



**HAL**  
open science

# Comportement des matériaux cellulaires sous impact et de panneaux sandwichs sous perforation dynamique

Ibrahim Elnasri

► **To cite this version:**

Ibrahim Elnasri. Comportement des matériaux cellulaires sous impact et de panneaux sandwichs sous perforation dynamique. Mécanique [physics.med-ph]. École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, 2006. Français. NNT : . tel-00136104

**HAL Id: tel-00136104**

**<https://theses.hal.science/tel-00136104>**

Submitted on 12 Mar 2007

**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.



ENSC-2006 n°30

**THESE DE DOCTORAT  
DE L'ECOLE NORMALE SUPERIEURE DE CACHAN**

Présentée par

Ibrahim ELNASRI

**pour obtenir le grade de  
DOCTEUR DE L'ECOLE NORMALE SUPERIEURE DE CACHAN**

Domaine :

**MÉCANIQUE-GÉNIE MÉCANIQUE-GÉNIE CIVIL**

**Sujet de la thèse :**

**Comportement des matériaux cellulaires sous impact et de panneaux  
sandwichs sous perforation dynamique**

Thèse présentée et soutenue à Cachan le 14/12/2006 devant le jury composé :

JEAN-LUC LATAILLADE	Professeur à l'ENSAM-Bordeaux	Président
ERIC MARKIEWICZ	Professeur à l'Université Valenciennes	Rapporteur
ERIC MAIRE	Chargé de recherches-HDR à l'INSA-Lyon	Rapporteur
HUBERT MAIGRE	Chargé de recherches à l'INSA-Lyon	Examinateur
YANNICK GIRARD	Ingénieure EADS-CCR	Examinatrice
HAN ZHAO	Professeur à l'Université Pierre et Marie Curie (Paris 6)	Directeur de thèse

Laboratoire de Mécanique et Technologie  
ENS Cachan/CNRS/UMR8535  
61, avenue du Président Wilson, 94235 CACHAN CEDEX (France)



Je remercie Monsieur Jean-Luc Lataillade, qui m'a fait l'honneur de présider le jury.

Je remercie Messieurs Eric Markiewicz et Eric Maire qui ont eu l'aimabilité d'accepter d'être les rapporteurs de ce travail.

Je remercie également Mr. Hubert Maigre et Madame Yannick Girard qui ont accepté d'être membres de ce jury.

Je remercie vivement Han Zhao qui a dirigé cette thèse. Merci pour tes conseils et tes encouragements, je ne l'oublierai jamais ! Merci encore.

Je remercie Stéphane Pattofatto de m'avoir aidé durant la thèse. Merci encore.

Je remercie EADS-CCR, le partenaire industriel représenté par Madame Yannick Girard.

Je remercie également tous les membres du LMT-Cachan, avec une mention très spéciale pour Stéphane, Raka et Frisou.

Je remercie l'équipe UTR « Dynamique », Salim, Renaud, Hellie, Zeng, Stéphane et Han.

Je remercie Eric Florentin, Stéphane Otin, Hellie, Guillaume, PAB, Olivier Hubert, David Néron, Jean-loup, Abdulfatah Soud pour leurs précieux conseils lors de la répétition.

Je remercie Jean-Loup Prensier et Évlyne Dupré pour la correction de ce manuscrit.

Enfin, je remercie mes parents, frères, ma fiancée Myriam et ami(e)s pour leurs soutiens efficaces.



---

**Résumé :** Dans cette thèse, nous avons étudié, dans une première partie, l'effet d'onde de choc dans les matériaux cellulaires (mousses, nids d'abeilles et sphères creuses) sous impact. D'abord, on a développé une nouvelle technique expérimentale originale pour étudier l'effet d'onde de choc dans de tels matériaux. Les points importants sont les suivantes : le premier point est l'utilisation de la technique de la mesure avec les barres de Hopkinson viscoélastiques de grands diamètre (60 mm). Le second point est la développement de deux scénarios d'impact différents en vue de mesurer virtuellement l'histoire de la contrainte derrière et devant d'un éventuel front de choc. Les essais rapportés fournissent une preuve expérimentale de l'existence de la propagation d'un front de choc au sein de l'échantillon, même avec une vitesse d'impact modérée environ 60 m/s. Ensuite, ces mesures globales sont mise en évidence par corrélation d'images et par la modélisation éléments finis. On montre avec une loi du comportement phénoménologique macroscopique homogène que l'effet d'onde de choc est prédit numériquement et cet effet est structurel. Dans la seconde partie, nous avons mis en place une nouvelle technique de la mesure de la perforation dynamique en utilisant aussi la technique de mesure avec les barres de Hopkinson : la perforation inversée. Cette technique permet de rendre possible de comparer directement l'histoire de force vs déplacement dynamique avec la quasi-statique. Un tel essai est appliqué à de panneaux sandwich à âme fabriqué à partir de mousses métalliques. Une augmentation significative de la force de perforation de la plaque incidente sous sollicitation dynamique est mise en évidence.

**Mots-clés :** Matériaux cellulaires ; panneaux sandwich ; impact ; perforation ; onde de choc ; simulation numérique ; barres de Hopkinson

**Abstract :** In this PhD, we studied, in the first part, shock enhancement of cellular materials (foams, honeycombs and hollow spheres) under impact loading. First, an original testing procedure is introduced. The key points of this testing are the following : 1/ use of a 60-mm diameter Nylon split Hopkinson bar ; 2/ use of two testing scenarios to measure the stress history behind and ahead of shock front. Reported tests provide an experimental proof of the existence of shock front propagation within the specimen, even at rather moderate velocities 50 m/s. Second, this observed global testing data are confirmed using digital image correlation and numerical simulation. It shows with a simple phenomenological constitutive model that the shock enhancement effect is easily caught numerically with a basic densification feature and that the shock effect should not be integrated in the constitutive model of foam-like materials. In the second part, new perforation testing technique using a long thin instrumented Hopkinson bar is proposed : inverse perforation. The present method makes it possible to compare directly impact piercing force-displacement curves with the static ones. Such test is applied to metallic foam core sandwich panels. A significant enhancement of the top skin peak loads under impact loading is found.

**Keywords :** Cellular materials ; sandwich panels ; impact ; perforation ; shock wave ; numerical simulation ; Hopkinson bars

---

# Introduction

Des matériaux cellulaires nouveaux émergents comme les mousses, les billes creuses, les matériaux « lattices » captent toujours l'attention des scientifiques et suscitent des compétitions internationales, et ceci en raison de leurs propriétés intéressantes multiples : comme par exemple le rapport résistance/masse pour alléger les structures, la capacité d'absorption d'énergie, et aussi la capacité d'isolation acoustique et thermique. Les applications civiles et militaires potentielles de ces matériaux font qu'aucun des pays principaux n'ignore les recherches dans ce domaine.

En effet, si on prend l'amortissement des chocs pour la protection de différentes structures en exemple, c'est un objectif important dans différents secteurs industriels (aéronautique, automobile, machines-outils...). L'objectif est similaire pour la protection des systèmes d'armes. La recherche d'une protection plus efficace nécessite d'une part de mieux connaître ces matériaux cellulaires et d'autre part de modéliser des lois de comportements pour ces matériaux afin de prévoir numériquement les innovations potentielles.

Face à ces enjeux, le comportement des matériaux cellulaires a été étudié dans les secteurs civils, comme dans les industries automobile et aéronautique, et militaires. Par exemple, une étude de EADS-CCR/AIRBUS a montré l'intérêt d'utiliser des matériaux comme les mousses métalliques ou assemblages de sphères creuses dans des structures amortissantes pour la protection de pièces vitales d'un avion. La communauté scientifique Européenne s'intéresse de plus en plus à ces sujets à travers le réseau Metfoam au niveau européen, le GDR « mousse solide » au niveau national. Cependant, le comportement de ces matériaux sous impact n'est pas bien connu au niveau scientifique, notamment à très grande vitesse. On ne sait pas non plus l'interaction de ces matériaux lorsqu'ils sont intégrés dans des panneaux sandwichs.

Le travail de thèse présenté ici s'inscrit dans le cadre d'une collaboration entre le Laboratoire de Mécanique et Technologie de Cachan LMT-CACHAN et le centre de recherches EADS-CCR dans l'objectif de l'amélioration des outils de prédiction du comportement de panneaux sandwichs composés de matériaux cellulaires (mousses métalliques, nids d'abeille et agglomérés de sphères creuses en nickel) soumis à des impacts. Ces panneaux sont censés être utilisés à la pointe avant des avions AIRBUS comme bouclier de protection du fond étanche. Cette pièce est utilisée pour éviter la perforation du fond étanche pressurisé et protéger certains éléments de commande de pilotage. Elle est réalisée actuellement en nid d'abeille métallique revêtu de peaux Kevlar (appelé sandwich de référence). Le bouclier

doit résister à l'impact normal d'un oiseau de 1.8 Kg arrivant à 180 m/s sans perforation (cf., figure 1) et satisfaire un bon rapport performance /masse (objectif :  $10 \text{ kg/m}^2$ ).

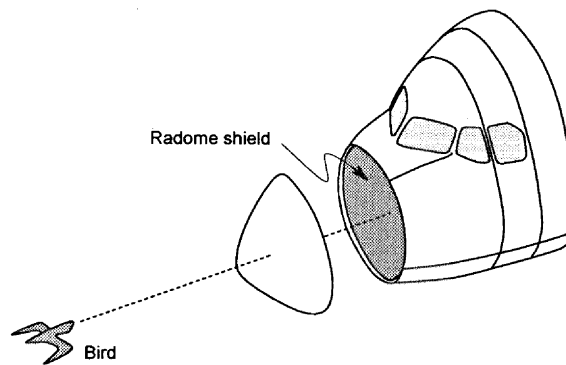


FIGURE 1: AIRBUS A320, bouclier du fond étanche.

## Plan de la thèse

Nous avons travaillé sur le problème de ce bouclier sous impact dans les deux directions d'investigation suivantes. 1) Concevoir et réaliser des expériences originales à l'échelle des matériaux pour obtenir des données expérimentales plus fiables, comprendre mieux le mécanisme d'absorption d'énergie à forte vitesse d'impact et évaluer la capacité de prédiction du code explicite Ls-Dyna afin de tenir compte de l'effet d'onde de choc dans ces matériaux. 2) Concevoir et réaliser des expériences originales à l'échelle d'une structure (sous perforation) pour obtenir des données expérimentales plus fiables et comprendre le mécanisme d'endommagement par perforation de sandwich aux fortes vitesses en vue d'une représentativité des conditions réelles.

Ceci nous a conduit à rédiger ce document en 3 chapitres.

Le CHAPITRE 1 présente d'abord brièvement les applications des matériaux cellulaires dans l'industrie et leurs procédés d'élaboration. Il est suivi d'une présentation phénoménologique du comportement sous chargement quasi-statique et dynamique. Afin de présenter les essais de caractérisation dynamique, une présentation de la théorie des barres de Hopkinson est donnée. Les avantages et inconvénients de l'utilisation de barres nylon de grand diamètre développées essentiellement pour tester ces matériaux sont discutés. Un rappel plus détaillé des analyses micromécaniques du comportement des mousses sous chargement quasi-statique et dynamique est donné en annexe.

Le CHAPITRE 2 est consacré à l'étude expérimentale de l'effet d'onde de choc dans les matériaux cellulaires sélectionnés par EADS-CCR, i.e 2 types de mousses métalliques manufacturées (Cymat et Alporas), nid d'abeille (5056) et agglomérés des sphères creuses en



nickel (procédé Ateca). Une nouvelle stratégie expérimentale, ainsi que les dispositifs, sont présentés. Les résultats expérimentaux sont analysés et mettent en évidence le phénomène d'onde de choc. Une étude complémentaire sur l'onde de choc par corrélation d'images est présentée. Enfin, une analyse numérique réalisée avec Ls-Dyna vient conclure cette partie.

Le CHAPITRE 3 présente une technique expérimentale de perforation dynamique inversée appliquée à des structures sandwichs composés de matériaux cellulaires. Une présentation des techniques expérimentales classiques de perforation aux faibles et aux grandes vitesses d'impact est proposée. L'influence de la forme du perforateur, de la géométrie de la cible et des conditions aux limites sur la réponse est aussi discutée. Des résultats de comparaison entre perforation statique et dynamique sont présentés.



**O**n présentera dans ce chapitre les applications potentielles des matériaux cellulaires dans le cadre général, leurs procédés d'élaboration et leur comportement sous chargement quasi-statique et dynamique. La théorie des barres de Hopkinson et ses éventuelles difficultés sont aussi rappelées.

## 1.1 Applications, procédés d'élaboration

### 1.1.1 Introduction

Un matériau cellulaire peut être défini en tant que solide composé de plusieurs cellules ouvertes ou fermées relativement régulières. Les matériaux cellulaires sont connus par leur faible densité, ou plus exactement leur faible densité relative définie comme le rapport de la densité du matériau cellulaire à celle du matériau constitutif du squelette. Elle est souvent de l'ordre de 0.1 de sorte que le volume est essentiellement occupé par de l'air. Contrairement aux matériaux poreux, les variations de pression dans le fluide interstitiel (ici un gaz) peuvent être négligées. Les modes de déformation dominants dans ces matériaux sont donc la flexion et le flambage des parois fines des cellules.

### 1.1.2 Applications

De nos jours, les matériaux cellulaires sont largement utilisés dans l'industrie en raison de leur haute résistance spécifique (en terme de masse). On les trouve souvent sous forme d'âme de panneaux ou de poutres sandwich en vue d'accroître le rapport rigidité/masse de structures mécaniques dans l'aérospatiale, l'automobile...

