible ZFRP d’épaisseur $t_s=2.0$ mm (tir HE-0845, lanceur HERMES). Les temps d’extraction des images de caméra et de simulation sont indiqués en haut à gauche.

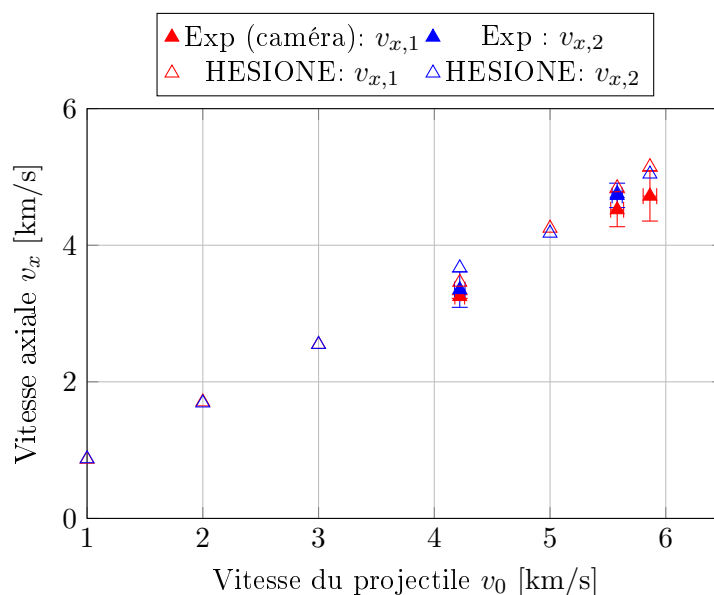


FIGURE 3.99 – Évolution de la vitesse axiale des parties cible $v_{x,1}$ et projectile $v_{x,2}$ du nuage de débris lors de l'impact d'une bille Al6061 de diamètre 1 mm sur une cible ZFRP de $400 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les données expérimentales sont issues de tirs HERMES détaillés dans le Tableau 3.22. Les points 1 et 2 sont définis dans la Figure 3.34.

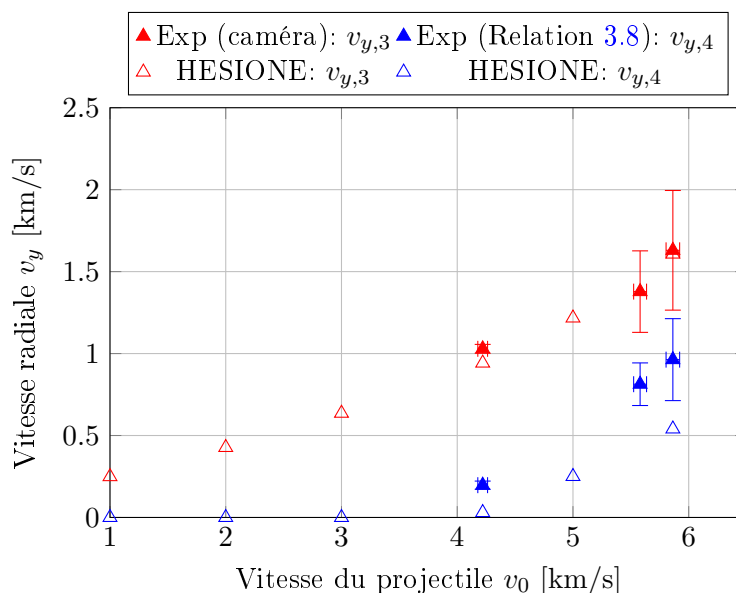


FIGURE 3.100 – Évolution de la vitesse radiale des parties cible $v_{y,3}$ et projectile $v_{y,4}$ du nuage de débris lors de l'impact d'une bille Al6061 de diamètre 1 mm sur une cible ZFRP de $400 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les données expérimentales sont issues de tir HERMES détaillés dans le Tableau 3.22. Les points 3 et 4 sont définis dans la Figure 3.34.

N° tir		$v_{x,1}$ [km.s ⁻¹]	$v_{x,2}$ [km.s ⁻¹]	$v_{y,3}$ [km.s ⁻¹]
MICO-20	Expérimental	2.668	2.347	0.816
	Simulation	2.597	2.438	0.666
	Erreur relative	2.7 %	3.7 %	18.4 %
MICO-17	Expérimental	1.917	1.797	0.594
	Simulation	2.054	1.965	0.521
	Erreur relative	6.66 %	8.5 %	12.3 %
HE-845	Expérimental	1.850	x	0.622
	Simulation	2.034	1.901	0.488
	Erreur relative	10.0 %	x	21.5 %

TABLE 3.23 – Comparaison de la vitesse de plusieurs points dans le nuage de débris obtenus expérimentalement et numériquement pour les tirs MICO n°20 et 17 et le tir HE-845 impliquant des composites ZFRP. Les points 1, 2 et 3 sont définis dans la Figure 3.34.

prometteur si le PBO® est utilisé comme premier bouclier dans une structure W-S. Le modèle isotrope n'a pas permis de tenir compte de la résistance de la fibre de PBO®. Les simulations ont par exemple été incapables de restituer correctement les bouquets de fibres présentes en bords de perforation. Comme pour le composite CFRP, ce modèle montre ses limites lorsqu'il s'agit de restituer l'endommagement du composite et la résistance du tissu au niveau de la limite balistique. Il est probable que ce modèle sur-estime l'endommagement final s'il est utilisé pour modéliser les boucliers arrêtant le nuage de débris. Ce problème sera abordé dans le chapitre suivant.

3.8 Bilan des résultats

Dans cette partie, nous nous sommes penchés sur la compréhension des phénomènes intervenant au cours d'un IHV sur des matériaux d'intérêt pour la protection. On s'est ici attaché à bien comprendre les phénomènes agissant de manière conséquente sur la forme du nuage et sa composition. L'analyse d'essais trouvés dans la littérature et d'essais réalisés au cours de la thèse semblent confirmer que l'échauffement et le changement d'état de la matière jouent un rôle prépondérant dans la composition interne du nuage de débris. Ces phénomènes facilitent la fragmentation de la matière, qui conditionne ensuite l'expansion du nuage. Dans le cas de l'aluminium 6061, on s'est donc attaché à délimiter les conditions d'apparition d'un tel phénomène du point de vue expérimental et numérique. La mise au point d'une modélisation spécifique pour l'aluminium a apporté de bons résultats concernant la forme du nuage, sa vitesse et sa température. Plusieurs soucis numériques liés aux méthodes eulériennes et SPH ont été mis en évidence.

D'autre part, nous nous sommes également intéressés à la modélisation du comportement des matériaux composites CFRP et ZFRP sous choc. Les données recueillies lors d'essais dynamiques tels que des impacts de plaques, des essais au canon à électrons, des chocs laser ont permis de développer un modèle isotrope préliminaire pour chacun des matériaux. Ces modèles ont ensuite été employés pour des applications d'IHV. Dans l'ensemble, les trois matériaux présentent des comportements très distincts. Les modèles développés ont montré une bonne capacité à rendre compte de la forme, de la vitesse longitudinale et de la vitesse radiale du nuage de débris généré en face arrière lors

de l'impact de projectile aluminium sur chacun de ces matériaux. Comme attendu, ils s'avèrent cependant incapable de restituer l'état des cibles composites suite à un impact de projectile sphérique ou un choc laser car le modèle ne restitue pas le comportement orthotrope. Les essais d'impacts ont également mis en lumière les efforts de trainée qui ralentissent plus ou moins les débris dans le nuage selon leur vitesse, leur taille, leur masse volumique ainsi que de la pression régnant dans la chambre de tir. Étudier plus en profondeur ces phénomènes est de première importance car ils influencent de manière non négligeable l'énergie portée par le nuage. L'envol des fragments en atmosphère raréfié reste peu étudié et sa prise en compte mènerait à une meilleure prédiction de l'expansion du nuage de débris. Pour l'instant concentré sur des structures monolithiques, nous nous tournons maintenant vers des structures Whipple shield dans l'espoir d'améliorer notre connaissance des nuages de débris générés lors des IHV et également d'identifier de potentielles solutions d'optimisation pour la protection face aux impacts de débris spatiaux.

Chapitre 4

Étude du comportement d'une structure multi-boucliers sous IHV

La partie précédente a mis en évidence les phénomènes intervenant au sein des matériaux au cours d'un IHV. À partir d'essais de caractérisation, des modèles de comportement de composites à base de fibres de carbone et de fibres de zylon® (PBO) ont été proposés. Ces modèles se sont révélés représentatifs des nuages de débris générés lors d'impacts à des vitesses inférieures à 6 km/s, ce qui s'avère limitant dans nos applications, où les vitesses d'impact peuvent largement dépasser ce seuil. Il est possible d'extrapoler les résultats à des vitesses supérieures, mais cela introduit nécessairement d'importantes incertitudes, car les essais de caractérisation des composites ne couvrent pas les niveaux de pressions développés pour de telles vitesses d'impact. Cependant, un des objectifs de la thèse est d'évaluer si l'introduction des matériaux composites au sein de la structure améliore les capacités de protection. Or, la partie précédente a démontré que l'aluminium était plus efficace que le composite CFRP pour fragmenter le projectile en amas moins vulnérant. Cela n'a pas été vérifié pour le composite ZFRP, mais peut être supposé car les résultats montrent que pour fragmenter le projectile, un bouclier fin plus dense est préférable à un bouclier épais moins dense. Pour ces raisons, nous nous concentrons dans les simulations sur des structures intégrant un premier bouclier aluminium, car l'équation d'état tabulée BLF [87] est adaptée pour des très hauts niveaux de pression.

Par le principe du Whipple shield (W-S), les nuages de débris générés par ce type d'impact se dispersent derrière le premier bouclier, ce qui résulte en une surface d'impact augmentée sur le deuxième bouclier. L'amplitude globale des sollicitations induites par cet impact est donc moindre par rapport à celles induites dans le premier bouclier. Ceci est d'autant plus vrai lors de l'impact sur d'éventuels boucliers supplémentaires. Dans les simulations, les pressions générées sont donc moins importantes après chaque impact et reviennent rapidement dans le domaine de pression pour lequel sont caractérisés les matériaux composites. Dès lors, l'emploi des modèles numériques développés précédemment devient graduellement plus représentatif.

Du point de vue expérimental, les essais les plus simples portant sur les structures multi-boucliers concernent les W-S composés de deux boucliers aluminium, qui servent de structures de référence pour tester de nouveaux matériaux. Des IHV sur des multi-boucliers ont été étudiés à de multiples reprises et l'analyse de leur résultat nous permet de valider des hypothèses avancées dans la partie précédente. Ils nous fournissent égale-

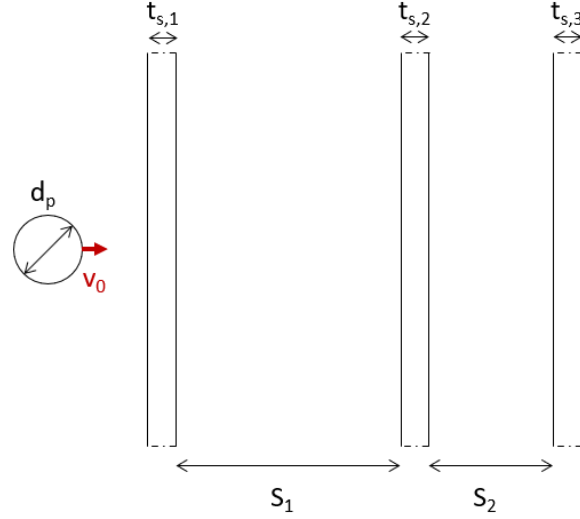


FIGURE 4.1 – Schéma et nomenclature d'une structure Whipple Shield à trois boucliers.

ment de nouvelles informations sur la composition des nuages de débris. On reprend les notations de la partie 1.2.2 pour décrire les caractéristiques des W-S. Dans une structure multi-boucliers, l'épaisseur du i -ème bouclier est notée $t_{s,i}$ tandis que l'écartement entre les boucliers i et $i+1$ est noté S_i (Figure 4.1).

4.1 Essais d'impact hypervélocé sur des structures multi-boucliers

Parmi les travaux sur ce sujet, ceux de Khatiwada [153] s'intéressent à l'amélioration de la structure en employant des composites à base de fibres polyéthylène haute densité (UHMWPE) intégrant des tissus de fibres SPECTRA®1000. Le procédé de fabrication est détaillé dans ses travaux. Son étude, purement expérimentale, consiste à comparer la résistance d'un W-S composé de deux boucliers aluminium, ou intégrant un bouclier composite en tant que premier ou deuxième bouclier. L'épaisseur des boucliers employés est choisie de sorte à assurer une masse surfacique équivalente, le ratio résistance/poids étant le critère d'amélioration. Bien qu'employant des fibres différentes, son étude a l'avantage de souligner expérimentalement quelles conséquences a l'introduction d'un matériau composite de plus faible masse volumique que l'aluminium dans la structure. Un espacement S_1 de 10.2 cm est imposé entre les deux boucliers, ce qui laisse le temps au nuage de débris de s'étendre. Deux configurations de tirs sont étudiées. Dans la première un bouclier aluminium d'épaisseur t_{s1} de 500 μm est systématiquement employé. Le bouclier secondaire est une plaque en aluminium d'épaisseur $t_{s2}=400 \mu\text{m}$, ou bien en composite UHMWPE d'épaisseur 1,1 mm. La Figure 4.2 présente les photographies du deuxième bouclier suite à l'impact d'une bille aluminium Al2017. Bien que le schéma explicatif de l'essai de Khatiwada [153] mentionne une pompe à vide au niveau de la chambre d'essai, la pression au sein de celle-ci n'est pas mentionnée, ce qui laisse en suspend la question de la traînée aérodynamique. Les points correspondant à ces tirs sont comparés en Figure 4.6 aux frontières de fusion et de rupture en tension de l'aluminium déterminées dans la partie 3.1.4 (Figure 3.28). On constate que les configurations couvertes par ces tirs se trouvent entre la frontière de fusion totale et de rupture totale

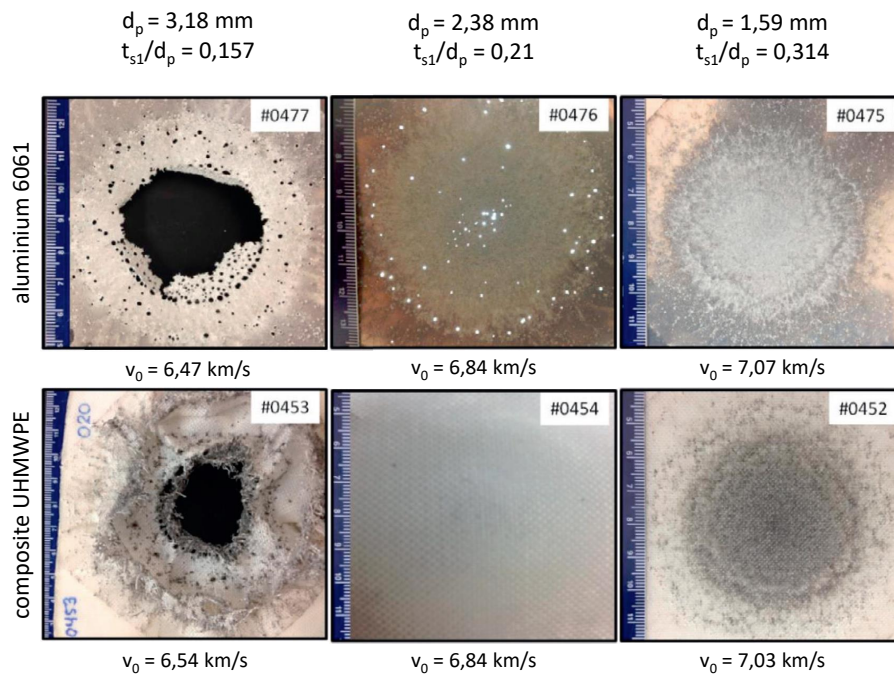


FIGURE 4.2 – Photographies de la face avant du bouclier secondaire suite à l'impact d'une bille d'aluminium Al2017 sur un Whipple shield d'espacement S_1 de 10.2 cm. Premier bouclier en Aluminium 6061T6 d'épaisseur $t_{s1}=500 \mu\text{m}$. Deuxième bouclier en aluminium 6061 d'épaisseur $t_{s2}=400 \mu\text{m}$ ou en composite UHMWPE d'épaisseur $t_{s2}=1.1 \text{ mm}$ [153].

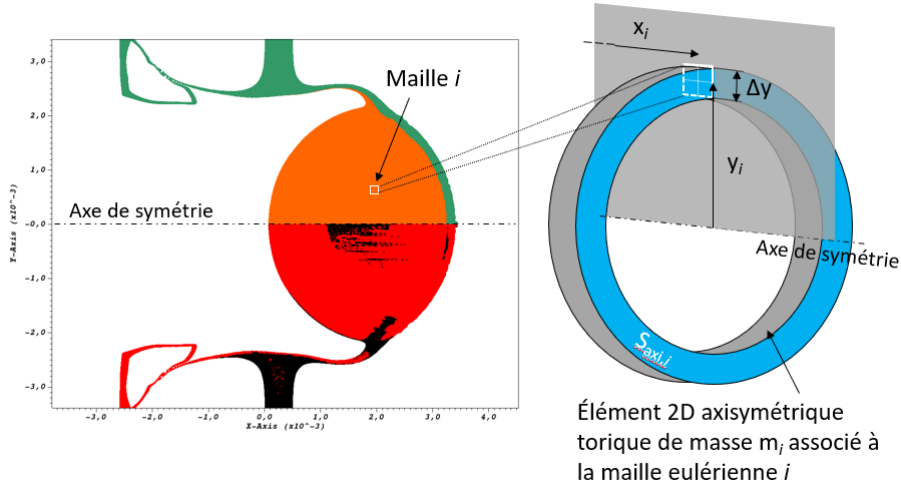


FIGURE 4.3 – Simulation sous HESIONE de l'impact #477 (Figure 4.2) d'une bille Al2017 de diamètre $d_p=3.18$ mm à 6.47 km/s sur un Whipple shield d'espacement S_1 de 10.2 cm. Premier bouclier en Aluminium 6061T6 d'épaisseur $t_{s1}=500$ μm . Deuxième bouclier en aluminium 6061 d'épaisseur $t_{s2}=400$ μm . La géométrie du nuage est exposée en haut tandis qu'en bas les zones rouges indiquent la matière ayant rompu en tension.

en tension de la cible. Les configurations de tirs traversent la frontière de rupture en tension complète du projectile. Pour le tir avec un projectile de diamètre 1.59 mm, la cible secondaire en aluminium ne présente pas de cratères de taille conséquente et l'état de la plaque semble homogène sur toute la surface d'impact. La plaque n'est pas perforée, ce qui sous-entend qu'aucun débris de taille importante n'a impacté le bouclier secondaire et concorde avec l'idée de fragmentation avancée du projectile. À l'inverse, pour le diamètre de projectile de 2.38 mm, le bouclier secondaire présente de petites perforations de diamètres compris entre quelques dizaines de microns jusqu'à plus d'un millimètre, ce qui indique qu'une sollicitation très localisée a entraîné la perforation du bouclier. Ces perforations forment un motif axi-symétrique et sont principalement localisées au centre de la zone d'impact et sur un cercle de diamètre 3.5 cm. Quelques trous se trouvent également entre ces deux zones.

Concernant l'impact de projectile de diamètre 3.18 mm, des perforations de même dimension sont là aussi visibles sur la partie extérieure de la zone d'impact jusqu'à un rayon de 3.5 cm, ce qui sous-entend que ce sont des débris de même origine qui ont créé ces perforations. Sur la partie centrale, on observe par contre une large perforation du bouclier secondaire de rayon 4 cm. La perforation n'est pas exactement axi-symétrique et on remarque sur les zones encore attachées à la cible la présence d'une frontière composée de plus larges perforations de diamètres entre 1 et 2 mm sur un cercle de rayon 4 cm. Cette frontière consiste en une succession de perforations de tailles plus importantes à partir desquelles s'est coalescée la rupture de la cible, amenant à la perforation de large taille du bouclier sous la poussée du nuage. En observant ces parties attachées, on voit également que l'intérieur de la frontière délimite deux zones. La zone interne est plus perforée que la partie externe. Afin d'identifier l'origine de ces perforations, on réalise une simulation de ces configurations d'impacts. La Figure 4.3 présente la géométrie du

nuage et les zones de matière ayant rompu en tension (selon le critère de contrainte limite équivalente dépendante de la température) au sein du nuage pour le tir #477. Comme attendu, on observe qu'une partie du projectile n'a pas rompu en tension au centre et en bord latéral du projectile. Afin de déterminer l'origine des débris ayant perforé le bouclier suivant, on exporte les informations de position, vitesse, masse volumique et de rupture en tension de chaque maille. On détermine, à partir des coordonnées et de la vitesse dans la maille i , l'ordonnée $y_{i,projection}$ d'impact de la matière contenue dans la maille i , si le nuage suit une expansion monotone jusqu'au deuxième bouclier écarté d'une distance S_1 :

$$y_{i,projection} = y_i + \frac{S_1 - x_i}{v_{x,i}} \cdot v_{y,i} \quad (4.1)$$

où x_i , y_i , $v_{x,i}$ et $v_{y,i}$ sont les composantes de position et de vitesse de la maille i . Pour chaque maille i , on calcule également l'épaisseur équivalente de matière dans la direction x se trouvant dans la maille. La masse dans une maille 2D axi-symétrique étant la masse se trouvant dans l'élément torique associé (Figure 4.3), l'épaisseur équivalente est calculée selon la relation suivante :

$$(\text{épaisseur éq.})_i = \frac{m_i}{\rho_{0,Al} \cdot S_{axi,i}} \quad \text{où } S_{axi,i} = \pi \cdot (\Delta y^2 + 2 \cdot y_i \cdot \Delta y) \quad (4.2)$$

En imaginant un deuxième bouclier fictif décomposé en surface de côté Δy , on additionne l'épaisseur de matière équivalente se trouvant dans toutes les mailles projetées sur chaque élément de surface. On obtient ainsi le profil radial représentatif de l'épaisseur équivalente de matière impactant le bouclier secondaire écarté de $S_1=10.2$ cm (Figure 4.4). L'opération a également été réalisée en discriminant la matière n'ayant pas rompu en tension (courbe rouge sur la Figure 4.4). Cette méthode permet ainsi d'identifier l'origine des débris ayant endommagé le bouclier secondaire. Sur les Figures 4.5 et 4.4, on compare les profils d'épaisseurs projetées avec les photographies d'endommagement pour les trois tirs #0475 , #0476 et #0477 (Figure 4.2), en respectant les échelles indiquées sur les photos. On constate ainsi une bonne correspondance entre les lieux d'impacts de la matière non rompue en tension et les perforations dans le bouclier secondaire, ce qui semble confirmer la bonne validité du modèle d'aluminium, qui restitue bien les angles d'éjection et les zones de moins forte fragmentation. On constate également que, très tôt après l'impact, le processus d'expansion est déjà quasiment établi pour un nuage fortement fragmenté. Dans ce qui suit, on va également s'intéresser à la taille des débris présents dans le nuage car leur taille et leur vitesse servent à dimensionner le bouclier secondaire.

Évaluation de la taille des débris par méthode inverse Afin d'évaluer la taille des débris de taille mésoscopique présents dans le nuage, il est possible d'employer une méthode inverse pour remonter à la taille approximative des débris ayant entraîné la perforation du bouclier secondaire. De nombreux travaux se sont penchés sur l'étude du diamètre de perforation D_{perf} de cibles aluminium pour des ratios t_s/d_p et des vitesses de projectile v_0 variables. On emploie ici l'équation de Nysmith [25] identifiée sur des tirs aux configurations similaires aux nôtres [24] :

$$\frac{D_h}{d_p} = 1.47 \frac{t_s}{d_p}^{0.45} \cdot v_0^{0.5} \quad (4.3)$$

Concernant les travaux de Khatiwada [153], on ne dispose pas des images de caméra rapide pour déterminer la vitesse des débris du nuage. On se base sur les résultats de

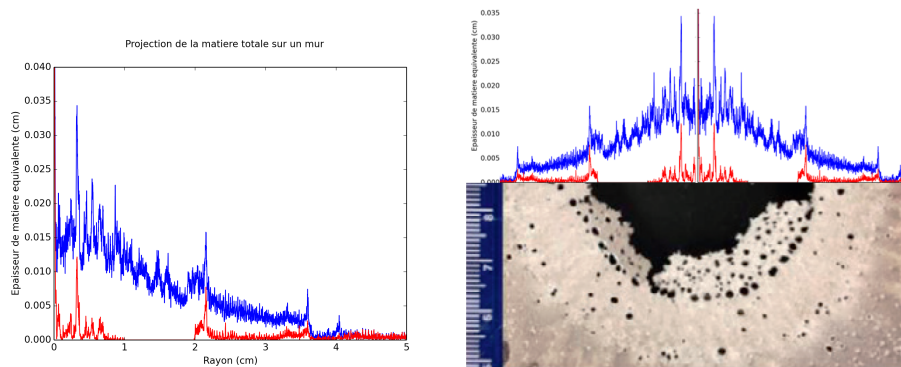


FIGURE 4.4 – À gauche : Profil radial d'épaisseur de matière équivalente contenue dans le nuage de débris du tir #477 ($d_p=3.18$ mm ; Figure 4.2), projeté sur un bouclier fictif placé à $S_1=10.2$ cm du premier bouclier. La courbe bleue correspond à la matière totale et la courbe rouge à la matière non endommagée en tension. À droite : ce profil est comparé à échelle égale avec la photographie du deuxième bouclier aluminium d'épaisseur $400\text{ }\mu\text{m}$.

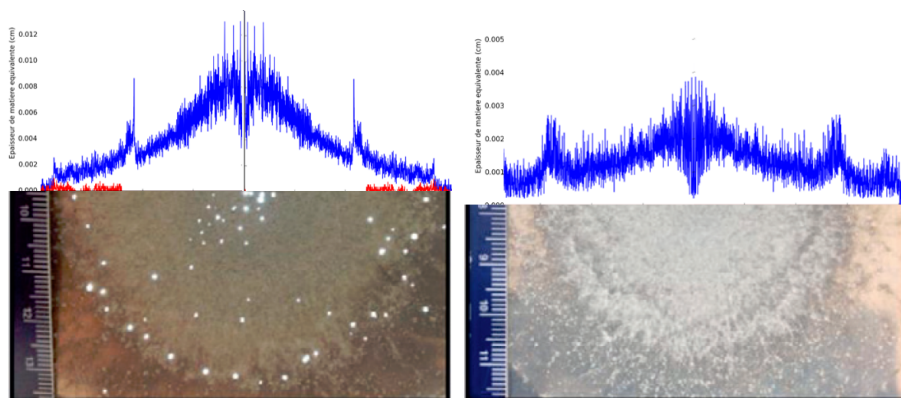


FIGURE 4.5 – Comparaison du profil radial d'épaisseur de matière équivalente contenue dans le nuage de débris du tir et projeté sur un bouclier fictif placé à $S_1=10.2$ cm du premier bouclier. La courbe bleue correspond à la matière totale et la courbe rouge à la matière non endommagée en tension. À droite : ce profil est comparé à échelle égale avec la photographie du deuxième bouclier aluminium d'épaisseur $400\text{ }\mu\text{m}$. À gauche : tir #476 ($d_p=2.38$ mm ; Figure 4.2). À droite : tir #475 ($d_p=1.59$ mm).

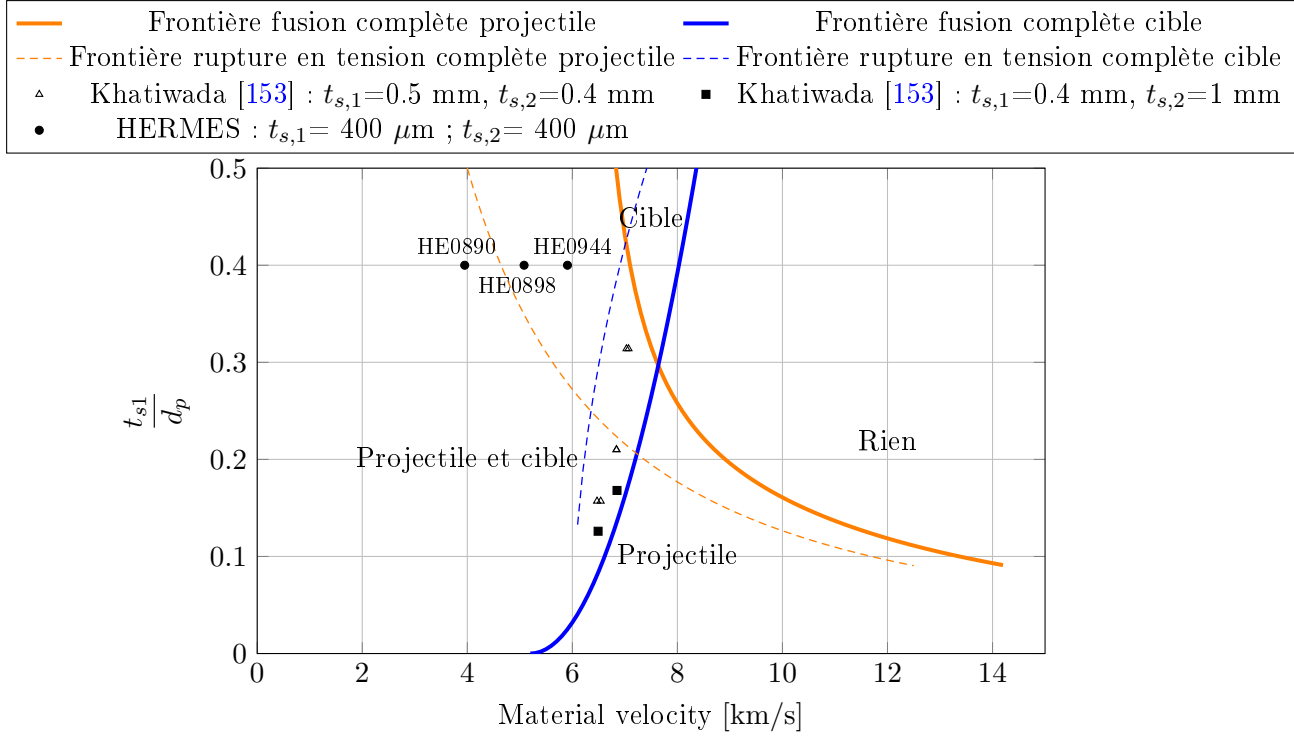


FIGURE 4.6 – Positionnement des configurations de tir de Khatiwada [153] et des tirs HERMES (Tableau 4.1) en fonction des frontières de fusion et de rupture de la matière identifiées dans le Chapitre 3 pour un impact de bille aluminium sur cible Al6061.

simulation qui indiquent une vitesse de projectile de 5500 m/s pour le débris identifié comme responsable des importantes perforations pour le tir #477. Sur l'image de la Figure 4.7, la taille approximative de ces perforations est estimée à environ 1 mm de diamètre. Par itération inverse sur la relation 4.3, il en ressort un diamètre équivalent du projectile d'environ 230 μm . En simulant l'impact à 5.5 km/s d'une sphère en aluminium Al6061 de diamètre 230 μm sur une cible Al6061 de 400 μm d'épaisseur, on observe effectivement la perforation de la cible avec un trou de diamètre 800 μm , ce qui s'avère représentatif des perforations observées. Cette simulation ne rend pas compte de la géométrie réelle du projectile ainsi que de son incidence.

Concernant les autres tirs de la Figure 4.2, les boucliers secondaires en composite UHMWPE ont mieux résisté que ceux en aluminium, comme l'indique la cible non perforée du tir 454, contrairement à son homologue en aluminium. Khatiwada conclut qu'utiliser un composite UHMWPE en tant que bouclier secondaire permet d'augmenter la résistance d'une structure et d'en diminuer la masse.