Ils sont fréquemment utilisés comme absorbeurs d'énergie en cas d'impact grâce à leurs déformation plastique dissipée à un niveau d'effort presque constant sur une large gamme de déformations. Un exemple est la crashbox utilisée pour absorber l'énergie cinétique en cas de collision d'un véhicule. Ils sont aussi utilisés pour l'amortissement des vibrations dans les machines outils, la résistance au feu dans les bâtiments, la mise en point de prothèses, d'implants médicaux, etc. Les matériaux cellulaires sont aussi présents dans l'industrie d'emballage : les mousses polyuréthane et polystyrène et le nid d'abeille thermoplastique sont largement utilisés dans le transport de marchandises.

Ils sont aussi excellents isolateurs acoustique et thermique lorsque ce sont des structures à cellules fermées. Au contraire ils ont une excellente capacité de transfert de chaleur et d'échange chimique lorsqu'ils ont une structure à porosité ouverte. Par exemple en Japon, les mousses telles que l'Alporas sont utilisées comme isolateur acoustique le long des autoroutes et routes à grand trafic pour réduire le bruit, et dans le tunnel ferroviaire pour atténuer les ondes de choc sonique. On rencontre aussi des empilements de billes creuses dans les réacteurs d'avion pour atténuer le bruit généré par la turbine. Cependant, ces propriétés sont souvent combinées. Une application idéale serait une application qui servirait à la fois à réduire le poids de la structure, à absorber l'énergie dans une situation d'accident et d'isoler le bruit et la chaleur. Une telle application multifonctionnelle est, naturellement, difficile à mettre en œuvre, mais souvent il serait possible de satisfaire une application à double intérêt, par exemple la réduction de poids et l'isolation acoustique.

Les enjeux pour l'emploi futur des matériaux cellulaires se situent en partie dans la simplification de la conception, l'augmentation de la sécurité passive, les gains de masse par rapport aux structures existantes, et les gains de coûts.

### 1.1.3 Procédés d'élaboration

Dans cette section, on décrira comment les matériaux cellulaires sont élaborés en pratique. On limite la description aux matériaux cellulaires solides sélectionnés par le centre de recherches EADS-CCR.

#### 1.1.3.1 Nid d'abeille

Le nid d'abeille est élaboré à partir de feuilles en aluminium d'une épaisseur de quelques dizaines de micromètres. Le feuillard (1) (cf., figure 1.1) en aluminium est imprimé avec de la colle (2), coupé en feuilles et empilé (3). Cette pile est mise sous pression et sous température, puis elle est coupée en tranches suivant l'épaisseur désirée (4). Elle est ensuite étirée jusqu'à obtention d'une structure à cellules hexagonales (5). Les paramètres principaux du nid d'abeille sont la taille de la cellule, l'épaisseur de la paroi et l'angle entre les parois adjacentes, qui peut être facilement contrôlé par le déplacement de la machine dans le processus d'étirage.

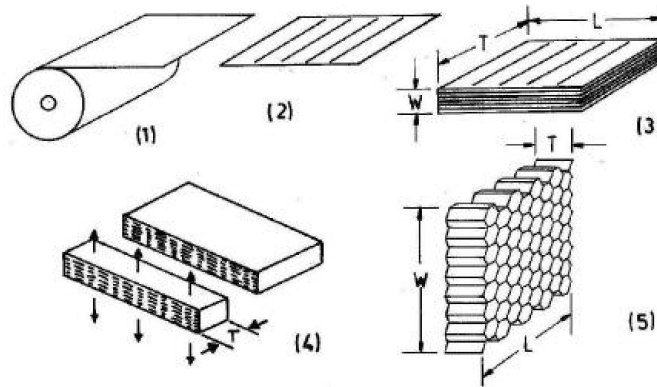


FIGURE 1.1: Procédé de fabrication du nid d'abeille (source [www.eurocomposites.com](http://www.eurocomposites.com)).

#### 1.1.3.2 Mousses métalliques

Pratiquement tous les matériaux peuvent être moussés, les polymères étant les exemples les plus fréquents. La méthode générale pour obtenir une mousse avec un matériau solide est de provoquer la croissance de porosités internes par l'effet de surpressions localisées dans un matériau, sinon liquéfié au moins à l'état pâteux. La première expérience réussie de moussage d'aluminium remonte à 1951 ([Banhart, 2001]) et depuis, plusieurs méthodes ont été proposées.

**a) Moussage par injection de gaz : voie fonderie** La première méthode pour mousser de l'aluminium ou un alliage d'aluminium a été développée par « Hydro aluminium corporation » en Norvège puis vendu au « Cymat aluminium corporation » au Canada. La méthode consiste à former de la mousse par bouillonnement (cf., figure 1.2) en injectant un

gaz (air, azote, argon) au-dessous de la surface du bain d'aluminium fondu et de particules de Carbures de Silicium permettant de rendre le mélange très visqueux. Une roue à aube est utilisée pour créer des bulles de gaz fines dans le liquide et les distribuer de manière uniforme. Les bulles de gaz suffisamment fines permettent d'obtenir une mousse de bonne qualité. Les bulles remontent alors vers la surface mais n'éclatent pas. Une écume stable se forme et il suffit de venir ramasser cette écume à la surface, de la mettre sous forme de brame et de la refroidir sur un convoyeur pour obtenir un semi-produit de mousse. La taille des cellules, et donc la densité de la mousse, est contrôlée en ajustant le débit de gaz injecté. La mousse produite par cette méthode prend la marque commerciale « Cymat ».

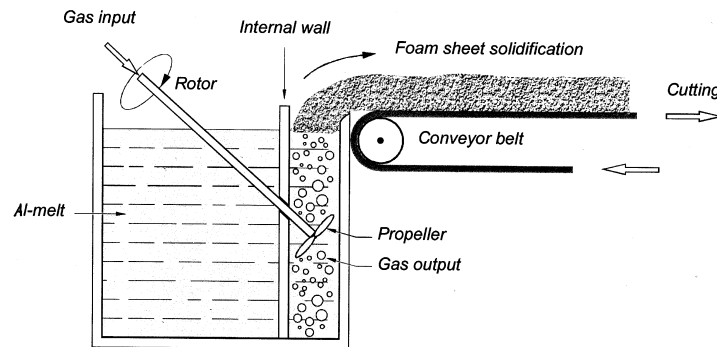


FIGURE 1.2: Moussage direct d'aluminium fondu par injection de gaz (d'après [Banhart, 2001]).

Le principal avantage de cette méthode est son caractère continu. Bien que ce principe d'obtention soit relativement simple, son contrôle est cependant difficile et conduit à des produits peu homogènes et épais. La figure 1.3 montre une photographie d'un bloc de mousse Cymat de 10 cm de large et de densité relative d'environ 0.088, manufacturée avec cette méthode.

**b) Moussage avec un agent de soufflage : voie hybride** Cette méthode a été développée dans sa version moderne par Shinko Wire, Amagasaki en 1985 avec une production de 1000 Kg de mousse par jour. Le principe (cf., figure 1.4) consiste à mélanger un agent moussant, en général du  $TiH_2$  (Hydride de Titane) avec de l'aluminium fondu. Avant le moussage, du calcium est ajouté à l'aluminium fondu à 680 °C, ce qui conduit à la formation d'oxydes de calcium ( $CaO$  ou parfois  $CaAl_2O_4$ ), qui rendent le métal liquide plus visqueux. Le mélange est agité plusieurs minutes jusqu'à ce que sa viscosité augmente d'un facteur cinq. Ensuite, l'Hydride de Titane est ajouté au mélange et se décompose sous l'influence de la chaleur en libérant un gaz qui provoque la croissance de porosités. Cette méthode permet d'obtenir des structures assez performantes car il est possible de contrôler la taille des cellules. La mousse produite par cette technique prend la marque commerciale « Alporas » et c'est la plus homogène sur le marché.



FIGURE 1.3: Photographie d'un bloc de mousse Cymat

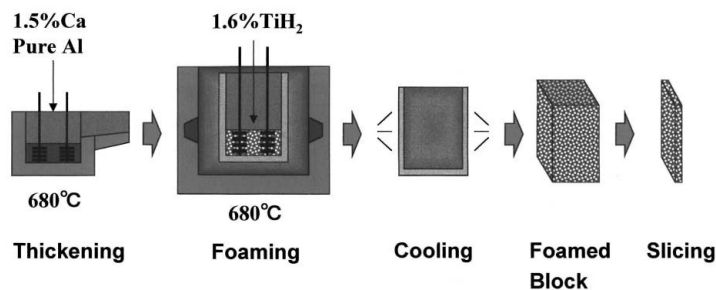


FIGURE 1.4: Moussage direct d'aluminium fondu par agent de soufflage (d'après [Banhart, 2001]).

Il existe d'autres procédés d'élaboration de la mousse d'aluminium comme le moussage par voie métallurgie de poudre. Il est essentiellement développé par L'IFAM (L'Institut Fraunhofer pour la recherche Appliquée en Matériaux). La mousse IFAM est très dense et souvent utilisée dans l'industrie d'automobile ([Blazy, 2003]). Les mousses sélectionnées par EADS sont de mousses manufacturées par la voie de fonderie (Cymat) et hybride (Alporas).

### 1.1.3.3 Agglomération de sphères creuses

L'agglomération (ou empilement) de sphères creuses par frittage ou brasage peut aussi être utilisé dans des structures légères. Les matériaux de base d'élaboration des sphères sont le cuivre, nickel, acier ou titane. La technique de la fabrication des sphères la plus connue est le dépôt électrochimique de fines couches du matériau de base sur des modèles sphériques de polystyrène qui seront ensuite gazéifiés lors la phase d'assemblage par brasage. Le diamètre des sphères varie entre 0.8 et 8 mm, et l'épaisseur entre 10 et 100  $\mu\text{m}$ . La figure 1.5 montre une photographie des sphères creuses en nickel utilisées comme âme

d'un matériau sandwich (image de gauche dans la figure 1.5, diamètre des sphères 2.5 mm, longueur du sandwich 40 mm). Elle montre aussi une photographie d'un empilement de sphères creuses en acier (image de droite dans la figure 1.5, diamètre des sphères 1.5 mm, et longueur 25 mm). L'assemblage de sphères peut être aléatoire ou au contraire régulier, le second type nécessitant plus d'effort mais présentant a priori des propriétés plus reproductibles.

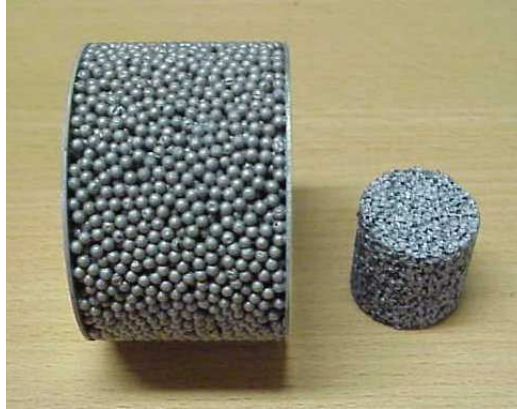


FIGURE 1.5: Photographie des sphères creuses utilisées comme âme du sandwich en nickel (à gauche) et en acier (à droite).

## 1.2 Comportement mécanique des matériaux cellulaires

### 1.2.1 Comportement quasi-statique

Un grand nombre d'études expérimentales, numériques et analytiques du comportement quasi-statique des matériaux cellulaires sont rapportées dans la littérature (revue dans [Gibson & Ashby, 1988] ; [Zhao, 2004]). En général, une courbe typique contrainte vs déformation quasi-statique d'un matériau cellulaire présente une faible zone élastique au début du chargement puis un plateau plastique quasi-parfait qui correspond à l'effondrement successif des parois du squelette jusqu'à la densification. Pour cette déformation, la contrainte croît alors rapidement et s'approche d'une manière asymptotique vers le module de Young du matériau constitutif du squelette comme indiqué dans la figure 1.6.

Le comportement de matériaux cellulaires sous chargement quasi-statique peut être aussi estimé à partir des données du matériau du base du squelette et de la densité relative à partir d'une analyse micromécanique([Gibson & Ashby, 1988] ;[Zhao, 2004]). Un rappel de cette analyse est aussi proposé en annexe. La microstructure géométrique des matériaux cellulaires peut être caractérisée par la technique de la tomographie d'images ([Maire et al., 2003]), permettant d'en déduire le comportement de la mousse ([Fazekas et al., 2002]).



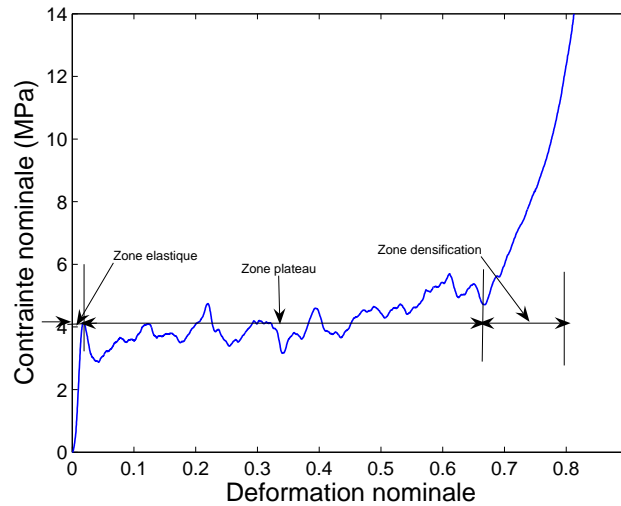


FIGURE 1.6: Courbe contrainte-déformation typique d'un matériau cellulaire sous chargement quasi-statique.

L'utilisation qui nous intéresse des matériaux cellulaires étant l'absorption d'énergie en cas d'impact, le comportement dynamique est plus détaillé dans la suite.