Une deuxième série d'IHV a été réalisée par Khatiwada [153], où il emploie cette fois-ci un bouclier primaire en composite UHMWPE d'épaisseur $t_{s1}=1.1$ mm. Cette configuration est comparée à celle utilisant un bouclier aluminium 6061 d'épaisseur $t_{s1}=400$ μm de masse surfacique équivalente. La Figure 4.7 présente l'état d'un bouclier secondaire en aluminium d'épaisseur $t_{s2}=1$ mm, placé au même espacement que pour les premiers essais. En ce qui concerne les structures entièrement aluminium, les résultats sont similaires à ceux du set A, l'épaisseur du premier bouclier étant proche de la première

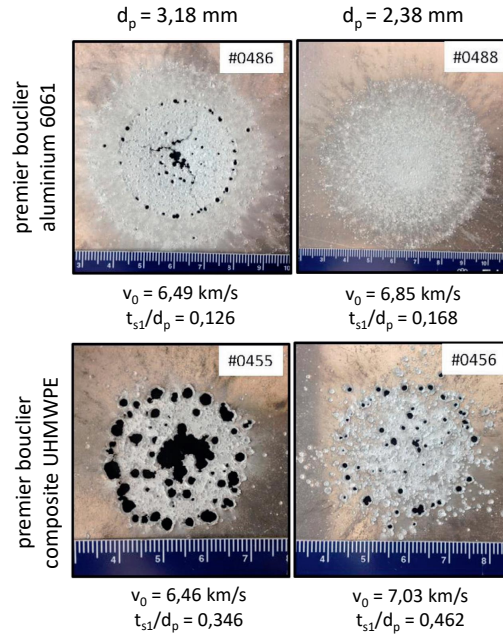


FIGURE 4.7 – Photographies de la face avant d'un bouclier secondaire suite à l'impact d'une bille d'aluminium Al2017 sur un Whipple shield d'espacement 10.2 cm. Premier bouclier en composite UHMWPE d'épaisseur 1.1 mm ou en Aluminium 6061T6 d'épaisseur 400 μm . Deuxième bouclier en aluminium 6061 d'épaisseur 1 mm.

configuration. Le deuxième bouclier est par contre plus épais ($t_{s2}=1$ mm), les perforations sont moins nombreuses voire inexistantes mais sont toujours localisées selon le même principe. En comparaison, les configurations employant un premier bouclier composite dégrade fortement la résistance aux impacts de la structure, ce qui est analogue aux conclusions du Chapitre 3. Dans ces configurations, on observe des perforations de diamètre atteignant 3 mm. Ces perforations sont localisées dans un cercle de diamètre 3 cm, plus petit que pour une configuration Al/Al. Les plus grosses perforations se trouvent principalement au centre et sur le cercle de diamètre 3 cm. Ces résultats indiquent que le projectile est moins bien décomposé lors de l'impact sur le bouclier composite et induit la présence de débris de taille importante dans le nuage de débris. La moins bonne fragmentation du projectile induit également un cône d'expansion plus faible, ce qui concentre les sollicitations appliquées au deuxième bouclier. D'après la relation 4.3, les débris générant une perforation de 2.5 mm ont un diamètre de 500 μm . L'impact d'une bille de ce diamètre sur une cible Al6061T6 en simulation génère une perforation de diamètre 1.8 mm, indiquant que les tailles caractéristiques des débris dans le nuage sont légèrement supérieure à 500 μm , soit deux fois plus grand que pour un premier bouclier en aluminium.

Pour résumer, les essais de Khatiwada sont intéressants pour plusieurs raisons :

- L'importante distance entre les deux boucliers laisse le temps au nuage de s'étendre et permet d'identifier clairement la présence de débris de taille conséquente, résultat d'une mauvaise fragmentation du projectile ou de sa fusion incomplète. Les résultats servent ainsi de base pour la compréhension de nos essais, où l'espace-

ment entre les boucliers n'est que de 2,5 cm.

- L'utilisation de matériaux composites en tant que premier bouclier dégrade la résistance de la structure. Ces résultats sont en accord avec les observations du chapitre précédent qui montre que des vitesses d'impacts plus importantes sont nécessaires pour que le projectile aluminium soit bien fragmenté lors d'un IHV sur cible composite. Ces résultats confirment l'importance de la complète désintégration du projectile. Les deux dernières observations, valables pour un ratio t_s/d_p et une vitesse particuliers, ne sont pas forcément systématiquement valides.
- À l'inverse, les structures employant un composite UHMWPE en tant que deuxième bouclier présentent de meilleures capacités de protection que leur homologue entièrement en aluminium à masse surfacique égale.
- Ces essais montrent également que les boucliers secondaires, en particulier les boucliers métalliques, servent de plaque témoin pour identifier les débris impactant. L'identification de Nysmith [25] apporte une bonne estimation de la taille des débris présents dans le nuage, comme le confirme ensuite la simulation.

4.2 Essais d'IHV sur Whipple shield intégrant les matériaux d'étude

De la même manière, on souhaite évaluer (ou confirmer) si l'introduction de matériaux composites CFRP et ZFRP en tant que premier ou deuxième bouclier améliore la structure. Pour ce faire, des essais d'impact ont été réalisés à l'aide du lanceur HERMES de Thiot Ingénierie. Lors de ces tirs, une bille en aluminium 6061T6 est projetée sur des structures Whipple Shield employant différentes configurations d'aluminium et de composites CFRP et ZFRP. Le tableau 4.1 recense les configurations des différents tirs. Lors de ces tirs, la distance inter-bouclier est de 2.5 cm. Cette distance est dans la gamme d'écart entre les peaux des structures NIDA. Un écart aussi faible permet également d'obtenir des images de l'intégralité de l'impact sur la structure en ayant recours à une seule caméra rapide. Enfin, un écart inter-boucliers moins important limite l'influence des efforts de traînée sur le nuage. D'autre part, les épaisseurs de bouclier employées étaient systématiquement de 400 μm d'épaisseur, par contrainte des cibles disponibles dans le cadre du projet ATIHS. Les structures employées ne présentent donc pas la même masse surfacique.

4.2.1 Whipple Shield entièrement aluminium

Intéressons nous premièrement aux tirs HE0890, HE0898 et HE944 employant des W-S composés de deux boucliers aluminium. La Figure 4.8 présente l'impact d'un projectile aluminium sur un tel W-S, à savoir l'impact sur le premier bouclier à $t=0 \mu\text{s}$, l'expansion du nuage de débris de $t=0.5 \mu\text{s}$ jusqu'à l'impact du nuage sur le deuxième bouclier à partir de $t=5 \mu\text{s}$. La première remarque concerne l'impact du nuage sur le second bouclier. Plusieurs comportements peuvent être rencontrés :

- Le choc mou : le débris à l'impact s'enfonce dans la cible jusqu'à s'arrêter, et transfère donc toute la quantité de mouvement qu'il contenait avant l'impact à la cible ;
- Le choc élastique : La matière rebondit sur la cible. Ce phénomène est bien illustré par la Figure 4.8. Dès lors, la quantité de mouvement transmise à la cible vaut alors l'addition de la quantité de mouvement du débris avant l'impact à laquelle

Numéro de tir	Diamètre projectile [mm]	Vitesse [km/s]	Bouclier 1	Bouclier 2
HE0890	1.0	3.950	Al6061	Al6061
HE0891	1.0	3.9	CFRP	Al6061
HE0892	1.0	3.9	Al6061	CFRP
HE0898	1.0	5.081	Al6061	Al6061
HE0899	1.0	5.109	CFRP	Al6061
HE0900	1.0	5.712	Al6061	CFRP
HE0939	1.0	4.094	Al6061	ZFRP
HE0940	1.0	5.863	Al6061	ZFRP
HE0941	1.0	5.863	ZFRP	Al6061
HE0942	1.0	5.872	CFRP	Al6061
HE0944	1.0	5.907	Al6061	Al6061

TABLE 4.1 – Configurations des tirs HERMES sur multi-boucliers à base d'aluminium seulement ou intégrant un bouclier composite. Tout les boucliers ont une épaisseur de 400 μm .

s'ajoute l'opposé de la quantité de mouvement du nuage de débris après le rebond. La quantité de mouvement transmise à la cible est donc potentiellement deux fois plus importante lors d'un choc élastique que pour un choc mou.

- La perforation : Un débris perforant est éjecté en face arrière de la cible avec une vitesse plus ou moins grande. Dans ce cas, la quantité de mouvement contenue dans le débris avant l'impact n'a que partiellement été transférée à la cible.

Lors de l'impact d'un nuage de débris, la matière suit plusieurs de ces comportements. Même s'il n'y a pas perforation, une partie de la matière réalise un choc mou, ce qui est confirmé par le dépôt de matière sur la face avant du deuxième bouclier tandis qu'une autre partie de la matière réalise un choc élastique et rebondit (Figure 4.8). Il est difficile d'estimer quelle voie suit chaque débris. A ceci s'ajoute l'interaction du nuage de débris avant impact avec la matière de ce nuage ayant déjà rebondi sur le bouclier. Toutes ces inconnues sur l'interaction du nuage avec la cible et lui-même introduisent des incertitudes supplémentaires sur le chargement. Afin d'appréhender l'état du nuage de débris lors de ces tirs, les points correspondant aux tirs HE0890, HE0898 et HE944 sont rassemblés avec les frontières de fusion et de rupture dans la Figure 4.6. Les trois configurations se trouvent en dehors du domaine de rupture en tension totale de la cible. Du point de vue du projectile, les trois tirs sont en dehors du domaine de fusion et le tir HE0890 est en dehors du domaine de rupture. La Figure 4.9 compare les nuages de débris environ 4 μs après l'impact sur le premier bouclier. On y constate bien la présence d'importants fragments pour le tir HE0890. On dénote également une faible illumination pour le tir HE0898, indiquant un début de fusion. Cela concorde avec la théorie 1D indiquant une vitesse seuil de 5.2 km/s en ne prenant en compte que les efforts volumétriques dans l'échauffement. Concernant le tir HE0944, une importante illumination recouvre tout le projectile et concorde avec l'idée d'une fusion presque totale. Les Figures 4.10a et 4.10b comparent l'état des faces avant et arrière du deuxième bouclier pour les trois tirs. Pour le tir HE0890, on constate une concentration de cratères et de perforations dans un cercle de 8 mm de diamètre. Des cratères plus petits et non débouchants sont également présents dans un cercle de diamètre 2.2 cm. Pour le tir HE0944, où la fusion du projectile semble quasiment complète, on ne détecte plus cette zone centrale mais une persistance de cratères non débouchants sur un diamètre d'environ

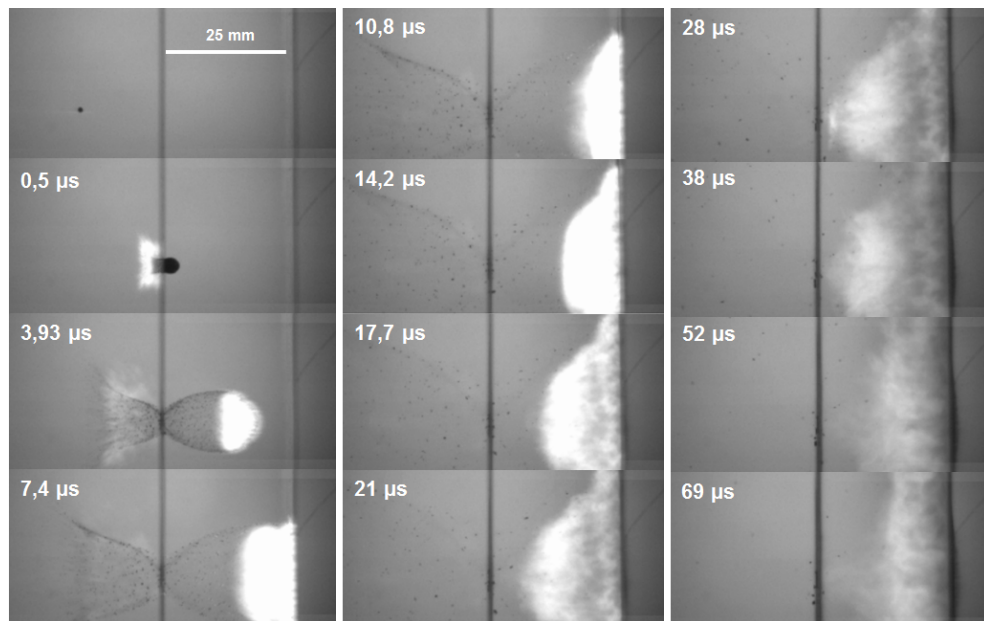


FIGURE 4.8 – Images de caméra rapide du tir HE-944 d'une bille Al6061T6 de diamètre 1 mm à 5.9 km/s sur un W-S Al6061/Al6061.

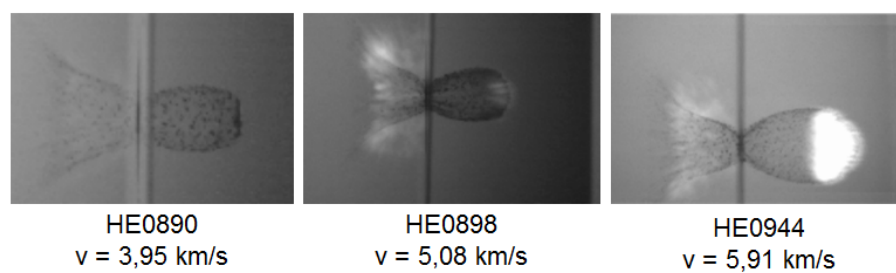
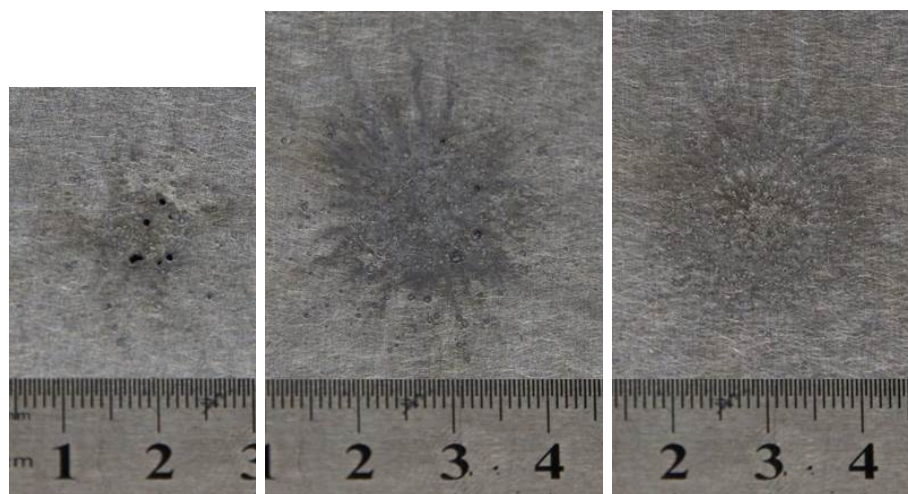
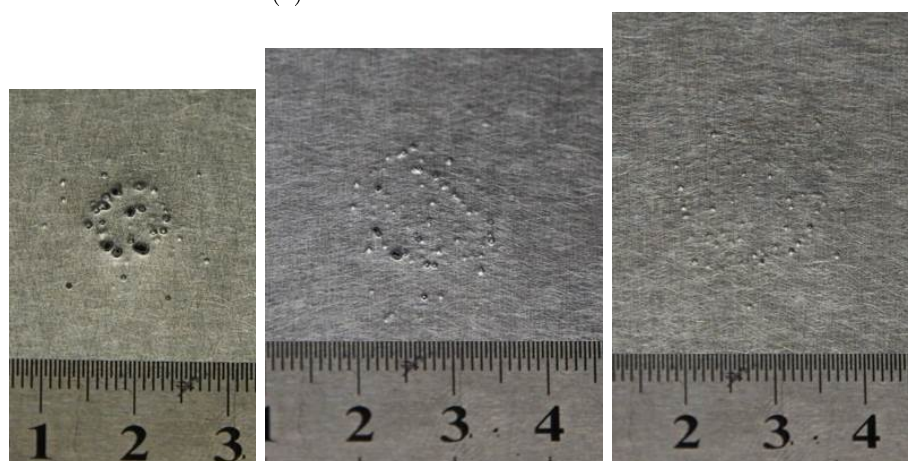


FIGURE 4.9 – Image par caméra rapide du nuage de débris environ 4 μs après l'impact d'une bille d'aluminium Al6061 de diamètre 1 mm sur un W-S de deux boucliers Al6061 d'épaisseur 400 μm et d'espacement 2.5 cm.



(a) Face avant deuxième bouclier



(b) Face arrière deuxième bouclier

FIGURE 4.10 – État du bouclier secondaire Al6061 après collision du nuage de débris généré par impact de bille Al6061 de diamètre 1 mm sur bouclier primaire Al6061 d'épaisseur $400\ \mu\text{m}$ à 3.95 km/s (tir HE0890 à gauche), 5.08 km/s (tir HE0898 au centre) et 5.9 km/s (tir HE0944 à droite).

Numéro de tir	HE0890	HE0898	HE0944
Vitesse projectile [km/s]	3.95	5.08	5.91
Diamètre perforation max. [mm]	0.5	0.2	x
Vitesse projectile nuage $v_{x,2}$ [km/s]	2.74	3.72	4.36
Diamètre max. fragments d_f (Relation 4.3) [μm]	120	<20	x
Diamètre cercle de perforation [mm]	7	12	x
Demi-angle du cone d'éjection α [°]	8.0	13.5	x
$v_{y,4}$ (Relation 4.5) [km/s]	0.385	0.89	x

TABLE 4.2 – Estimation de la taille des débris de projectile issus d'un impact de bille Al sur cible Al à partir des diamètres de perforation et de la relation de Nysmith [25]. Estimation de la vitesse maximale d'expansion de la partie projectile $v_{y,4}$ à partir de la taille des zones perforées par des débris de projectile et de la relation 4.5.

2 cm. Ces observations renforcent l'idée que ce sont des débris originaires du projectiles qui génèrent la zone de fort endommagement sur le tir HE0890. La présence lors des deux tirs de la zone de diamètre 2 cm suggère que des débris de cible sont à l'origine de ces cratères non débouchants. Cette remarque va dans le sens des frontières de la Figure 4.6, qui indiquent une faible fragmentation de la cible pour nos configurations. Si cette assertion est validée, alors cela indique que les débris générés par une faible fragmentation de la cible sont moins dangereux que ceux provenant d'une rupture en tension incomplète du projectile. On regroupe dans le Tableau 4.2 les informations sur les tailles des perforations sur les boucliers secondaires, ainsi que les tailles des zones où ces perforations apparaissent. À partir de l'équation de taille de cratère de Nysmith [25], on peut remonter à la taille approximative des fragments d_f ayant généré cette perforation. En partant du fait que les zones fortement endommagées au centre sont dus à l'impact des débris de projectile, la taille de cette zone nous renseigne sur le demi-angle d'expansion α de la partie projectile du nuage :

$$\alpha = \tan^{-1} \left(\frac{\text{Diamètre aire endommagée}}{2 \cdot S_1} \right) \quad (4.4)$$

où $S_1=2.5$ cm lors des tirs HERMES. En connaissant la vitesse longitudinale $v_{x,2}$ de ces débris, soit par mesure caméra rapide, soit par simulation, on peut alors estimer la vitesse radiale maximale d'expansion des débris de projectile $v_{y,4}$ à partir de la formule suivante :

$$v_{y,4} = v_{x,2} \cdot \tan(\alpha) \quad (4.5)$$

Les nouvelles valeurs du Tableau 4.2 sont ajoutées aux valeurs de vitesses déjà mesurées dans le Chapitre 3 (Figure 4.11). Les résultats ainsi obtenus concordent avec ceux issus des images de caméra rapide. Cette méthode s'avère intéressante car, moyennant un faciès d'endommagement suffisamment claire sur les cibles, elle permet l'obtention de la vitesse $v_{y,4}$. Cela s'avère complémentaire des images de caméra rapide, où les débris dans le nuage sont potentiellement camouflés ou éclipsés par le changement d'état de la matière.

Des tirs avec le lanceur HERMES ont également été réalisés, où l'un des boucliers du W-S est remplacé par un bouclier composite CFRP ou ZFRP. Le principe de ces essais est similaire à ceux de Khatiwada. Ils permettent d'évaluer l'apport des deux matériaux composites dans les structures multi-boucliers, en les employant en tant que premier ou

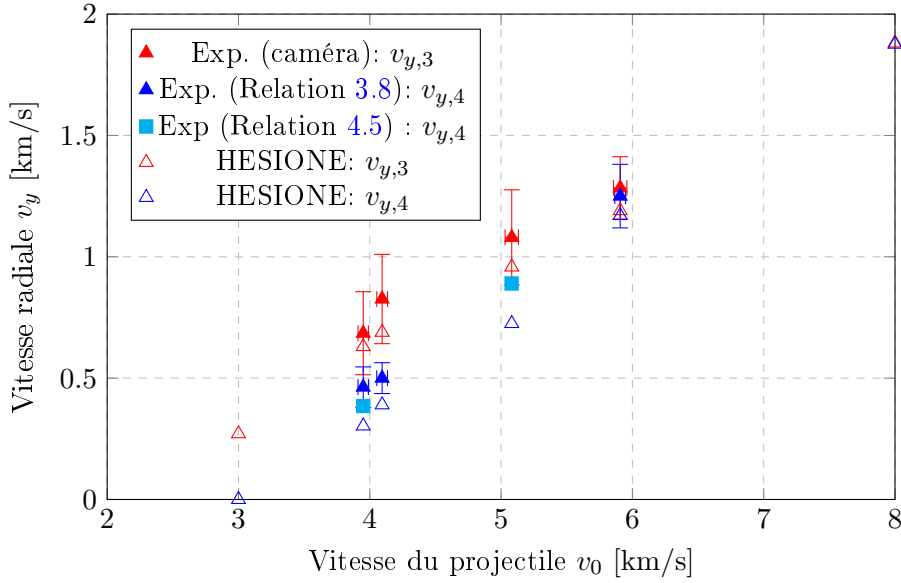
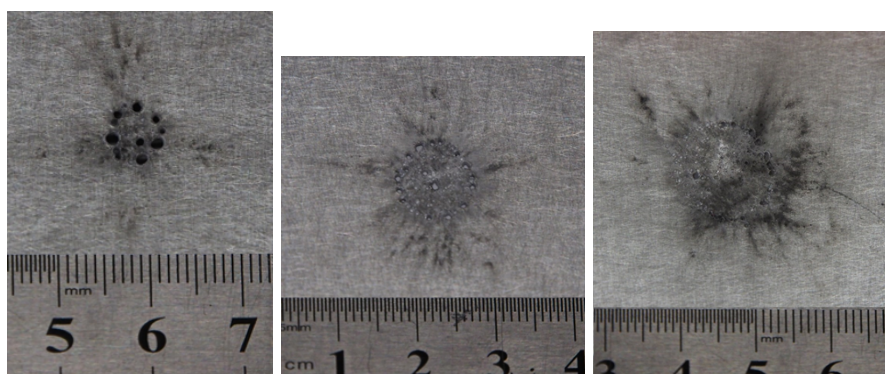


FIGURE 4.11 – Évolution de la vitesse radiale des parties cible $v_{y,3}$ et projectile $v_{y,4}$ du nuage de débris lors de l'impact d'une bille Al6061 de diamètre 1 mm sur une cible Al6061 de 400 μm d'épaisseur

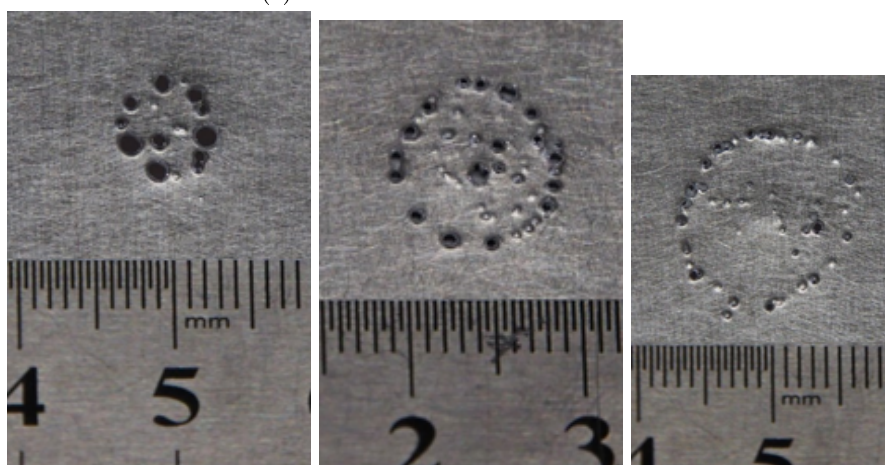
deuxième bouclier. Cependant, les épaisseurs de cibles employées par Thiot Ingénierie lors des essais n'assurent pas une masse surfacique identique entre chaque structure. Il est donc peu pertinent de discriminer les matériaux les plus efficaces à partir de ces essais. Ces essais permettent de comprendre la phénoménologie de l'impact et les modes d'endommagement, ce qui nous oriente dans les choix des matériaux et espacements à privilégier.

4.2.2 Structures intégrant le composite CFRP

Intéressons nous d'abord aux structures employant un premier bouclier CFRP suivi d'un bouclier aluminium 6061 (Tableau 4.1). Les Figures 4.12a et 4.12b présentent l'état des faces avant et arrière du deuxième bouclier pour les trois tirs HE0891, HE0899 et HE0942. Dans cette configuration, des perforations sont systématiquement observées sur le deuxième bouclier Al6061. Comme pour les impacts de Khatiwada [154], les perforations sont localisées dans une zone circulaire, et plus précisément sur la frontière de cette zone ainsi qu'au centre du cercle. Dans un périmètre plus grand, on observe également sur la face avant du deuxième bouclier des traces de poudre de carbone indiquant la zone d'impact des débris provenant du premier bouclier CFRP. Sur la Figure 4.13, on compare la face avant du bouclier secondaire Al intégré dans un W-S avec un premier bouclier en CFRP ou en Al. Pour des vitesses d'impact similaires (3.9 km/s), on observe des faciès d'endommagement semblables. Par analogie avec les essais de Khatiwada [153], on peut facilement déduire que les perforations sont causées par l'impact de débris de projectile solides peu fragmentés. Une deuxième remarque concerne les débris issus du premier bouclier. Sur la Figure 4.13, on remarque que les débris provenant du premier bouclier CFRP ont laissé un dépôt de carbone mais n'ont aucunement endommagé le deuxième bouclier, tandis que les débris originaires d'un premier bouclier Al6061 ont créé des cratères non débouchants. Ces observations rejoignent celles formulées avec les essais MICO (Chap. 4, Figure 3.2) et renforcent l'idée que le composite se décompose



(a) Face avant deuxième bouclier



(b) Face arrière deuxième bouclier

FIGURE 4.12 – État du bouclier secondaire Al6061 après collision du nuage de débris généré par impact de bille Al6061 de diamètre 1 mm sur bouclier primaire CFRP d'épaisseur $400\ \mu\text{m}$ à 3.9 km/s (tir HE0891 à gauche), 5.1 km/s (tir HE0899 au centre) et 5.9 km/s (tir HE0942 à droite).

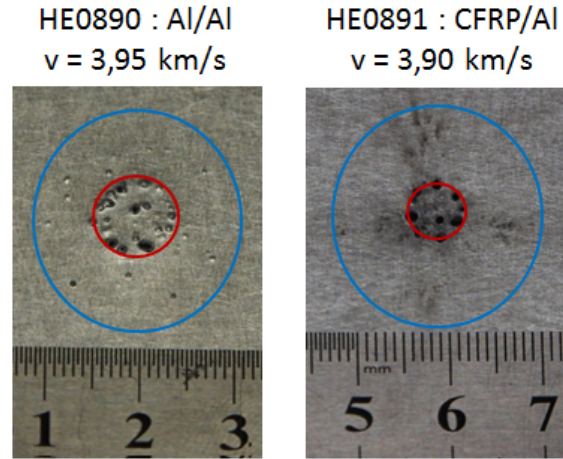


FIGURE 4.13 – Comparaison de la face avant du deuxième bouclier pour un tir de bille Al6061 à 3.9 km/s sur un W-S Al/Al (gauche) et CFRP/Al (droite). Le cercle bleu indique la zone d'impact des débris issus du premier bouclier. Le cercle rouge indique la zone d'impact des débris issus du projectile.

mieux sous impact. Si le composite CFRP décompose moins bien le projectile que l'aluminium, il représente lui-même une moins grande menace que l'aluminium, qui génère de nouveaux micro-débris pouvant potentiellement perforer le bouclier secondaire.

On peut également s'intéresser aux impacts plus rapides. Là encore, l'état du bouclier secondaire Al (Figure 4.12a) indique une fragmentation peu avancée du projectile. Sur les images de caméra rapide, l'illumination liée à la sublimation de la résine ne permet pas de distinguer les débris au sein du nuage. L'analyse réalisée dans le chapitre précédent nous indique cependant que la fusion de l'aluminium ne semble pas s'initier, même avec une cible composite plus épaisse, car la pression nécessaire à la fusion de l'aluminium n'est pas atteinte. La moins bonne décomposition du projectile induit la présence de débris de taille importante dans le nuage. Ces débris perforent le bouclier secondaire principalement sur un cercle de diamètre 1 cm avec une vitesse d'impact de 5.1 km/s (HE0899), et un diamètre de 1.3 cm avec une vitesse d'impact de 5.9 km/s (HE0942, Figure 4.12b). Pour le tir HE0898 à $v_0=5.1$ km/s, le diamètre des perforations est proche de 700 μm pour les plus grandes perforations. On a vu précédemment que le composite CFRP se décomposait fortement sous l'impact et qu'il était assimilable à de la poudre de carbone. On peut donc estimer que les débris de projectile sont à l'origine de ces perforations. A l'aide du modèle développé dans le Chapitre 3 pour le CFRP, on peut estimer la vitesse longitudinale des débris de projectile $v_{x,2}$. Le diamètre approximatif du débris ayant généré cette perforation peut ainsi être estimé grâce à la formule de Nysmith [25]. Les tailles de débris obtenues par cette méthode sont renseignées dans le Tableau 4.3. On compare dans la Figure 4.14 les vitesses $v_{y,4}$ du Tableau 4.3 avec les vitesses précédemment déterminées à l'aide de la simulation et des images de caméra rapide (Chap. 4, Figure 3.84). Les résultats semblent confirmer les mesures de vitesse réalisées sur les images de caméra rapide, et confirment que ce sont des débris de projectile qui sont à l'origine des perforations sur les boucliers secondaires. Afin d'évaluer la pertinence des tailles de débris calculées dans le Tableau 4.3, des tests de récupération de débris ont été conduits lors des campagnes de tir sur W-S. Ces essais consistent à placer un bloc de

Numéro de tir	HE0891	HE0899	HE0942
Vitesse projectile [km/s]	3.90	5.1	5.9
Diamètre perforation max. [mm]	0.4	0.7	1.3
Vitesse projectile $v_{x,2}$ HESIONE [km/s]	3.03	3.97	4.78
Diamètre max. fragments d_f (Relation 4.3) [μm]	520	130	40
Diamètre cercle de perforation [mm]	6	9.5	13
Demi-angle du cone d'éjection α [°]	6.84	10.75	14.57
$v_{y,4}$ (Relation 4.5) [km/s]	0.363	0.75	1.24

TABLE 4.3 – Estimation de la taille des débris de projectile issu d'un impact de bille Al sur cible CFRP à partir des diamètres de perforation et de la relation de Nysmith [25]. Estimation de la vitesse maximale d'expansion de la partie projectile $v_{y,4}$ à partir de la taille des zones perforées par des débris de projectile et de la relation 4.5.

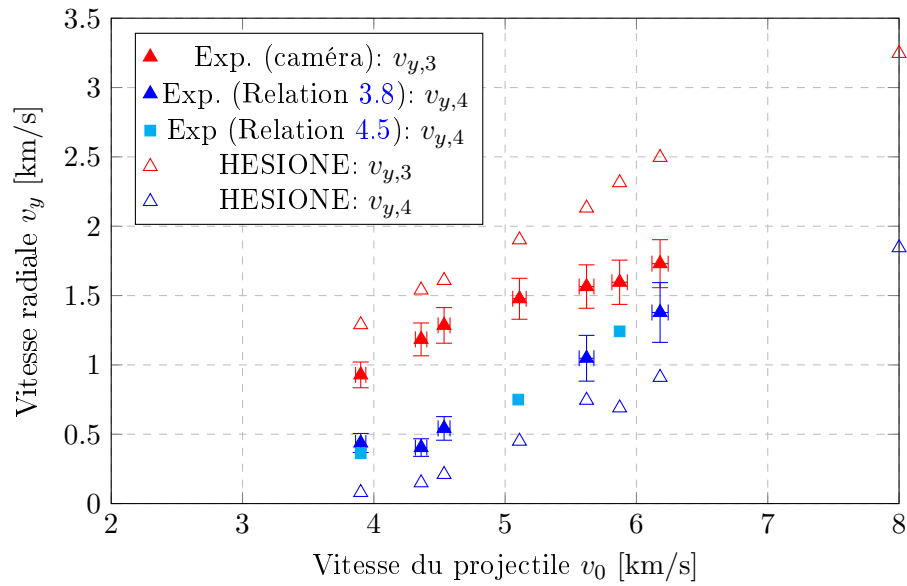


FIGURE 4.14 – Évolution de la vitesse radiale des parties cible $v_{y,3}$ et projectile $v_{y,4}$ du nuage de débris lors de l'impact d'une bille Al6061 de diamètre 1 mm sur une cible CFRP de 400 μm d'épaisseur.

gel de faible masse volumique, appelé collecteur, à la place du deuxième bouclier. Le gel permet d'amortir progressivement l'impact du nuage de débris en évitant d'endommager d'avantage les débris. Le gel permet également de discriminer les débris plus rapides, qui ont tendance à s'enfoncer plus profondément dans le collecteur. Le gel utilisé ici est un gel à base d'huile de paraffine de la marque Rayher®, servant à la fabrication de bougies. Sa masse volumique est de $0.8 \pm 0.1 \text{ g/cm}^3$. Sur la Figure 4.15, on observe différentes vues d'un collecteur de gel pour un tir de bille Al6061 sur une cible CFRP à 4.42 km/s. Sur la vue de dessus, on observe des empreintes similaires au profil de perforation des cibles secondaires (Figure 4.12b), avec une concentration de matière au centre et sur un cercle de diamètre 1,1 cm. En observant le collecteur de gel de côté, on constate que la matière ayant impacté ces zones forment des conduits de pénétration dans l'épaisseur du gel. Du fait de sa viscosité, le gel a refermé les conduits au cours du temps, mais on peut souvent observer les débris ayant généré ces perforations. Cette méthode suppose que le débris ne s'est pas fragmenté suite à l'impact avec le gel. De plus, la mesure de la taille des débris collectés dans le gel requiert que le débris soit suffisamment distinguable. Cela nécessite souvent que le débris soit isolé et suffisamment gros pour être mesuré par moyen optique. Du fait de la faible masse volumique du gel, la tomographie se pose également comme un outil approprié pour obtenir une cartographie des débris dans le gel. Elle nécessite cependant une forte résolution sur la mesure pour distinguer les débris les uns des autres. Une trop faible résolution empêche généralement de dissocier les débris entre eux, amenant des tailles de débris surestimées. Une tomographie réalisée au CESTA avec des voxels de $25 \mu\text{m}$ de côté n'a pas permis de bien distinguer les débris. Une mesure optique a permis d'estimer la taille de plusieurs débris (indiqués par des cercles rouges sur la Figure 4.15) car ces débris de projectile sont isolés et suffisamment gros pour ne pas être confondus avec de la cible. On souhaite également évaluer si les modèles numériques employés dans les simulations permettent d'évaluer la taille des débris présents dans le nuage. Mesurer la taille des débris se fait différemment selon les méthodes de simulation. En méthode SPH, on se contente généralement de compter le nombre de particules SPH rassemblées dans les agrégats de matière, chaque particules SPH représentant une masse de matière constante. Connaissant la masse volumique on peut alors remonter à une taille de débris. En méthode eulérienne 3D, on peut mesurer directement la taille des fragments observables dans le nuage. La tâche s'avère plus complexe en représentation 2D axi-symétrique et la Figure 4.17 illustre la différence de résultat constatée pour de la matière en expansion radiale avec un formalisme 2D-axi ou 3D. Un élément dans le plan 2D-axi est équivalent à un tore de matière en 3D, ce qui ne rend pas compte de la rupture s'effectuant dans la direction de révolution du tore. Dans le cas d'un nuage de débris en expansion, les débris en 3D se séparent les uns des autres et continuent sur leurs trajectoires respectives. En représentation 2D axi-symétrique, la rupture dans l'axe de révolution du tore n'est pas possible. Selon l'état du matériau et son modèle numérique associé, la matière peut exercer des efforts de cohésion limitant l'expansion radiale. De plus, un élément de matière dans le plan 2D-axi diminue en taille lors de l'expansion radiale afin d'assurer la conservation de la masse, car le volume du tore associé augmente. À l'inverse, les débris en vraie simulation 3D sont séparés et ne changent pas de forme, ni de taille après la fragmentation. L'instant à partir duquel les deux types de simulation n'apportent plus le même résultat correspond à l'instant où le débris se détache du reste de la matière et n'exerce plus d'efforts en traction. Dans la simulation 2D axi-symétrique, on mesure donc la taille du fragment le plus important à l'instant où il se détache du reste de la cible. Les tailles des surfaces associées à chaque débris dans le plan 2D-axi sont calculées à partir du plugin "3D Objects Counter" [155] du logiciel

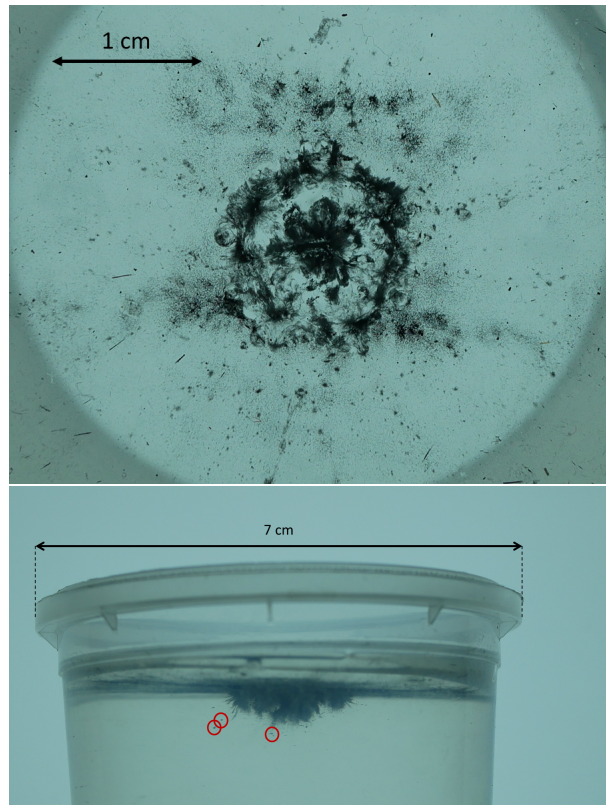


FIGURE 4.15 – Photographies des débris collectés dans un bloc de gel placé à 3 cm derrière une cible CFRP impactée par une bille Al6061 à 4.4 km/s. Les cercles rouges indiquent des débris de projectile dont la taille est estimée à $250\ \mu\text{m}$ sur des photographies de bonne qualité.

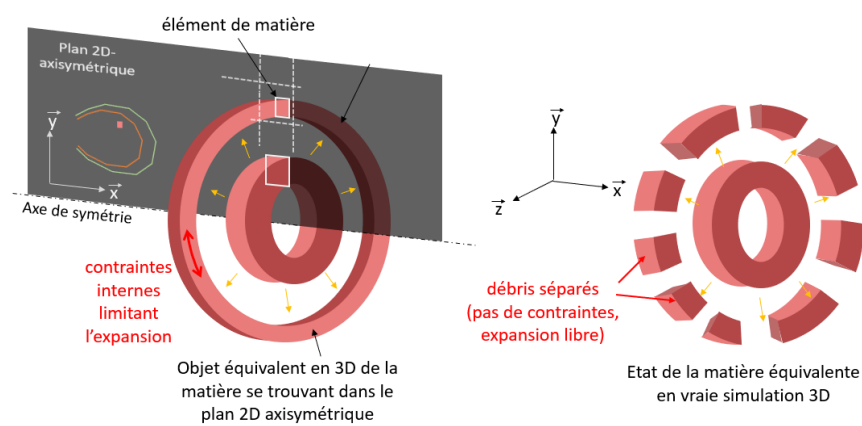


FIGURE 4.16 – Illustration des conséquences du choix de formulation (2D-axi ou 3D) sur l'expansion des débris.

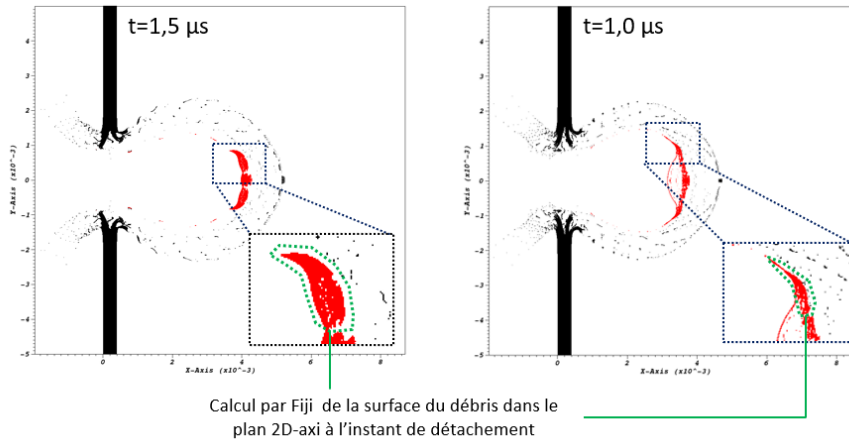


FIGURE 4.17 – Illustration des surfaces de débris mesurées avec le logiciel Fiji pour des simulations eulérienne 2D-axe d'impact de bille Al6061 sur des boucliers CFRP d'épaisseur $400\text{ }\mu\text{m}$ à 3.9 km/s (à gauche) et 5.081 km/s (à droite).

"Fiji" [156]. On calcule ensuite le diamètre d'un cercle de même surface que le résultat de Fiji, ce qui fournit un diamètre approximatif de débris. L'algorithme de Fiji ne prend pas en compte la masse volumique dans la matière. Le processus expliqué ici a été employé dans les simulations pour mesurer la taille des débris issus du projectile car ils représentent souvent une plus grande menace. Dans les simulations où cette mesure de taille de débris a été réalisée, l'endommagement par cavitation a été employé pour la rupture en tension. Comme expliqué au Chapitre 3, la cavitation maintient une masse volumique élevée dans l'aluminium et les surfaces de débris mesurées par Fiji correspondent bien à de la matière dense. Ayant rencontré des problèmes sur le calcul de température avec ce traitement, on se tourne vers le modèle d'endommagement de Johnson (défini en Chap. 1 et employé en Chap. 3), plutôt que le critère de rupture dépendant de l'énergie interne (défini en Figure 3.14 du Chap. 4). Ce modèle semble mieux représenter le phénomène d'ouverture des pores dans l'aluminium pour des vitesses d'impact n'induisant pas le changement d'état (résultat constaté dans le Chapitre 3).

La Figure 4.18 rassemble les tailles de débris obtenues par méthode inverse sur la formule de Nysmith (Relation 4.3), par collecte de gel (Figure 4.15), ainsi que par la simulation. Les barres d'erreur associées aux résultats de simulation indiquent les dimensions extrêmes des plus gros débris, qui sont généralement de forme allongée. Les résultats obtenus par les différentes méthodes semblent concordants pour les trois matériaux utilisés en premier bouclier. Comme attendu, le bouclier aluminium permet une meilleure fragmentation du projectile à vitesse d'impact et épaisseur de bouclier égaux. Dans l'ensemble, la taille maximale des débris de projectile peut être estimée avec une incertitude de plus ou moins $100\text{ }\mu\text{m}$. Une donnée importante pouvant être extraite de ces résultats est la vitesse seuil entre le domaine de basse vitesse et le domaine de fragmentation de la BLE du Whipple Shield (Figure 1.10 du Chap. 2). Pour rappel, le domaine basse vitesse (§1.2.2, chap. 4) est défini par un état monolithique du projectile après impact. Cet état est caractérisé par une vitesse d'expansion radiale nulle. Dans les figures rassemblant les résultats en vitesse (Figures 4.11, 4.14 et 4.21 pour des cibles Al, CFRP, ZFRP respectivement), la frontière du domaine basse vitesse correspond donc au croisement de la

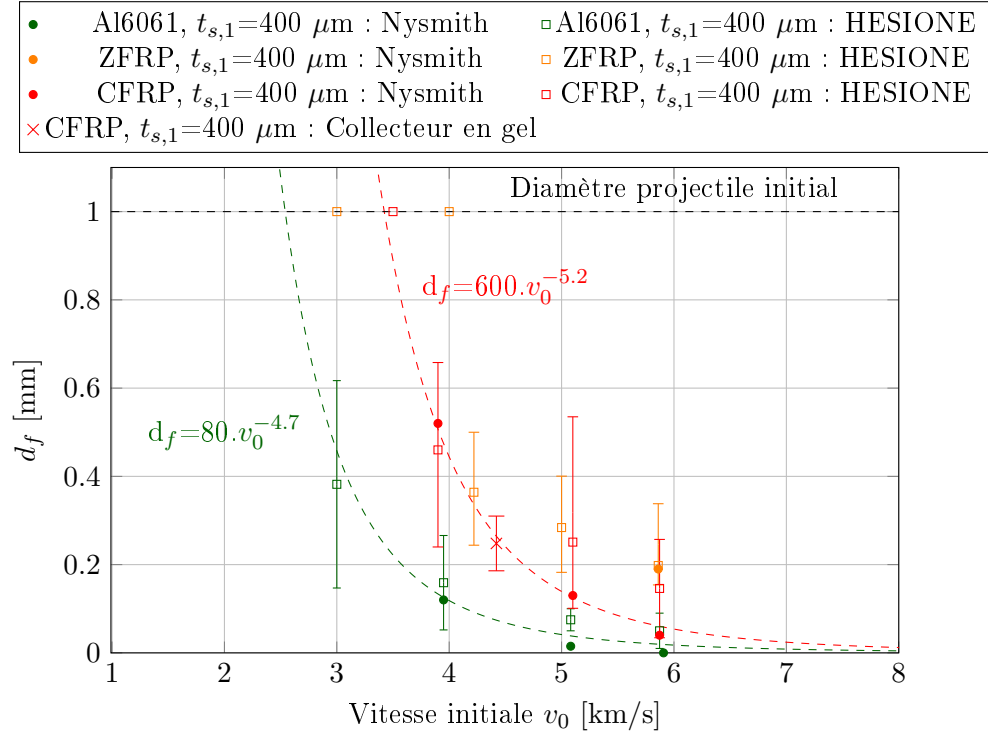


FIGURE 4.18 – Évolution de la taille maximale d_f des fragments de projectile Al6061 présents dans le nuage en fonction de la vitesse d'impact v_0 lors de l'impact d'une bille de diamètre 1 mm sur une cible Al6061, CFRP ou ZFRP de $400 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les données sont issues de la simulation, de collecteurs de gel ou de la relation de Nysmith sur les tailles des perforations de boucliers secondaires (Relation 4.3). Une identification par une loi puissance est proposée pour les cibles Al et CFRP.

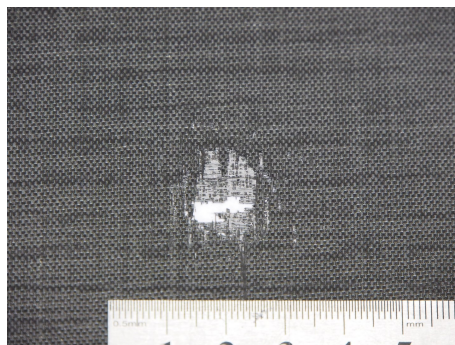
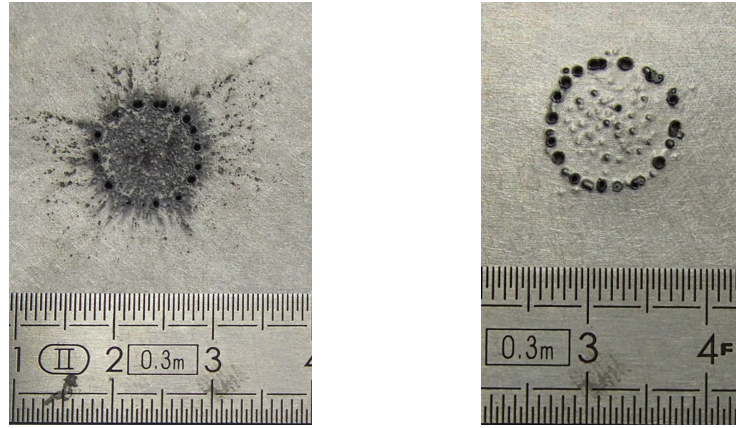


FIGURE 4.19 – Photographies de la face arrière du bouclier secondaire en CFRP lors du tir HE0940. Le nuage de débris est généré par l'impact d'une bille Al6061 sur une cible Al6061 à 5.7 km/s.

courbe $v_{y,4}$ avec l'axe des abscisses. D'après les résultats expérimentaux, cette vitesse frontière est estimée autour de 2.5 km/s pour un premier bouclier Al6061 et autour de 3.5 km/s pour un premier bouclier CFRP. Ce seuil est cependant dépendant du ratio t_s/d_p car un bouclier plus épais fragmentera plus facilement un projectile. En ce qui concerne le seuil basse vitesse de 2.5 km/s pour un premier bouclier Al6061, elle est cohérente avec les données de Reimerdes [50], qui indiquent une vitesse seuil v_0 de 2.6 km/s pour un ratio t_s/d_p de 0,4. Pour le CFRP, la seule donnée à disposition vient des travaux de Ryan [51], qui indiquent un seuil basse vitesse v_0 de 4.2 km/s, supérieur à la vitesse identifiée avec nos résultats. Cette surestimation est cependant logique si la valeur a été identifiée pour des ratios t_s/d_p inférieurs à ceux de nos essais. Le domaine basse vitesse est aussi défini par un diamètre équivalent du projectile après impact égal au diamètre initial du projectile d_p car il demeure monolithique. Sur la Figure 4.18, cela correspond au croisement de la courbe de taille de débris maximale avec l'axe horizontale de valeur $d_p=1$ mm dans notre cas. Les résultats sont cohérents mais le manque de données expérimentales ne permet pas de valider ces seuils de vitesse par cette méthode.

Pour conclure sur l'intégration du CFRP dans les W-S, ce matériau a été intégré aux matériaux d'étude en vue d'améliorer la structure ou de l'alléger en assurant une capacité de fragmentation du projectile similaire à celle de l'aluminium. Au vu des conclusions du Chapitre 3, le CFRP ne semble pas capable de remplir ce rôle à masse surfacique égale, du fait des plus faibles niveaux de sollicitations générés dans le projectile lors de l'impact. L'intégration de nanotubes en carbone prévue dans le cadre du projet ATIHS pourrait cependant améliorer les performances du matériau dans cette configuration. Au vu de son caractère fragile, le composite CFRP n'a pas vocation à arrêter les nuages de débris. En tant que second bouclier, le CFRP s'est systématiquement retrouvé perforé (Figure 4.19), même dans le cas du tir HE0900 à 5.712 km/s, où le projectile est en théorie fortement fragmenté (Figure 4.6). Le CFRP a un comportement élastique fragile et l'endommagement du matériau en cisaillement ou en traction génère une rupture dramatique du bouclier. Comme nous allons le voir, le composite ZFRP est un bien meilleur candidat pour ce rôle.



(a) Face avant deuxième bouclier

(b) Face arrière deuxième bouclier

FIGURE 4.20 – État du bouclier secondaire Al6061 après collision du nuage de débris généré par impact de bille Al6061 de diamètre 1 mm sur bouclier primaire ZFRP d'épaisseur 400 μm à 5.86 km/s (tir HE0941).

Numéro de tir	HE0941
Vitesse projectile [km/s]	5.86
Diamètre perforation max. [mm]	0.9
Vitesse projectile $v_{x,2}$ HESIONE [km/s]	5.051
Diamètre max. fragments d_f (Relation 4.3) [μm]	200
Diamètre cercle de perforation [mm]	10.5
Demi-angle du cône d'éjection α [°]	11.86
$v_{y,4}$ (Relation 4.5) [km/s]	1.06

TABLE 4.4 – Estimation de la taille des débris de projectile issus d'un impact de bille Al sur cible ZFRP à partir des diamètres de perforation et de la relation de Nysmith [25]. Estimation de la vitesse maximale d'expansion de la partie projectile $v_{y,4}$ à partir de la taille des zones perforées par des débris de projectile et de la relation 4.5.

4.2.3 Structures intégrant le composite ZFRP

Un seul tir employant le ZFRP en tant que premier bouclier a été réalisé afin de situer comment ce composite se comporte par rapport aux deux autres matériaux. Dans le contexte spatial, le PBO® n'a pas vocation à servir de premier bouclier du fait de sa faible résistance au rayonnement UV. Concernant l'emploi du composite ZFRP, les Figures 4.20a et 4.20b correspondent respectivement aux faces avant et arrière du deuxième bouclier Al6061. Comme dans les configurations avec un premier bouclier CFRP (§4.2.2) ou UHMWPE (§4.1), des perforations de diamètre moyen 900 μm sont observées sur le deuxième bouclier Al6061. Les perforations sont localisées dans une zone circulaire, de rayon 10.5 mm, et plus précisément sur la frontière de cette zone ainsi qu'au centre du cercle. Comme pour les autres matériaux, les estimations de taille de débris et de vitesse d'expansion des débris de projectile $v_{y,4}$ sont détaillées dans le Tableau 4.4. Ces résultats sont également comparés aux résultats de simulations dans les figures 4.18 et 4.21.

On place maintenant le matériau ZFRP en deuxième bouclier. Les tirs HE0939 (Figure 4.22) et 4.24 ont été réalisés. Ils sont définis par un ratio $t_s/d_p=0.4$ et une vitesse d'impact v_0 de 4.094 km/s pour le tir HE0939 et 5.9 km/s pour le tir HE940. La Figure

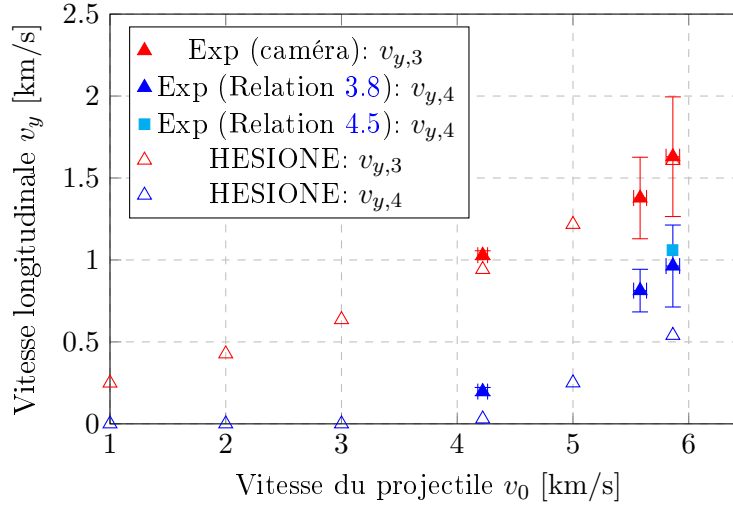


FIGURE 4.21 – Évolution de la vitesse radiale des parties cible $v_{y,3}$ et projectile $v_{y,4}$ du nuage de débris lors de l'impact d'une bille Al6061 de diamètre 1 mm sur une cible ZFRP de 400 μm d'épaisseur. Les données expérimentales sont issues de tir HERMES détaillés dans le Tableau 3.22.

4.23 contient les photographies des faces avant et arrière du bouclier secondaire ZFRP. La configuration du tir HE939 n'induit ni la fusion complète, ni la rupture complète du projectile en tension. Sur la Figure 4.22, des débris solides perforent directement le bouclier secondaire ZFRP dans un cercle de 6 mm de diamètre. Il est difficile d'évaluer le diamètre des perforations du fait des touffes de fibres en bord de perforation. Sur une zone plus large, on constate des zones jaunes claires indiquant l'écaillage de la résine en surface libre du ZFRP. La vitesse des fragments éjectés derrière le bouclier secondaire est estimée entre 1000 et 1200 m/s sur les images de caméra. Pour le tir HE0940 à 5.9 km/s (Figure 4.24), induisant quasiment la fusion totale du projectile, le bouclier ZFRP est non perforé. Sur les images de caméra rapide, l'impact du nuage de débris sur le bouclier ZFRP intervient environ 6 μs après l'impact sur le premier bouclier. À partir de 12 μs , l'éjection de fragments en face arrière du bouclier peut être dénotée. L'observation de la cible post-mortem (Figure 4.23) indique cependant qu'il s'agit de résine écaillée, la cible n'ayant pas été perforée. Au niveau du comportement du bouclier ZFRP, on constate une forte flexibilité de la cible. Au moment de l'impact, la réponse du bouclier est localisée au point d'impact. Contrairement au CFRP qui demeure rigide, le ZFRP fait preuve de souplesse. La réponse du bouclier devient rapidement structurale, la plaque se mettant à onduler comme une feuille de papier.

Les essais présentés ici peuvent difficilement discriminer l'efficacité de chaque matériau en tant que premier bouclier, car leur masse surfacique varie fortement. Ils permettent cependant d'analyser le comportement des composites lorsqu'ils sont employés en bouclier secondaire. En utilisant des premiers boucliers en aluminium de 400 μm et des vitesses d'impacts v_0 de 4 ou 5.9 km/s, on soumet le composite à deux types de chargement. Si dans le premier cas, le deuxième bouclier a été systématiquement perforé, le ZFRP a démontré une très bonne capacité de résistance au deuxième. De plus, pour une vitesse de 5.9 km/s, le W-S Al/ZFRP a résisté (Figure 4.23), alors que le W-S ZFRP/Al (Figure 4.20b) a été perforé. Cela confirme que la désintégration du projectile demeure une priorité afin de tirer le meilleur parti de l'expansion du nuage. Outre l'écaillage de

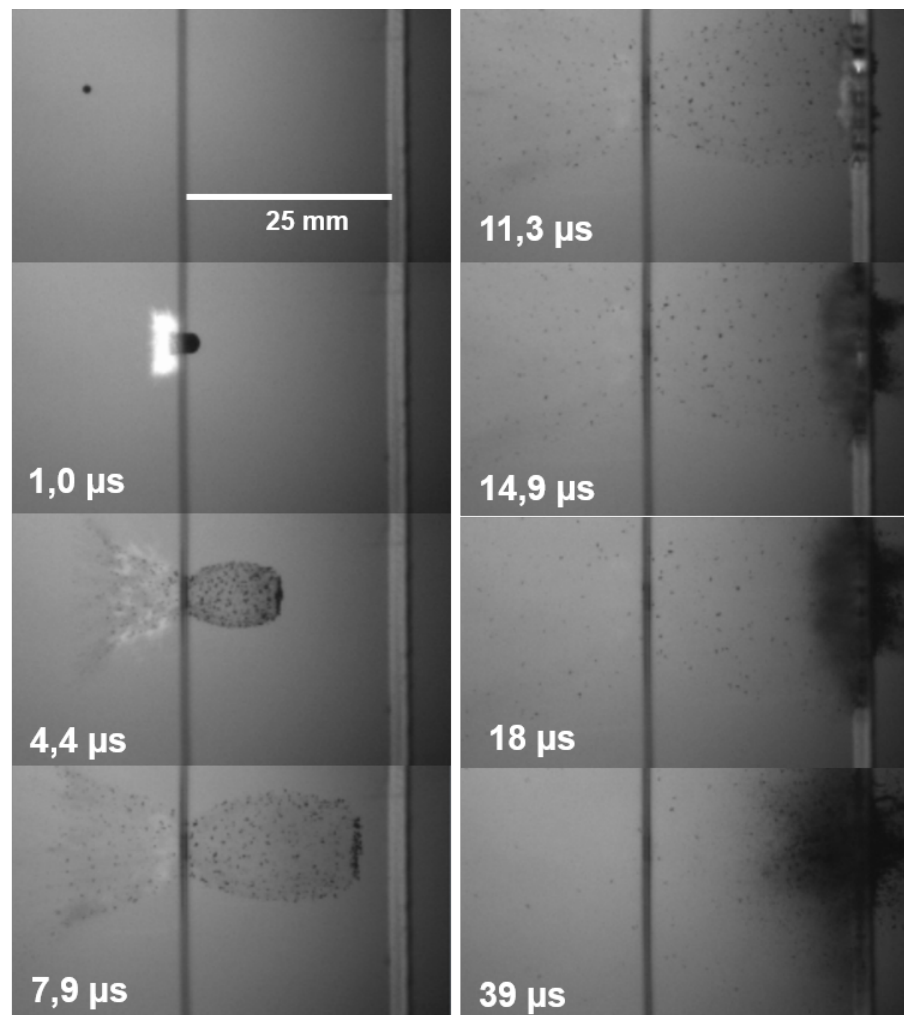
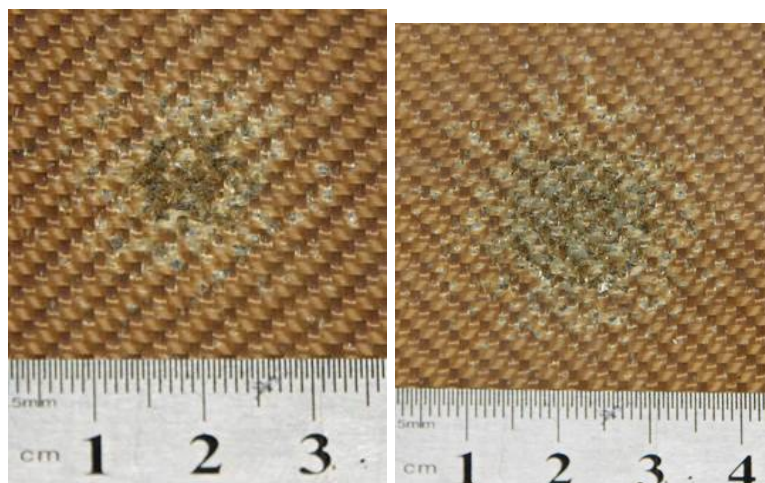
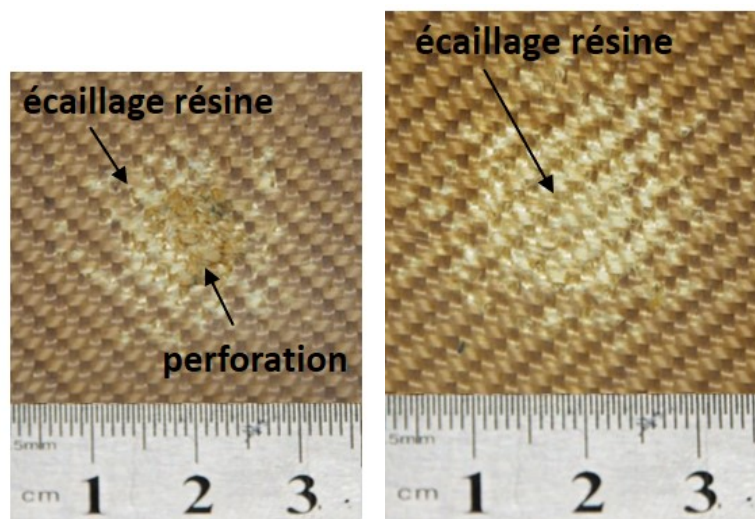


FIGURE 4.22 – Observation par caméra rapide de l'impact avec le lanceur HERMES d'une bille Al6061T6 de diamètre 1 mm à 4.094 km/s sur un W-S Al6061/ZFRP (tir HE0939).



(a) Face avant deuxième bouclier



(b) Face arrière deuxième bouclier

FIGURE 4.23 – État du bouclier secondaire ZFRP d'épaisseur $400\ \mu\text{m}$ après collision du nuage de débris généré par impact de bille Al6061 de diamètre $1\ \text{mm}$ sur bouclier primaire Al6061 d'épaisseur $400\ \mu\text{m}$ à $4.1\ \text{km/s}$ (tir HE0939 à gauche) et $5.9\ \text{km/s}$ (tir HE0940 à droite).

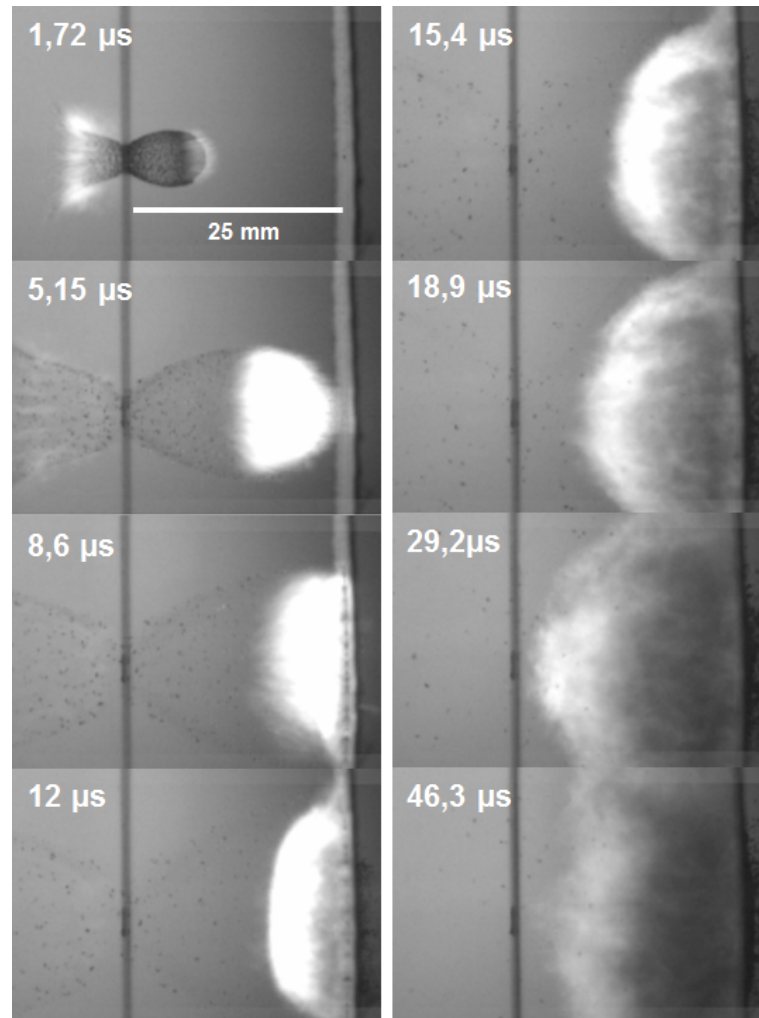


FIGURE 4.24 – Observation par caméra rapide de l'impact d'une bille Al6061T6 de diamètre 1 mm à 5.863 km/s sur un W-S Al6061/ZFRP (tir HE0940).

la résine en face arrière, on constate que le W-S Al/ZFRP présente les mêmes performances que le W-S Al/Al pour une masse surfacique 25 % inférieure, ce qui en fait la configuration la plus efficace à disposition en employant les matériaux d'étude. Du point de vue numérique, les simulations avec HESIONE apportent une bonne estimation des tailles de débris présents dans le nuage, quelque soit le matériau employé en tant que premier bouclier. Cela tend à valider les modèles développés dans la partie précédente pour des impacts de projectile aluminium jusqu'à 6 km/s. Cependant, une sous-estimation de la vitesse radiale $v_{y,4}$ de la partie projectile du nuage de débris est systématiquement constatée, en particulier avec un premier bouclier composite. Elle est potentiellement liée au formalisme 2D-axisymétrique des simulations sous HESIONE. Dans ce qui suit, on évalue la capacité de la simulation à représenter le comportement du bouclier secondaire sous impact de nuage de débris.