### 1.2.2 Comportement dynamique

Sous faible vitesse d'impact ( $<40$  m/s), des essais présentés dans la littérature semblent montrer une sensibilité assez faible du comportement à la vitesse de certains matériaux cellulaires. Elle peut être attribuée à l'effet de la micro-inertie, ou à la sensibilité à la vitesse du matériau de base ([Klinworth & Stronge, 1988]; [Kenny, 1996]; [Mukai et al., 1999]; [Zhao & Gary, 1998]; [Deshpande & Fleck, 2000]; [Zhao, 2004]; [Zhao et al., 2005]). Le lecteur peut consulter une synthèse de ce dernier dans le livre de [Zhao, 2004]. Un rappel de ces effets est aussi donné en annexe.

On présente ici quelques résultats de nos essais de comportement sous impact de matériaux cellulaires typiques.

La figure 1.7 montre la sensibilité des nids d'abeilles d'aluminium de différents type (5052, 5056) et densités en fonction de la vitesse d'impact, sollicités suivant l'axe des cellules hexagonale. Une augmentation de la contrainte d'environ 15 % est observée. Il est à noter que le comportement des nid d'abeilles impacté suivant la tranche est identique au cas quasi-statique([Zhao & Gary, 1998]).

La figure 1.8 montre la sensibilité à la vitesse des mousses de type IFAM et CYMAT. Contrairement aux nid d'abeilles, les mousses sont généralement isotropes et hétérogènes. La densité de la mousse IFAM testée est d'environ  $620 \text{ Kg/m}^3$  et celle de CYMAT est

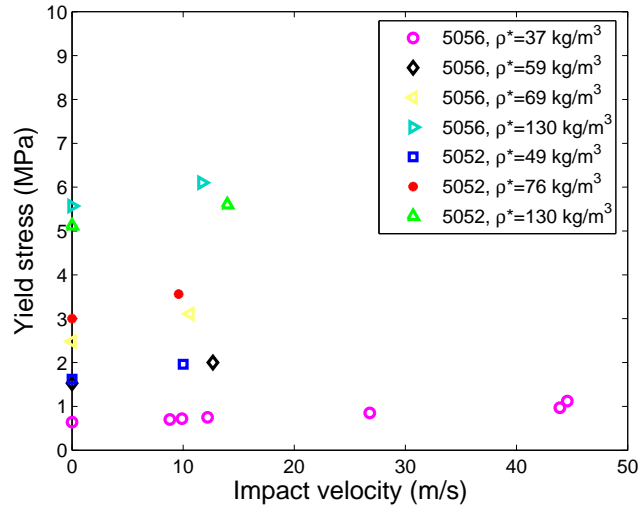


FIGURE 1.7: Sensibilité à la vitesse des nid d'abeilles (d'après [Zhao et al., 2005]).

d'environ  $250 \text{ kg/m}^3$ . Une augmentation de la contrainte de 18 % est observée pour la mousse IFAM et aucune augmentation pour la mousse CYMAT.

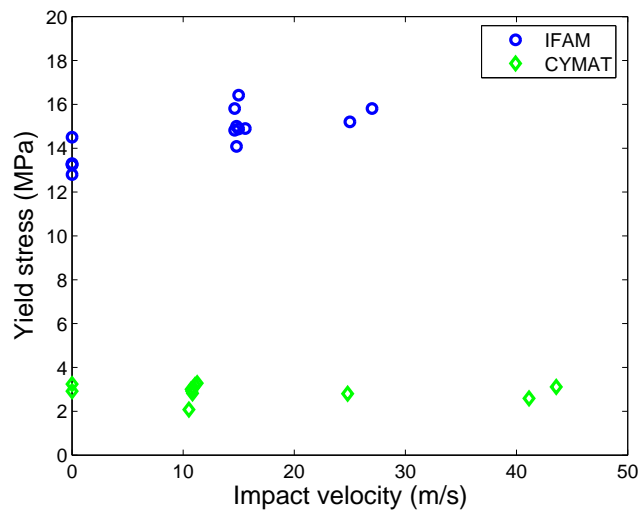


FIGURE 1.8: Sensibilité à la vitesse des mousses (d'après [Zhao et al., 2005]).

La figure 1.9 montre la sensibilité à la vitesse des billes creuses de deux matériaux de base (acier, diamètres 3 et 1,5 mm ; et nickel, diamètre 2,5 mm). L'agglomération des sphères creuses montre aussi une sensibilité à la vitesse. On observe une augmentation de la contrainte moyenne sous impact (+57%) et (+17%) de 57 % pour les sphères en acier et de 17 % pour les sphères en nickel.

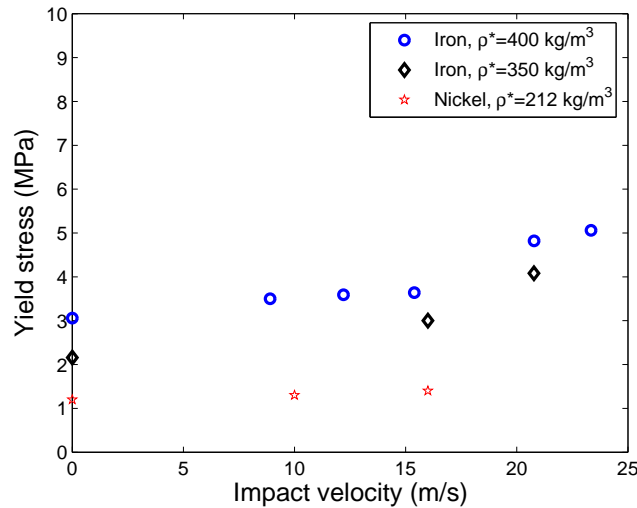


FIGURE 1.9: Sensibilité à la vitesse des sphères creuses (d'après [Zhao et al., 2005]).

Une telle augmentation pour les nid d'abeilles et mousses de type IFAM est liée au pliage progressif des cellules affecté par la micro-inertie tandis que la sensibilité du matériau de base est à l'origine de l'augmentation de la contrainte dans les billes creuses en acier ([Zhao et al., 2005]; [Nasri et al., 2004]).

Aux grandes vitesses d'impact ( $V > 40 \text{ m/s}$ ), le comportement des matériaux cellulaires à la base de cette étude n'a pas encore été beaucoup étudié. Cette constatation est à l'origine de la première partie de ce travail de thèse. Le travail bibliographique est donc présenté en introduction du chapitre 1. Par contre, les outils de caractérisation du comportement dynamique des matériaux cellulaires, qui sont adaptés de la technologie classique des barres de Hopkinson, sont présentés en section suivante.

## 1.3 Essais de caractérisation du comportement dynamique

Dans cette section, on présentera brièvement la théorie de la technique de la mesure aux barres de Hopkinson dans les configurations d'impact classique SHPB (Split Hopkinson Pressure Bar) et d'impact direct DHPB (Direct Hopkinson Pressure Bar). On discutera ensuite des avantages et inconvénients propres au montage SHPB et des barres viscoélastiques.

### 1.3.1 Introduction

La caractérisation des matériaux soumis à une durée de chargement de l'ordre de la milliseconde, correspondant à la plupart des applications civiles, est effectuée principalement avec la technique des barres de Hopkinson (ou autre système dérivé). Cette technique est basée sur la propagation des ondes élastiques dans le système des barres. Elle est à la fois un moyen de mesure et de chargement et a été inventée initialement pour des es-

sais en compression. On l'applique actuellement aussi aux essais de traction et de torsion. La première apparition dans la littérature de cette technique remonte à B. Hopkinson ([Hopkinson, 1914]) qui utilisait une unique barre comme moyen de mesure, puis à R.M. Davies ([Davies, 1948]) qui a fait une analyse complète du dispositif et l'a amélioré en 1948. Le montage de deux barres que l'on utilise couramment aujourd'hui a été développé par ([Kolsky, 1949]).

### 1.3.2 Essai classique de SHPB

Cette configuration fonctionne de la façon suivante : l'échantillon est placé entre deux barres identiques et de limite élastique élevée par rapport à celle de l'échantillon testé. Elles sont appelées barre entrante et barre sortante. Une troisième barre, le projectile, est projetée contre la barre entrante à l'aide d'un système de canon pneumatique (cf., figure 1.10). De ce choc résulte le chargement dynamique de l'échantillon. Le projectile,

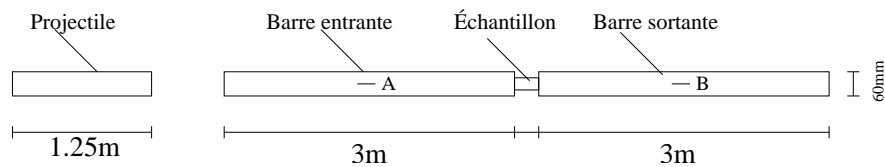


FIGURE 1.10: Configuration d'impact classique SHPB.

en général du même matériau que les barres, induit une onde de compression élastique dans la barre entrante. Cette onde incidente se propage alors jusqu'à l'échantillon. Le changement de nature du milieu entraîne, au niveau de l'interface, une réflexion dans la barre entrante et une transmission, à travers l'éprouvette, vers la barre sortante. Cet ensemble de barres permet le chargement de l'échantillon ainsi que la mesure des ondes de déformation dans les barres par l'intermédiaire de jauges de déformation collées au milieu de chaque barre. Le traitement de ces trois ondes (ondes incidente, réfléchie et transmise) permet de déterminer l'histoire de chargement de l'échantillon. Pour éviter la superposition des signaux incident et réfléchi au niveau de la mesure en A (cf., figure 1.10), la longueur du projectile est choisie strictement inférieure à la moitié de celle de la barre entrante. La figure 1.11 montre un enregistrement des signaux obtenus au niveau des jauges de la barre entrante (ondes incidente et réfléchie) et sortante (onde transmise) pour le cas de la barre en nylon ( $\phi = 60$  mm) utilisée au LMT Cachan.

### 1.3.3 Théorie des barres de Hopkinson

Comme on l'a vu précédemment, le fonctionnement des barres de Hopkinson repose sur la propagation d'ondes élastiques. L'hypothèse d'onde unidimensionnelle permet de relier simplement les déformations mesurées aux contraintes et aux vitesses particulières associées ([Graff, 1975]; [Achenbach, 1978]; [Meyers, 1994]). Il en résulte que ces grandeurs se transportent sans se modifier entre le point de mesure et l'interface, et on en déduit les forces et les déplacements aux interfaces barre-échantillon.

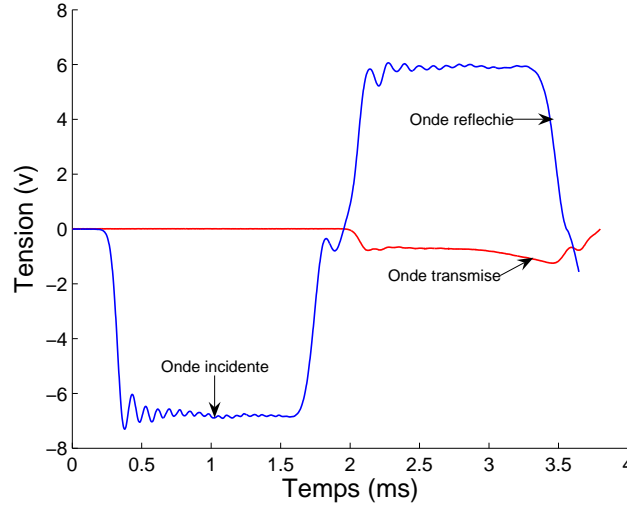


FIGURE 1.11: Signaux de jauges aux barres de Hopkinson. Echantillon de mousse métallique Alporas.

Soit  $\varepsilon_i(t)$  et  $\varepsilon_r(t)$  les déformations associées aux ondes incidente et réfléchie mesurées par la jauge au point A, et celle de  $\varepsilon_t(t)$  associée à l'onde transmise mesurée par la jauge au point B (cf., figure 1.10). Une relation entre la vitesse particulière et la déformation peut être établie.

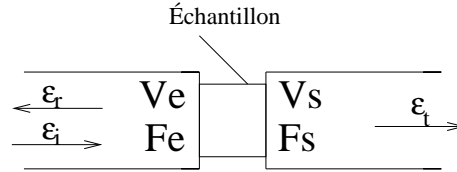


FIGURE 1.12: Théorie des barres de Hopkinson.

Les informations recherchées dans la technique des barres sont les vitesses et déplacements au niveau des interfaces entrante ( $V_e, U_e$ ) et sortante ( $V_s, U_s$ ), ainsi que les forces entrante ( $F_e$ ) et sortante ( $F_s$ ) (cf., figure 1.12). Les forces développées aux deux interfaces sont :

$$F_e(t) = SE(\varepsilon_i(t) + \varepsilon_r(t)) \quad (1.3.1)$$

$$F_s(t) = SE\varepsilon_t(t) \quad (1.3.2)$$

Les vitesses particulières au niveau des interfaces entrante ( $V_e(t)$ ) et sortante ( $V_s(t)$ ) s'écrivent alors :

$$V_e(t) = C(\varepsilon_i(t) - \varepsilon_r(t)) \quad (1.3.3)$$

$$V_s(t) = C\varepsilon_t(t) \quad (1.3.4)$$

où S, E et C sont respectivement la section, le module de Young et la célérité des barres. En intégrant les équations (1.3.3) et (1.3.4), on obtient les déplacements aux deux interfaces :

$$U_e(t) = C \int_0^t (\varepsilon_i(\tau) - \varepsilon_r(\tau)) d\tau \quad (1.3.5)$$

$$U_s(t) = C \int_0^t (\varepsilon_t(\tau)) d\tau \quad (1.3.6)$$

Les grandeurs nominales (contrainte, déformation et vitesse de déformation) dans l'échantillon sont alors déduites, en supposant toujours que la contrainte et la déformation sont homogènes.

$$\sigma_{nominale}(t) = \frac{F_e + F_s}{2S_e} \quad (1.3.7)$$

$$\varepsilon_{nominale}(t) = \frac{U_s(t) - U_e(t)}{l_e} \quad (1.3.8)$$

$$\dot{\varepsilon}_{nominale}(t) = \frac{V_s(t) - V_e(t)}{l_e} \quad (1.3.9)$$

où  $S_e$  et  $l_e$  sont respectivement la section et longueur de l'échantillon.