4.3 Simulation d'IHV sur Whipple shield en méthode eulérienne

Dans cette partie, on s'interroge sur la capacité de la méthode eulérienne d'HESIONE à simuler un IHV sur multi-boucliers. Jusque là, la simulation en méthode eulérienne s'est révélée être un outil efficace. En effet, elle est capable de prédire la forme du nuage de débris, sa vitesse longitudinale ainsi que d'estimer la taille des débris solides de projectile se trouvant dans le nuage de débris juste après l'impact. La simulation a cependant sous-estimée la vitesse transversale des débris solides provenant du projectile. Comme expliqué dans la Figure 3.36 du Chapitre 3, la raison de cet écart peut être en partie imputée au formalisme 2D axi-symétrique employé dans les simulations eulériennes. La conséquence de cet écart dans la simulation est une sous-estimation de l'expansion radiale du nuage et une concentration de l'impact plus importante sur le second bouclier.

Un autre problème numérique est inéluctablement rencontré lors de l'expansion du nuage sur de larges volumes. Le nuage de débris généré derrière la cible s'étend dans toutes les directions. Dans le modèle employant la mise à zéro de la pression et du déviateur, la matière s'étend sans résistance, ce qui induit une diminution progressive de sa masse volumique au fur et à mesure que la même quantité de matière occupe un volume de plus en plus grand. Au cours de la simulation, l'érosion de la maille intervient lorsque la masse volumique atteint un seuil de 0.1 kg/m^3 . Ce traitement est nécessaire pour éviter des divergences numériques si cette matière continue de s'étendre. La masse éliminée par cette méthode demeure cependant négligeable en comparaison de la masse contenue dans le nuage. Cette élimination de la maille génère cependant un vide et donc de nouvelles interfaces. Ce phénomène est encore plus présent avec la cavitation, car la matière demeure à une masse volumique proche de l'initiale et occupe moins de volume. La quantité d'interfaces est alors beaucoup plus importante. La reconstruction d'interface peut alors conduire à une déstructuration du nuage. Ce phénomène intervient dans de plus ou moins grandes mesures selon la taille des mailles de la grille eulérienne, ainsi que des quantités de matière en jeu dans le système. Le cas le plus problématique de déstructuration concerne l'enveloppe de matière cible entourant le nuage. Pour illustrer le problème, on s'intéresse à un exemple d'impact tel que celui en Figure 4.25, qui détaille l'évolution de l'enveloppe de cible pour un impact de bille Al6061 de diamètre $d_p=4 \text{ mm}$ sur une cible Al6061 d'épaisseur $t_s=1 \text{ mm}$ à 10 km/s. Au cours de l'expansion du nuage, la matière dans l'enveloppe cible conserve généralement une masse volumique importante, supérieure à 2400 kg/m^3 . Cette enveloppe s'affine de plus en plus, ce qui

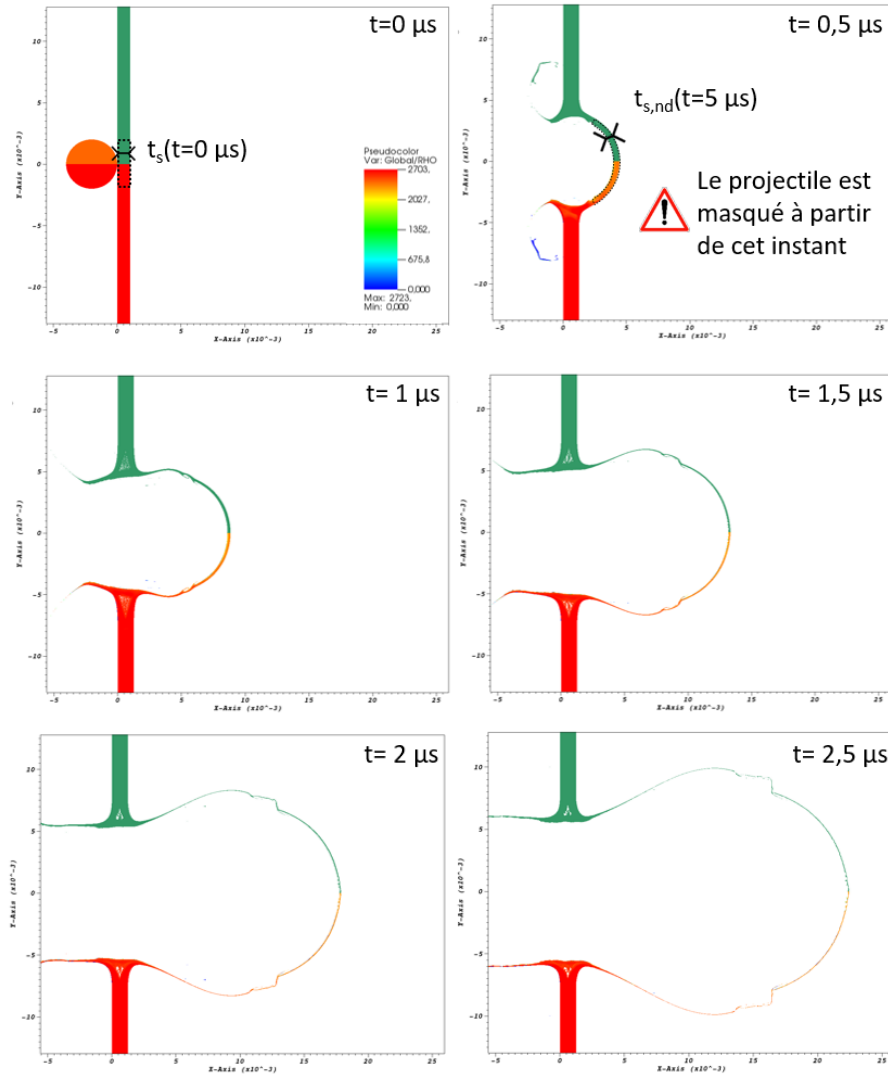


FIGURE 4.25 – Observation de la géométrie (en haut) et de la masse volumique (en bas) de l'enveloppe de cible dans le nuage de débris pour un impact de bille Al6061 sur cible Al6061 : $v=10$ km/s, $t_s=1$ mm, $d_p=4$ mm. A l'exception de l'instant initial, le projectile a été masqué pour mieux distinguer l'enveloppe de cible.

pose problème lorsque l'épaisseur de cette enveloppe est du même ordre de grandeur que la taille d'élément de la grille eulérienne. A ce moment, l'algorithme de reconstruction fait en sorte de conserver la matière par agglomérats et sépare l'enveloppe en différents morceaux de grandeurs dépendantes de la taille de maille. Ce phénomène, non convergé en maillage, est en contradiction avec l'enveloppe de matière décomposée qui devrait conserver sa forme et continuer à diminuer en épaisseur. Il faut donc faire en sorte d'éviter d'atteindre ce stade. Une analyse est réalisée dans ce qui suit pour obtenir un critère limite sur l'écartement S_1 entre boucliers afin d'éviter une trop grande dénaturation.

Dans les configurations étudiées, la cible peut être considérée fine devant l'impacteur. Dans le cours laps de temps après l'impact pendant lequel se forme le nuage, la matière dans la cible ne voit que le passage de l'onde de choc, suivie de la détente après réflexion de l'onde de choc en face arrière. Les ondes de détente issues d'autres surfaces libre arrivent plus tard en comparaison de ces phénomènes et cette matière n'est généralement soumise à aucun effort de traction. Durant la totalité de l'impact, un élément de matière de la cible n'est donc soumis à aucun effort qui le pousserait à s'étendre dans la direction axiale. Ceci explique donc que la partie cible dans le nuage conserve une masse volumique proche de l'initiale. La poussée longitudinale exercée par la matière issue du projectile prévient toute étalement de la cible dans cette direction. En se plaçant dans une configuration d'IHV générant la fusion de la cible, rien ne s'oppose cependant à l'expansion radiale de la matière due à la direction de poussée exercée par le projectile. En regardant le nuage évoluer au cours d'une simulation (Figure 4.25), on observe que l'enveloppe de cible s'affine au fur et à mesure de son expansion. Ce phénomène est homogène sur toute l'enveloppe, qui conserve en tout lieu une épaisseur $t_{s,nd}$ à peu près constante. Le volume de matière de la cible correspondant à la projection du projectile sur la cible suit l'expansion du projectile à l'avant du nuage. Son volume initial s'exprime selon 4.6 :

$$Vol(0) = t_{s,1} \cdot \left(\pi \frac{d_p}{4}\right)^2 \quad (4.6)$$

Suite à l'impact, ce volume de matière prend la forme d'une enveloppe, dont la forme suit le volume de projectile qui le pousse (Figure 4.25). D'après les observations faites pour un IHV Al/Al, la vitesse radiale du nuage respecte la relation :

$$v_{y,3} = 0,3562 \cdot v_{x,1} - 0.377 \quad (4.7)$$

avec $v_{y,3}$ et $v_{x,1}$ en km/s. Dans un premier temps, on fait l'hypothèse que l'enveloppe cible demeure un cylindre qui s'étend radialement à la vitesse v_y . Au cours du temps, ce cylindre de matière se déplace longitudinalement de sorte que son diamètre suit la relation :

$$d_{p,nd}(t) = 2x(t) \cdot \frac{v_{y,3}}{v_{x,1}} + d_p \quad (4.8)$$

le volume au cours du temps de ce cylindre s'écrit alors :

$$Vol(t) = t_{s,nd}(t) \pi \left(\frac{d_p}{2} + x(t) \cdot \frac{v_{y,3}}{v_{x,1}} \right)^2 \quad (4.9)$$

La masse volumique de la matière est supposée constante au cours de l'impact. Dans HESIONE, cette hypothèse est vérifiée avec une masse volumique d'environ 2.4 g/cm³ au cours de l'expansion. La conservation de la masse dans ce volume donne alors :

$$t_{s,nd}(t) = t_{s,1} \frac{\frac{d_p^2}{4}}{\left(\frac{d_p}{2} + x(t) \cdot \frac{v_{y,3}}{v_{x,1}}\right)^2} = t_{s,1} \frac{1}{\left(1 + \frac{2x(t)}{d_p} \frac{v_{y,3}}{v_{x,1}}\right)^2} \quad (4.10)$$

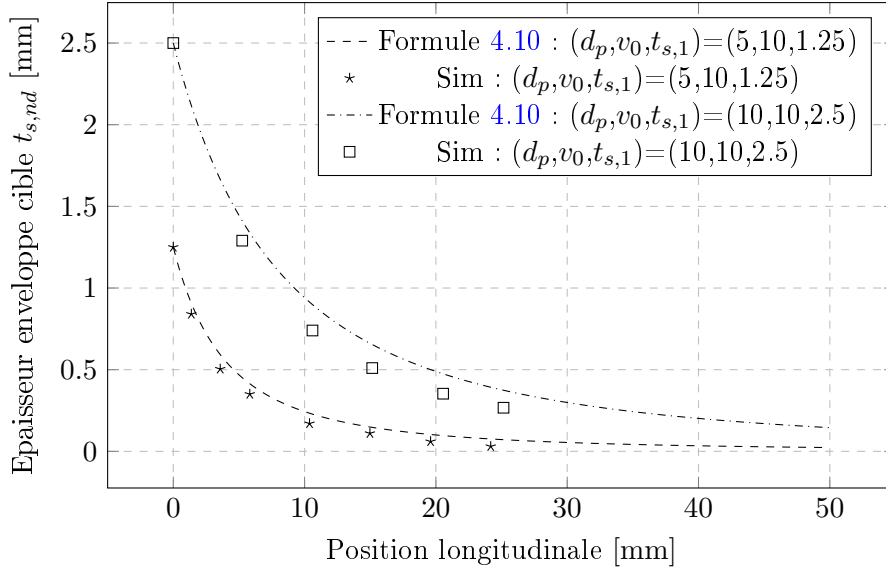


FIGURE 4.26 – Évolution en simulation et par relation analytique de l'épaisseur de matière dans l'enveloppe de cible en fonction de la position longitudinale de l'avant d'un nuage de débris généré par un impact de bille Al6061 de diamètre d_p (en mm) à v_0 (en km/s) sur une cible Al6061 d'épaisseur $t_{s,1}$ (en mm).

L'estimation obtenue par la Relation 4.10 est comparée dans la Figure 4.26 avec les résultats de simulation pour plusieurs configurations d'impact. La concordance des résultats est satisfaisante malgré une légère surestimation de l'épaisseur d'enveloppe $t_{s,nd}$ observée en simulation. Dans la relation 4.10, prenons comme valeur de x l'espacement S_1 entre deux boucliers. On obtient ainsi une estimation de l'épaisseur de l'enveloppe de cible au moment d'impacter le bouclier suivant. Plus l'espacement est grand, plus le nuage a le temps de s'étendre et l'épaisseur de matière impactant le bouclier se réduit. Cette diminution est de moins en moins notable au fur et à mesure que l'on augmente l'espacement. Ces relations sont utiles pour deux raisons. La relation 4.10 permet d'estimer, sans avoir recours à la simulation, l'épaisseur de l'enveloppe cible dense qui impactera le deuxième bouclier. C'est l'impact de cette matière qui génère généralement l'écaillage de la deuxième cible. Cet écaillage se révèle dangereux pour la structure car il vient endommager les boucliers avant l'arrivée du reste du nuage. On peut maintenant dimensionner les boucliers suivants de sorte à limiter ce problème. D'autre part, la relation 4.10 permet d'estimer si l'expansion du nuage atteint un seuil où la reconstruction d'interface déstructure la composition du nuage. En pratique, cette déstructuration intervient lorsque l'épaisseur de l'enveloppe cible dans le nuage est inférieure à 5 largeurs de maille de la grille eulérienne. Lorsque l'épaisseur du premier bouclier est conséquente, l'influence de la reconstruction d'interface est négligeable sur une grande partie de la simulation et permet de gérer l'expansion du nuage de débris sur une grande distance. À l'inverse, lorsque les boucliers sont fins, tels que ceux employés dans le cadre du projet ATIHS ($t_s = 400 \mu\text{m}$ d'épaisseur), la surface de cible impactée se retrouve en forte expansion et la diminution de son épaisseur au cours de son expansion conduit rapidement à sa déstructuration. Gérer l'expansion de nuages provenant de boucliers fins s'avère donc compliqué si l'espacement entre les boucliers est trop important. Les tests sur la simulation ont montré que le nuage ne subissait pas de dénaturation importante lorsque le ratio t_{s1}/S_1 était supérieur à 0.04, où S_1 est l'espacement entre le premier et le deuxième

bouclier. Ce seuil a été constaté avec une grille eulérienne composée de mailles de $10\ \mu\text{m}$ de côté. Il est probable que ce critère de validité se dégrade lorsque la taille de maille de la grille eulérienne augmente. Pour nos essais, où le ratio t_s/S_1 vaut généralement $\frac{400 \cdot 10^{-6}}{0.025} = 0.016$, nous avons été forcé de réduire la distance séparant les deux boucliers à 1 cm dans la simulation pour éviter la destructuration du nuage. La configuration de simulation n'est alors plus représentative de la structure utilisée en essai. Dans le cas d'impact dans le domaine basse vitesse ou dans le domaine de fragmentation, ce changement induit peu d'écart car ce sont les débris solides demeurant dans le nuage qui sont à l'origine de la perforation du deuxième bouclier. Ces débris ne s'étendant pas, l'endommagement qu'ils génèrent est à peu près similaire. Dans le domaine hypervélocité, où le nuage est entièrement décomposé, la diminution de l'écart entre les boucliers a pour conséquence d'augmenter la densité de matière impactant une surface de bouclier fixée. On s'attend donc à une surestimation des contraintes et de l'endommagement générés dans le bouclier secondaire.

On présente en Figure 4.27 l'évolution d'un impact sur Whipple shield Al6061/ZFRP correspondant aux tirs HE-0939 et HE-0940, à l'exception de l'espacement réduit à 1 cm au lieu de 2,5 cm. Le ZFRP est modélisé avec le modèle développé en Chapitre 3. Pour l'aluminium, le modèle du Chapitre 3 est employé avec le critère de rupture en tension dépendant de l'énergie interne et le traitement PSIMPOSE0. Dans le cas du tir HE0939 à 4,094 km/s, on se trouve dans le domaine de fragmentation. Le trop faible niveau de contrainte limite l'état de fragmentation du projectile induisant la présence de débris de taille importante dans le nuage. L'impact à 4 μs entraîne logiquement la perforation du bouclier ZFRP. Les images de caméra rapide rendent également compte de ce phénomène. Sur les images de caméra, la matière éjectée derrière ce bouclier secondaire est éjectée sur un diamètre d'environ 1 cm à une vitesse avoisinant 1200 m/s. En simulation, la matière éjectée derrière le deuxième bouclier est composée de matrice écaillée se déplaçant à 1170 m/s et de tissu PBO se déplaçant au maximum à 1015 m/s. Dans le cas du tir HE0940 à 5,863 km/s, on se trouve à la frontière de la fusion totale du projectile pour un impact Al/Al. Le nuage de débris est donc très fragmenté, comme l'atteste la simulation (Figure 4.27b), où le nuage est composé d'une enveloppe de matière assez dense et d'un volume de projectile de masse volumique très faible. L'impact de ce nuage de débris dans le bouclier secondaire ZFRP génère une onde de choc. En se réfléchissant en surface libre, cette dernière induit de l'écaillage de la résine en face arrière du bouclier ZFRP, ce qui traduit bien les observations expérimentales. Le tissu PBO est légèrement perforé par endroits, contrairement aux essais où il semble non endommagé en regardant la face arrière. Outre la non représentativité du modèle, il faut prendre en compte la moindre expansion du nuage de débris, due à la réduction de l'espace S_1 entre les boucliers, imposée par la simulation numérique.

Le deuxième bouclier étant non perforé pour le tir HE0940, ces deux tirs sont importants car ils mettent en évidence la limite balistique de la structure pour ce diamètre de projectile. L'endommagement du tissu PBO pour le tir HE0941 et son état intact pour le tir HE940 nous sert de critère de validation de l'endommagement pour le modèle du tissu. Entre autre, un seuil de déformation plastique de 80 % apporte de bons résultats en termes d'endommagement du tissu. Outre cela, le seuil d'écaillage de 135 MPa observé lors des essais CESAR semble corroborer les observations expérimentales pour le tir HE940. Enfin, la simulation rend bien compte du phénomène de perforation et de la vitesse des éjectas. Ce constat est important car il signifie que la simulation

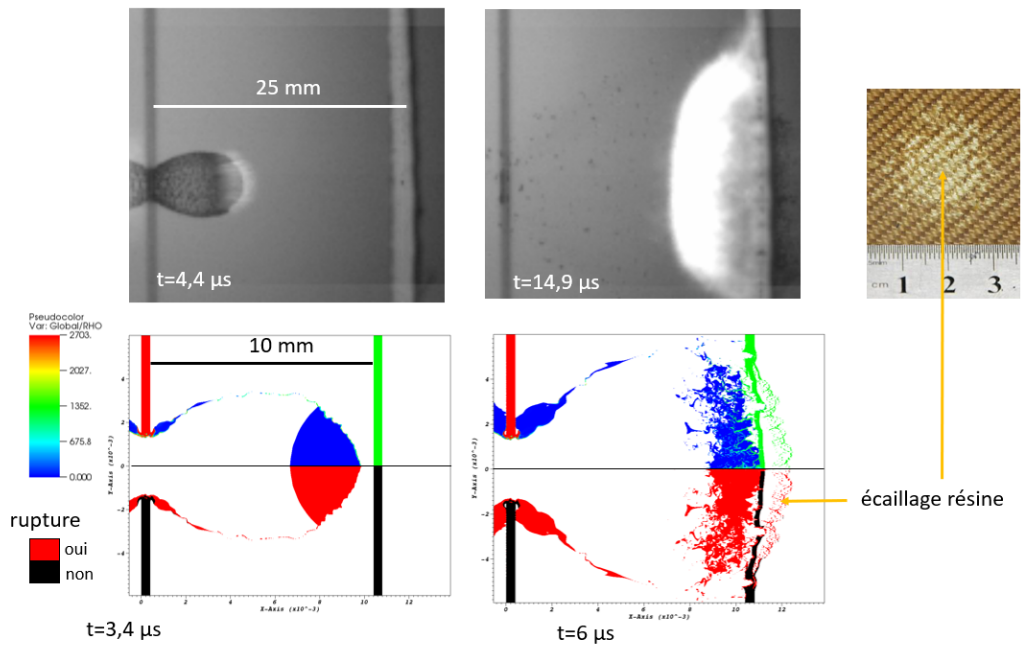
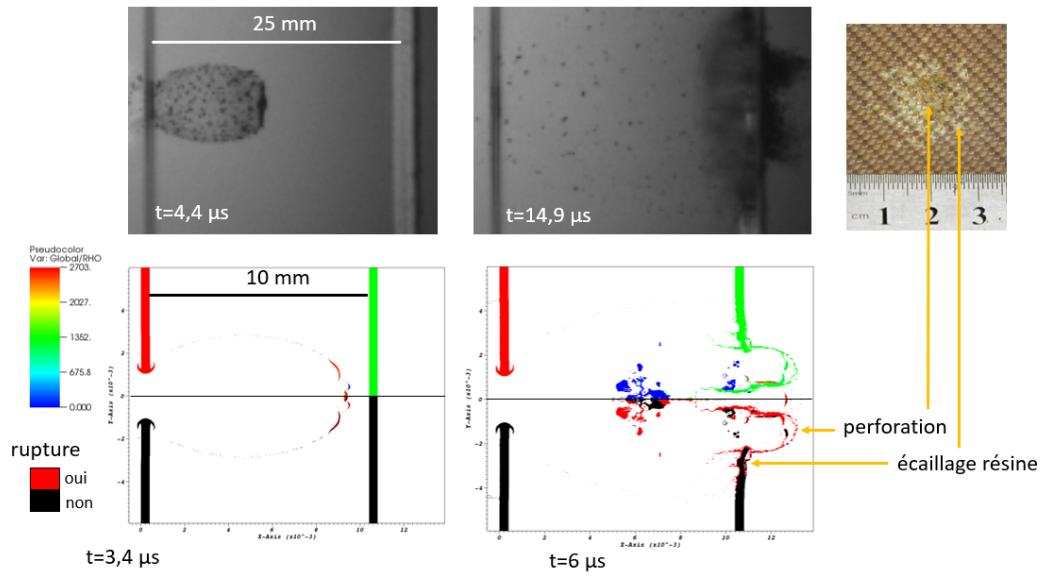


FIGURE 4.27 – Masse volumique et rupture de la matière sous HESIONE de l'impact d'une bille Al6061 à v_0 sur un W-S. Premier bouclier Al6061 d'épaisseur $t_{s,1} = 400 \mu\text{m}$, deuxième bouclier ZFRP d'épaisseur $t_{s,2} = 400 \mu\text{m}$ (tir HE-0939). L'écart entre les boucliers est de 2.5 cm lors de l'essai et de 1 cm seulement en simulation pour éviter des problèmes numériques. Des images de caméra rapide à des temps et des échelles différents sont également affichés pour montrer l'analogie des résultats.

est potentiellement capable d'estimer l'énergie absorbée par un bouclier ZFRP lors de l'impact d'un nuage de débris.

4.4 Simulation d'IHV sur Whipple shield en méthode SPH

La méthode SPH, présentée en Annexe B, n'est pas contrainte par le problème de reconstruction d'interface. Le temps de calcul n'étant pas dépendant du volume d'expansion mais seulement du nombre de particules SPH, elle s'adapte en théorie aux grands espacements entre boucliers. Nous nous retrouvons cependant confronté à plusieurs problèmes :

1. La méthode souffre d'une lourdeur du calcul. Le maillage des cibles requiert généralement un nombre minimum de particules dans l'épaisseur des cibles. Un raffinement de 16 particules dans l'épaisseur est considéré suffisant pour apporter des résultats qualitatifs. La méthode SPH requiert un raffinement uniforme dans toutes les directions et dans tout les objets (projectile, boucliers). Dans le cas des cibles minces, un tel raffinement de la distribution des particules induit une explosion du nombre de particules dans la cible. Si cela s'avère encore acceptable en configuration mono-cible, la modélisation multi-boucliers requiert de mailler les cibles sur de grandes surfaces. En prenant en compte les symétries, le maillage d'un bouclier de $400\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et de rayon 5 mm ainsi que celui d'un deuxième bouclier de $400\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et de rayon 15 mm requiert plus de 5 millions de particules, et cela sans considérer les boucliers suivants ou l'emploi de grands projectiles et de grands espaces inter-boucliers, qui nécessitent de représenter de plus grandes cibles. En supposant disposer d'assez de mémoire dynamique, les temps de calcul s'étendent alors sur plusieurs jours pour une structure à deux boucliers, ce qui s'oppose à l'idée d'étude paramétrique. Il est possible d'employer les supercalculateurs afin de réduire les temps de calcul. Cela nécessite par contre une certaine robustesse du calcul, afin d'avoir l'assurance que le calcul arrive à son terme. Du fait des conditions extrêmes dans lesquelles se trouve la matière, on rencontre généralement une divergence du calcul au moment de l'impact sur le premier ou le deuxième bouclier. Ce problème est d'autant plus vrai si l'on souhaite employer des modèles en développement, tels que les modèles orthotropes pour composites. L'utilisation des éléments hybrides lagrange/SPH [125] pourrait fortement réduire le nombre de particules SPH dans le système mais ces éléments n'ont pas apporté de résultats probants lors de nos tentatives pour l'employer.
2. D'autre part, le nombre de particules SPH ne varie pas au cours de la simulation. Chaque particule est représentative d'une quantité de matière fixe, qui est virtuellement répartie selon le kernel au sein de son domaine d'influence. En outre, la taille du domaine d'influence d'une particule SPH, symbolisée par sa longueur de lissage $h(t)$, est bornée de sorte que :

$$HMIN \cdot h_0 < h(t) < HMAX \cdot h_0 \quad \text{avec } h_0 = CLSH \cdot d_0 \quad (4.11)$$

Dans notre cas, $CLSH=2$, $HMIN=0.2$, $HMAX=2.0$. En prenant l'exemple d'un raffinement de 8 particules dans $400\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, l'écart inter-particulaire initial d_0 vaut $50\ \mu\text{m}$ et la longueur de lissage $h(t)$ est donc comprise entre $12\ \mu\text{m}$ et $120\ \mu\text{m}$. Dans le cas d'une forte expansion, on peut rapidement atteindre un stade de séparation des particules, qui se retrouvent éparpillées. Or elles sont toujours porteuses de la même masse de matière, qui est répartie sur une faible zone.

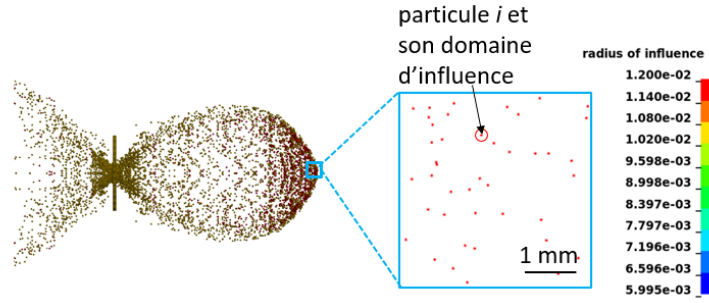


FIGURE 4.28 – Observation du rayon de domaine d'influence des particules SPH au sein d'un nuage de débris à $t=4 \mu s$ après l'impact.

Dans le cas d'une enveloppe de cible très fine, cette dernière est assimilable à un ensemble d'amas de matière disparates incapables de s'étendre. Dans le cas d'un impact de bille Al6061 de diamètre $d_p=1 \text{ mm}$ sur une cible Al6061 d'épaisseur $t_s=400 \mu m$ à 5.907 km/s (Figure 4.28), les particules dans l'enveloppe de matière cible sont généralement séparées de plusieurs centaines de microns dès $t=4 \mu s$ après impact. Le nuage de débris ne s'est alors déplacé que de 1.9 cm dans sa direction d'impact. Les domaines d'influences des particules sont déjà à leur valeur maximale, à savoir $120 \mu m$ et ne peuvent plus s'étendre. Pour chaque particule SPH, on constate l'absence de particules voisines dans son domaine d'influence (Figure 4.28). La partie cible est donc assimilable à une couche d'agrégat de matière concentrée autour des particules SPH qui la composent de manière disparate et indépendante, incapable de représenter l'expansion homogène de la matière. Le problème est assez analogue à celui de la reconstruction d'interface qui entraîne un regroupement de la matière en agglomérats dont la taille dépend du maillage. Afin de retarder ce problème, la solution consiste à augmenter le raffinement du maillage de sorte à avoir plus de particules présentes dans l'enveloppe cible et réduire la distance inter-particulaire. Il ressort que la méthode SPH est elle aussi limitée par un critère liant le raffinement du maillage et la distance d'expansion du nuage.

3. Outre ces considérations, nous nous sommes également rendu compte que, si au premier abord, le nuage de débris semble axi-symétrique dans le cas d'un nuage très décomposé, on constate généralement que la répartition des particules SPH au sein du nuage n'est pas scrupuleusement 2D axi-symétrique. On constate entre autre une dépendance des résultats à la direction de discrétisation des particules à l'état initial. Des singularités sont également constatées au niveau des plans de symétrie.
4. Avec les modèles actuels, nous ne sommes pour l'instant pas parvenus à reproduire les tailles de débris observées expérimentalement. Si cela peut être acceptable à haute vitesse, où le nuage est entièrement fragmenté, cela pose problème à plus basse vitesse. Concernant les impacts hautes vitesses, l'absence d'équations d'état traitant du changement d'état soulève la question de la validité des résultats obtenus, ce qui appelle à la prudence si on souhaite employer LS-DYNA pour des impacts supérieurs à 7 km/s pour le moment.

Pour ces raisons, nous nous focalisons sur les simulations HESIONE pour les simulations sur impact multi-boucliers. On garde cependant à l'esprit que la méthode SPH s'avère la

plus adaptée pour ce type de simulation et représente la prochaine étape afin de valider la réponse d'une structure multi-boucliers sous impact. Le développement des modèles orthotropes et la correction des problèmes existants est en cours au sein du projet ATIHS.

Chapitre 5

Optimisation d'une structure de protection

Des travaux précédents résulte une meilleure compréhension du comportement des matériaux d'étude sous choc et des paramètres d'impact sur la résistance d'un Whipple Shield. Il est maintenant temps de rassembler toutes ces informations afin de proposer une solution maximisant les capacités de protection face à un IHV.

5.1 Cas d'étude

Dans ce qui suit, nous considérons l'impact d'un débris spatial dans la configuration suivante :

- Le débris est sphérique. Cette forme n'est pas forcément représentative de la réalité et une extension des calculs à des débris de formes disparate s'avérerait utile.
- Le diamètre du débris est de 4 mm car il s'agit d'une taille de débris générant de forts dommages et fréquemment rencontrée. Le procédé de dimensionnement présenté ci-après pourrait cependant être adapté à des projectiles de tailles différentes.
- Le projectile est en aluminium 6061. Cette hypothèse est cohérente avec la réalité car cet alliage est fortement utilisé en tant que paroi extérieure. Avec l'augmentation du nombre de débris dans le futur, les alliages d'aluminium représenteront donc une grande partie des débris en circulation.
- La vitesse des débris est généralement comprise entre 7 et 15 km/s, et la vitesse de 10 km/s en est la médiane. De plus, un des objectifs du projet ATIHS est le développement de lanceurs pouvant atteindre des vitesses de 10 km/s. Ce choix de vitesse s'inscrit donc dans un processus permettant une validation expérimentale dans le futur.
- L'impact est en incidence normale. Les limites balistiques identifiées pour de multiples structures dans les travaux de Ryan [157] montrent que l'impact en incidence normale est la configuration la plus menaçante. De plus, l'hypothèse d'impact normal permet de travailler en représentation 2D axi-symétrique. Rien n'empêche cependant de réaliser la simulation 3D d'un impact oblique sur cette même structure, mais qui nécessite des moyens calculatoires conséquents.

5.2 Matériau et épaisseur du premier bouclier

Le rôle principal du premier bouclier est de maximiser la fragmentation du projectile, sans générer lui-même d'importants débris. Il doit également favoriser l'expansion radiale du nuage de débris en face arrière. Optimiser ces phénomènes permet d'exploiter par la suite l'espace d'expansion entre les boucliers. À partir des travaux précédents, plusieurs arguments peuvent être avancés pour choisir le matériau à employer :

- Concernant l'utilisation de l'aluminium en tant que bouclier, les observations du chapitre 3 indiquent qu'il y a fusion complète du projectile et de la cible en respectant un ratio t_s/d_p de 0.25-0.3 pour des vitesses de projectile supérieures à 7 km/s. Cela concorde extrêmement bien avec la vitesse des débris dans le contexte spatial. Les matériaux composites ont tendance à dégrader ces performances car le niveau de pression nécessaire pour faire entrer en fusion un projectile aluminium n'est atteint que pour des vitesses de projectiles plus importantes, de l'ordre de 9 km/s pour une cible composite CFRP.
- D'un autre côté, les essais MICO ont montré que dans le cas de la fusion incomplète d'une cible aluminium, la taille des débris augmentait progressivement avec l'épaisseur du bouclier. À l'inverse, les composites sont généralement bien décomposés, en particulier le composite CFRP, et représentent un moins grand danger pour le reste de la structure. Les débris carbonés n'ont d'ailleurs pas endommagé le bouclier secondaire pour les tirs sur W-S Al-CFRP.
- Du fait de la rupture d'impédance, le nuage de débris généré par un impact sur bouclier composite est divisé en deux parties avec une enveloppe cible se déplaçant à des vitesses supérieures à la vitesse initiale du projectile. Cette structure de nuage peut s'avérer dangereuse car l'enveloppe cible endommage le bouclier suivant avant l'arrivée des débris de projectile.