Pour respecter l'hypothèse que les ondes dans les barres restent élastiques pendant le chargement, la vitesse de chargement est limitée par la relation suivante ([Zhao, 1992]) :

$$V_{max} \leq \frac{2\sigma_y}{\rho C} \quad (1.3.10)$$

où  $\sigma_y$  et  $\rho$  sont respectivement la contrainte seuil, densité des barres.

### 1.3.4 Essai d'impact direct

Dans cette configuration, l'échantillon est fixé directement sur la barre entrante (cf., figure 1.13).

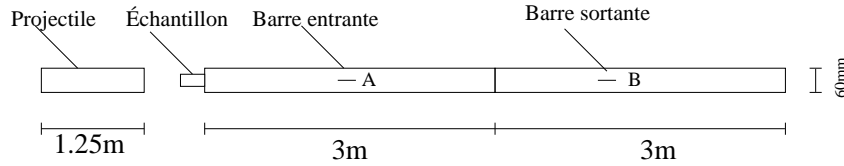


FIGURE 1.13: Configuration d'impact direct DHPB.

Cette configuration est utilisée couramment pour tester le matériau à grande vitesse de déformation, du fait de la limitation de la vitesse maximale discutée ci-dessus. À la différence de la configuration d'impact classique, la connaissance de la force et de la vitesse de la face entrante nécessitent une approximation. En effet, si on suppose un état d'équilibre dans l'échantillon, la force entrante est égale à la force sortante. La vitesse entrante peut être déduite à partir de la vitesse d'impact initiale de projectile  $V_0$  et de la force de décélération du projectile déduite à partir de la force sortante  $F_s(t)$  mesurée par la barre entrante. La propagation de l'onde dans le projectile est aussi supposée unidimensionnelle. La vitesse entrante est définie par :

$$V_e(t) = v_{projectile} = V_0 - \int_0^t \frac{F_s(t)}{M} dt \quad (1.3.11)$$

où  $M$  est la masse du projectile.

### 1.3.5 Calage temporel des ondes

Les essais aux barres de Hopkinson sont fondés sur la connaissance des ondes (l'onde incidente, l'onde réfléchie et l'onde transmise) aux interfaces barre-échantillon. Or, la mesure s'effectue loin de ces interfaces. Un transport fictif des ondes mesurées à une certaine distance est donc indispensable. Ce transport pose la difficulté de définir les ondes de base et leurs position relative. En fait, une détermination correcte de l'instant initial relatif des trois signaux est importante pour obtenir une bonne histoire précise du chargement, surtout dans les premiers instants, très sensible à la synchronisation des ondes. Une petite erreur de choix d'origine implique une erreur importante. La détermination de l'instant initial de chaque onde se fait en supposant le comportement de l'échantillon linéaire élastique car la plupart des matériaux présentent une zone élastique au début du chargement. Avec une estimation du module élastique de l'échantillon, on peut simuler les ondes réfléchie et transmise à partir de la connaissance de l'onde incidente. L'origine des ondes expérimentales est obtenue en faisant coïncider le début de ces dernières avec le début des ondes simulées ([Zhao & Gary, 1996]).

### 1.3.6 Utilisation de barres viscoélastiques et de grand diamètre

Le système conventionnel des barres de Hopkinson, constitué de barres métalliques, répond parfaitement aux besoins des essais sur les matériaux métalliques, les bétons, les roches, etc. Cependant, lorsque le matériau à tester est de très faible résistance comme les matériaux cellulaires, les barres métalliques produisent des signaux de faible intensité qui sont presque noyés dans le bruit de fond. Cela est dû à une différence d'impédance importante entre la barre métallique et le matériau testé. Il est donc nécessaire d'utiliser des barres de faible impédance, telles que les barres en nylon, qui sont alors généralement viscoélastiques.

De plus, la caractérisation de matériaux cellulaires métalliques en utilisant une SHPB en nylon pose aussi une autre difficulté : la grande variabilité des résultats due au faible rapport de taille entre l'échantillon et les cellules. Pour la surmonter, un grand diamètre des barres est nécessaire pour obtenir un volume représentatif de l'échantillon de matériau cellulaire.

Etant donné que les barres en nylon ont un comportement viscoélastique et un grand diamètre, il est alors indispensable de corriger les dispersions d'onde dues à la géométrie et à la viscosité des barres ([Chree, 1889]; [Davies, 1948]; [Zhao, 1992]; [Zhao & Gary, 1995]). Pour montrer la qualité d'une telle correction, un essai SHPB sans échantillon est réalisé. Dans cet essai, les forces entrante et sortante doivent être identiques. La figure 1.14 montre une comparaison entre ces deux forces. Ceci prouve que la méthode de transport proposée donne un résultat satisfaisant.

Nous avons vu que certains matériaux cellulaires présentent une augmentation de résistance sous impact ( $< 45$  m/s) pouvant être attribué à l'effet de la micro-inertie ou du

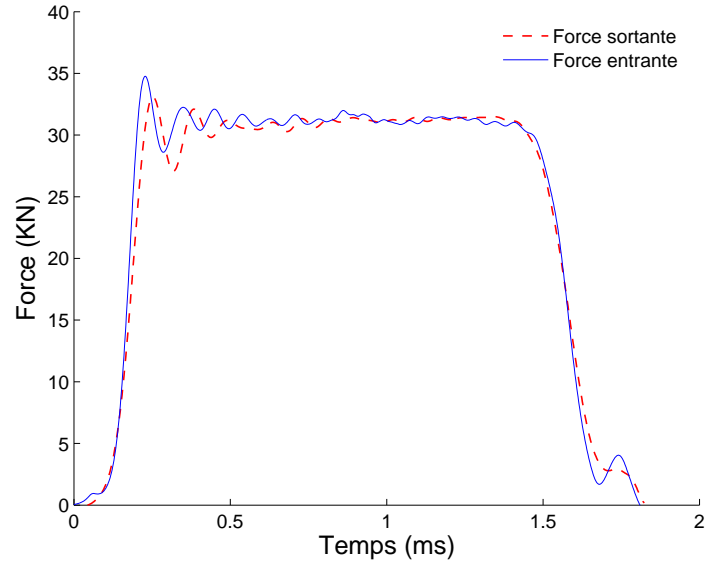


FIGURE 1.14: *Comparaison force entrante et sortante.*

matériau de base. Quand un matériau cellulaire est impacté à une vitesse élevée, comme par exemple un impact d'oiseau, une onde de choc peut se former. Ce phénomène a encore été peu étudié expérimentalement. Nous avons vu aussi que la technique de mesure dynamique aux barres de Hopkinson permet de caractériser le comportement des mousses sur une large gamme de vitesses de déformation.

Le chapitre suivant présente donc une étude expérimentale basée sur un essai aux barres de Hopkinson, sur le comportement des matériaux cellulaires aux grandes vitesses d'impact.



---

## Comportement des matériaux cellulaires à très grande vitesse

**C**e chapitre présente une étude expérimentale de l'effet d'onde de choc dans les matériaux cellulaires, i.e. 2 types de mousses métalliques manufacturées (Cymat et Alporas), un nid d'abeille (5056) et un aggloméré de sphères creuses en nickel (Ateca). Des essais sous deux scénarios d'impact différents (impact direct et Taylor-Hopkinson) sont développés. De tels scénarios offrent une mesure indirecte originale de l'histoire de la contrainte derrière et devant le front de choc. L'étude de l'effet d'onde de choc est complétée par des essais utilisant une technique de corrélation d'image. Enfin, cet effet est reproduit numériquement avec le code explicite Ls-Dyna.

## 2.1 L'effet d'onde de choc

Le comportement des matériaux cellulaires démontre la formation d'une onde de choc au sein du matériau aux grandes vitesses d'impact (à partir d'environ 50 m/s, jusqu'à 500 m/s). En effet, une augmentation drastique de la contrainte initiale d'écrasement peut être observée, par exemple sur le bois comme indiqué sur la figure 2.1 ([Reid & Peng, 1997]). Les auteurs utilisent un canon à gaz et la configuration d'impact direct de la technique aux barres de Hopkinson pour écraser l'échantillon jusqu'à 300 m/s. Un modèle de choc rigide plastique bloquant (RPPL) est proposé pour expliquer l'augmentation de la contrainte initiale d'écrasement attribuée à la formation d'une onde de choc.

[Lopatnikov et al., 2003] observent aussi une forte augmentation de la contrainte d'écrasement dans la mousse IFAM en aluminium sollicitée à une vitesse de l'ordre 200 m/s en utilisant la configuration d'impact de type Hopkinson-Taylor : ils envoient l'échantillon, avec une mousse en polymère derrière pour guider l'échantillon dans le canon et obtenir un impact plan pendant l'essai. [Lopatnikov et al., 2004] proposent un modèle élastique plastique bloquant pour étudier l'impact d'une plaque 1-D sur une mousse initialement au repos à une très grande vitesse d'impact (1000 m/s).

[Radford et al., 2005] rapportent des résultats d'essais (jusqu'à 500 m/s) sur la mousse de type Alporas. Le moyen de chargement et la technique de mesure sont ceux de la configuration d'impact direct. [Tan et al., 2005] utilisent la même technique mais ils mettent une masse derrière de la mousse de type Hydro/Cymat en aluminium à cellule fermée (jusqu'à 210 m/s) pour densifier les mousses. Une augmentation significative est aussi observée et attribuée à la formation de l'onde de choc.

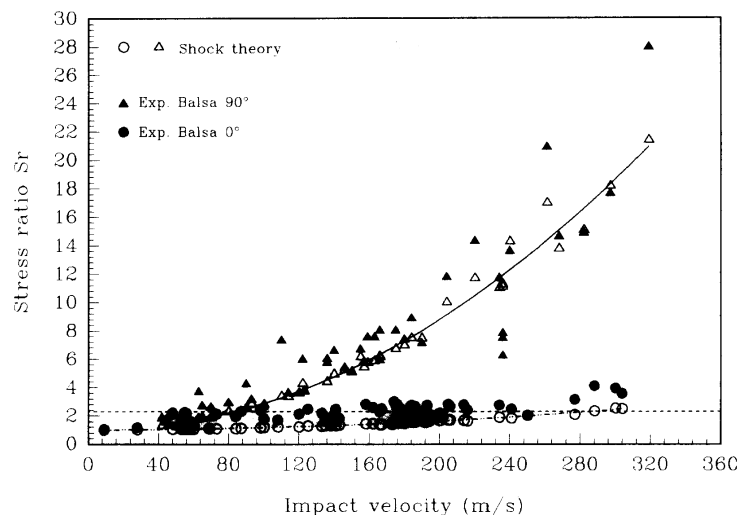


FIGURE 2.1: Effet d'onde de choc dans le bois (d'après [Reid & Peng, 1997]).  $S_r = \frac{\sigma_d}{\sigma_s}$ .

### 2.1.1 Formation d'onde de choc

La formation de l'onde de choc peut être expliquée de la façon suivante. Pour une onde unidimensionnelle, les équations sont :

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma}{\partial z}, \quad \varepsilon = \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.1.1)$$

Le comportement d'un solide arbitraire peut être décrit par la fonction contrainte-déformation suivante :

$$\sigma = f(\varepsilon) \quad (2.1.2)$$

En substituant (2.1.2) dans (2.1.1), on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = [C(\varepsilon)]^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (2.1.3)$$

où  $C(\varepsilon)$  est la vitesse de la propagation des ondes qui dépend des propriétés mécaniques du matériau.

L'équation (2.1.3) signifie que la vitesse de la propagation d'onde dépend du niveau de déformation. On voit alors que, qualitativement, dans le cas où la fonction  $\sigma = f(\varepsilon)$  est convexe (cas d'un solide élasto-plastique usuel), la célérité des ondes diminue avec la déformation plastique. L'onde se disperse donc en se propageant. En revanche, dans le cas de matériaux cellulaires, cette fonction est concave suite à la déformation de blocage, comme indiqué dans le chapitre d'introduction. La célérité des ondes augmente avec la densification. Donc, l'onde se concentre en se propageant, jusqu'à former une discontinuité qui correspond à la formation d'un front de choc. Donc, si l'impact est suffisant pour atteindre la déformation au blocage, une onde de choc peut se former et un front de choc peut se propager dans un matériau cellulaire.

### 2.1.2 Lois de conservations à travers le front de choc

À travers un front de choc, les lois de conservation de Rankine-Hugoniot s'appliquent ([Zhao, 2004]). Ainsi, on considère une onde de choc plan unidimensionnelle comme indiqué sur la figure 2.2. Avant l'arrivée du front de choc, l'état du matériau est donné par la densité initiale  $\rho_0$ , la vitesse particulière  $v_0$ , la contrainte  $\sigma_0$  et l'énergie interne initiale  $E_0$ . Derrière le front de choc, le matériau est décrit par un autre état  $\rho_1, v_1, \sigma_1, E_1$ .

La loi de conservation de la masse, pour un temps  $dt$ , s'écrit :

$$dM = S[-v_1 dt \rho_1 + v_0 dt \rho_0 + U dt (\rho_1 - \rho_0)] = 0 \quad (2.1.4)$$

Ce qui permet d'aboutir à l'équation simplifiée suivante :

$$\rho_1 (U - v_1) = \rho_0 (U - v_0) \quad (2.1.5)$$

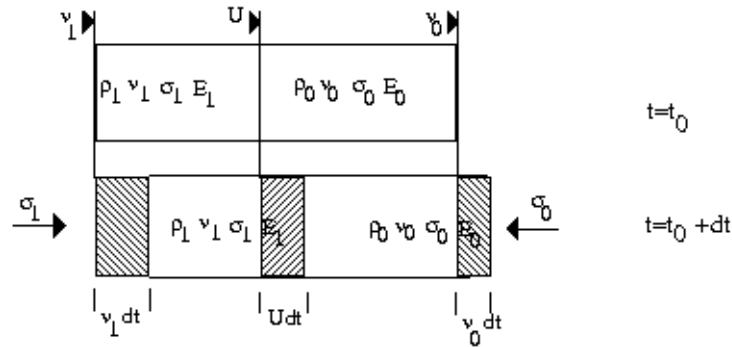


FIGURE 2.2: Lois de conservation à travers le front de choc.

L'équation de la quantité du mouvement, pour un temps  $dt$ , s'écrit :

$$S(\sigma_1 - \sigma_0)dt = S[-v_1 dt \rho_1 v_1 + v_0 dt \rho_0 v_0 + U dt (\rho_1 v_1 - \rho_0 v_0)] \quad (2.1.6)$$

En substituant l'équation (2.1.5) dans (2.1.6), on obtient l'équation simplifiée suivante :

$$\sigma_1 - \sigma_0 = \rho_0 (U - v_0)(v_1 - v_0) \quad (2.1.7)$$

De la même manière, la loi de la conservation de l'énergie peut être obtenue sous la forme simplifiée suivante :

$$E_1 - E_0 = \frac{(\sigma_1 + \sigma_0)(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1})}{2} \quad (2.1.8)$$

### 2.1.3 Effet d'onde de choc dans les matériaux cellulaires

[Reid & Peng, 1997] analysent l'impact d'un matériau cellulaire contre un mur rigide immobile (cf., figure 2.3).

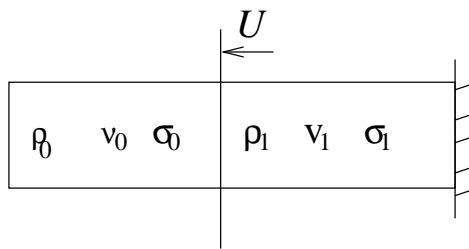
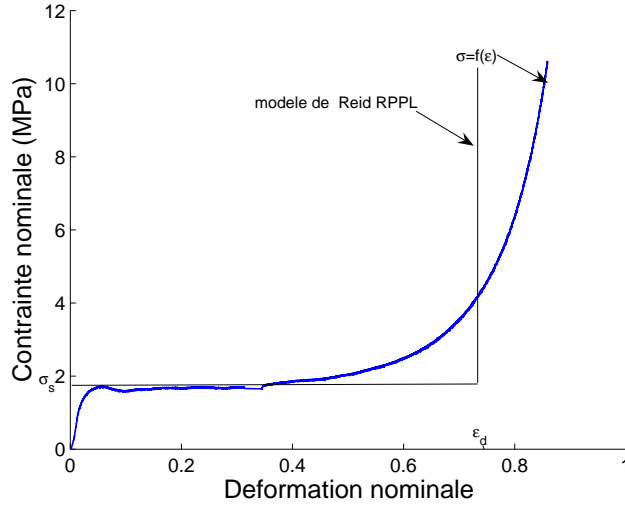


FIGURE 2.3: Modèle de choc dans le matériau cellulaire.

Ils supposent que le comportement du matériau peut être assimilé à un modèle rigide plastique bloquant : RPPL (cf., figure 2.4). Un front de choc se propageant à une vitesse  $U$  peut être formé.

FIGURE 2.4: *Modèle de Reid : Rigide Plastique Bloquant considéré.*

Les conditions limites sont données par :

$$v_0 = V, \quad v_1 = 0 \quad (2.1.9)$$

La contrainte devant le front de choc est notée  $\sigma_0$ . Elle est supposée être égale à la contrainte seuil du matériau. La contrainte derrière le front de choc est notée  $\sigma_d$  :

$$\sigma_0 = \sigma_s, \quad \sigma_1 = \sigma_d \quad (2.1.10)$$

En utilisant le modèle rigide plastique bloquant simplifié, la densité derrière le front de choc est donnée par :

$$\rho_1 = \frac{\rho_0}{1 - \varepsilon_d} \quad (2.1.11)$$

où  $\varepsilon_d$  est la déformation au blocage (densification).

L'équation de la conservation de la masse (2.1.5) devient :

$$\rho_1(U) = \rho_0(U - V) \quad (2.1.12)$$

Ceci permet donc d'obtenir une expression explicite de la vitesse de propagation du front de choc :

$$U = \frac{-(1 - \varepsilon_d)V}{\varepsilon_d} \quad (2.1.13)$$

En substituant l'équation (2.1.12) dans l'équation de la conservation de la quantité du mouvement, on peut écrire :

$$\sigma_1 - \sigma_0 = \rho_1 UV = \frac{\rho_0 UV}{1 - \varepsilon_d} \quad (2.1.14)$$

En tenant compte de l'équation (2.1.13), on obtient :

$$\sigma_1 - \sigma_0 = \frac{\rho_0 V^2}{\varepsilon_d} \quad (2.1.15)$$

L'élévation de contrainte attribuée à la formation de l'onde de choc dans le matériau cellulaire proposé par ([Reid & Peng, 1997]) est finalement donnée par l'expression :

$$\sigma_d = \sigma_s + \frac{\rho_0 V^2}{\varepsilon_d} \quad \text{ou} \quad \frac{\sigma_d}{\sigma_s} = 1 + \frac{\rho_0 V^2}{\varepsilon_d \sigma_s} \quad (2.1.16)$$

#### 2.1.4 Conclusion sur l'effet d'onde de choc

Le concept d'onde de choc est utilisé pour expliquer l'augmentation drastique de la contrainte observée expérimentalement. Cependant, cette explication n'est qu'une hypothèse et il n'y a pas de preuves expérimentales de ce phénomène. Dans les études expérimentales antérieures, plusieurs essais sont menés pour lesquels l'échantillon va heurter la barre entrante du dispositif des barres de Hopkinson. Dans une telle configuration, uniquement la contrainte et la vitesse particulière sur la face d'impact sont mesurées. La vitesse de front de choc, le saut de densité ou de contrainte derrière et devant le front de choc ne sont pas mesurés. Or ils présenteraient des preuves expérimentales de l'existence d'une telle propagation du front de choc. De plus, la compréhension de l'élévation de contrainte aux grandes vitesses d'impact n'est pas complète car il existe peu de résultats expérimentaux pour les différents matériaux cellulaires étudiés (différentes mousses, sphères creuses, nid d'abeille). On ne peut pas savoir par exemple si la microstructure et le mode d'effondrement ont une influence sur cette augmentation, comme c'est le cas aux faibles vitesses d'impact (Zhao [2004]). On ne peut pas non plus savoir s'il existe une vitesse critique à partir de laquelle l'augmentation va devenir importante.

De nouveaux résultats expérimentaux sont donc nécessaires pour mieux comprendre l'aspect fondamental de l'augmentation de la contrainte. En effet cela permettra de déterminer si, dans un calcul numérique, l'augmentation doit être intégrée aux propriétés de matériaux ou si l'on doit introduire l'effet de la microstructure.

Pour répondre à ces questions, un nouveau montage expérimental est développé. Il consiste à tester le matériau dans 2 scénarios d'impact différents, ceci permettant d'offrir une mesure indirecte de l'histoire de force-temps devant et derrière le front de choc. Une telle mesure donne aussi une mesure de la vitesse de propagation du front de choc.

## 2.2 Etude expérimentale

### 2.2.1 Dispositif expérimental et configurations

Une barre de Hopkinson en nylon, de grand diamètre ( $\phi = 60\text{mm}$ ) et de longueur 6 m est utilisée comme moyen de mesure. Un canon à gaz de 70 mm de diamètre intérieur permet de lancer le projectile.

Deux scénarios d'impact différents sont considérés. Le scénario 1 consiste à fixer l'échantillon directement sur la barre entrante et de lancer le projectile pour écraser l'échantillon cellulaire (cf., figure 2.5).

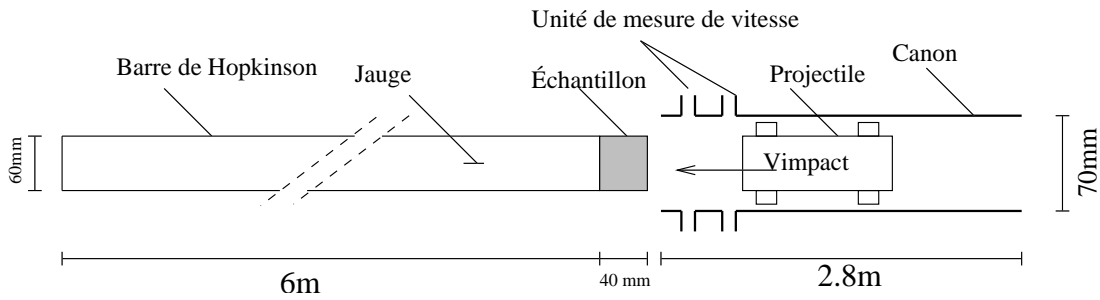


FIGURE 2.5: Scénario d'impact 1 : configuration d'impact direct.

Une photographie du montage est donnée en figure 2.6.

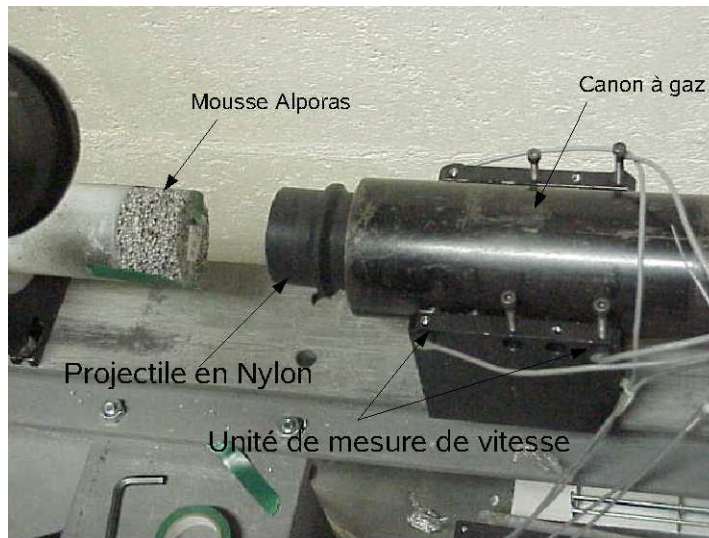


FIGURE 2.6: Photographie du scénario 1.

Le scénario 2 consiste à fixer l'échantillon sur le projectile. L'échantillon-projectile est alors lancé à environ 60 m/s pour heurter la barre de Hopkinson (cf., figure 2.7).

Le principe est qu'à partir de 2 essais, un essai dans chaque scénario, il est possible de reproduire un seul essai complet équivalent pour lequel les signaux seraient mesurés sur les deux faces de l'échantillon (comme pour un essai SHPB classique, mais étendu aux grandes vitesses d'impact).

### 2.2.2 Analyse théorique de deux scénarios d'essai d'impact

La figure 2.8 montre une analyse de la propagation du front de choc dans les deux scénarios.

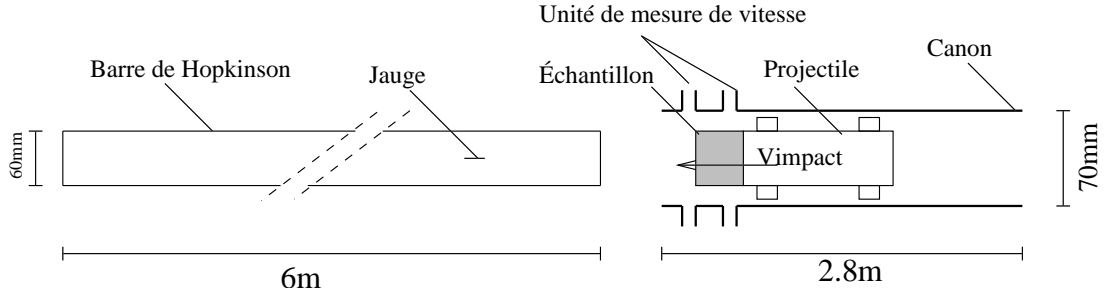


FIGURE 2.7: Scénario d'impact 2 : configuration d'impact Taylor-Hopkinson.

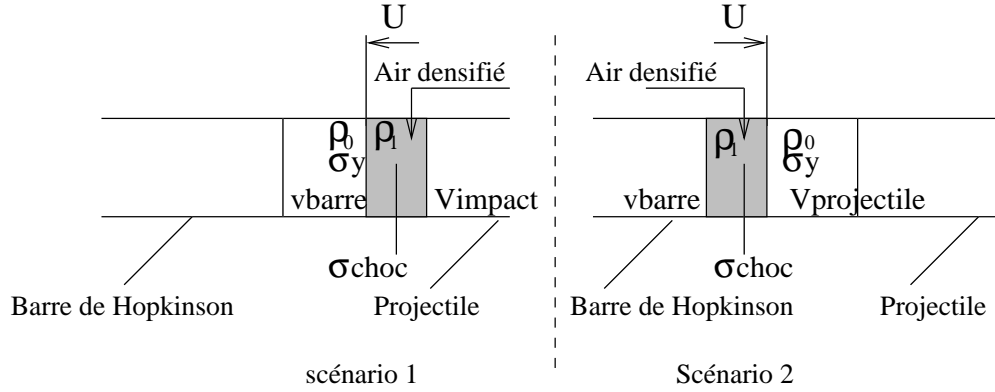


FIGURE 2.8: Analyse de 2 scénarios d'impact.