Dans le cadre des débris spatiaux, l'utilisation de l'aluminium en tant que premier bouclier s'avère au final plus intéressant qu'un bouclier composite plus épais. À masse surfacique égale, le bouclier aluminium permet de couvrir toute la gamme de vitesse des débris spatiaux moyennant le bon ratio t_s/d_p . Aux critères de performances peuvent s'ajouter d'autres limitations du cahier des charges. Le caractère fragile du composite CFRP a tendance à générer beaucoup de débris. Certains débris, tels que les fibres délaménées, peuvent avoir des dimensions importantes et représentent un risque pour le reste du satellite ou pour d'autres satellites lorsqu'ils sont relâchés dans l'espace. L'endommagement d'un bouclier en aluminium se limite à une simple perforation et minimise les débris rejetés dans l'environnement. Le composite ZFRP apporte de meilleurs résultats en terme de rétention des débris. La sensibilité du PBO zylon aux rayonnements UV empêche cependant son utilisation en tant que premier bouclier. À partir de cette analyse, on fait le choix d'employer un premier bouclier aluminium. Un ratio t_s/d_p de 0.25 (cf. Chapitre 3) apporte les résultats les plus intéressants. La taille des débris spatiaux étant variable, il est impossible d'assurer un tel ratio systématiquement. La question se pose alors d'utiliser un bouclier sur-dimensionné ou sous-dimensionné par rapport à la taille du projectile. Un bouclier sous-dimensionné entraîne une fusion non complète du projectile. Le nuage de débris généré contient donc une première enveloppe de cible complètement fondue suivie de la partie projectile contenant des agrégats solides. Cette configuration pose généralement problème car le bouclier suivant est généralement perforé par l'impact de l'enveloppe de cible. Les débris solides provenant du projectile traversent alors la perforation sans dommages et représentent une menace pour la suite.

À l'inverse, un bouclier sur-dimensionné permet la fusion complète du projectile. L'impact du projectile n'apporte cependant pas assez d'énergie pour que la matière dans le nuage provenant de la cible passe entièrement à l'état liquide. Le nuage contient donc des débris solides dans l'enveloppe à l'avant du nuage. Cette configuration a l'avantage de faire impacter ces débris dangereux en premier sur le deuxième bouclier, ce qui assure leur désintégration. De plus, les essais d'impact sur W-S dans le chapitre 4 ont montré que, pour des configurations d'impact se trouvant dans le domaine de fusion non totale de la cible, la structure pouvait résister à l'impact. À l'inverse, une configuration d'impact où la fusion totale du projectile n'avait pas lieu entraînait systématiquement la perforation du bouclier secondaire. À partir de ces informations, le dimensionnement du premier bouclier aluminium est réalisé en se basant sur la taille de débris la plus importante, appelée $d_{p,max}$:

$$t_{s,1} = 0.25 \cdot d_{p,max} \quad (5.1)$$

Dans notre étude, $d_{p,max}=4$ mm et la structure intègre par conséquent un premier bouclier Al6061 d'épaisseur 1 mm.

5.3 Espacement du deuxième bouclier

On cherche maintenant à dimensionner le deuxième bouclier. Avant de déterminer le matériau et l'épaisseur optimale de ce bouclier, une compréhension des sollicitations qui lui seront appliquées est nécessaire. On doit donc savoir dans quel état va se trouver le nuage de débris au moment d'impacter le deuxième bouclier. Or, cet état est dépendant de la phase d'expansion du nuage de débris. Grâce à l'étude précédente, nous nous sommes placés dans une configuration assurant une bonne fragmentation du nuage de débris. Les images de caméra rapide (Figure 4.10b) et les simulations (Figure 4.27b) ont montré qu'en l'absence de débris de taille importante, le nuage s'étendait de manière constante et homogène dans les directions radiales et longitudinales. Dès lors, le seul critère dirigeant l'expansion est l'espacement entre les boucliers S_1 . Dans l'absolu, un espacement quasi-infini entre les boucliers s'avère optimal, car on laisse alors tout le temps possible à la matière pour s'étendre. Dans le contexte spatial, l'espacement inter-bouclier est synonyme d'encombrement et le volume disponible pour une structure de protection est limité par les volumes disponibles au lancement, ainsi que par la structure du satellite. Sur l'ISS, l'épaisseur de protection disponible est par exemple légèrement supérieure à 10 cm. Il est donc nécessaire d'analyser l'importance des espacements S_i pour maximiser la résistance du W-S. L'objectif du W-S est d'étendre la zone d'impact de sorte à répartir la quantité de mouvement du nuage de débris dans plus de matière. En toute logique, l'objectif principal est donc d'étendre le plus rapidement possible le nuage de débris. Dans notre configuration, où le projectile est déjà décomposé par le premier bouclier, il est préférable de maximiser l'espacement S_1 entre le premier et le deuxième bouclier.

Du point de vue de la simulation avec HESIONE, l'analyse réalisée dans le §4.3 montre que les problèmes numériques limitent l'espacement S_1 utilisable sans déstructuration du nuage de débris. L'espacement S_1 doit pour cela respecter :

$$\frac{t_{s,1}}{\left(1 + \frac{2S_1}{d_p} \frac{v_y}{v_x}\right)^2} \geq 5 \text{ épaisseurs de maille} \quad (5.2)$$

Dans notre configuration, nous nous limitons à un espacement S_1 de 2,5 cm.

5.4 Matériaux du deuxième bouclier

En ce qui concerne le bouclier secondaire et les éventuels boucliers suivants, l'objectif est de finir de ralentir et d'arrêter le nuage de débris. Après le travail de fragmentation, puis d'expansion, il est maintenant nécessaire de ralentir et d'arrêter le nuage de débris. Ce processus passe par l'absorption de l'énergie cinétique contenue dans le nuage de débris. Lors de l'impact, l'énergie en jeu, majoritairement cinétique, est transmise à la cible qui est mise en vitesse au passage des ondes de choc et détente. Durant ce processus, une partie de cette énergie est absorbée par le matériau par différents moyens :

- par amortissement élastoplastique ou hydrodynamique ;
- par déformation élastique ou plastique ;
- lors de la fissuration et de la rupture ;
- lors du changement de phase.

Selon la nature du chargement, il est possible de choisir des matériaux afin d'optimiser l'absorption d'énergie. Une première étape consiste à identifier le chargement appliqué par le nuage de débris sur le deuxième bouclier. Différents chargements nécessitent différents traitements, et il est parfois nécessaire de combiner les solutions afin de couvrir une plus large gamme d'agressions.

Dans ce sens, il est important de bien différencier l'échelle globale et locale. Par locale, on entend les phénomènes hétérogènes qui s'appliquent sur des zones très localisées de la cible. Il s'agit entre autre de l'impact des débris peu fragmentés. Ces derniers sont demeurés inchangés au cours de l'expansion du nuage et sont définis par une masse volumique et une vitesse importante. Lors de leur impact avec le bouclier secondaire, ils génèrent des contraintes intenses et localisées, conduisant à la perforation du bouclier. Jusqu'ici dans le Chapitre 4, c'était ce type de chargement qui était à l'origine de la perforation de nos structures, ce qui mettait en valeur l'importance d'une bonne décomposition du nuage de débris. Grâce au dimensionnement du premier bouclier, il est possible de limiter en grande partie ce phénomène, sans toutefois en venir à bout, du fait de la variabilité des matériaux et des dimensions des projectiles. Malheureusement, ces essais ne sont que partiellement représentatifs des conditions réelles d'impact. Dans le contexte spatial, les débris sont bien plus rapides et de taille plus conséquente, si bien que l'énergie cinétique en jeu est largement supérieure à celles rencontrées lors de nos essais. Jusqu'à maintenant, nous avons mis en évidence que la perforation d'un W-S était intimement liée à la bonne décomposition ou non du nuage de débris. Dans ces conditions, le critère de dimensionnement du bouclier secondaire était la taille et la vitesse des plus gros débris dans le nuage. Mais dans le cas d'un impact très hautes vitesses (supérieures à 8 km/s), l'énergie cinétique globale contenue dans le nuage est tout aussi dangereuse que les éventuels débris de taille importante. Il est donc nécessaire de revoir les critères de dimensionnement.

Par chargement global, on entend les chargements s'appliquant sur une large zone, de dimension importante en comparaison de l'épaisseur du bouclier. Un exemple de chargement global est obtenue lorsque le nuage de débris est fortement fragmenté, car ce dernier vient alors appliquer une poussée uniforme sur une large surface du bouclier secondaire. Pour des vitesses de l'ordre de 6 km/s, on a généralement observé dans le chapitre 4 que les structures Whipple Shield Al/Al (tir HE944, Figure 4.8) ou Al/ZFRP (tir HE940, Figure 4.24) étaient capables d'amortir ces chargements, même avec un bouclier de faible

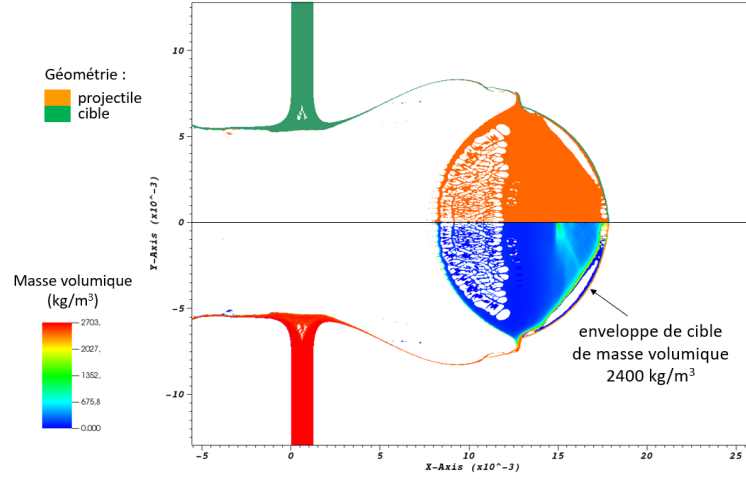


FIGURE 5.1 – Géométrie (en haut) et masse volumique (en bas) d'un nuage de débris issu d'une simulation HESIONE de l'impact d'une bille (Al6061, $d_p=4$ mm) à $v_0=10$ km/s sur une cible Al6061 d'épaisseur $t_{s,1}=1$ mm. Les pores apparaissant dans le projectile sont liés au critère d'érosion en masse volumique de $0,1$ kg/m³.

épaisseur. Les masses volumiques maximales dans le nuage de débris sont plus faibles que celle d'un débris non fragmenté, qui demeure presque à la masse volumique initiale. Une masse volumique faible associée à des vitesses encore peu élevées génère des contraintes inférieures à quelques GPa dans le bouclier secondaire. L'amplitude des contraintes appliquées par le nuage de débris sur le bouclier secondaire augmente cependant avec la vitesse d'impact au carré. Malgré la faible masse volumique moyenne d'un nuage fragmenté après expansion, les contraintes appliquées sont largement capables de perforer les boucliers de manière globale. La Figure 5.1 présente l'état du nuage de débris obtenu par simulation, suite à l'impact d'une bille Al6061 de diamètre 4 mm sur une cible Al6061 d'épaisseur 1 mm. En observant la masse volumique et la vitesse de la matière dans le nuage, il est possible d'identifier les principales menaces sur la structure. Au sein de ce nuage, la matière la plus dense se trouve dans l'enveloppe de débris qui entoure le nuage, avec une masse volumique d'environ 2400 kg.m^{-3} , proche de la masse volumique initiale de l'aluminium. À l'intérieur de cette enveloppe se trouve un volume de matière provenant du projectile dont la masse volumique varie selon l'état de décomposition à l'impact et du processus d'expansion. Dans l'ensemble, la masse volumique au sein de ce volume est très faible en comparaison de l'enveloppe extérieure. Le deuxième bouclier est donc soumis à l'impact de cette enveloppe de cible, qui génère une onde de pression très intense. La durée du choc dépend de l'épaisseur de matière venant l'impacter, qui peut être estimée par :

$$t_{s,nd}(t) = \frac{t_{s,1}}{\left(1 + \frac{2x(t)}{d_p} \frac{v_{y,3}}{v_{x,1}}\right)^2} \quad (5.3)$$

Dans notre cas d'étude où $d_p=4$ mm, $v_0=10$ km/s et $t_{s,1}=1$ mm, la Formule 4.10 fournit une épaisseur d'enveloppe de $37 \mu\text{m}$ pour un espacement entre boucliers $S_1=2.5$ cm. L'impact de cette enveloppe génère dans un bouclier Al6061 des chargements d'amplitude maximale 100-150 GPa au point d'impact, qui décroissent avec l'augmentation de la quantité de matière ayant vu passer le choc. Ce niveau de chargement induit systématiquement de l'écaillage en face arrière du bouclier. Les débris écaillés du second bouclier

peuvent s'avérer très dangereux car ils conservent une masse volumique proche de celle initiale et sont éjectés à très haute vitesse.

Grâce à cette analyse, on identifie les trois objectifs que doit remplir le bouclier secondaire à savoir :

1. Finir de décomposer les éventuels débris solides restant à l'avant du nuage. Dans notre application, le nuage est bien décomposé mais un bouclier surdimensionné induit la présence de débris de plus grande taille. Ce premier objectif est généralement rempli en employant un matériau amenant de hauts niveaux de pression sous impact. Les matériaux CFRP et ZFRP ne sont pas les plus adaptés pour cette tâche. L'aluminium serait une fois de plus préférable en ce qui concerne ce critère ;
2. Amortir les ondes de choc pour limiter la rupture en tension en face arrière. Au vu de la masse volumique et de la vitesse de la matière à l'avant du nuage de débris, l'impact du nuage de débris induit une onde de choc extrêmement intense et largement supérieure aux limites de résistance de tout les matériaux existants. Mais du fait de la finesse de l'enveloppe cible, le chargement est très court dans le temps. L'idée consiste donc à diminuer le niveau maximum de contrainte afin de réduire les contraintes en tension. En faisant en sorte que le chargement en tension soit plus proche des limites de résistance du matériau, on limite ainsi l'ampleur de la fragmentation en face arrière du bouclier. L'amortissement élasto-plastique est ici peu utile car les niveaux de contraintes sont largement supérieurs aux seuils de plasticité des matériaux. Outre le changement de phase qui intervient de moins en moins avec la diminution de la vitesse, on peut se servir des phénomènes de compaction et d'amortissement hydrodynamique. L'idée consiste à employer des matériaux qui permettront à l'onde de détente de rattraper l'onde de choc dans le matériau. Ce phénomène est plus ou moins rapide selon les matériaux employés. Parmi ceux le favorisant, les matériaux poreux s'avèrent intéressants, car l'onde de détente dans un matériau après compaction est nettement plus rapide que le front de compression [90]. Les ondes de détente rattrapent rapidement le choc, entraînant un amortissement hydrodynamique beaucoup plus marqué que dans un matériau dense. Parmi les matériaux potentiellement intéressants, on peut également citer la silice. La silice, principalement composée de dioxyde de silicium SiO_2 , est un matériau présentant un comportement de densification permanente sous choc [10]. En plus d'apporter ce phénomène de densification permanente, la silice présente une contrainte limite en tension de l'ordre de 2.5 GPa contre 1.2 GPa pour l'aluminium 6061-T6. Historiquement, les agences spatiales internationales emploient du Nextel® pour le second bouclier. Ce matériau est composé d'oxyde d'aluminium Al_2O_3 , de silice voire de bore. L'emploi de ce matériau dans les structures est à l'origine le résultat de larges campagnes de tirs employant de multiples matériaux. Lors de ces tirs, présentés par Cour-Palais [158], le Nextel® présente alors de meilleures performances que l'aluminium en tant que deuxième bouclier. Le Nextel® étant une céramique en grande partie composée de silice, on peut supposer que le phénomène de densification, également observé par Hayhurst et al. [35], explique en partie l'amélioration des performances. Des modèles existent pour modéliser la silice sous haut niveau de choc [10]. Cependant, ces matériaux n'ayant pas été utilisés au cours de nos essais et les modèles associés n'ayant pas été vérifiés pour nos applications, nous nous abstenons d'y avoir recours dans le cadre de cette étude. Si l'on souhaite optimiser l'absorption

d'énergie, ces matériaux s'avèrent toutefois prometteurs.

3. Retenir les débris s'éjectant à l'arrière du deuxième bouclier. Même en optimisant l'amortissement dans le deuxième bouclier, il apparaît difficile d'empêcher l'éjection de débris en face arrière sans utiliser un bouclier très épais. Si cela s'avère impossible, on cherche alors à retenir ces débris pour ne pas qu'ils aillent impacter le reste de la structure. De ce point de vue, le composite ZFRP se démarque très largement devant tous ses concurrents. Le matériau agit comme un filet de rétention capable d'amortir des efforts surfaciques importants par déformation des fibres et glissement entre elles dans le tissu. Malgré une tension de délaminage faible (Chapitre 3, 3.2.3), la très forte résistance à la rupture de la fibre retient la majorité de la matière rompue, comme cela a été constaté en observant les cibles post-mortem lors des tirs avec le lanceur MICO ou HERMES (Chapitre 3, 3.7). On a cependant constaté l'écaillage de la matrice en surface lors de tirs employant le composite ZFRP en deuxième bouclier (Figure 4.23, Chap. 5).

À partir de cette analyse et dans une volonté de proposer une structure optimisée employant nos trois matériaux d'étude, nous nous tournons vers un second bouclier hybride. Ce bouclier est composé d'une première couche d'aluminium 6061T6 derrière laquelle est accolé un composite ZFRP. En simulation, on suppose le composite soudé à l'aluminium. Une interface en résine se trouve au contact de l'aluminium. Le seuil de décohésion Al/ZFRP est donc assimilé au seuil de rupture en tension de la résine dans le ZFRP. Afin d'éviter l'écaillage de la résine observé lors du tir HE0940 (Figure 4.23b), un post-traitement du composite ZFRP est nécessaire afin de retirer la résine en excès en face arrière du composite de l'échantillon. Dans l'absolu, l'utilisation de tissus sec de PBO collés entre eux pourrait également s'avérer probant. L'hybridation du deuxième bouclier a plusieurs intérêts. La première couche d'aluminium permet de fragmenter les éventuels débris qui persistent au sein du nuage de débris. Cela s'avère utile si le bouclier est surdimensionné par rapport au projectile (ou inversement), mais également si la forme du projectile conduit à une mauvaise fragmentation. Du fait de l'intensité du choc induit par le nuage de débris, on observe généralement l'écaillage des matériaux. Le composite ZFRP, accolé derrière l'aluminium, permet alors d'assurer une phase intermédiaire d'adaptation d'impédance qui réduit l'amplitude de l'onde de détente réfléchi dans l'aluminium. Si l'écaillage intervient malgré tout dans l'aluminium, alors le ZFRP sert de filet de rétention empêchant l'éjection de débris d'aluminium. La transmission de l'onde de choc dans le ZFRP induit le délaminage du ZFRP mais le matériau a montré dans les chapitres 3 et 4 une importante capacité à retenir la matière rompue, à contrario du CFRP et de l'aluminium. Une épaisseur de plaque aluminium de 400 μm est considérée. Du point de vue physique, cette épaisseur assure la décomposition d'éventuels débris solides demeurant dans le nuage de débris. En prenant un bouclier aussi fin, on s'assure également de limiter la taille des débris originaires de cette plaque dans la suite de l'impact. Du point de vue numérique, ce premier bouclier améliore fortement la stabilité du calcul car elle assure l'aplanissement de l'onde de choc générée par le nuage de débris et donc la diminution du pic de contrainte au sein du ZFRP dont l'équation d'état n'est identifiée que pour des pressions inférieures à 10 GPa. Une plaque en composite ZFRP de 600 μm est accolée derrière l'aluminium. L'épaisseur du composite ZFRP est conditionnée par le nombre de plis qu'il intègre. Un bouclier de 600 μm intègre deux tissus lui permettant de conserver sa flexibilité. L'épaisseur du bouclier secondaire a été choisie de manière intuitive. Une étude d'optimisation (non réalisée) devra être conduite pour optimiser l'épaisseur du bouclier aux gammes de débris considérées.

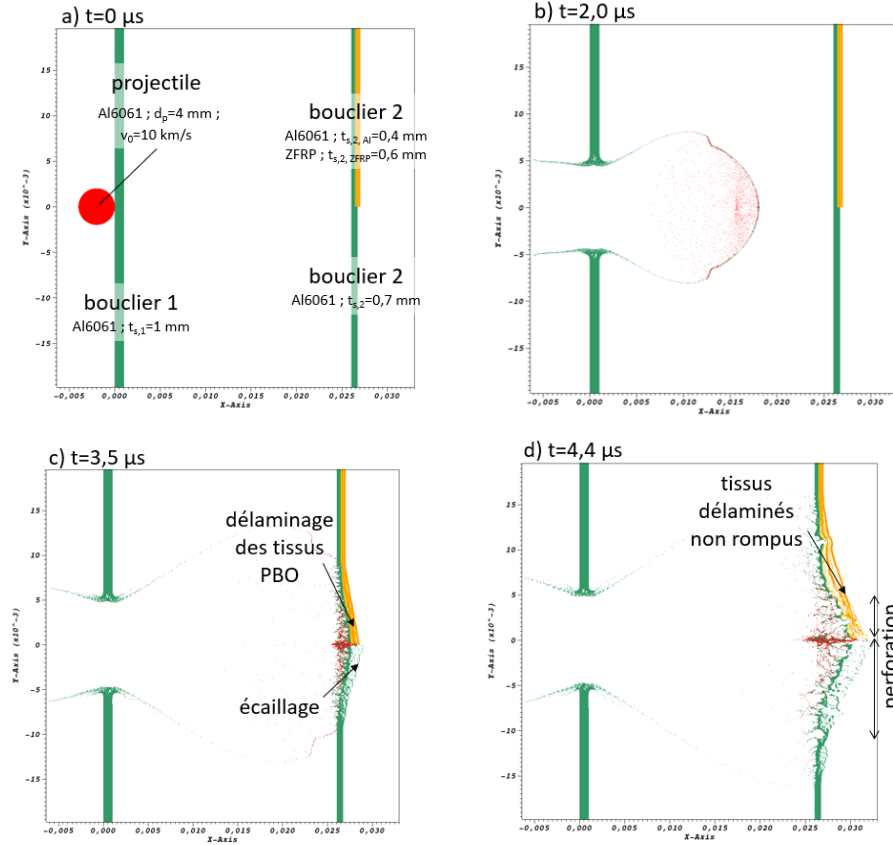


FIGURE 5.2 – Simulation HESIONE de l'impact d'une bille (Al6061, $d_p=4$ mm) à $v_0=10$ km/s sur un W-S avec premier bouclier Al6061 d'épaisseur $t_{s,1}=1$ mm. Le deuxième bouclier est soit un bouclier hybride Al/ZFRP (en haut), soit un bouclier entièrement Al de même masse surfacique. L'espacement S_1 vaut 2.5 cm.

Afin de mettre en évidence l'intérêt d'un tel bouclier, on réalise la simulation d'un impact de bille de diamètre $d_p=4$ mm à 10 km/s. Le premier bouclier en aluminium d'épaisseur $t_{s1}=1$ mm assure une bonne décomposition du nuage de débris. Deux configurations de bouclier secondaire sont considérées, à savoir le bouclier hybride explicité précédemment, et un bouclier aluminium simple d'épaisseur 700 μm , assurant une masse surfacique égale à celle du bouclier hybride. La cavitation a été employée pour des raisons de stabilité de la simulation. À ces vitesses d'impact, le niveau de fragmentation du nuage de débris obtenu assure cependant un résultat très similaire en masse volumique moyenne au nuage obtenu avec le traitement PSIMPOSE0. Concernant les domaines de validité des modèles développés précédemment, la pression au sein du composite ZFRP du deuxième bouclier est de l'ordre de 20 GPa, ce qui représente une extrapolation de la courbe d'Hugoniot identifiée pour des pressions atteignant 10 GPa. Sur la Figure 5.2, on distingue les différentes étapes de l'impact, à savoir l'état initial (a), la phase d'expansion du nuage (b), l'impact du nuage sur le deuxième bouclier (c) et l'éjection de matière derrière le deuxième bouclier (d). Pour un second bouclier purement en aluminium, les débris les plus rapides ont une masse volumique de 2500 kg/m³ et une vitesse de 4,1 km/s. La masse volumique de la matière non écaillée est similaire et sa vitesse est de l'ordre de 2,6 km/s. Avec le bouclier hybride, les débris les plus rapides se déplacent à 3,8 km/s avec une masse volumique d'environ 1100 kg/m³. L'aluminium non écaillé a une vitesse maximale proche de 2,6 km/s. Dans l'ensemble, la structure hybride a un effet proche d'un bouclier aluminium simple mais empêche l'éjection des débris écaillés d'aluminium. La quantité de matière éjectée est potentiellement moindre car la fibre de PBO est plus facilement retenue. Sur l'image (d), le diamètre de perforation est également moins important.

5.5 Matériaux et dimensions du/des boucliers suivants

Concernant l'espacement entre le deuxième et le troisième bouclier, il est de moindre importance que celui entre le premier et le deuxième bouclier. Un espace minimum est cependant nécessaire entre ces boucliers pour éviter que de la matière, normalement retenue par le bouclier précédent, n'impacte le bouclier suivant. Concernant le choix du nombre de boucliers, des matériaux utilisés et des épaisseurs des boucliers, une étude d'optimisation reste à conduire. Elle n'a pas été réalisée au cours de cette thèse. On présente cependant des simulations d'impacts sur structures multi-boucliers afin de mettre en évidence quelles structures semblent les plus prometteuses et quelles caractéristiques de bouclier permettront d'assurer l'arrêt du nuage de débris dans notre cas d'étude. À première vue, le composite ZFRP apparaît comme la solution la plus efficace pour les derniers boucliers, par leur capacité à absorber l'énergie en se déformant et à retenir la matière. Dans l'ISS, le choix est fait de placer un épais bouclier d'aluminium afin d'assurer l'arrêt du nuage de débris. L'emploi d'un bouclier épais semble préférable afin que les ondes de choc générés dans ce bouclier soient amorties en se propageant dans l'épaisseur du bouclier. Deux simulations sont conduites, qui emploient respectivement un troisième bouclier en aluminium d'épaisseur $t_{s,3}=1,5$ mm ou un bouclier ZFRP d'épaisseur $t_{s,3}=2,9$ mm (10 tissus de PBO®) de même masse surfacique. Ils sont placés à $S_2=1,8$ cm du deuxième bouclier. Ces configurations présentent des masses surfaciques totales similaires, proches de 8.25 kg/m². L'épaisseur totale de la structure est de 4,7 cm. La masse surfacique de la structure est équivalente à celle d'un bouclier unique Al6061 de 3,05 mm d'épaisseur. D'après les équations de limite balistique existantes, le diamètre critique de bille Al6061 pouvant être arrêté à 10 km/s est de 0,78 mm (formule Christiansen [46]) pour le bouclier monolithique et de 2,67 mm pour un Whipple Shield Al/Al avec un

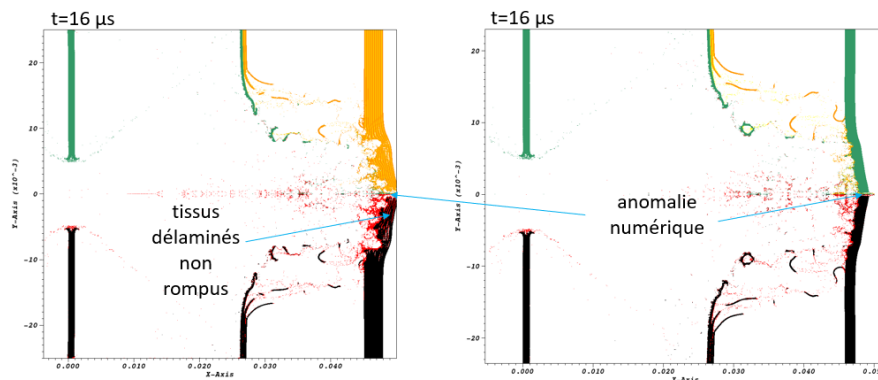


FIGURE 5.3 – Simulation HESIONE de l'impact d'une bille (Al606, $d_p=4$ mm) à $v_0=10$ km/s sur un W-S. Bouclier 1 : Al, $t_{s,1}=1$ mm ; Bouclier 2 : Al, $t_{s,2,Al}=0.4$ mm/ZFRP, $t_{s,2,ZFRP}=0.6$ mm. Le troisième bouclier est soit un bouclier ZFRP d'épaisseur $t_{s,3}=2.9$ mm (à gauche), soit un bouclier Al d'épaisseur $t_{s,3}=1.4$ mm (à droite).

premier bouclier d'épaisseur 1 mm et un deuxième bouclier de 2,2 mm écarté de 4,33 mm (formule Reimerdes [50] en cinquième itération). Ces structures ne seraient donc pas capables de supporter la configuration d'impact étudiée.

Les simulations sont prolongées jusqu'à $16 \mu s$. Le maillage est composé d'éléments de $10 \mu m$ de côté. La zone maillée mesure 5.6 cm de long pour 2.5 cm de large, soit 14 millions de mailles. Cette zone permet d'englober la zone où l'endommagement et la perforation des boucliers intervient. Les calculs ont été réalisés sur 128 processeurs avec le supercalculateur TERA du CEA-DIF, qui permet de réaliser l'entièreté du calcul en 80 heures. Concernant la modélisation, les modèles développés précédemment ont été employés. L'endommagement par cavitation a systématiquement été employé, car la mise à zéro de la pression et du déviateur des contraintes en tension fait systématiquement s'effondrer le pas de temps peu de temps après l'impact sur le second bouclier, du fait d'état anormaux de la matière en terme de masse volumique et de pression. La Figure 5.3 présente l'état de la structure à $t=16 \mu s$ après l'impact. L'impact du nuage de débris n'est pas terminé, mais les débris arrivant aussi tard sont inoffensifs en comparaison de l'avant du nuage. Lors des simulations, une anomalie numérique a été observée au niveau de l'axe de symétrie. Au vu de la masse volumique et de la vitesse de la matière dans le nuage de débris, cette anomalie ne semble pas avoir d'origine physique. Dans l'attente de corriger ce phénomène, nous ne tenons pas compte de la perforation qu'il induit au centre du troisième bouclier. Les deux structures ont résisté à l'impact, même si les tissus de PBO® sont délaminés dans le cas du ZFRP. Les résultats obtenus doivent être relativisés pour plusieurs raisons :

- Le choix a été fait de n'employer que les matériaux du projet pour l'optimisation. Ce choix excluait par conséquent des matériaux qui se seraient révélés plus efficaces pour certains boucliers. C'est possiblement le cas du deuxième bouclier, où l'aluminium devrait être remplacé par un matériau poreux assurant une meilleure absorption de l'énergie et une meilleure fragmentation des débris solides demeurant dans le nuage ;
- Pour des raisons numériques, nous avons restreint le domaine d'étude à des espacements inter-boucliers faibles, ce qui va à l'encontre des performances du Whipple

- shield, où l'augmentation de l'espacement inter-bouclier permet une meilleure expansion du nuage si ce dernier est entièrement décomposé ;
- L'emploi d'un modèle isotrope pour représenter le ZFRP montre ses limites pour les basses vitesses d'impact où le comportement anisotrope du composite est mal restitué (Figure 3.97, Chap. 3). Avec le modèle actuel, l'endommagement est probablement surestimé car la résistance du tissu dans le plan est largement supérieure à celle du composite hors-plan.
 - L'incertitude liée à la représentation 2D axi-symétrique et aux anomalies au niveau de l'axe de symétrie.

De ces dernières simulations, il ressort tout de même que l'emploi d'un bouclier hybride en tant que deuxième bouclier permet de réduire la masse volumique et la vitesse des débris éjectés. La surface perforée du deuxième bouclier est elle aussi réduite. À masse surfacique égale, le ZFRP semble plus efficace en tant que dernier bouclier car il est utilisé en bouclier plus épais, ce qui favorise l'amortissement des ondes de pression dans le bouclier. Le délaminage est systématique mais les tissus écaillés sont retenus et les deniers tissus ne sont pas rompus selon le critère en déformation plastique de 80 % identifié à partir des IHV sur W-S Al/ZFRP. De cette étude d'optimisation, il ressort que la simulation a permis de simuler un impact irréalisable par les moyens expérimentaux actuellement existants en laboratoire. Elle permet ainsi d'aiguiller les choix de matériaux et leur épaisseurs de structure nécessaire. Moyennant l'amélioration des modèles numériques et la correction des problèmes numériques, une étude d'optimisation serait maintenant nécessaire pour identifier la solution optimale pour résister à toute une gamme de débris et de vitesses de débris spatiaux. La Figure 5.4 concatène les résultats de ce chapitre et présente ainsi un algorithme de dimensionnement d'une structure W-S en réponse à un IHV.