### Scénario d'impact 1

Pour le premier scénario d'impact (cf., figure 2.8), nous avons derrière et devant le front de choc les quantités suivantes :

$$\begin{cases} \rho_0 = \frac{\rho_i}{1-\varepsilon_y} & \rho_1 = \frac{\rho_i}{1-\varepsilon_{choc}} \\ \sigma_0 = \sigma_y & \sigma_1 = \sigma_{choc} \\ v_0 = v_{barre} & v_1 = V_{impact} - \frac{S_b \sigma_{choc} t}{m_{projectile}} \approx V_{impact} \end{cases} \quad (2.2.17)$$

où  $\rho_i$  est la densité initiale du matériau testé. La vitesse particulière devant le front de choc peut être reliée à la contrainte seuil  $\sigma_y$ .

$$v_0 = v_{barre} = \frac{\sigma_y}{\rho_b C_b} \quad (2.2.18)$$

où  $\rho_b$ ,  $C_b$  sont respectivement la densité et la célérité des ondes dans la barre de Hopkinson. La contrainte de choc  $\sigma_{choc}$  peut être aussi reliée à la déformation de choc  $\varepsilon_{choc}$  à partir de la relation du comportement simplifiée suivante :

$$\sigma_{choc} = \sigma_y + K(\varepsilon_{choc} - \varepsilon_d) \quad (2.2.19)$$

où  $K$  est un paramètre qui caractérise l'écroissage dans la phase de densification (cf., figure 2.9). Les équations (2.1.5) et (2.1.7) avec les conditions de (2.2.17), (2.2.18) et (2.2.19) permettent de calculer la contrainte de choc et la vitesse de la propagation du front de choc.



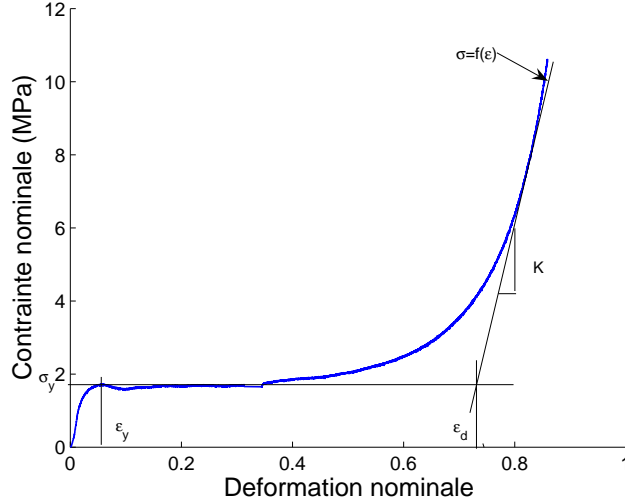


FIGURE 2.9: Courbe typique du comportement d'un matériau cellulaire. Mousse Alporas.

### Scénario d'impact 2

En prenant le cas du second scénario (cf., figure 2.8), nous avons devant et derrière du front de choc les quantités suivantes :

$$\begin{cases} \rho_0 = \frac{\rho_i}{1-\varepsilon_y} & \rho_1 = \frac{\rho_i}{1-\varepsilon_{choc}} \\ \sigma_0 = \sigma_y & \sigma_1 = \sigma_{choc} \\ v_0 = V_{projectile} & v_1 = V_{barre} \end{cases} \quad (2.2.20)$$

A partir de la relation de saut de l'onde élastique dans les barres de Hopkinson, la vitesse particulière peut être reliée à la contrainte de choc :

$$v_1 = v_{barre} = \frac{\sigma_{choc}}{\rho_b C_b} \quad (2.2.21)$$

Comme dans le scénario 1, la contrainte de choc et la vitesse de propagation du front de choc dans le scénario 2 peuvent être obtenues en utilisant les équations (2.1.5), (2.1.7) avec les conditions de (2.2.20), (2.2.21) et (2.2.19).

### Bilan

Dans le modèle RPPL ([Reid & Peng, 1997]), le comportement du matériau est simplifié de telle sorte que la phase de densification est supposée « bloquante ». Ainsi  $\varepsilon_{choc} = \varepsilon_d$ , quel que soit  $\sigma_{choc}$ . Alors, des formules plus simples peuvent être établies et les résultats sont les suivants :

$$\begin{cases} U = \frac{V_{impact}}{\varepsilon_d} & \sigma_{choc} - \sigma_y = \frac{\rho_0 V_{impact}^2}{\varepsilon_d} & \text{scenario1} \\ U = \frac{(1-\varepsilon_d)V_{impact}}{\varepsilon_d} & \sigma_{choc} - \sigma_y = \frac{\rho_0 V_{impact}^2}{\varepsilon_d} & \text{scenario2} \end{cases} \quad (2.2.22)$$

Pour le scénario 1, le front de choc se propage de la face d'impact vers la barre de Hopkinson. La barre mesure donc la contrainte devant le front de choc. Dans le scénario

2, le front se propage à partir de la face d'impact située sur la barre, vers le projectile. Dans ce cas, la barre mesure la contrainte derrière le front de choc. La comparaison de ces deux signaux de contrainte permet (à vitesse d'impact égale) :

- d'observer l'augmentation de la contrainte due à la présence d'un front de choc,
- d'estimer la vitesse de propagation du front de choc.

### 2.2.3 Mise au point des essais à grande vitesse

On souhaite faire des essais à très grande vitesse, ce qui impose, étant donnés nos matériaux, de lancer le projectile à des vitesses supérieures à 50 m/s.

#### 2.2.3.1 Taille des projectiles

A énergie cinétique constante (imposée par le canon à gaz), le rapport de vitesse pour des masses différentes est :

$$\frac{V_1}{V_2} = \sqrt{\frac{m_1}{m_2}} \quad (2.2.23)$$

Donc, pour doubler la vitesse d'impact, la masse du projectile doit être réduite d'un quart. La figure 2.10 montre des photographies de deux projectiles utilisés. Le projectile de 4.3 Kg est utilisé initialement pour tous les essais à faible vitesse. Sa longueur permet de s'assurer que l'échantillon est bien totalement compacté. Le projectile de 1.03 Kg permet théoriquement de doubler la vitesse d'impact limite pouvant être atteinte sur notre dispositif. En pratique, la vitesse limite atteinte avec le projectile de masse 1.03 Kg est d'environ 45 m/s (valeur attendue).



(a) Masse= 4.3 Kg, L=1.2m



(b) Masse= 1.03 Kg, L=300mm

FIGURE 2.10: *Projectiles en nylon utilisés ( $\phi = 60$  mm).*

Pour atteindre une vitesse d'impact supérieure, jusqu'à 100 m/s, il faut alors encore réduire la masse du projectile par 4. La figure 2.11 montre une photographie de ce troisième projectile. Il est en nylon et il est creux sur pratiquement toute sa longueur, puisque seule la face d'impact est un cylindre plein sur une longueur de 40 mm. De plus, afin de réaliser une étanchéité complète et éviter les pertes de pression, tout en assurant le guidage du projectile dans le canon, deux épaulements ont été usinés directement sur le projectile,

avec un jeu minimal de montage entre le projectile et le canon. Ceci pose un nouveau problème : le projectile étant creux, l'air sous pression risque de le faire « gonfler » en augmentant le frottement au niveau des portées de guidage. Afin de réduire cet effet, des perçages sont réalisés dans le corps du projectile (visibles sur la figure). Ils permettent de répartir la pression à l'intérieur et à l'extérieur du projectile au niveau de toute la partie en creux.



FIGURE 2.11: Photographie de projectile conçu pour réaliser des essais à très grande vitesse (Masse=0.412 Kg,  $L=150$  mm,  $\phi = 60$  mm).

### 2.2.3.2 Adaptation du canon à gaz

Le système est composé d'un canon à gaz de diamètre intérieur  $\phi = 70$  mm et de longueur  $L = 2.8$  m. Un réservoir d'air comprimé à une pression  $P$  est connecté à un canon par une vanne à ouverture rapide qui convertit la pression en une énergie cinétique du projectile. La pression est limitée à 9.5 bar par le compresseur. La vitesse d'impact théorique peut être calculée en appliquant la théorème de l'énergie cinétique au système (le frottement est supposé faible, cf., équation 2.2.24).

$$\frac{mV^2}{2} = PSL \quad (2.2.24)$$

où  $m$  est la masse du projectile et  $S$  la section du canon.

Le projectile se déplace dans le fût du canon à la manière d'un piston dans le corps d'un vérin. Pour les très grandes vitesses d'impact, il y a un risque qu'en se déplaçant le vérin crée :

- une surpression de l'air en tête du canon si l'air ne peut pas s'échapper assez rapidement,
- une dépression à l'arrière du canon si celui-ci est trop long.

Ces deux phénomènes s'opposent à l'accélération du projectile. La longueur du fût n'a donc pas été augmentée et au niveau de la sortie il a été percé des trous permettant de faciliter l'évacuation de l'air.

### 2.2.3.3 Analyse de la réponse du système

On a vu précédemment qu'il est théoriquement possible d'atteindre une vitesse d'impact d'environ 100 m/s avec le projectile le plus léger. Cependant, même avec une pression de 9.5 bar, et malgré les précautions prises au niveau du projectile et du canon (cf., les deux paragraphes précédents), la vitesse maximale obtenue est de 60 m/s (cf., tableau 2.1).

Pression (Bar)	Vitesse (m/s)
1	25
2	36.2
3	41
4	43.8
5	48.5
6	51
7	53.8
9.5	60

TABLEAU 2.1: Campagne d'adaptation du montage SHPB à une vitesse d'environ 100 m/s.

Afin d'analyser un peu mieux l'origine de cette limite, nous avons fait varier la position du projectile dans le canon : soit au fond du canon juste devant l'ouverture de la vanne, soit éloigné d'une certaine distance ( cf., tableau 2.2, la longueur du canon est de 2.8 m, pression 6 bar). On constate que la vitesse d'impact du projectile est quasi-indépendante de la position du projectile. La limite semble donc venir d'un problème technique : l'ouverture de la vanne n'est pas assez rapide. Le projectile serait alors mis en mouvement sous l'action d'un profil de pression moins efficace qu'un créneau de pression P.

Distance (m)	Vitesse (m/s)
2.8	51.5
2.3	51.5
2	51
1.5	49.3

TABLEAU 2.2: Variation de la position du projectile dans le canon.

### 2.2.3.4 Adaptation de la mesure de vitesse

Pour que la mesure de la vitesse d'impact soit précise, nous utilisons deux systèmes de mesure de vitesse différents.

Le premier (noté capteur 1) fonctionne comme un capteur laser, largement utilisé sur les bancs d'essai en dynamique. Il est basé sur le principe d'un capteur émetteur/récepteur, le signal étant réfléchi sur l'objet à détecter. Des franges noires (absorbantes) et blanches (réfléchissantes) espacées à intervalles réguliers sont déposées sur l'extrémité du projectile passant devant le capteur. Le signal délivré est une succession de créneaux électriques correspondant au passage des bandes noires et blanches. On peut alors calculer la vitesse d'impact moyenne sur un nombre arbitraire de créneaux. La dimension du projectile empêche d'utiliser ce capteur (pas assez d'espace pour déposer des franges).

Le second système (noté capteur 2) est basé sur le principe de la barrière optique. Le capteur est composé de deux couples émetteur/récepteur distants de 25 mm. Lorsque le projectile coupe un faisceau infrarouge, le signal électrique change de niveau. Connaissant la distance entre les deux faisceaux et le temps entre les deux interruptions au passage de projectile, on peut en déduire la vitesse moyenne d'impact.

La figure 2.12 illustre les profils des signaux enregistrés par les deux systèmes. Le signal du capteur 1 contient une succession de créneaux. Le signal du capteur 2 contient 2 signaux correspondant aux deux faisceaux. Les résultats de comparaison entre les signaux montrent que la mesure est similaire pour une vitesse d'impact d'environ 15 m/s. Par contre, on observe une différence significative à 40 m/s (capteur 2 trop imprécis). La mesure par réflexion d'un signal émetteur doit donc être limitée à des vitesses faibles. Par contre dans cette gamme elle reste tout de même plus précise. Le capteur 2 est alors utilisé pour mesurer la vitesse d'impact pour les essais à grande vitesse.

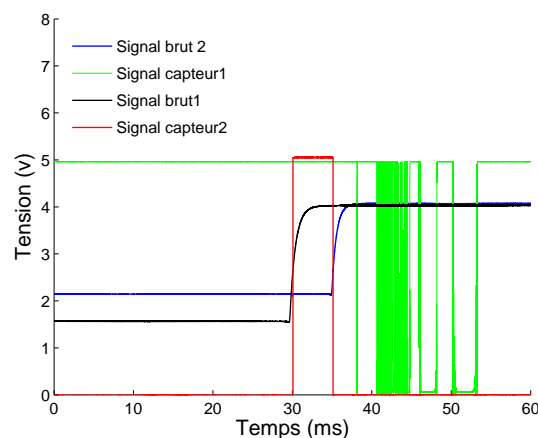


FIGURE 2.12: Profils de signaux de 2 systèmes de mesure de la vitesse d'impact.

## 2.3 Résultats de l'analyse expérimentale de l'effet d'onde de choc

Dans cette section, des essais sur différents matériaux cellulaires de différentes micro-structures (nid d'abeille, mousses aluminium de types Cymat et Alporas et agglomérés de sphères creuses en nickel) sont présentés. La méthode des 2 scénarios d'impact différents est appliquée et analysée. Le modèle de choc proposé par ([Reid & Peng, 1997]) est confronté aux résultats expérimentaux.