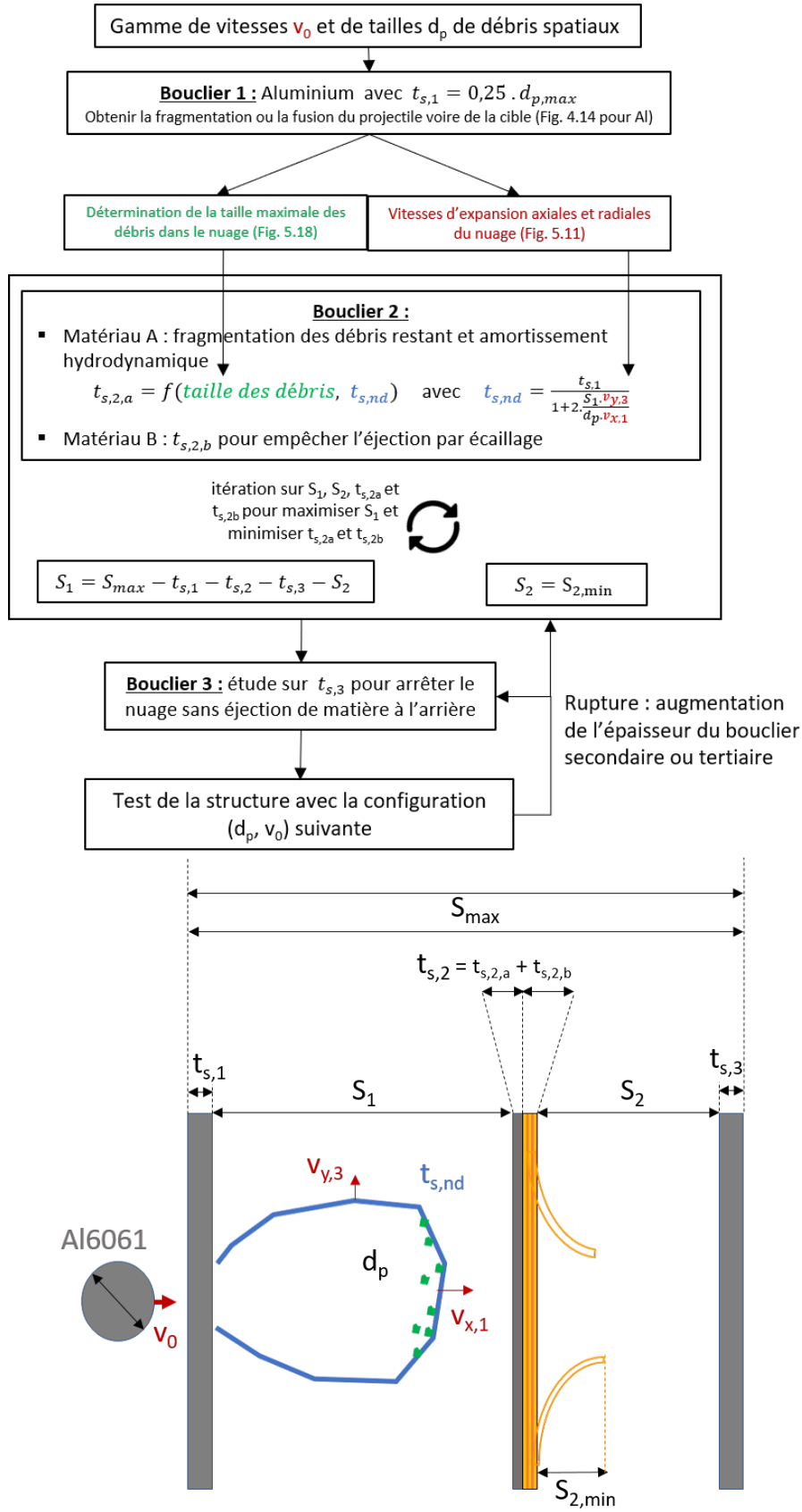


FIGURE 5.4 – Algorithme de dimensionnement d'un Whipple Shield soumis à l'impact d'une bille en aluminium.

Bilan et perspectives

Dans le contexte spatial, où la masse est le paramètre critique au lancement, l'allègement des structures de protection en maintenant la même résistance aux impacts demeure au centre des préoccupations. Dans ce sens, la thèse avait deux objectifs, en corrélation avec le projet ATIHS. Un premier objectif était d'évaluer si l'introduction de matériaux innovants au sein des structures de protection actuelles, les Whipple Shield (W-S), améliorerait leur capacité de résistance face aux débris spatiaux. Deux matériaux étaient considérés, à savoir un composite à base de fibres de carbone (CFRP) et un composite à base de fibre de PBO® (ZFRP). Le comportement de ces matériaux était comparé à celui de l'alliage d'aluminium 6061T6, couramment employé en aérospatiale. Cependant, ce type d'étude est confronté aux limitations des moyens expérimentaux dont les vitesses accessibles à l'heure actuelle ne dépassent généralement pas 8 km/s. Même si cela était possible, les myriades de possibilités de structures multi-boucliers ne pourrait faire l'objet d'une campagne expérimentale.

Le deuxième objectif était donc de mettre au point une méthodologie de simulation représentative des impacts de débris spatiaux sur structures multi-boucliers. Cette méthodologie doit permettre d'évaluer la réponse d'une structure multi-boucliers à un impact à des vitesses de 7 km/s jusqu'à 15 km/s. Lors d'un impact hypervélocé (IHV) sur W-S, le nuage de débris impactant le bouclier secondaire est le résultat de l'impact sur le premier bouclier. Logiquement, le choix a été fait de s'intéresser premièrement à l'étude des impacts sur cibles monolithiques entrant dans la composition des W-S, avant de se tourner vers les structures entières. Une première analyse du comportement de l'aluminium sous choc a d'abord été réalisée. Dans la littérature, la simulation des nuages de débris générés par IHV se concentre généralement sur la forme et la vitesse du nuage de débris. Il a cependant été identifié que l'échauffement et le changement d'état ont une forte influence sur l'état des débris dans le nuage et leur dangerosité pour les structures suivantes. En plus des critères sur la forme et la vitesse de nuage, l'attention s'est portée vers la bonne restitution en simulation de la température, de l'état et de la taille des débris dans le nuage éjecté derrière une cible mince sous IHV. L'analyse de données de la littérature sur l'aluminium a permis d'identifier un critère en température de 933 K, représentatif du passage à l'état liquide sous choc/détente de l'aluminium. Pour les simulations, les très fortes déformations ont contraint à nous tourner vers un formalisme eulérien sous HESIONE ou SPH sous LS-DYNA. Bien que la méthode SPH soit la plus indiquée pour ce type d'application, et soit en cours de développement par le partenaire Dynas+ du projet ATIHS, des anomalies et des instabilités numériques ont souvent été observées sous LS-DYNA. Des développements supplémentaires sont nécessaires et discutés dans les perspectives. Sous HESIONE, un modèle optimisé de l'aluminium pour nos applications d'IHV a été développé. Ce modèle a fourni de bons résultats concernant la forme, la vitesse et la température du nuage des débris éjectés en face arrière pour des impacts de

billes aluminium sur cible aluminium jusqu'à 7 km/s extraits de la littérature. À partir de là, une campagne de simulation a permis d'identifier les configurations de vitesse de projectile et de ratio épaisseur cible/diamètre projectile induisant une importante fragmentation du nuage de débris, voire sa fusion totale. Des observations expérimentales issues de la littérature et des travaux menés dans cette thèse, il ressort entre autre qu'un ratio épaisseur cible/diamètre projectile entre 0.25 et 0.3, pour des projectiles et cibles en aluminium, assure une bonne fragmentation du nuage pour des vitesses d'impact supérieures à 7 km/s. Ces résultats sont en accord avec les nuages observés par caméra rapide et avec des données de la littérature. Si ce résultat concerne des impacts aluminium sur aluminium, nous souhaitons comparer ce résultat avec celui d'un impact aluminium sur composite. Dans le cas de l'aluminium, la multitude de données à disposition rendait

plus facile la mise au point d'un modèle optimisé à de telles vitesses d'IHV. En revanche, le comportement des composites, en particulier le composite ZFRP, est beaucoup moins documenté à de tels niveaux de contraintes. Une campagne d'essais dynamiques a alors été réalisée afin de caractériser le comportement des composites sous choc. Ces essais comprennent des impacts de plaques, des chocs laser et des chocs générés au canon à électrons, impliquant un panel de chargement en pression jusqu'à 15 GPa et des durées d'application de 100 ns à plusieurs microsecondes. Des modèles simples ont été proposés à partir des résultats récoltés. Au vu du comportement hydrodynamique prédominant, le choix a été fait de négliger le comportement anisotrope du composite. Cette première hypothèse s'avère simplificatrice. Étant donnée la finesse du maillage requise au vu de la brièveté des phénomènes à modéliser, cette simplification permet l'utilisation d'une géométrie 2D axi-symétrique, bien moins coûteuse en temps de calcul. L'emploi de ces modèles pour des cas d'IHV sur cible mince à des vitesses entre 2.5 et 6 km/s a apporté des résultats satisfaisants en termes de forme et de vitesse des nuages de débris générés. En particulier, la vitesse et l'état physique du projectile ont été généralement bien restitués, ce qui est d'une grande importance, car les essais d'IHV révèlent que ces débris sont généralement très vulnérants pour le reste de la structure. Du fait des hypothèses effectuées, le modèle se révèle par contre peu prédictif pour des impacts proches de la limite balistique, car le comportement anisotrope n'est pas restitué. Des simulations d'IHV aluminium sur composite ont été réalisées en extrapolant légèrement le domaine de validité de ces modèles. Il a été constaté que les composites étaient peu intéressants en tant que premier bouclier d'un Whipple Shield, en comparaison d'un bouclier aluminium à masse surfacique égale. En effet, l'usage d'un bouclier fin et dense s'avère plus efficace dans la fragmentation qu'un bouclier épais et peu dense qui nécessite de plus hautes vitesses pour induire la fusion d'un projectile en aluminium.

Ayant une bonne restitution sous HESIONE des nuages de débris générés par IHV, l'attention s'est ensuite tournée vers les IHV sur Whipple Shield. La sollicitation appliquée à ces boucliers est une combinaison d'efforts locaux générés par les débris solides du nuage, et d'efforts surfaciques avec une poussée globale du nuage sur le bouclier. Les essais réalisés ont mis en évidence les capacités des différents matériaux à fragmenter le projectile ou à arrêter le nuage de débris. De ce point de vue, le composite ZFRP s'est révélé être prometteur par sa capacité à absorber l'impact du nuage de débris en se déformant et sans éjecter de matière en face arrière. D'autre part, l'étude des faciès de perforation s'est avérée précieuse pour évaluer les vitesses d'expansion ainsi que la taille des débris de projectile. Du point de vue de la simulation sous HESIONE, le formalisme eulérien s'est cependant heurté à des limitations d'ordre numérique. Outre les problèmes

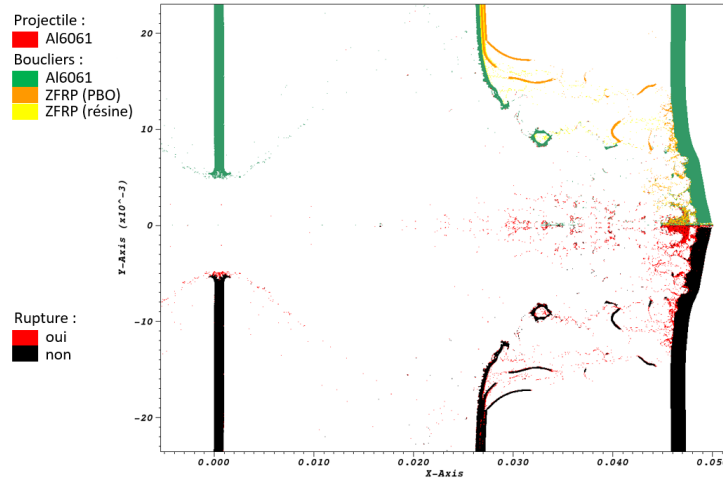


FIGURE 5.5 – Simulation HESIONE de l’impact d’une bille (Al606, $d_p=4$ mm) à $v_0=10$ km/s sur un W-S. Bouclier 1 : Al, $t_{s,1}=1$ mm ; Bouclier 2 : Al, $t_{s,2,Al}=0.4$ mm/ZFRP, $t_{s,2,ZFRP}=0.6$ mm. Bouclier 3 : Al d’épaisseur $t_{s,3}=1.5$ mm

liés à la formulation 2D axi-symétrique, les résultats en méthode eulérienne sont dénaturés lorsque l’écart inter-boucliers est important. Des approximations en simulation par rapport aux configurations d’essais ont été nécessaires. Dans la limite d’interprétation possible, due à la réduction des écarts inter-boucliers en simulation, ces dernières restituent bien les profils de perforation et les vitesses d’éjection.

Sur ce constat, une dernière analyse a été conduite consistant à dimensionner une structure face à une certaine catégorie d’impact. Moyennant des hypothèses sur le cadre d’étude et les matériaux utilisés dans la structure, une analyse a été proposée pour justifier de l’emploi des matériaux et des dimensions associées au sein d’une structure multi-boucliers. Une simulation d’un impact de bille aluminium de 4 mm à 10 km/s est enfin réalisée sur deux types de structures employant un premier bouclier aluminium, un deuxième bouclier hybride Al/ZFRP et un troisième bouclier ZFRP ou Al (Figure 5.5). Les deux configurations résistent et il serait maintenant nécessaire d’étendre le spectre des configurations d’impact. La validation, même sur un domaine limité, de ce modèle numérique, offre la possibilité de réduire le nombre d’essais d’impacts hypervéloces qui ont un coût conséquent sur les études de vulnérabilité.

Perspectives

Si ces travaux apportent une méthode outillée afin d’évaluer la bonne décomposition d’un projectile, elle se limite pour l’instant à des projectiles sphériques en aluminium. La forme sphérique n’est pas représentative des débris en orbite. Bien que l’aluminium soit fortement présent, il ne représente pas forcément les débris les plus dangereux et des matériaux plus denses comme le titane pourrait générer d’importants dégâts. Il est donc nécessaire d’étendre l’étude à de nouvelles configurations de débris.

Il est également nécessaire de souligner l’impact des milieux environnants, en particulier des atmosphères raréfiées sur la propagation d’un nuage de débris. Bien qu’il n’aient

pas d'influence sur le satellite, qui évolue dans le vide, les efforts de trainée influent par contre sur les résultats obtenus en laboratoire. Cela peut conduire à recalculer les modèles numériques à partir de phénomènes non présents en condition réelle. Entre autre, les efforts de trainée se sont révélés très importants dès lors que les matériaux présents changeaient d'état (gouttelettes fines, sublimation de la résine). L'étude des efforts de trainée atmosphérique doit donc être considérée.

Du point de vue de la simulation, les résultats en formalisme eulérien sous HESIONE semblent à l'heure actuelle les plus représentatifs des résultats expérimentaux. Pour améliorer les capacités de prédiction, le recours à la simulation 3D s'avère cependant nécessaire. Pour nos applications, on touche aux limites de la méthode eulérienne par rapport à la méthode SPH, car le maillage de grands volumes en 3D entraîne des temps de calcul pharaoniques, malgré l'utilisation de supercalculateurs. Ce constat et le besoin de modèles orthotropes pour représenter le comportement des composites justifient l'importance du développement de la méthode SPH pour ce type d'applications. En ce sens, les travaux de développement sous LS-DYNA au sein du projet ATIHS s'avèrent précieux. Les modèles prenant en compte le comportement anisotropique des composites nous ont fait défaut pour traiter l'arrêt d'un nuage par un bouclier secondaire composite. La méthode SPH s'avère de plus appropriée aux grands espaces inter-boucliers en l'absence d'atmosphère, car les temps de calcul dépendent principalement du nombre de particules dans le système. Cependant, la méthode SPH sous LS-DYNA est encore confrontée à de nombreuses limitations et paradoxes numériques et l'opacité du code, de par son caractère commercial, rend difficile leur résolution. On fait ici un inventaire des axes d'améliorations :

- Le besoin d'équations d'états tabulées ou de modèles prenant en compte le changement d'état de la matière ;
- Une meilleure robustesse du calcul. La dépendance des résultats en température et énergie interne selon la version du code employée laisse perplexe quant à la validité du modèle en présentant un écart non expliqué de 300 K par rapport à ce que prédit l'équation d'état.
- L'emploi en SPH de modèles orthotropes implémentés en tant que lois utilisateurs s'est avéré impossible. De plus, l'emploi des lois utilisateurs génère généralement une augmentation importante du temps de calcul.

A : Loi de comportement pour matériaux orthotropes sous chocs

Dans le cadre du projet ATIHS (§0.3), le développement d'un modèle orthotrope est entrepris, afin de modéliser le comportement des composites sous IHV. Le Chapitre 4 a montré que la restitution du comportement hydrodynamique était de première importance pour obtenir un nuage de débris représentatif. À l'inverse, la mauvaise restitution de la résistance des fibres dans le composite pointe les défauts d'un modèle isotrope. L'état des cibles après impact met en exergue le besoin de prendre en compte l'anisotropie du composite. La modélisation des matériaux aux propriétés orthotropes sous choc est très complexe en comparaison des matériaux isotropes tels que l'aluminium. Un tel modèle nécessite de prendre en compte de multiples phénomènes qui semble de première importance, au vu des résultats des chapitres 3 et 4 :

- La réponse sous choc. Elle se traduit entre autre par la non-linéarité de la relation pression-masse volumique ;
- Le changement d'état du matériau. Celui-ci s'est très rapidement manifesté dans la résine des matériaux composites ;
- L'anisotropie du matériau. Cette dernière influe sur le comportement élastique du matériau. Elle est de moins en moins prédominante à mesure que les sollicitations augmentent. Le comportement devient alors hydrodynamique ;
- L'anisotropie de l'endommagement et de la rupture, qui doivent refléter les différents modes d'endommagement et de rupture typiques d'un composite.
- Le couplage des réponses volumétrique et déviatorique.

Modèle élastique orthotrope

Comme point de départ, nous nous limitons à une hypothèse de comportement élastique linéaire, la relation contrainte-déformation pour un matériau orthotrope s'écrit alors :

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{11} \\ \epsilon_{22} \\ \epsilon_{33} \\ \epsilon_{23} \\ \epsilon_{13} \\ \epsilon_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{E_1} & \frac{-\nu_{21}}{E_2} & \frac{-\nu_{31}}{E_3} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{-\nu_{12}}{E_1} & \frac{1}{E_2} & \frac{-\nu_{32}}{E_3} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{-\nu_{13}}{E_1} & \frac{-\nu_{23}}{E_2} & \frac{1}{E_3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{23}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{31}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{12}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{12} \end{pmatrix} \quad (4)$$

Douze paramètres caractérisent le comportement élastiques, à savoir trois modules d'Young E_i , six modules de Poisson ν_{ij} ($i \neq j$) et trois modules de cisaillement G_{ij} ($i \neq j$). Ce nombre peut être réduit à neuf moyennant les équations de symétries sur les coefficients :

$$\forall (i,j) \in \{1,2,3\}, \quad \frac{\nu_{ij}}{E_i} = \frac{\nu_{ji}}{E_j} \quad (5)$$

Ainsi, neuf paramètres sont nécessaires (contre deux pour un matériau isotrope) pour caractériser le comportement orthotrope élastique d'un matériau. Les codes hydrodynamiques calculent à chaque pas de temps le tenseur des contraintes en fonction des déformations générées par les contraintes au pas de temps précédent. L'équation 4 doit donc être inversée de sorte que les contraintes soit exprimées en fonction des déformations :

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1 - \nu_{23}\nu_{32}}{\Delta E_2 E_3} & \frac{\nu_{21} + \nu_{23}\nu_{32}}{\Delta E_2 E_3} & \frac{\nu_{31} + \nu_{21}\nu_{32}}{\Delta E_2 E_3} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\nu_{12} + \nu_{32}\nu_{13}}{\Delta E_1 E_3} & \frac{1 - \nu_{13}\nu_{31}}{\Delta E_1 E_3} & \frac{\nu_{32} + \nu_{12}\nu_{31}}{\Delta E_1 E_3} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\nu_{13} + \nu_{12}\nu_{23}}{\Delta E_1 E_2} & \frac{\nu_{23} + \nu_{13}\nu_{21}}{\Delta E_1 E_2} & \frac{1 - \nu_{12}\nu_{21}}{\Delta E_1 E_2} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\Delta E_1 E_2}{\Delta E_1 E_2} & \frac{\Delta E_1 E_2}{\Delta E_1 E_2} & \frac{\Delta E_1 E_2}{\Delta E_1 E_2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & G_{23} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & G_{31} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & G_{12} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_{11} \\ \epsilon_{22} \\ \epsilon_{33} \\ \epsilon_{23} \\ \epsilon_{13} \\ \epsilon_{12} \end{pmatrix} \quad (6)$$

avec $\Delta = \frac{1 - \nu_{12}\nu_{21} - \nu_{23}\nu_{32} - \nu_{31}\nu_{13} - 2\nu_{21}\nu_{32}\nu_{13}}{E_1 E_2 E_3}$

Pour plus de clarté, on nomme C_{ij} ($i,j \in [1-6]$) les coefficients de la matrice de raideur dans l'équation 6. La pression est définie par :

$$P = -\frac{1}{3}(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}) \quad (7)$$

Ce qui en développant conduit à :

$$P = -\frac{1}{9}[C_{11} + C_{22} + C_{33} + 2(C_{12} + C_{13} + C_{23})]D - \frac{1}{3}(C_{11} + C_{12} + C_{13})\epsilon_{11}^d + \\ - \frac{1}{3}(C_{21} + C_{22} + C_{23})\epsilon_{22}^d - \frac{1}{3}(C_{31} + C_{32} + C_{33})\epsilon_{33}^d \quad (8)$$

où $D = V/V_0 - 1$ est la déformation volumétrique et peut être approximée par $D \approx (\epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33})$ pour de faibles contraintes. Dans l'Eq. 8, la pression dans un matériau orthotrope ne dépend pas seulement de la déformation volumétrique D , mais également des composantes déviatoriques ϵ^d . Par comparaison, on se penche sur le cas d'un matériau isotrope. Les modules élastiques E et les modules de Poisson ν étant identiques dans toutes les directions, la pression s'écrit après développement :

$$P = -\frac{E}{3(1 - 2\nu)}D = -K.D \quad (9)$$

On retrouve l'équation classique reliant la pression à la déformation volumétrique (et donc la densité) par l'intermédiaire du module de compressibilité isostatique K .

Couplage de l'EOS avec un modèle élastique orthotrope

Dans les codes hydrodynamiques pour matériau isotrope, l'EOS gère la partie hydrodynamique et la loi de comportement la partie déviatorique. Dans le cas des matériaux

orthotropes, l'équation d'état ne permet plus de calculer la pression indépendamment du reste du modèle car les composantes sphériques et déviatoriques sont interdépendantes. Si l'on souhaite conserver le même formalisme pour un matériau orthotrope, alors l'équation d'état doit être modifiée de sorte à prendre en compte la dépendance de la pression aux déformations déviatoriques. Anderson et al. [66] propose une nouvelle formulation de l'équation d'état de Mie-Grüneisen (§1.3.1) qui prend en compte le couplage des réponses déviatoriques et volumétriques. L'équation d'état totale doit prendre en compte la partie de la pression résultant de la déformation déviatorique. Par conséquent, dans le cas d'un matériau orthotrope, l'équation d'état prend la forme suivante :

$$P(\rho, E) = P_H + \Gamma(\rho)\rho(E - E_H) - \frac{1}{3}[C_{11} + C_{21} + C_{31}]\epsilon_{11}^d - \frac{1}{3}[C_{12} + C_{22} + C_{32}]\epsilon_{22}^d - \frac{1}{3}[C_{13} + C_{23} + C_{33}]\epsilon_{33}^d \quad (10)$$

La première partie correspond à la pression selon l'EOS de Mie-Grüneisen pour un matériau isotrope. Les termes suivants, dépendants de la déformation déviatorique, sont ceux obtenus dans l'équation 8 et permettent de rendre compte de la part de pression générée du fait des déformations déviatoriques. Dans LS-DYNA, le modèle est implémenté en se basant sur une courbe d'Hugoniot en formalisme polynomiale. La partie volumétrique de la pression P s'écrit donc :

$$P_{iso} = P_H \left(1 + \frac{\Gamma}{2}\mu \right) + \Gamma\rho E \quad (11)$$

avec

$$P_H = K_1\mu + K_2\mu^2 + K_3\mu^3 \quad (12)$$

où $\mu = (\rho/\rho_0 - 1)$ est un paramètre dépendant de la densité. Les trois coefficients K_i de la formulation polynomiale sont habituellement identifiés aux points d'Hugoniot déterminés lors d'essais de choc. Cependant, afin d'assurer la cohérence avec le domaine élastique, le premier terme K_1 est imposé par le coefficient de la partie volumétrique dans l'équation 8 :

$$K_1 = \frac{1}{9}[C_{11} + C_{22} + C_{33} + 2(C_{12} + C_{13} + C_{23})] \quad (13)$$

Le terme K_1 peut être assimilé à un module élastique moyen du composite. Les paramètres K_2 et K_3 sont ensuite ajustés de sorte à retrouver la courbe d'Hugoniot obtenue expérimentalement. Cela permet d'obtenir des valeurs cohérentes à hautes pressions tout en assurant la continuité avec le domaine élastique pour les faibles déformations volumétriques.

Endommagement et rupture

En ce qui concerne l'endommagement et la rupture, des critères sont nécessaires afin d'initier la plasticité ou la rupture. Plusieurs critères ont été proposés pour les matériaux présentant des comportements anisotropes, lesquels reposent sur une loi en contrainte maximale, en déformation maximale ou une loi quadratique. Ils permettent de plus des interactions entre les différents modes d'endommagement. Ils consistent en principe à appliquer le critère de Von Mises aux matériaux anisotropes. Parmi ces critères, on peut citer en particulier celui de Hill, Tsai-Hill, Hoffman et Tsai-Wu qui permettent de différencier les modes d'endommagement. Différents traitements sont alors appliqués selon les critères d'endommagement retenus.

Dans son modèle, Anderson et al. [66] inclut également un comportement élastoplastique, où la surface d'écoulement plastique f se base sur le critère interactif de Hill [159] sous la forme :

$$f(\sigma_{ij}) = a_{11} \cdot \sigma_{11}^2 + a_{22} \cdot \sigma_{22}^2 + a_{33} \cdot \sigma_{33}^2 + 2a_{12} \cdot \sigma_{11} \cdot \sigma_{22} + 2a_{23} \cdot \sigma_{22} \cdot \sigma_{33} + 2a_{13} \cdot \sigma_{11} \cdot \sigma_{33} + 2a_{44} \cdot \sigma_{23}^2 + 2a_{55} \cdot \sigma_{31}^2 + 2a_{66} \cdot \sigma_{12}^2 = k \quad (14)$$

avec a_{ij} les paramètres associés à la limite d'élasticité dans les différentes directions. La surface d'écoulement associée n'est plus une sphère comme c'est le cas pour un matériau isotrope, mais un ellipsoïde. Cette surface est associée à une variable d'écrouissage k . Lors d'un cycle de calcul, si les contraintes déviatoriques se situent en dehors de la surface d'écoulement du matériau, alors elles sont ramenées à l'intérieur de cette surface limite par retour radial. Ce procédé est possible car les paramètres a_{ij} sont pris constants de sorte que la forme de l'ellipsoïde ne varie pas. Lors de ce retour radial, la déformation plastique équivalente générée est proportionnelle à la diminution de contrainte. Le lecteur intéressé peut se référer aux travaux d'Anderson [66] pour le détail des étapes d'un pas de temps de calcul. Cette méthode, au travers des paramètres a_{ij} , permet ainsi de différencier les limites élastiques du matériau dans chaque direction et de considérer l'écrouissage de cette surface. Cette écrouissage est cependant nécessairement isotrope afin d'assurer le retour radial. Cette caractéristique n'est pas forcément représentative de la réalité où la déformation plastique dû à un type de chargement n'augmente pas nécessairement la limite élastique pour un autre type de chargement. Avec ce modèle, on dispose de paramètres de déformation plastique selon chaque direction. Des seuils de rupture sur chacun de ces paramètres peuvent ensuite être choisis pour prendre en compte les différents modes de rupture d'un composite.

Application pour un composite CFRP

L'implémentation de ce modèle s'avère simple en ce qui concerne le couplage de la partie déviatorique et de la partie volumétrique gérée par l'EOS. Dans l'attente des essais statiques du CFRP, nous nous sommes référés aux données de Tavernier [135] qui fournit les paramètres élastiques d'un composite CFRP employant le même pré-imprégné M55J/M18 (Tableau 1). Grâce à ces données, les valeurs de la matrice de raideur peuvent être calculées : $C_{11}=294$ GPa ; $C_{22}=C_{33}=7.433$ GPa ; $C_{12}=C_{21}=C_{13}=C_{31}=4.532$ GPa ; $C_{13}=C_{31}=2.868$ GPa.

Le coefficient K_1 imposé par la relation 13 donne $K_1=37$ GPa. Pour un matériau isotrope, les coefficients $K_{1,iso}$, $K_{2,iso}$ et $K_{3,iso}$ d'une courbe d'Hugoniot sous forme polynomiale peuvent être estimés à partir de la relation linéaire $U_S = C_0 + S \cdot u = 1748 + 2.29 \cdot u$, identifiée dans le chapitre 3 pour le CFRP. Par développement fini et identification des termes, des relations relient les paramètres C_0 et S aux coefficients

$$K_{i,iso} :$$

$$K_{1,iso} = \rho_0 \cdot C_0^2 \quad (15a)$$

$$K_{2,iso} = \rho_0 \cdot C_0^2 [1 + S(S - 1)] \quad (15b)$$

$$K_{3,iso} = \rho_0 \cdot C_0^2 [2(S - 1) + 3(S - 1)^2] \quad (15c)$$

qui donnent $K_{1,iso}=4.98$ GPa, $K_{2,iso}=19.7$ GPa et $K_{3,iso}=37.71$ GPa. La valeur K_1 s'avère très éloignée de la valeur obtenue avec l'hypothèse d'un matériau isotrope. Afin de

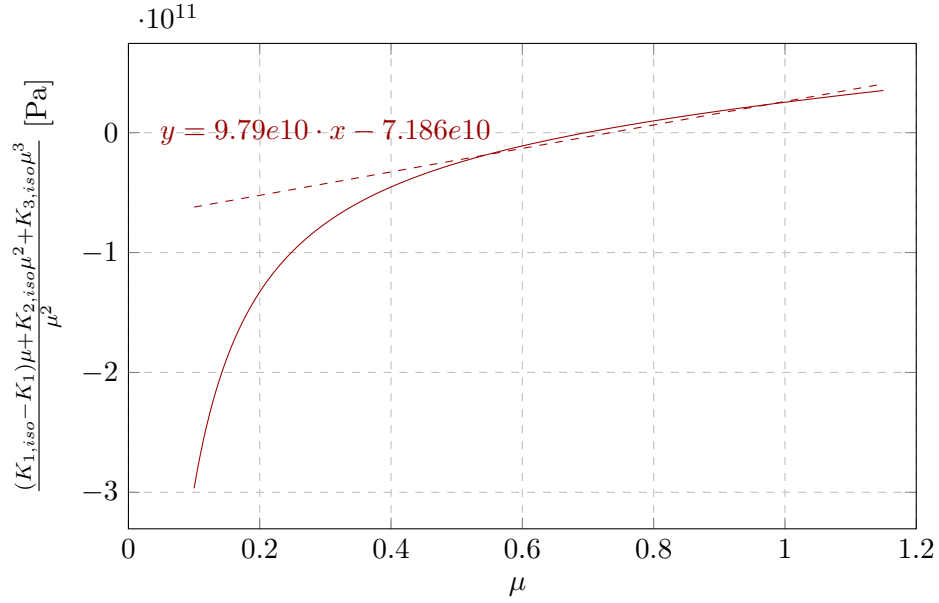


FIGURE 6 – Identification des paramètres K_2 et K_3 par régression linéaire sur l'Hugoniot d'un matériau isotrope équivalent.

prendre en compte la non-linéarité de la relation pression-masse volumique, il est nécessaire d'identifier les paramètres K_2 et K_3 de sorte à recoller à l'équation d'état du matériau isotrope :

$$K_2 + K_3\mu = \frac{(K_{1,iso} - K_1)\mu + K_{2,iso}\mu^2 + K_{3,iso}\mu^3}{\mu^2} \quad (16)$$

Une régression linéaire (Figure 6) sur ce terme en fonction de $\mu = \frac{\rho}{\rho_0} - 1$ nous fournit ainsi les coefficient K_2 et K_3 . En effectuant la régression sur les valeurs de μ supérieures à 0.5, on obtient $K_2 = -71.86$ GPa et $K_3 = 97.9$ GPa. Les deux courbes d'Hugoniot sont tracées sur la Figure 7. En employant cette nouvelle identification dans la formulation 10, on fait ainsi la jonction entre le comportement élastique et le comportement à très haute pression en rejoignant le comportement d'un matériau isotrope. La stabilité de cette forme reste cependant à discuter. Au vu des paramètres K_i , il semble que la courbe d'Hugoniot soit coupée par la droite de Rayleigh pour des pressions inférieures à 10 GPa. En ce qui concerne la plasticité, elle s'avère plus difficile à implémenter car elle nécessite la convergence entre l'état à l'instant $t+dt$ après retour radial et la nouvelle surface élastique après écrouissage [66]. Le modèle sans plasticité a été évalué par la société DynaS+ dans le cadre du projet ATIHS. Les résultats obtenus par Legaud et al. [127] lors d'IHV sur cible CFRP d'épaisseur 400 μm semblent prometteurs en termes de forme de nuage. Le modèle semble cependant incapable de restituer les écarts de vitesses observés entre la partie cible et la partie projectile dans le nuage de débris (Figure 3.77, Chapitre 3). Le développement du modèle, réalisé par la société DynaS+, est encore en cours.