### 2.3.1 Matériaux testés

Quatre matériaux cellulaires de différentes micro-structures sont examinés dans cette étude : mousses de type Alporas et Cymat à cellules fermées, nid d'abeille en aluminium 5052 à cellule hexagonale, et agglomérés de sphères creuses en nickel (procédés Ateca). La micro-structure de ces matériaux est différente. Le nid d'abeille est fortement anisotrope et uniquement ses propriétés dans la direction principale (direction axiale des cellules hexagonales) sont étudiées. Les autres sont plus ou moins isotropes. Le mode de ruine (ou d'effondrement) de ces matériaux est aussi différent. La mousse Cymat est quasi-fragile et le mécanisme d'effondrement est la rupture fragile de la paroi de cellules. La mousse Alporas est plus ductile et montre un mode d'effondrement successif des parois des cellules. La figure 2.13 montre des photographies de matériaux étudiés.



(a) A gauche (Cymat), droite (Alporas).



(b) Sphères creuses en nickel



(c) nid d'abeille et mousse Cymat

FIGURE 2.13: Photographie des matériaux testés.

Les caractéristiques géométriques et morphologiques sont données dans le tableau 2.3. La taille des échantillons est prise grande devant la taille caractéristique des cellules.

### 2.3.2 Comportement quasi-statique

La figure 2.14 montre des courbes typiques de contrainte vs déformation nominale en compression quasi-statique des matériaux testés. Les essais sont réalisés sur une machine

Matériaux	Diamètre/Longueur	Taille cellule (mm)
Alporas	60/40	4
Bille creuses	60/40	2.5
Cymat	60/40	4
Nid d'abeille	60/33	7

TABLEAU 2.3: Propriétés géométriques et morphologiques des matériaux testés.

standard MTS. Les échantillons sont comprimés entre deux plateaux en acier. Le chargement est réalisé en contrôlant le déplacement du vérin de la machine. La vitesse du vérin est 0.01 mm/s. La contrainte et la déformation nominales sont obtenues respectivement par division de la force enregistrée par la section initiale de l'échantillon et du déplacement du vérin par la longueur initiale de l'échantillon. Il est raisonnable de travailler avec des grandeurs nominales puisque le coefficient de Poisson plastique est pratiquement nul. Le déplacement de l'échantillon est corrigé du déplacement correspondant à la rigidité de la machine obtenu par un essai à vide.

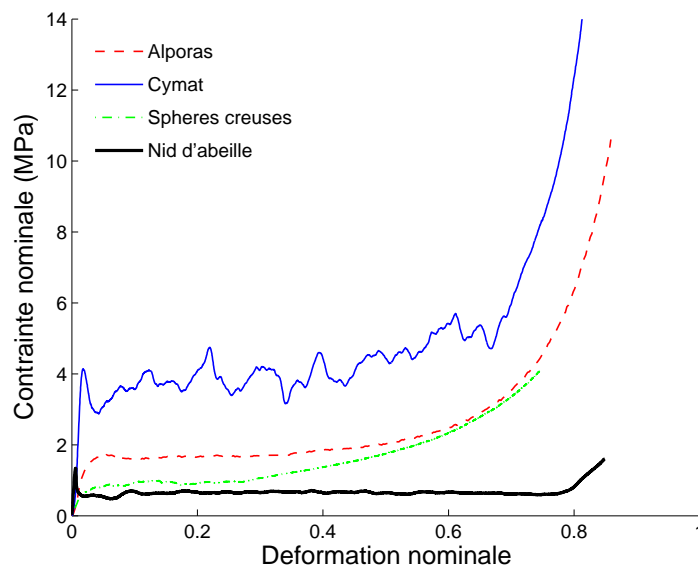


FIGURE 2.14: Courbes typiques contrainte-déformation nominales des matériaux testés.

Les caractéristiques mécaniques (contrainte seuil et déformation à la densification) des matériaux testés sont données dans le tableau 2.4. La valeur de  $\epsilon_d$  est choisie de façon arbitraire comme une moyenne entre le début et le fin de la phase de densification.

Matériaux	Densité ( $kg/m^3$ )	$\sigma_y$ (MPa)	$\epsilon_d$
Alporas	245	1.69	0.7
Sphères creuses	219	1.11	0.5
Cymat	235	3.75	0.72
Nid d'abeille	38	0.63	0.78

TABLEAU 2.4: *Contrainte seuil et déformation au blocage du comportement quasi-statique de matériaux testés.*

### Spécificité des essais de sphères creuses

Les essais de caractérisation sur les empilements de sphères creuses ont été faits avec confinement à l'aide de bandes de scotch sur la surface latérale de l'échantillon (cf., figure 2.15). En effet, la connexion entre les sphères n'est pas assez dure et après une déformation de 15 %, le matériau perd toute sa cohésion et devient comme un tas de sable. La courbe contrainte-déformation présente donc une phase élastique puis une phase d'effondrement plastique des sphères à environ 15 % qui s'achève par la chute de la contrainte. La figure 2.16 montre de comparaison entre les courbes contrainte-déformation quasi-statique pour les deux conditions d'essai (avec et sans confinement). Il montre que l'effet du confinement sur la contrainte seuil des sphères creuses est faible. Ce résultat a aussi été confirmé par des essais sur un autre dispositif de confinement encore plus rigide (tube en acier creux). Par contre la phase de densification est très différente avec le confinement, mais ceci n'est pas intégré dans l'analyse des résultats.



FIGURE 2.15: *Photographie d'essai de confinement de sphères creuses.*



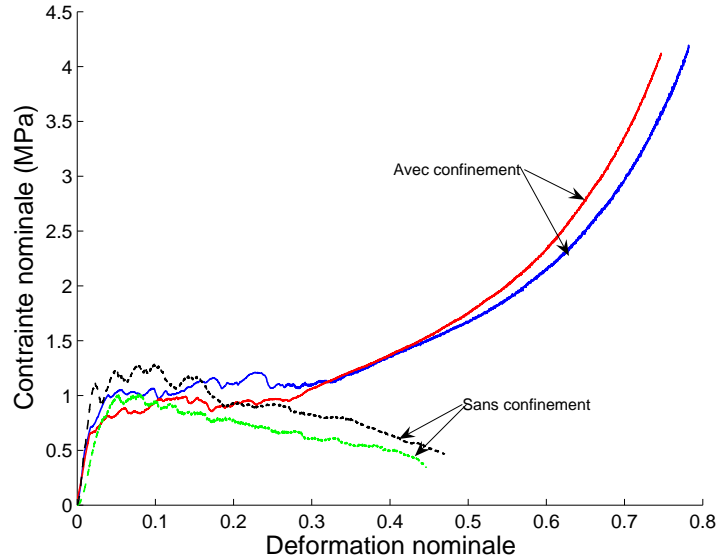


FIGURE 2.16: Effet du confinement dans les sphères creuses.

### 2.3.3 Comportement dynamique

#### 2.3.3.1 Faibles vitesses d'impact

Aux faibles vitesses d'impact, un essai classique SHPB peut être réalisé. Or, en configuration d'impact direct, on mesure uniquement la force et la vitesse particulière d'un seul côté (face sortante). Le calcul de l'histoire de déplacement nécessite donc une approximation (cf., chapitre 1). Pour valider cette configuration, un essai d'impact classique SHPB est donc réalisé et comparé à la configuration DHPB. La figure 2.17 montre une comparaison entre les courbes contrainte-déformation dans les deux configurations pour des vitesses d'impact similaires. Les deux courbes sont quasi-identiques ce qui permet de valider l'approximation. De plus, on peut en déduire que la contrainte est bien homogène dans l'échantillon pour les essais à faible vitesse d'impact (19 m/s).

#### 2.3.3.2 Formation d'onde de choc dans la mousse Alporas et l'empilement de billes creuses

Un essai dans chaque scénario pour chaque type de matériau est réalisé à une vitesse d'impact d'environ 55 m/s. Les figures 2.18 (Alporas) et 2.19 (sphères creuses) montrent l'histoire de forces-temps dans les deux scénarios. Les forces enregistrées dans le second scénario sont différentes des forces dans le premier scénario. Une telle différence est due à la formation d'une onde de choc. On peut noter sur la figure 2.18 que le temps  $\Delta t$  correspond au temps mis par le front de choc pour traverser l'échantillon dans le cas du scénario 1. En effet le front de choc est créé sur la face d'impact (côté projectile) et n'est détecté par la mesure qu'une fois qu'il a traversé l'échantillon. On constate aussi que devant le front de choc, la contrainte dans l'échantillon est bien égale à la contrainte seuil, du fait du passage du précurseur élastique.

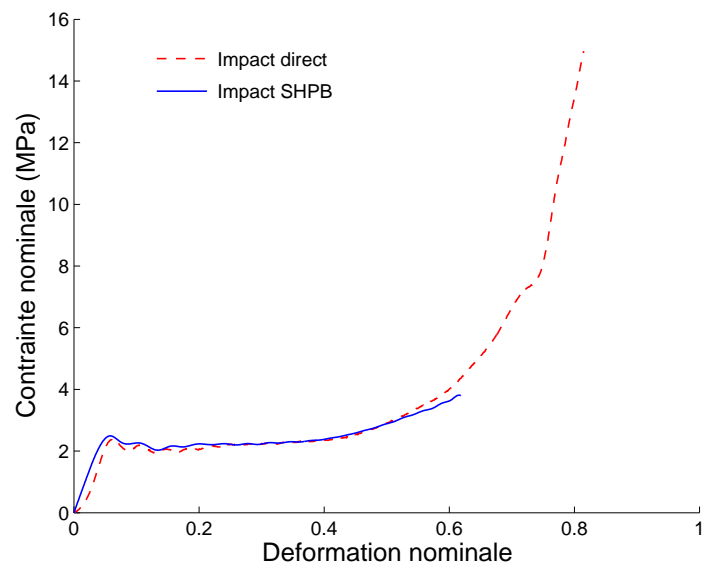


FIGURE 2.17: Courbes contrainte vs déformation : comparaison entre impact classique (SHPB) et direct. Mousse Alporas.

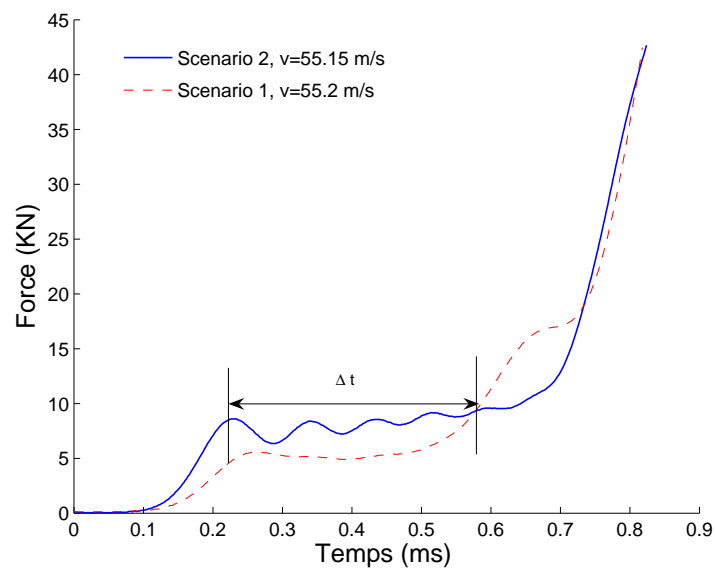


FIGURE 2.18: Profil de la force pour les deux scénarios : mousse Alporas.

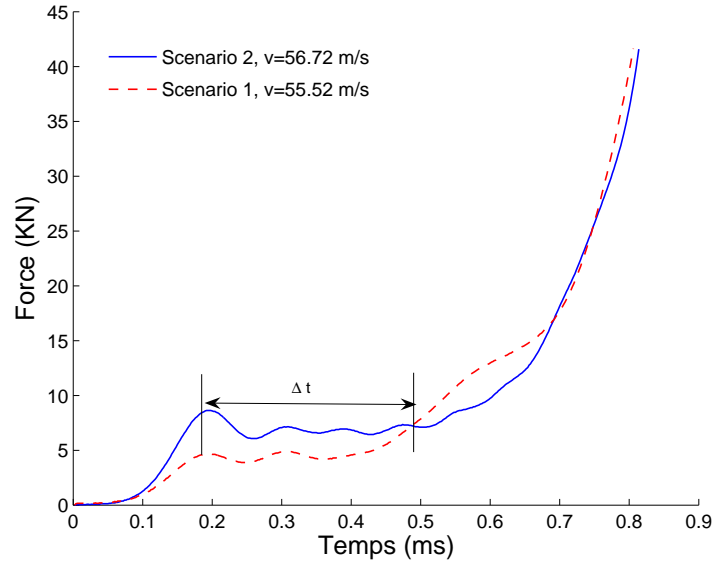


FIGURE 2.19: Profil de la force pour les deux scénarios : empilement de sphères creuses.

Pour tester la reproductibilité du phénomène, l'essai dans le premier scénario est répété sur la mousse Alporas. La figure 2.20 montre une comparaison entre l'histoire de forces vs temps. On voit que ce phénomène est parfaitement reproductible.

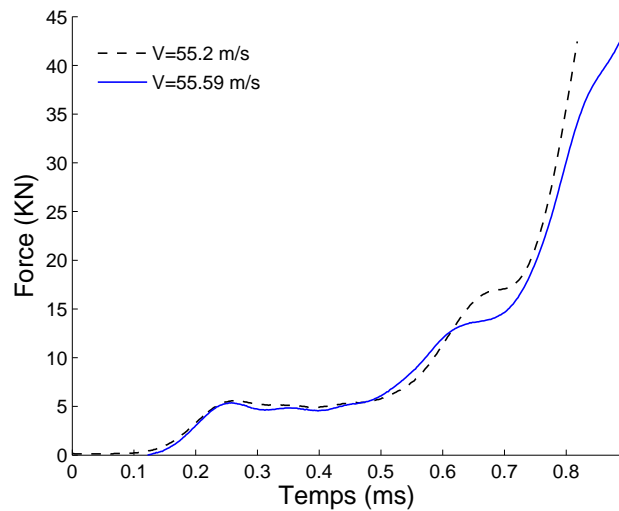


FIGURE 2.20: Profil de la force devant le front de choc : reproductibilité de l'essai à 55.2 m/s : mousse Alporas.