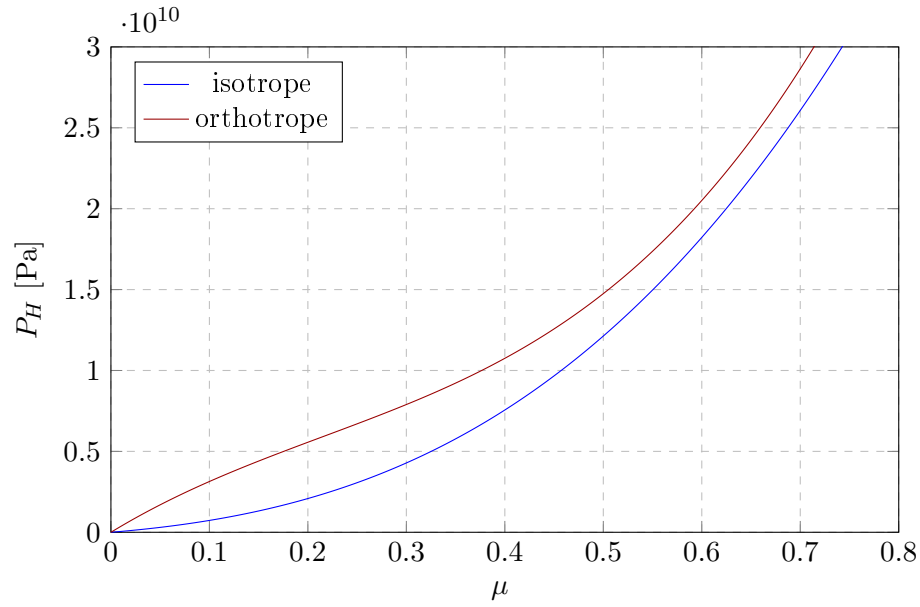


FIGURE 7 – Pression d’Hugoniot P_H adaptée à un matériau orthotrope en comparaison de celle du matériau isotrope équivalent.

Élasticité orthotrope			
Paramètre	Unité	CFRP	Source
E_{11}	[GPa]	290	[135]
E_{22}	[GPa]	6.3	[135]
E_{33}	[GPa]	6.3	[135]
ν_{21}	[-]	$9.55 \cdot 10^{-3}$	[135]
ν_{31}	[-]	$9.55 \cdot 10^{-3}$	[135]
ν_{32}	[-]	0.38	[135]
G_{12}	[GPa]	4.3	[135]
G_{13}	[GPa]	4.3	[135]
G_{23}	[GPa]	2.25	[135]

TABLE 1 – Paramètres du modèle orthotrope pour CFRP (M55J/M18)

B : Particularités du formalisme SPH dans LS-DYNA

Comme expliqué dans le Chapitre 1, la formulation SPH peut être réduite à trois grandes composantes, à savoir :

- La représentation d'une fonction et de sa dérivée par une intégrale ;
- L'approximation particulaire ;
- La dérivation des équations de conservation.

Ces trois principes permettent la discrétisation des équations de conservation :

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} \quad (17)$$

$$\frac{Dv^\alpha}{Dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma^{\alpha\beta}}{\partial x^\beta} \quad (18)$$

$$\frac{De}{Dt} = \frac{\sigma^{\alpha\beta}}{\rho} \frac{\partial v^\alpha}{\partial x^\beta} \quad (19)$$

Il existe cependant différents moyens d'opérer cette dérivation. La formulation détaillée par Liu et al. [86] (Equation 1.69, chapitre 1) suppose que le kernel est symétrique et que l'influence en masse de la particule i sur la particule j est la même que celle appliquée par la particule j sur la particule i (Figure 8). Bien que cette caractéristique puisse améliorer la stabilité sous des chargements particuliers, elle n'est nullement obligatoire et peut parfois être préjudiciable à la simulation. [84]. La formulation standard SPH de LS-DYNA, appelée FORM0, intègre cette asymétrie dans l'approximation du gradient :

$$\langle \nabla f(x_i) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} [f(x_j) \cdot A_{ij} - f(x_i) \cdot A_{ji}] \quad (20)$$

En se plaçant dans le formalisme du code LS-DYNA, les équations de conservation s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} \frac{D\rho}{Dt}(x_i) &= \sum_{j=1}^N m_j (v(x_i^\beta) - v(x_j^\beta)) A_{ij} \\ \frac{Dv^\alpha}{Dt}(x_i) &= - \sum_{j=1}^N m_j \left[\left(\frac{\sigma^{\alpha\beta}(x_i)}{\rho_i^2} + \Pi_{ji} \right) A_{ji} + \left(\frac{\sigma^{\alpha\beta}(x_j)}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) A_{ij} \right] \\ \frac{De}{Dt}(x_i) &= - \frac{P_i}{\rho_i^2} \sum_{j=1}^N m_j (v(x_i^\beta) - v(x_j^\beta)) A_{ij} + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{\Pi_{ij}}{2} A_{ij} - \frac{\Pi_{ji}}{2} A_{ji} \right) \end{aligned} \quad (21)$$

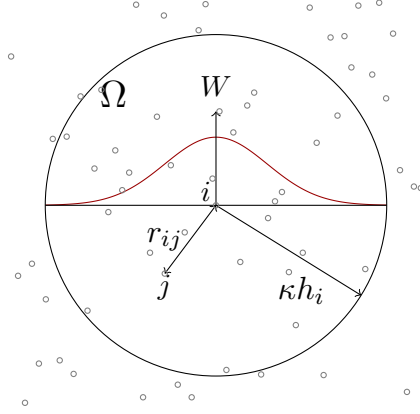


FIGURE 8 – Approximation particulière dans un domaine Ω en deux dimensions. W est le noyau d'interpolation utilisé pour la sommation des contributions des particules j se trouvant dans le domaine d'influence de la particule i , délimité par la longueur de lissage $\kappa \cdot h_i$.

où $A_{ij} = \nabla_i W_{ij}$ est la dérivée du premier ordre du kernel W et Π_{ij} est un terme de viscosité artificielle détaillé plus loin. Cette formulation, qui correspond à la FORM0 de LS-DYNA, à l'avantage d'être assez polyvalente. On utilise cette formulation dans le cas d'impact entre des matériaux aux densités similaires. Elle peut cependant être insuffisante dans des simulations comprenant de forts gradients de densité entre les particules. Cela peut être dû au gradient de densité standard des matériaux en jeu dans la simulation ou également à une discrétisation non homogène des particules lors de la modélisation. Dans ce cas, la formulation standard peut prédire des termes d'interaction inappropriés car certaines particules ont un poids prépondérant dans l'approximation particulière. C'est généralement le cas au niveau des surfaces d'impact entre deux matériaux dont le rapport des densités standard est élevé. La formulation FORM5 du code LS-DYNA propose une modification qui reflète mieux l'influence de chaque particule. Cela se traduit dans la conservation de la quantité de mouvement par :

$$\frac{dv_i}{dt} = - \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_i \rho_j} (\sigma_i A_{ij} - \sigma_j A_{ji}), \quad FORM = 5 \quad (22)$$

Cette forme est communément appelée formulation fluide du fait de sa robustesse lors du calcul des surfaces libres. Il faut également noter que LS-DYNA propose des formulations renormalisées. La renormalisation a l'avantage d'être plus précise au niveau des frontières et conditions aux limites. L'idée consiste à normaliser la formulation en la pondérant par une approximation de 1 :

$$\langle \nabla \Delta(x_i) \rangle = [E_i] = - \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} (x_j - x_i) \cdot \nabla_i W_{ij} \approx 1 \quad (23)$$

$$\frac{dv_i}{dt} = \left[- \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} (\sigma_j - \sigma_i) \cdot \nabla_i W_{ij} \right] B_i \quad (24)$$

où $[B_i] = [E_i]^{-1}$. La renormalisation revient donc à compenser une erreur par son inverse ce qui nécessite une inversion de matrices 3x3 et induit un accroissement du temps de calcul en utilisant une forme renormalisée. Le choix de la formulation dans les simulations d'IHV fera l'objet d'une analyse.

Noyau d'interpolation SPH

Dans la littérature, la forme du noyau d'interpolation a fait l'objet de nombreuses recherches car elle est garante de la taille du domaine d'influence. De nombreuses formes de kernel ont ainsi vu le jour afin d'optimiser la précision, la stabilité et la rapidité de la méthode SPH. Liu [84] recense les critères devant être respectés par le kernel. Parmi les noyaux d'interpolation respectant ces exigences, Monaghan et Gingold [75] ont choisi un kernel de forme gaussienne. La forme gaussienne est souvent décrite comme la forme idéale car elle est continue pour les dérivées d'ordre important et apporte de bons résultats en précision et en stabilité. Elle n'est cependant pas compacte, stricto sensu, ce qui peut se traduire par des temps de calcul plus long car le kernel met plus de temps à atteindre zéro et induit des domaines d'influence beaucoup plus grands. Le noyau d'interpolation le plus couramment utilisé en SPH est la cubique B-spline, à l'origine employée par Monaghan et Lattanzio [160]. Cette formulation est celle utilisée dans le code LS-DYNA et s'écrit :

$$W_{ij} = W(r_{ij}, h) = \frac{1}{h(r_{ij})^d} \theta(r_{ij}) \quad (25)$$

où d est le nombre de dimensions de l'espace et h la longueur de lissage qui varie avec le temps et la position des particules. La fonction θ pour le noyau B-spline a la forme suivante :

$$\theta(r) = C \times \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}r^2 + \frac{3}{4}r^3 & \text{si } |r| \leq 1 \\ \frac{1}{4}(2 - r)^3 & \text{si } 1 \leq |r| \leq 2 \\ 0 & \text{si } |r| > 2 \end{cases} \quad (26)$$

où C_d est une constante de normalisation dépendant du nombre de dimensions de l'espace. Cette formulation a l'avantage d'être proche d'une gaussienne tout en convergent plus rapidement vers 0 ce qui réduit la taille du domaine d'influence et donc le temps de calcul.

Viscosité artificielle

Lorsque la méthode SPH est utilisée pour simuler des phénomènes dynamiques tels que les chocs, des oscillations non physiques de la pression et de la vitesse peuvent intervenir qui empêchent la simulation de progresser. L'origine de ces oscillations vient généralement d'une forte discontinuité de la pression et de la vitesse telles que l'on en rencontre au travers des chocs. Afin de contrôler ces oscillations numériques, la technique communément utilisée consiste à introduire un terme de viscosité artificielle afin de les amortir. Plusieurs formes de viscosité artificielles ont été développées au fil du temps [86]. La formulation la plus répandue en SPH est celle de Monaghan et Gingold [77] qui reproduit la dissipation d'énergie cinétique en chaleur au niveau du front de choc, mais permet également d'éviter l'inter-pénétration de particules qui se rapprochent l'une de l'autre. Elle consiste à ajouter, en compression, un terme de viscosité artificielle Π_{ij} à la pression de sorte que :

$$P_i \rightarrow P_i + \Pi_{ij} \quad (27)$$

avec

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} \frac{-\alpha\mu_{ij}\bar{c}_{ij} + \beta\mu_{ij}^2}{\bar{\rho}_{ij}} & \text{si } v_{ij} \cdot x_{ij} < 0 \\ 0 & \text{si } v_{ij} \cdot x_{ij} \geq 0 \end{cases} \quad (28)$$

où

$$\mu_{ij} = \bar{c}_{ij} \frac{v_{ij} r_{ij}}{r_{ij}^2 + \eta^2} \quad (29)$$

$$\bar{c}_{ij} = \frac{1}{2}(c_i + c_j) \quad (30)$$

$$\bar{\rho}_{ij} = \frac{1}{2}(\rho_i + \rho_j) \quad (31)$$

$$\bar{h}_{ij} = \frac{1}{2}(h_i + h_j) \quad (32)$$

$$v_{ij} = v_i - v_j \quad r_{ij} = x_i - x_j \quad (33)$$

Dans les équations ci-dessus, α et β sont des constantes proches de 1 (Monaghan 1988), v le vecteur vitesse particulaire et c la vitesse du son. Le facteur $\eta = 0.01h_{ij}^2$ est introduit pour prévenir les divergences numériques lorsque deux particules se rapprochent.

Calcul dans LS-DYNA

La fonctionnalité SPH du code LS-DYNA permet de réaliser des calcul en 2D, 2D axi-symétrique et 3D. On détaille ici les particularités du calcul SPH dans LS-DYNA. Le cycle de calcul lors d'une simulation SPH est présenté en Figure 9.

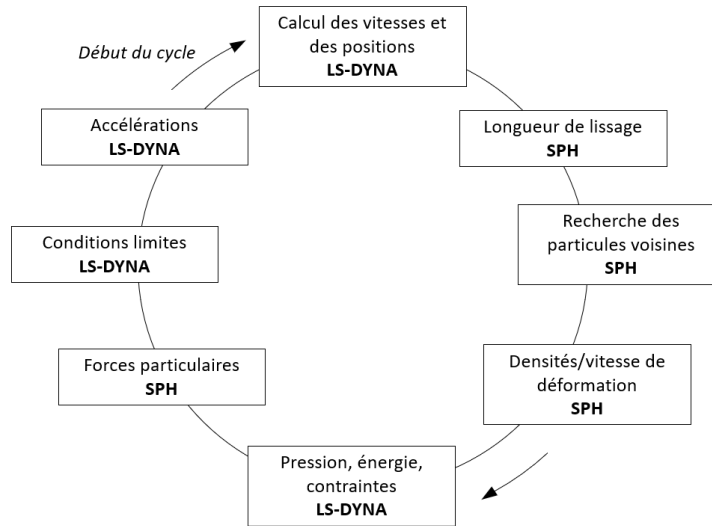


FIGURE 9 – Cycle de calcul en méthode SPH dans LS-DYNA.

Le schéma temporel est un schéma d'intégration classique d'ordre 1. Étant en calcul explicite, un critère de stabilité sur le pas de temps, appelée condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) assure la stabilité du calcul. Ce critère évite que des particules SPH ne voient pas passer une onde. Le pas de temps s'exprime en SPH :

$$\delta t = TSSFAC.Min\left(\frac{h_i}{c_i + v_i}\right) \quad (34)$$

avec h_i , c_i et v_i la longueur de lissage, la vitesse du son et la vitesse matérielle associées à la particule i . Le paramètre $TSSFAC$ est une constante de stabilité, que nous fixons généralement à 0,2 pour des IHV en SPH.

Lors d'un cycle de calcul, la recherche des particules voisines est l'étape la plus lourde en temps de calcul. Des solutions peuvent cependant être envisagées pour l'optimisation.

Longueur de lissage

La longueur de lissage h définit une région englobant la majorité du kernel et peut être reliée au rayon du support du noyau d'interpolation. En principe, la précision d'une interpolation est contrôlée par le nombre de particules se trouvant dans le support. Pour assurer la convergence des calculs, le nombre de particules dans un support doit donc rester constant. Lorsque la masse volumique du matériau varie (en compression ou en détente), la longueur de lissage doit par conséquent varier avec le temps également. Introduite par Monaghan et al. [160], la longueur de lissage variable a permis d'améliorer grandement la précision des calculs. Benz et al. [161] proposent une formulation de la longueur de lissage dépendant de la densité :

$$h = h_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1/d} \quad (35)$$

où h_0 est la longueur de lissage initiale et d la dimension du problème. Cette formule pose cependant problème car la longueur de lissage est nécessaire pour calculer la masse volumique, l'approximation particulaire étant dépendante du noyau d'interpolation, lui-même dépendant de h . Afin d'y remédier Benz et al. [161] dérivent l'équation 35 et utilisent l'équation de continuité 17 pour remplacer la dérivée de la masse volumique, ce qui conduit à :

$$\frac{dh}{dt} = -\frac{1}{d} \frac{h}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\frac{1}{d} \frac{h}{\rho} \nabla \cdot v \quad (36)$$

Le solveur SPH de LS-DYNA emploie la formule 36 pour le calcul de la longueur de lissage variable. La longueur de lissage initiale h_0 est fixée de sorte que toutes les particules SPH du système ont une particule dans leur domaine d'influence. Cette valeur est ensuite multipliée par un facteur CSLH renseigné par l'utilisateur qui contrôle donc la taille du domaine d'influence. Ce paramètre CSLH est très important. Il est en principe pris entre 1.05 et 1.3 [125]. Augmenter la valeur du CSLH augmente la taille du domaine d'interaction. Cela permet de limiter les problèmes d'instabilité en tension car il est alors plus rare que le domaine d'influence n'englobe aucune particule ce qui conduirait au détachement de cette particule sans raison physique. Giannaros [136] utilise la formulation renormalisée FORM1 de LS-DYNA couplée avec un CSLH de 2, soit bien au dessus des recommandations de LSTC, le développeur de LS-DYNA. Cette configuration lui permet d'être plus représentatif du comportement statique des matériaux. Cependant, augmenter le domaine d'influence des particules induit également une forte augmentation de la puissance de calcul nécessaire pour la recherche des particules voisines 9. De plus, il est nécessaire de comparer la vitesse de l'information par l'approximation particulaire avec la vitesse des phénomènes physiques en jeu. Lors d'un impact sur cible, un choc se propage dans la cible et met en pression la matière. En SPH, une particule a connaissance du choc lorsque les grandeurs associées aux particules se trouvant dans son champ d'influence ont elles-mêmes connaissance du choc. Ainsi, les grandeurs physiques au niveau d'une particule voient le choc avant que l'onde de choc ait atteint la particule. Plus on augmente le rayon du domaine d'influence (i.e le paramètre CSLH), plus une particule a connaissance rapidement du choc et cela même si le choc n'a pas atteint les particules concernées. On voit donc apparaître un phénomène non physique où les grandeurs attachées aux particules sont modifiées en amont de l'arrivée du choc.

C : Vélodimétrie par interférométrie Doppler laser

Les diagnostics utilisés pour la compréhension des phénomènes en dynamique rapide sont en grande majorité des systèmes de vélocimétrie laser par effet Doppler. Comme illustré dans le Chapitre 3, l'information sur la vitesse de surface libre des matériaux est porteuse de multiples informations sur leur comportement sous choc. En ce sens, l'Interférométrie Doppler Laser (IDL) est depuis longtemps reconnue comme un outil précis pour mesurer le profil temporel de vitesse d'une surface sous choc. Pour reprendre l'explication du Chapitre 2, le fonctionnement des IDL repose sur l'effet Doppler qui stipule que, lorsqu'une onde électromagnétique de fréquence λ_0 est focalisée sur une surface en déplacement à la vitesse v , la surface rétro-diffuse une partie de l'onde avec une longueur d'onde décalée $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$ proportionnelle à la vitesse de la surface. Le décalage de longueur d'onde $\Delta\lambda$ suit la relation :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{-2 \cdot v}{c} \quad (37)$$

où v est la vitesse de la surface considérée et c est la célérité de la lumière dans le vide. Les systèmes tels que le VISAR ou la VH exploitent ce phénomène. On détaille dans cette partie leur fonctionnement.

Le VISAR

Le VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflectivity), mis au point par Barker et Hollenbach [109, 110], est un diagnostic permettant de mesurer des vitesses de l'ordre de 10 m.s^{-1} à plusieurs milliers de m.s^{-1} . Le Valyn VISAR est constitué d'un interféromètre de Michelson, dit compensé. La différence de marche est rendue indépendante de l'angle d'incidence et le champ de vision est alors plus important que pour un interféromètre de Michelson « standard ». La configuration est également appelée VISAR « push-pull », car elle utilise 4 photo-détecteurs et s'affranchit de la mesure de l'intensité du signal. Le montage ainsi réalisé est équivalent à deux interféromètres qui analysent 2 polarisations orthogonales de différences de marche respectives δ et $\delta + \lambda/4$. Pour créer ce retard, une lame $\lambda/8$ est traversée 2 fois (réflexion sur M2), induisant donc une différence de marche de $\lambda/4$.

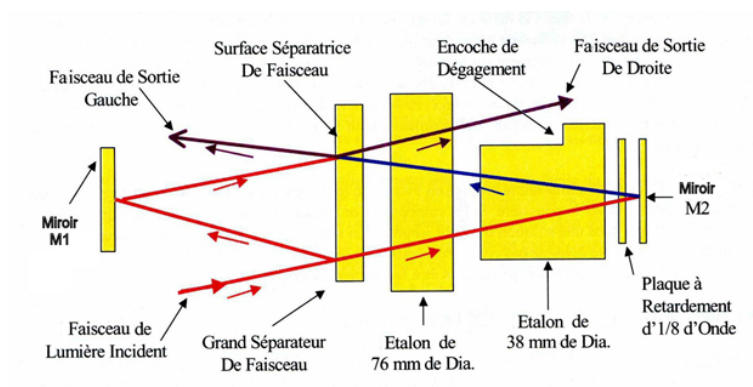


FIGURE 10 – Schéma de principe de l'interféromètre de Michelson employé dans une chaîne Valyn VISAR.

Le miroir M1, monté sur des cales piézo-électriques, simule par son déplacement un décalage Doppler variable pour faciliter les réglages de l'appareil en statique. Les deux faisceaux sortant de l'interféromètre sont symétriques et en opposition de phase. Chaque faisceau, composé de 2 polarisations, est séparé par un cube polariseur pour obtenir les deux signaux en quadrature (déphasage de 90°). Le réglage du déphasage est obtenu par la lame de retard $1/8^{\text{ème}}$ d'onde, et les 4 signaux sont ensuite envoyés sur 4 photomultiplicateurs. La quadrature permet de lever l'indétermination sur le sens de variation de la vitesse. Des étalons de longueurs différentes peuvent être insérés sur un trajet, afin de régler la vitesse d'appareil, communément appelée vitesse de saut d'anneaux. L'enregistrement des signaux est classiquement réalisé sur oscilloscopes, fournissant ainsi pour chaque voie de mesure de vitesse, deux signaux correspondant respectivement à un « sinus » et un « cosinus ». A partir du déphasage en chaque point de ces deux signaux, nous pouvons remonter à l'évolution temporelle de la vitesse matière ou vitesse du mobile. Nous utilisons classiquement un logiciel d'analyse mis au point par le fournisseur du VISAR (figure 11).

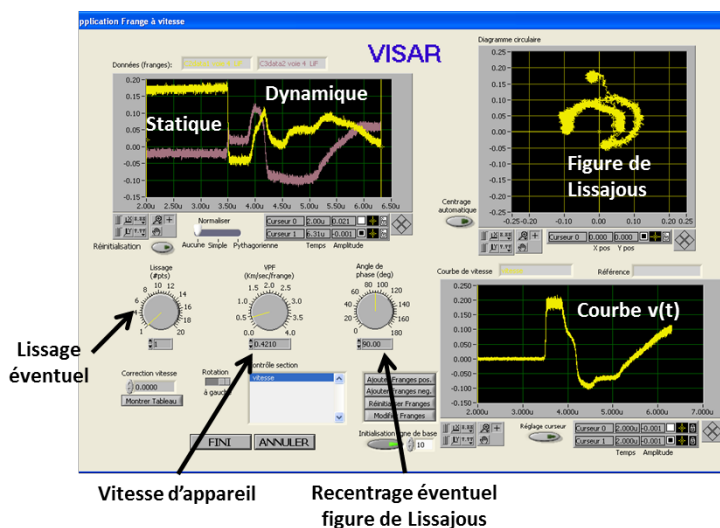


FIGURE 11 – Logiciel de dépouillement des signaux VISAR.

Concernant le principe de fonctionnement, un laser sonde ($\lambda_0=532$ nm pour le VISAR) projette un faisceau à travers un miroir troué et une lentille achromatique qui collimate le faisceau. Le signal réfléchi sur la surface en mouvement, porteur de l'information en vitesse grâce à l'effet Doppler, est ensuite collecté par un dispositif de collection composé d'un miroir troué, d'une lentille et d'une fibre optique. Le signal est alors injecté dans un interféromètre de Michelson (Figure 11), où il est séparé en deux parties. La lumière injectée est retardée dans l'un des bras de l'interféromètre qui comporte un étalon induisant un retard connu, fonction de la gamme de vitesse à mesurer. Les deux signaux sont ensuite mis en interférence. La vitesse peut alors être déduite à un facteur de frange près. L'incertitude temporelle est liée au temps de réponse des photo-multiplieurs (~ 1 ns) et à celui des amplificateurs différentiels ($< 0,3$ ns). Avec un temps de réponse de l'ordre de la nanoseconde, le VISAR présente une précision temporelle supérieure aux interféromètres Doppler laser basés sur un interféromètre de type Fabry-Pérot (sauf à très haute vitesses, où elles sont équivalentes). Concernant les incertitudes en vitesse, la fonction de transfert du VISAR est périodique (sauts de franges), ce qui induit une ambiguïté éventuelle sur la vitesse. Cette incertitude est principalement reliée à la vitesse d'appareil ($\sim 2 - 3\%$) [111].

La Vélocimétrie Hétérodyne

Le deuxième méthode interférométrique employée durant la thèse est la Vélocimétrie Hétérodyne (VH), généralement appelée PDV [112, 113] pour Photonic Doppler Velocimetry. Comme pour l'IDL Pérot-Fabry et l'IDL VISAR, un laser monochromatique éclaire un mobile au moyen d'une sonde. On récupère au travers de la sonde, la lumière rétro-diffusée, porteuse de l'information vitesse (décalage Doppler). A la différence de l'IDL Pérot-Fabry et de l'IDL VISAR qui pratiquent, au sein d'un même interféromètre (respectivement Pérot-Fabry ou Michelson), l'auto-interférence de l'onde Doppler, la VH fait interférer cette onde Doppler avec l'onde source sur un photo-détecteur (Figure 12). L'onde source provient soit d'un deuxième laser légèrement décalé en fréquence par rapport au laser sonde envoyé sur la cible mouvante (montage hétérodyne), soit du même faisceau laser qui est divisé avant d'être envoyé sur la cible mouvante (montage homodyne).

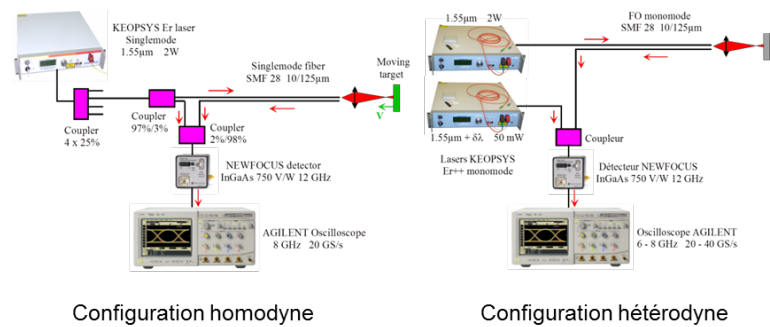


FIGURE 12 – Schéma de principe d'un interféromètre de VH homodyne et hétérodyne

L'interférence de l'onde laser ayant subi l'effet Doppler et de l'onde dite de référence n'ayant pas vu le mobile induit des battements de fréquence qui portent l'information du décalage fréquentiel par effet Doppler. Pour déduire la vitesse du mobile, plusieurs méthodes sont possibles. On peut avoir recours à une transformée de Fourier pour déduire

l'évolution temporelle de la vitesse du mobile à partir des données brut. La VH peut également être exploitée en triature (appelé IDF [112]) ou en Lissajous. L'IDL IDF présente des caractéristiques intéressantes car il allie résolution temporelle aux avantages de la VH. En pratique, ce système est plutôt adapté aux basses vitesses. L'IDF a été employé lors d'expériences de chocs laser au GCLT mais les résultats n'ont pas été probants.

En ce qui concerne ses limitations, l'utilisation d'une Transformée de Fourier Discrète (TFD ou STFT) induit une incertitude temporelle dépendant de la taille de la fenêtre de glissement choisie pour l'analyse. La résolution temporelle est supérieure à la nanoseconde avec des numériseurs dont la fréquence d'échantillonnage est de 50 Giga-échantillons par seconde, ce qui s'avère problématique pour mesurer avec précision les fortes variations de vitesse. La détection de l'arrivée d'un premier choc est cependant mesurable avec une précision d'une nanoseconde en observant l'instant de changement de fréquence dans les signaux bruts [112]. Les travaux de Chevalier se consacrent également à l'influence des codes de dépouillement et des paramètres de TFT sur le dépouillement de signaux bruts VH pour de nombreux types d'essais dynamiques. Dans le cadre de cette thèse, le logiciel *Exploitation VH*, développé au CEA/CESTA, a été employé pour le dépouillement des résultats VH (Figure 13). Le dépouillement nécessite de renseigner la taille de fenêtre pour la transformée de Fourier, qui conditionne la résolution temporelle du profil de vitesse. A ceci s'ajoute le pas de glissement, qui pilote le nombre de points dans le profil de vitesse. Enfin, une valeur de nombre de points est à renseigner, qui pilote la complétion de zéro (zero-padding) lors de l'interpolation. Une comparaison des résultats obtenus avec ceux d'autres codes tels que *Caféine* a été ponctuellement réalisée au cours de la thèse. Bien que les résultats soient proches, *Exploitation VH* s'est révélée plus représentatif des fronts de montée en vitesse. De plus, le logiciel a l'avantage de pouvoir sélectionner les zones d'extraction des informations ce qui peut éviter l'analyse de données parasites.

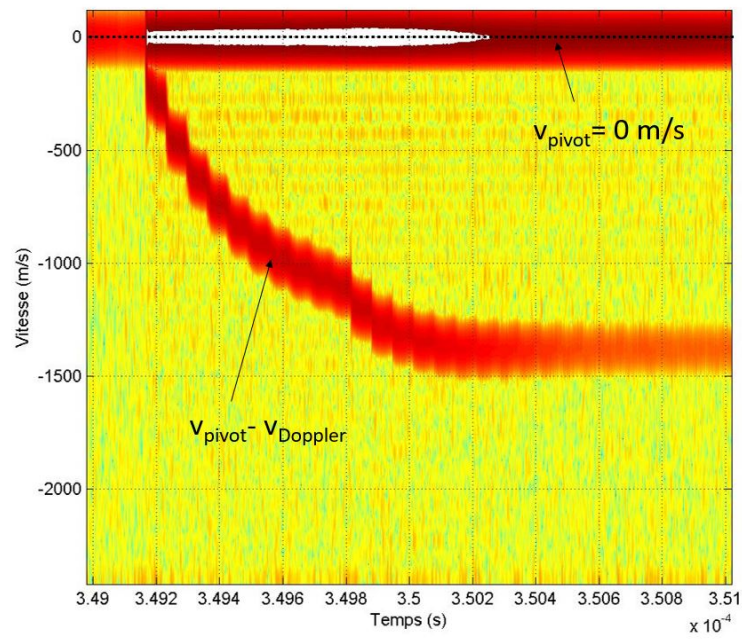


FIGURE 13 – Dépouillement d'un signal VH associé à un essai de réverbération de choc lors d'un impact de plaque DEMETER. La taille de fenêtre est ici de 10 ns et la fenêtre de recouvrement de 3 ns. La vitesse, ici négative, est exprimée en fonction d'une vitesse pivot, ici 0 m/s.

Bibliographie

- [1] A Rossi, C Pardini, L Anselmo, A Cordelli, and P Farinella. Effects of the RORSAT NaK drops on the long term evolution of the space debris population. In *48th International Astronautical Congress*, 1997.
- [2] Tesla. Where is Starman? "<https://www.wherisroadster.com/>", 2018.
- [3] NASA. Satellite Box Score. *Orbital Debris Quarterly News*, 23(4) :10, 2019.
- [4] European Space Agency. Space debris by the numbers. "https://www.esa.int/Safety_Security/Spacedebris/Space_debris_by_the_numbers", 2020.
- [5] Nicholas L Johnson, JR Gabbard, GT Devere, and EE Johnson. History of on-orbit satellite fragmentations. 1984.
- [6] Inter-Agency Space Debris Coordination Committee Protection Manual version 7.1. "<https://www.iadc-home.org/>", 2018.
- [7] Shuangyan Shen, Xing Jin, and Chang Hao. Cleaning space debris with a space-based laser system. *Chinese Journal of Aeronautics*, 27(4) :805–811, 2014.
- [8] John Wayland Campbell. Project ORION : orbital debris removal using ground-based sensors and lasers. 1996.
- [9] European Space Agency. Copernicus Sentinel-1A satellite hit by space particle. "https://www.esa.int/Applications/Observing_the_Earth/Copernicus_Sentinel-1A_satellite_hit_by_space_particle", 2016.
- [10] Yann Michel. *Phénomène d'impact à haute vitesse sur cibles minces fragiles : application au projet de laser mégajoule et à la problématique des débris spatiaux*. PhD thesis, Toulouse 3, 2007.
- [11] RC Tennyson and C Lamontagne. Hypervelocity impact damage to composites. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 31(8) :785–794, 2000.
- [12] Fred L Whipple. Meteorites and space travel. *The Astronomical Journal*, 52 :131, 1947.
- [13] EL Christiansen, JL Crews, JE Williamsen, JH Robinson, and AM Nolen. Enhanced meteoroid and orbital debris shielding. *International Journal of Impact Engineering*, 17(1-3) :217–228, 1995.
- [14] Aleksandr Cherniaev and Igor Telichev. Weight-efficiency of conventional shielding systems in protecting unmanned spacecraft from orbital debris. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 54(1) :75–89, 2017.
- [15] Shannon Ryan and Eric L Christiansen. Hypervelocity impact testing of advanced materials and structures for micrometeoroid and orbital debris shielding. *Acta Astronautica*, 83 :216–231, 2013.
- [16] Ray Kinslow. *High-velocity impact phenomena*. Elsevier, 2012.

- [17] Jonas A Zukas, Theodore Nicholas, Hallock F Swift, Longin B Greszczuk, Donald R Curran, and LE Malvern. Impact dynamics. *JAM*, 50(3) :702, 1983.
- [18] Thouvenin J. Les mécanismes élémentaires de la détonique. *Détonique*, 1997.
- [19] C Bolis, Laurent Berthe, M Boustie, M Arrigoni, Sophie Barradas, and Michel Jeandin. Physical approach to adhesion testing using laser-driven shock waves. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(10) :3155, 2007.
- [20] Tarabay Antoun, Donald R Curran, Lynn Seaman, Gennady I Kanel, Sergey V Razorenov, and Alexander V Utkin. *Spall fracture*. Springer Science & Business Media, 2003.
- [21] M Boustie, JP Cuq-Lelandais, C Bolis, L Berthe, Sophie Barradas, M Arrigoni, T De Resseguier, and Michel Jeandin. Study of damage phenomena induced by edge effects into materials under laser driven shocks. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(22) :7103, 2007.
- [22] Friedrich Hörz, Mark Cintala, Ronald P Bernhard, and Thomas H See. Penetration experiments in aluminum and teflon targets of widely variable thickness. In *AIP conference proceedings*, volume 310, pages 329–344. American Institute of Physics, 1994.
- [23] Andrew J Piekutowski. Characteristics of debris clouds produced by hypervelocity impact of aluminum spheres with thin aluminum plates. *International Journal of Impact Engineering*, 14(1-4) :573–586, 1993.
- [24] Andrew J Piekutowski and Kevin L Poormon. Holes formed in thin aluminum sheets by spheres with impact velocities ranging from 2 to 10 km/s. *Proced. Eng*, 103(482) :10–1016, 2015.
- [25] C Nysmith. *Experimental investigation of the momentum transfer associated with impact into thin aluminum targets*. National Aeronautics and Space Administration, 1969.
- [26] CJ Maiden and AR McMillan. An investigation of the protection afforded a spacecraft by a thin shield. *Aiaa Journal*, 2(11) :1992–1998, 1964.
- [27] Diantang Zhang, Ying Sun, Li Chen, Sanliang Zhang, and Ning Pan. Influence of fabric structure and thickness on the ballistic impact behavior of ultrahigh molecular weight polyethylene composite laminate. *Materials & Design (1980-2015)*, 54 :315–322, 2014.
- [28] Laurent Escalé. *Élaboration d'un matériau composite multifonctionnel : matériau structural intégrant la fonction de blindage pour protéger des menaces de type "petits fragments"*. PhD thesis, Ecole des Mines d'Albi-Carmaux, 2013.
- [29] RC Tennyson and G Shortliffe. Mod impact damage on composite materials in space (micrometeoroid and orbital debris). In *International Symposium on Materials in Space Environment, 7 th, Toulouse, France*, pages 485–492, 1997.
- [30] Chantal G Lamontagne, Gerald N Manuelpillai, Justin H Kerr, Emma A Taylor, Roderick C Tennyson, and Mark J Burchell. Projectile density, impact angle and energy effects on hypervelocity impact damage to carbon fibre/peek composites. *International journal of impact engineering*, 26(1-10) :381–398, 2001.
- [31] A Francesconi, C Giacomuzzo, S Kibe, Y Nagao, and M Higashide. Effects of high-speed impacts on CFRP plates for space applications. *Advances in space research*, 50(5) :539–548, 2012.

- [32] WJ Cantwell and J Morton. Impact perforation of carbon fibre reinforced plastic. *Composites science and technology*, 38(2) :119–141, 1990.
- [33] Werner Riedel, Hartwig Nahme, Darren M White, and Richard A Clegg. Hypervelocity impact damage prediction in composites : Part II - experimental investigations and simulations. *International Journal of Impact Engineering*, 33(1-12) :670–680, 2006.
- [34] Colin J Hayhurst, Iain H Livingstone, Richard A Clegg, Greg E Fairlie, Stefan J Hiermaier, and Michel Lambert. Numerical simulation of hypervelocity impacts on aluminum and nextel/kevlar whipple shields. In *Proceedings of the Hypervelocity Shielding Workshop*, pages 61–72, 1998.
- [35] Colin J Hayhurst, Stefan J Hiermaier, Richard A Clegg, Werner Riedel, and Michel Lambert. Development of material models for nextel and kevlar-epoxy for high pressures and strain rates. *International Journal of Impact Engineering*, 23(1) :365–376, 1999.
- [36] Luminita-Cristina Alil, Michel Arrigoni, Marcel Istrate, Alexander Kravcov, Jérémy Le Pavic, and Gilles Tahan. Laser induced shockwave as delaminator of composite material for ballistic protection at high strain rate. In *Soft Target Protection*, pages 15–33. Springer, 2020.
- [37] M Grujicic, PS Glomski, T He, G Arakere, WC Bell, and BA Cheeseman. Material modeling and ballistic-resistance analysis of armor-grade composites reinforced with high-performance fibers. *Journal of Materials Engineering and Performance*, 18(9) :1169, 2009.
- [38] Torsten Lässig, Long Nguyen, Michael May, Werner Riedel, Ulrich Heisserer, Harm van der Werff, and Stefan Hiermaier. A non-linear orthotropic hydrocode model for ultra-high molecular weight polyethylene in impact simulations. *International Journal of Impact Engineering*, 75 :110–122, 2015.
- [39] Benjamin Jodar. *Etude du comportement dynamique sous choc des verres métalliques massifs*. PhD thesis, Rennes 1, 2018.
- [40] J deMarre. Perforation of iron and steel sheets with normal firing (trans.) Memorial de l’Artillerie de Marine 14 (1886). *Empirical formulas of this type for limit energy are often called deMarre relations, at least in the US. In his original paper deMarre gave the formula with α , 1.*
- [41] Jie Wang, Ying-chun Wang, Sheng-qing Zhu, Wei-hua Ren, and Tian-lin Niu. Improvement and simulation of THOR formula with yaw angle. *Journal of Engineering Science & Technology Review*, 7(2), 2014.
- [42] BurtonG Cour-Palais. A career in applied physics : Apollo through space station. *International Journal of Impact Engineering*, 23(1) :137–168, 1999.
- [43] Frank K Schaefer, Eberhard Schneider, and Michel Lambert. Review of ballistic limit equations for composite structure walls of satellites. In *Environmental Testing for Space Programmes*, volume 558, pages 431–444, 2004.
- [44] John W Gehring Jr. Theory of impact on thin targets and shields and correlation with experiment. 1970.
- [45] Hans-G Reimerdes, Karl-Heinz Stecher, and Michel Lambert. Ballistic limit equations for the columbus-double bumper shield concept. In *Proceedings of the first European conference on space debris, Darmstadt, Germany*, pages 433–439, 1993.

- [46] Eric L. Christiansen. Design and performance equations for advanced meteoroid and debris shields. *International Journal of Impact Engineering*, 14(1) :145 – 156, 1993.
- [47] JW Gehring, DR Christman, and AR McMillan. Experimental studies concerning the meteoroid hazard to aerospace materials and structures. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2(5) :731–737, 1965.
- [48] VC Frost. Meteoroid damage assessment. *NASA SP-8042*, 1970.
- [49] Andrew J Piekutowski. Fragmentation-initiation threshold for spheres impacting at hypervelocity. *International journal of impact engineering*, 1(29) :563–574, 2003.
- [50] H-G Reimerdes, D Noelke, and F Schäfer. Modified cour-palais/christiansen damage equations for double-wall structures. *International journal of impact engineering*, 33(1-12) :645–654, 2006.
- [51] S Ryan, M Wicklein, A Mouritz, W Riedel, F Schäfer, and K Thoma. Theoretical prediction of dynamic composite material properties for hypervelocity impact simulations. *International Journal of Impact Engineering*, 36(7) :899–912, 2009.
- [52] William John Macquorn Rankine. Xv. on the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbance. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, (160) :277–288, 1870.
- [53] H Hugoniot. Propagation du mouvement dans les corps. chapitre v. sur les discontinuités qui se manifestent dans la propagation du mouvement. *Journal de l'École Polytechnique*, 58 :68–125, 1889.
- [54] Eduard Grüneisen. Theorie des festen zustandes einatomiger elemente. *Annalen der Physik*, 344(12) :257–306, 1912.
- [55] Gustav Mie. Zur kinetischen theorie der einatomigen körper. *Annalen der Physik*, 316(8) :657–697, 1903.
- [56] D. Hebert, I. Bertron, and H. Garnier. Mie-gruneisen eos based on second order birch-murnaghan isotherm and steinberg parameters. *AIP Conference Proceedings*, 845(1) :95–98, 2006.
- [57] Stanford P Lyon. Sesame : the los alamos national laboratory equation of state database. *Los Alamos National Laboratory report LA-UR-92-3407*, 1992.
- [58] AV Bushman, VE Fortov, and IV Lomonosov. *Models of wide-range equations of state for matter under conditions of high energy density*. Harwood Academic Publishers, 1993.
- [59] Marvin Ross. Generalized lindemann melting law. *Physical Review*, 184(1) :233, 1969.
- [60] Gordon R Johnson. A constitutive model and data for materials subjected to large strains, high strain rates, and high temperatures. *Proc. 7th Inf. Sympo. Ballistics*, pages 541–547, 1983.
- [61] Gordon R Johnson and William H Cook. Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rates, temperatures and pressures. *Engineering fracture mechanics*, 21(1) :31–48, 1985.
- [62] Jo N Johnson. Dynamic fracture and spallation in ductile solids. *Journal of Applied Physics*, 52(4) :2812–2825, 1981.
- [63] A. L. Gurson. Continuum Theory of Ductile Rupture by Void Nucleation and Growth : Part I?Yield Criteria and Flow Rules for Porous Ductile Media. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 99(1) :2–15, 01 1977.

- [64] ML Wilkins, RD Streit, and JE Reaugh. Cumulative-strain-damage model of ductile fracture : simulation and prediction of engineering fracture tests. Technical report, Lawrence Livermore National Lab., CA (USA), 1980.
- [65] Gordon R Johnson and Tim J Holmquist. An improved computational constitutive model for brittle materials. In *AIP Conference Proceedings*, volume 309, pages 981–984. AIP, 1994.
- [66] Ch E Anderson, PA Cox, GR Johnson, and PJ Maudlin. A constitutive formulation for anisotropic materials suitable for wave propagation computer programs-II. *Computational Mechanics*, 15(3) :201–223, 1994.
- [67] Richard D Hornung, Andrew M Wissink, and Scott R Kohn. Managing complex data and geometry in parallel structured amr applications. *Engineering with Computers*, 22(3-4) :181–195, 2006.
- [68] Gabriel Seisson. *Etude expérimentale et théorique de l'endommagement du graphite sous sollicitation dynamique - Application aux impacts hypervéloces*. Theses, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, October 2014.
- [69] Mark L Wilkins. Calculation of elastic-plastic flow. Technical report, California Univ Livermore Radiation Lab, 1963.
- [70] Mark L Wilkins. Use of artificial viscosity in multidimensional fluid dynamic calculations. *Journal of computational physics*, 36(3) :281–303, 1980.
- [71] Paul Woodward and Phillip Colella. The numerical simulation of two-dimensional fluid flow with strong shocks. *Journal of computational physics*, 54(1) :115–173, 1984.
- [72] Bertrand Aubert, David Hebert, Jean-Luc Rullier, Emilien Lescoute, Laurent Videau, and Laurent Berthe. Simulation of laser-driven cratering experiments on aluminum. *Journal of Laser Applications*, 31(4) :042014, 2019.
- [73] Vincent Jaulin, David Hébert, Bertrand Aubert, Jean-Luc Rullier, Frédéric Malaise, and Emilien Lescoute. Laser-induced cratering of a 3dec material at mesoscale : Experiments and simulations. In *EPJ Web of Conferences*, volume 183, page 01028. EDP Sciences, 2018.
- [74] Leon B Lucy. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. *The astronomical journal*, 82 :1013–1024, 1977.
- [75] Robert A Gingold and Joseph J Monaghan. Smoothed particle hydrodynamics : theory and application to non-spherical stars. *Monthly notices of the royal astronomical society*, 181(3) :375–389, 1977.
- [76] RA Gingold and JJ Monaghan. Kernel estimates as a basis for general particle methods in hydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, 46(3) :429–453, 1982.
- [77] Joseph J Monaghan and Robert A Gingold. Shock simulation by the particle method sph. *Journal of computational physics*, 52(2) :374–389, 1983.
- [78] Jean-Luc Lacombe. *Analyse de la methode particulaire sph applications a la detonique*. PhD thesis, Toulouse, INSA, 1998.
- [79] Larry D Libersky and Albert G Petschek. Smooth particle hydrodynamics with strength of materials. In *Advances in the free-Lagrange method including contributions on adaptive gridding and the smooth particle hydrodynamics method*, pages 248–257. Springer, 1991.

- [80] Larry D Libersky, Albert G Petschek, Theodore C Carney, Jim R Hipp, and Firrooz A Allahdadi. High strain lagrangian hydrodynamics : a three-dimensional sph code for dynamic material response. *Journal of computational physics*, 109(1) :67–75, 1993.
- [81] PW Randles and Larry D Libersky. Smoothed particle hydrodynamics : some recent improvements and applications. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 139(1-4) :375–408, 1996.
- [82] Larry D Libersky, Phil W Randles, Ted C Carney, and David L Dickinson. Recent improvements in sph modeling of hypervelocity impact. *International Journal of Impact Engineering*, 20(6-10) :525–532, 1997.
- [83] JL Lacome, C Espinosa, and C Gallet. Simulation of hypervelocity spacecrafts and orbital debris collisions using smoothed particle hydrodynamics in ls-dyna. In *5th Dynamics and Control of Systems and Structures in Space Conference*. Citeseer, 2002.
- [84] Gui-Rong Liu and Moubin B Liu. *Smoothed particle hydrodynamics : a meshfree particle method*. World scientific, 2003.
- [85] MB Liu and GR Liu. Smoothed particle hydrodynamics (sph) : an overview and recent developments. *Archives of computational methods in engineering*, 17(1) :25–76, 2010.
- [86] Gui-Rong Liu and Moubin B Liu. *Smoothed particle hydrodynamics : a meshfree particle method*. World Scientific, 2003.
- [87] VE Fortov, KV Khishchenko, PR Levashov, and IV Lomonosov. Wide-range multiphase equations of state for metals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 415(3) :604–608, 1998.
- [88] Stanley P Marsh. *LASL shock Hugoniot data*, volume 5. Univ of California Press, 1980.
- [89] Simon Bardy. *Contrôle et optimisation du test d'adhérence par choc laser sur assemblages collés*. PhD thesis, Paris, ENSAM, 2017.
- [90] Pierre Pradel. *Etude de la compaction dynamique de mousses polymères : Expériences et modélisation*. PhD thesis, Chasseneuil-du-Poitou, Ecole nationale supérieure de mécanique et d ?, 2017.
- [91] Aubert Bertrand. *Comportement de matériaux carbonés sous sollicitations dynamiques intenses : analogie entre irradiations lasers et impacts hypervéloces*. PhD thesis, Paris, ENSAM, 2018.
- [92] TORAY. Torayca m55j datasheet. "<http://stg.toray.testcrafting.com/>", 2018.
- [93] Toyobo. PBO Fiber ZYLON Properties. "<https://www.toyoboglobal.com/seihin/kc/pbo/>", 2019.
- [94] Dupont. Kevlar Technical Guide. "<https://www.dupont.com/news/kevlar-properties.html>", 2019.
- [95] Honeywell. Spectra Fiber. "<https://www.packagingcomposites-honeywell.com/spectra/product-info/spectra-fiber/>", 2013.
- [96] HEXCEL. Hexflow rtm6 product data. "<https://www.hexcel.com/Resources/DataSheets/RTM-LRI>", 2018.
- [97] Richard M White. Elastic wave generation by electron bombardment or electromagnetic wave absorption. *Journal of Applied Physics*, 34(7) :2123–2124, 1963.

- [98] LR Veaser and JC Solem. Studies of laser-driven shock waves in aluminum. *Physical Review Letters*, 40(21) :1391, 1978.
- [99] Patrick Mora. Theoretical model of absorption of laser light by a plasma. *The Physics of Fluids*, 25(6) :1051–1056, 1982.
- [100] J Grun, R Decoste, BH Ripin, and J Gardner. Characteristics of ablation plasma from planar, laser-driven targets. *Applied Physics Letters*, 39(7) :545–547, 1981.
- [101] CR Phipps Jr, TP Turner, RF Harrison, GW York, WZ Osborne, GK Anderson, XF Corlis, LC Haynes, HS Steele, KC Spicochi, et al. Impulse coupling to targets in vacuum by krf, hf, and co2 single-pulse lasers. *Journal of Applied Physics*, 64(3) :1083–1096, 1988.
- [102] Anthony N Pirri. Theory for laser simulation of hypervelocity impact. *The Physics of Fluids*, 20(2) :221–228, 1977.
- [103] Arnaud Sollier, Laurent Berthe, Patrice Peyre, Eric Bartnicki, and Remy Fabbro. Laser-matter interaction in laser shock processing. In *First International Symposium on High-Power Laser Macroprocessing*, volume 4831, pages 463–467. International Society for Optics and Photonics, 2003.
- [104] Cyril Bolis. *Étude numérique et expérimentale de la séparation par chocs brefs d'interface de revêtements multi-couches. Application au test d'adhérence par chocs laser*. PhD thesis, 2004.
- [105] P NEBOLSINE. Laser simulation of hypervelocity impact. In *14th Aerospace Sciences Meeting*, page 52, 1976.
- [106] J Gardelle, B Cassany, N Szalek, A Galtié, B Bicrel, D Hébert, I Bertron, and K Pepitone. High power electron beam interaction with an aluminum target : Measurements and simulations. *Journal of Applied Physics*, 126(15) :153301, 2019.
- [107] M Durand, P Laharrague, P Lalle, A Le Bihan, J Morvan, and H Pujols. Interferometric laser technique for accurate velocity measurement in shock wave physics. *Review of Scientific Instruments*, 48(3) :275–278, 1977.
- [108] Michel Arrigoni, JP Monchalin, A Blouin, SE Kruger, and M Lord. Laser doppler interferometer based on a solid fabry–perot etalon for measurement of surface velocity in shock experiments. *Measurement science and technology*, 20(1) :015302, 2008.
- [109] LM Barker and RE Hollenbach. Interferometer technique for measuring the dynamic mechanical properties of materials. *Review of Scientific Instruments*, 36(11) :1617–1620, 1965.
- [110] LM Barker and RE Hollenbach. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. *Journal of Applied Physics*, 43(11) :4669–4675, 1972.
- [111] Jean-Marc Chevalier. Incertitudes liées à l'évolution temporelle de la mesure de vitesse matérielle par Interférométrie Doppler Laser de type Pérot-Fabry et Valyn VISAR. 6ème Journées de la Vélométrie Hétérodyne du GDR ACO-Chocolas, Le Barp, France, 2019.
- [112] Daniel H Dolan and Scott C Jones. Push-pull analysis of photonic doppler velocimetry measurements. *Review of Scientific Instruments*, 78(7) :076102, 2007.
- [113] P Mercier, J Benier, A Azzolina, JM Lagrange, and D Partouche. Photonic doppler velocimetry in shock physics experiments. In *Journal de Physique IV (Proceedings)*, volume 134, pages 805–812. EDP sciences, 2006.

- [114] Jean-Eloi Franzkowiak. *Interaction lumière-nuage de particules micrométriques hautes vitesses : application à la Vélocimétrie Hétérodyne*. PhD thesis, Paris, ENSAM, 2018.
- [115] Gabriel Prudhomme. *Étude du nuage de particules éjectées sous choc : apports de la Vélocimétrie Hétérodyne*. PhD thesis, Paris, ENSAM, 2014.
- [116] Jean Luc Lacome. Smoothed particle hydrodynamics method in ls-dyna. In *3rd German LS-DYNA forum, Bamberg, Germany*, 2004.
- [117] Andrew Thurber. *Investigations of Hypervelocity Impact Physics*. PhD thesis, Virginia Tech, 2014.
- [118] Simon Bardy, Bertrand Aubert, Laurent Berthe, Patrick Combis, David Hébert, Emilien Lescoute, Jean-Luc Rullier, and Laurent Videau. Numerical study of laser ablation on aluminum for shock-wave applications : development of a suitable model by comparison with recent experiments. *Optical Engineering*, 56(1) :011014, 2016.
- [119] DJ Steinberg, SG Cochran, and MW Guinan. A constitutive model for metals applicable at high-strain rate. *Journal of Applied Physics*, 51(3) :1498–1504, 1980.
- [120] Ya. B. Zel'Dovich and Yu. P. Raizer. *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*. Courier Corporation, 2012.
- [121] M.A. Meyers. *Dynamic Behavior of Materials*. Wiley-Interscience publication. Wiley, 1994.
- [122] D. Steinberg. *Equation of State and Strength Properties of Selected Materials*. UCRL-MA. Lawrence Livermore National Laboratory, 1996.
- [123] Andrew Thurber and Javid Bayandor. Analysis of space structures subject to hypervelocity impact. In *55th AIAA/ASMe/ASCE/AHS/SC Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference*, page 0156, 2014.
- [124] Mei-Ni Su and Ben Young. Mechanical properties of high strength aluminium alloy at elevated temperatures. *ce/papers*, 1(2-3) :2831–2839, 2017.
- [125] LS-DYNA Keyword User's Manual and I Volume. Version 971. *Livermore Software Technology Corporation*, 7374 :354, 2007.
- [126] Vision Research® Agency. PCC software. "https://www.phantomhighspeed.com/resourcesandsupport/phantomresources/pccsoftware", 2020.
- [127] T Legaud, H Abdulhamid, P Deconinck, M Le Garrec, and V Lapoujade. Use of carbon prepreg and aluminium in satellite shielding submitted to high velocity impacts. *To be published in the proceedings of the 16th LS-DYNA International Conference and Users meetings*, 2020.
- [128] D. Hebert, G. Prudhomme, and B. Aubert. Utilisation de fenêtres pour les mesures visar et vh dans le cas de chocs non soutenus, 2018.
- [129] BJ Jensen, DB Holtkamp, PA Rigg, and DH Dolan. Accuracy limits and window corrections for photon doppler velocimetry. *Journal of applied physics*, 101(1) :013523, 2007.
- [130] DP Dandekar, CA Hall, LC Chhabildas, and WD Reinhart. Shock response of a glass-fiber-reinforced polymer composite. *Composite Structures*, 61(1-2) :51–59, 2003.

- [131] Dana M Dattelbaum, Joshua D Coe, Paulo A Rigg, R Jason Scharff, and J Tinka Gammel. Shockwave response of two carbon fiber-polymer composites to 50 gpa. *Journal of Applied Physics*, 116(19) :194308, 2014.
- [132] M Wicklein, S Ryan, DM White, and RA Clegg. Hypervelocity impact on cfrp : testing, material modelling, and numerical simulation. *International Journal of Impact Engineering*, 35(12) :1861–1869, 2008.
- [133] W. Riedel, H. Nahme, and K. Thoma. Equation of state properties of modern composite materials : Modeling shock, release and spallation. *AIP Conference Proceedings*, 706(1) :701–706, 2004.
- [134] Torsten Lässig, Werner Riedel, Ulrich Heisserer, H Van der Werff, M May, and S Hiermaier. Numerical sensitivity studies of a uhmwpe composite for ballistic protection. *WIT Trans. Built Environ*, 141 :371–381, 2014.
- [135] Ben Tavernier and T Verbeke. *Health Monitoring of Carbon-Epoxy Laminates Used in Space Applications by Means of Embedded Optical Fibers*. PhD thesis, Master Thesis, Ghent University, Belgium, 2006.
- [136] E Giannaros, A Kotzakolios, V Kostopoulos, and G Campoli. Hypervelocity impact response of CFRP laminates using smoothed particle hydrodynamics method : Implementation and validation. *International Journal of Impact Engineering*, 123 :56–69, 2019.
- [137] R.A. Clegg, D.M. White, W. Riedel, and W. Harwick. Hypervelocity impact damage prediction in composites : Part i?material model and characterisation. *International Journal of Impact Engineering*, 33(1) :190 – 200, 2006. Hypervelocity Impact Proceedings of the 2005 Symposium.
- [138] CY Tham, VBC Tan, and Hwa-Pyung Lee. Ballistic impact of a KEVLAR® helmet : Experiment and simulations. *International Journal of Impact Engineering*, 35(5) :304–318, 2008.
- [139] Elise Gay, Laurent Berthe, Michel Boustie, Michel Arrigoni, and Marion Trombini. Study of the response of cfrp composite laminates to a laser-induced shock. *Composites Part B : Engineering*, 64 :108–115, 2014.
- [140] CS Alexander, CT Key, and SC Schumacher. Dynamic response and modeling of a carbon fiber-epoxy composite subject to shock loading. *Journal of Applied Physics*, 114(22) :223515, 2013.
- [141] Aleksandr Cherniaev and Igor Telichev. Meso-scale modeling of hypervelocity impact damage in composite laminates. *Composites Part B : Engineering*, 74 :95–103, 2015.
- [142] B. Jodar, D. Hébert, E. Ando, J-L Rullier, and I. Bertron. Impact into a porous graphite : an investigation on crater formation and ejecta distribution. *To be published in International Journal of Impact Engineering*, 2020.
- [143] Alexander A Lukyanov. An equation of state of a carbon-fibre epoxy composite under shock loading. *The European Physical Journal B*, 74(1) :35–45, 2010.
- [144] P-L Hereil, O Allix, and M Gratton. Shock behaviour of 3d carbon-carbon composite. *Le Journal de Physique IV*, 7(C3) :C3–529, 1997.
- [145] Michel Gratton. *Comportement d’un composite 3D carb/carb : méso-modélisation pour la prévision de la réponse sous choc*. PhD thesis, Cachan, Ecole normale supérieure, 1998.

- [146] Damien Laporte. *Analyse de la réponse d'assemblages collés sous des sollicitations en dynamique rapide. Essais et modélisations*. Theses, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, October 2011.
- [147] HEXCEL. Hexply M18 Product Data. "<https://www.hexcel.com/Resources/DataSheets/Prepreg>", 2018.
- [148] Jean-Philippe Colombier, Patrick Combis, Florian Bonneau, Ronan Le Harzic, and Eric Audouard. Hydrodynamic simulations of metal ablation by femtosecond laser irradiation. *Physical review B*, 71(16) :165406, 2005.
- [149] J-P Cuq-Lelandais, M Boustie, L Soulard, L Berthe, T De Ressaiguier, P Combis, J Bontaz-Carion, and E Lescoute. Study of spallation by sub-picosecond laser driven shocks in metals. In *EPJ Web of Conferences*, volume 10, page 00014. EDP Sciences, 2010.
- [150] Stefan Hiermaier and Frank Schäfer. Hypervelocity impact fragment clouds in high pressure gas numerical and experimental investigations. *International Journal of Impact Engineering*, 23(1) :391–400, 1999.
- [151] Didier Loison. *Etude expérimentale et numérique du micro écaillage de cibles métalliques soumises à des chocs laser*. PhD thesis, 2012.
- [152] JC Boettger. SESAME equation of state for epoxy. Technical report, Los Alamos National Lab., NM (United States), 1994.
- [153] Suman Khatiwada, Carlos A Armada, and Enrique V Barrera. Hypervelocity impact experiments on epoxy/ultra-high molecular weight polyethylene fiber composites reinforced with single-walled carbon nanotubes. *Procedia Engineering*, 58 :4–10, 2013.
- [154] Suman Khatiwada. *Hypervelocity impact studies of carbon nanotubes and fiber-reinforced polymer nanocomposites*. PhD thesis, Rice University, 2014.
- [155] Susanne Bolte and Fabrice P Cordelières. A guided tour into subcellular colocalization analysis in light microscopy. *Journal of microscopy*, 224(3) :213–232, 2006.
- [156] Wayne S Rasband et al. ImageJ, 1997.
- [157] Shannon Ryan and Eric L Christiansen. Micrometeoroid and orbital debris (mmod) shield ballistic limit analysis program. Technical report, Johnson Space Center, 2010.
- [158] BG Cour-Palais, AJ Piekutowski, KV Dahl, and KL Poormon. Analysis of the udri tests on nextel multi-shock shields. *International Journal of Impact Engineering*, 14(1-4) :193–204, 1993.
- [159] Rodney Hill. A theory of the yielding and plastic flow of anisotropic metals. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 193(1033) :281–297, 1948.
- [160] Joseph J Monaghan and John C Lattanzio. A refined particle method for astrophysical problems. *Astronomy and astrophysics*, 149 :135–143, 1985.
- [161] W Benz. Smooth particle hydrodynamics : a review. In *The numerical modelling of nonlinear stellar pulsations*, pages 269–288. Springer, 1990.

Titre : Etude et modélisation d'impacts hautes et basses vitesses sur des matériaux et structures de satellites.

Mots clés : Impact hypervélocité, simulation numérique, composite, Whipple Shield, lanceur, satellites, débris spatiaux, choc induit par dépôt d'énergie.

Résumé : La protection des satellites face à la menace d'impacts hypervélocité des débris spatiaux requiert le développement de structures de protection qui soient légères, résistantes et qui supportent l'environnement spatial. Pour relever ce défi, notre attention s'est tournée vers l'emploi de matériaux innovants au sein des structures multi-boucliers, communément appelées Whipple Shield. Ces structures exploitent la fragmentation et l'expansion progressive du projectile lors de l'impact sur des boucliers successifs. Dans ces travaux de thèse, l'attention est portée sur la compréhension des phénomènes mis en jeu lors de tels impacts et sur leur modélisation dans les simulations numériques associées. Dans un premier temps, chaque matériau d'étude a fait l'objet d'une caractérisation au travers des essais d'impacts, de choc laser et de choc induit par faisceau d'électrons. Une modélisation numérique est proposée en se basant sur des données de la littérature et divers essais dynamiques, avant d'être confrontée aux résultats d'essais. Les simulations sous les codes HESIONE et LS-DYNA des impacts par lanceur fournissent des résultats probants en termes de forme et de vitesse de nuage de débris induits, en comparaison des essais associés. Elles ont également permis de restituer les tailles des débris présents dans le nuage. Ces simulations viennent étoffer notre connaissance du comportement des matériaux sous choc. À partir des résultats d'essais et de simulations, une analyse est ensuite menée afin d'identifier les points forts et les points faibles de chaque matériau, afin d'obtenir des données qualitatives et quantitatives, nécessaires à l'élaboration d'un éventuel dossier de choix. Une optimisation de structure est enfin proposée pour assurer, avec une masse la plus faible possible, la résistance du bouclier face à une large gamme de débris et de vitesses d'impacts.

Title : Study and Numerical Modeling of high and low velocity impact on materials and structures for space applications

Keywords : Hypervelocity impact, numerical simulation, composite material, Whipple Shield, satellite, space debris, shock induced by energy deposition

Abstract : The protection of satellite against the threat of space debris hypervelocity impacts requires the development of protective structures, which have to be strong, lightweight and suited to the space environment. In order to meet this challenge, attention was turned to the integration of innovative material inside multi-shock shields, usually called Whipple Shield. These structures benefit from the progressive fragmentation and expansion of the projectile during its impact on successive shields. In this work, attention was focused on the comprehension of the phenomena involved during such impacts as well as their numerical modelling. First of all, all the materials under study were characterized through multiple experiments such as high velocity impacts, laser induced shocks and electrons beam induced shock. Based on literature data and dynamics tests, a numerical modelling of the materials was developed and confronted with experiments results. Impacts simulations with the codes HESIONE and LS-DYNA provided relevant results in terms of shapes and velocities of the debris clouds induced by the impacts, when compared with experimental results. They also brought satisfying results concerning sizes of the debris inside the clouds. These simulations strengthen our knowledges about the materials behavior under dynamic loading. Based on numerical and experimental results, an analysis was conducted in order to identify pros and cons of each material and furnish quantitative and qualitative information, useful for a protective structure concept phase. An optimization of a structure was finally proposed, which furnished a potential lightweight structure for protection against a wide range of projectiles and impacts velocities.