Une synthèse de tous les essais est présentée dans le tableau 2.5 pour la mousse Alporas et le tableau 2.6 pour les sphères creuses. Un essai complémentaire pour chaque matériau est réalisé dans le premier scénario à une vitesse d'impact intermédiaire d'environ 46 m/s. La contrainte  $\sigma_y$  est choisie comme la moyenne entre la contrainte du premier pic ( $t_1$ , environ 4 à 5 % de déformation) et celle qui correspond de 40 % de déformation ( $t_2$ ) (cf.,

équation 2.3.25).

$$\langle \sigma_y \rangle = \frac{1}{(t_2 - t_1)} \int_{t_1}^{t_2} \sigma_{nominale}(t) dt \quad (2.3.25)$$

Type d'essais	Densité (Kg/m <sup>3</sup> )	Vitesse d'impact	$\sigma_y$ (MPa)
Quasi-statique	245	0.00001	1.69
SHPB	242	19.01	2.21
scénario 1	255	19.17	2.15
scénario 1	253	47.01	2.01
scénario 1	284	55.59	2.26
scénario 1	233	55.2	1.83
scénario 2	230	55.15	2.66

TABLEAU 2.5: Résultats des essais pour la mousse Alporas.

Type d'essais	Densité (Kg/m <sup>3</sup> )	Vitesse d'impact	$\sigma_y$ (MPa)
Quasi-statique	219	0.00001	1.11
SHPB	219	18.92	1.21
scénario 1	214	45.45	1.28
scénario 1	213	55.52	1.51
scénario 2	219	56.72	2.49

TABLEAU 2.6: Résultats des essais pour les empilements de sphères creuses.

D'une manière générale, la contrainte seuil dépend fortement de la densité relative du matériau. Donc, pour tenir compte de la variation de la densité des échantillons, une correction basée sur la formule de Gibson & Ashby [1988] est appliquée sur la contrainte seuil (cf., 2.3.26).

$$\sigma_y(\text{corrigée}) = \frac{\sigma_y(\text{mesurée})}{\left(\frac{\rho}{\rho_{\text{reference}}}\right)^{\frac{3}{2}}} \quad (2.3.26)$$

où  $\sigma_y(\text{mesurée})$ ,  $\sigma_y(\text{corrigée})$  sont respectivement la contrainte mesurée et corrigée,  $\rho$  et  $\rho_{\text{reference}}$  sont respectivement la densité de la mousse et une densité choisie comme référence (ici est la densité de la mousse pour les essais quasi-statiques). La figure 2.21 récapitule tous les essais réalisés tenant compte de la correction. Elle présente la contrainte seuil en fonction de la vitesse d'impact. On voit la différence de la contrainte mesurée pour les 2 scénarios. Une telle différence met en évidence la formation d'une onde de choc.

### 2.3.3.3 Pas de formation d'onde de choc dans la mousse Cymat et nid d'abeille

La même méthode d'investigation est appliquée à la mousse Cymat et au nid d'abeille. La masse du projectile utilisé est 1.03 Kg. Les figures 2.22 (nid d'abeille) et 2.23 (mousse cymat) montrent l'histoire de forces vs temps pour les 2 scénarios à une vitesse d'impact

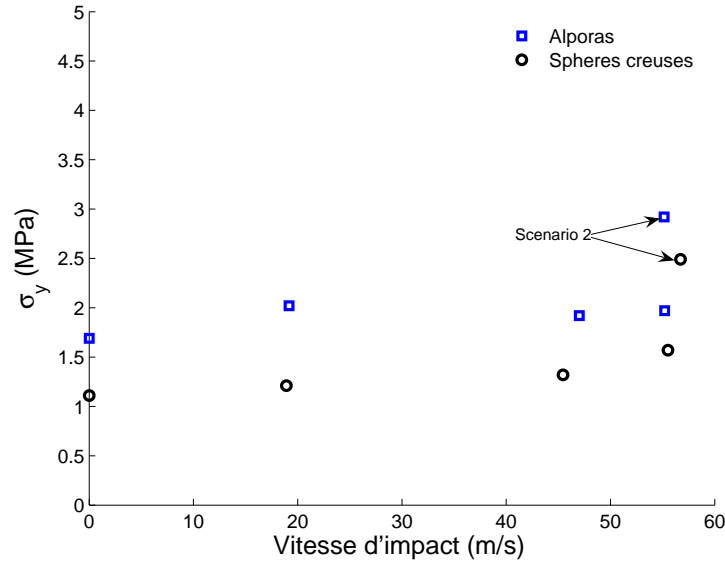


FIGURE 2.21: Contrainte seuil vs vitesse d'impact (mousse Alporas et sphères creuses).

d'environ 45 m/s. Les forces moyennes enregistrées pour les deux scénarios sont quasi-identiques. Un tel résultat implique que l'effet de l'onde de choc n'est pas mis en évidence pour ces matériaux, à des vitesses d'impact inférieures à 45 m/s.

Une synthèse de tous les essais est présentée dans le tableau 2.7 pour le nid d'abeille et le tableau 2.8 pour la mousse Cymat.

Type d'essais	Densité ( $Kg/m^3$ )	Vitesse d'impact	$\sigma_y$ (MPa)
Quasi-statique	38	0.00001	0.63
SHPB	37	19.03	0.63
Scénario 1	36	9.9	0.63
Scénario 1	35	26.8	0.61
Scénario 1	36	43.9	0.84
Scénario 2	35	44.57	0.81

TABLEAU 2.7: Résultats des essais pour le nid d'abeille.

Comme dans le cas précédent, on trace la contrainte seuil en fonction de la vitesse d'impact après la correction de la densité (cf., figure 2.24). Il n'existe pas de différence entre les contraintes mesurés par les 2 scénarios. On voit même une augmentation de la contrainte avec la vitesse d'impact pour les nid d'abeilles, qui n'est pas due à la formation d'onde de choc mais à l'effet de la micro-inertie. Une forte dispersion significative marque le résultat des essais sur le mousse Cymat.

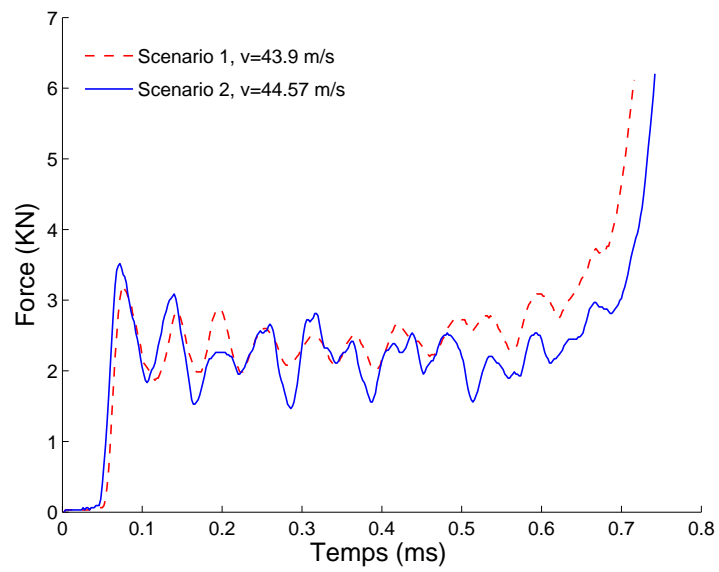


FIGURE 2.22: Profil de la force pour les deux scénarios : nid d'abeille.

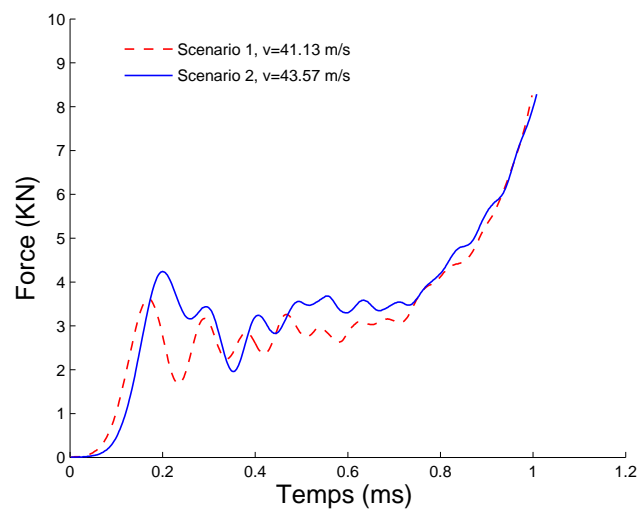


FIGURE 2.23: Profil de la force pour les deux scénarios : mousse Cymat.

Type d'essais	Densité ( $Kg/m^3$ )	Vitesse d'impact	$\sigma_y$ (MPa)
Quasi-statique	235	0.00001	3.75
Quasi-statique	270	0.00001	3.26
Quasi-statique	251	0.00001	2.92
SHPB	244	10.72	3
Scénario 1	237	10.84	2.82
Scénario 1	219	24.8	1.71
Scénario 1	241	41.13	2.59
Scénario 2	250	43.57	3.11

TABLEAU 2.8: Résultats des essais pour la mousse Cymat.

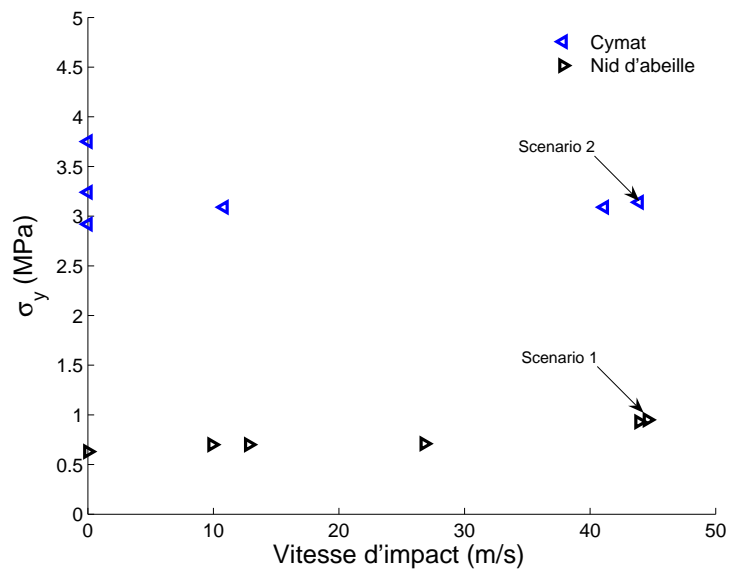


FIGURE 2.24: Contrainte seuil vs vitesse d'impact (Cymat et nid d'abeille).

### 2.3.3.4 Discussion

Pour deux types de matériaux cellulaires (Alporas et empilement de billes creuses), le phénomène d'onde de choc a pu être mis en évidence pour une vitesse d'impact de 50 m/s. Pour les deux autres types de matériaux (mousse Cymat et nid d'abeille) ce phénomène n'a pas pu être mis en évidence. Ces résultats sont donnés dans le tableau 2.9 ainsi que les estimations données par le modèle de choc de [Reid & Peng, 1997]. A noter que l'effet d'onde de choc est supposé négligeable si l'élévation de la contrainte est inférieure à 20 % (ordre de grandeur de la dispersion des essais). De plus, la grandeur  $\frac{\rho_i}{\varepsilon_d \sigma_y}$  du modèle correspond à  $1/V_c^2$  où  $V_c$  serait la vitesse critique au-delà de laquelle l'effet d'onde de choc apparaît. Le calcul donne que pour les mousses Alporas et l'empilement de sphères creuses, l'ordre de grandeur de la vitesse critique est 50 m/s, tandis que pour la mousse Cymat et le nid d'abeille, cette vitesse critique est de l'ordre de 110 m/s. Il est donc probable que nous n'avons pas observé d'onde de choc sur ces matériaux parce que la vitesse d'impact était trop faible (45 m/s).

Le tableau 2.9 montre finalement une assez bonne concordance entre le résultat de l'essai et le modèle simplifié RPPL. Ceci signifie que l'effet d'onde de choc dans les matériaux cellulaires est gouverné par la vitesse d'impact en fonction de la courbe contrainte vs déformation du matériau. Il peut certainement se produire quelle que soit la microstructure et le mode de déformation d'écrasement local.

Matériaux	$\frac{\rho_i}{\varepsilon_d \sigma_y}$	$\frac{\sigma_{choc} - \sigma_y}{\sigma_y}$ (scénario 2)	$\frac{\sigma_{choc} - \sigma_y}{\sigma_y}$ (modèle)
Alporas	2.07 e-04	0.72	0.63
Sphères creuses	3.94 e-04	1.24	1.26
Cymat	0.87 e-04	-0.17	0.16
Nid d'abeille	0.77 e-04	0.28	0.15

TABLEAU 2.9: Comparaison essai-modèle de choc.

## 2.3.4 Résultats complémentaires

### 2.3.4.1 Influence de la microstructure

Un autre aspect important est la sensibilité des matériaux testés à d'autres effets que la vitesse d'impact. La figure 2.25 montre la contrainte seuil en fonction de la vitesse d'impact pour tous les essais réalisés (scénario 1, pas de prise en compte de l'augmentation de la contrainte due à la formation d'onde de choc). On observe une légère sensibilité à la vitesse pour la mousse Alporas et le nid d'abeille, qui est due principalement à l'effet de la micro-inertie dans le flambage progressif du squelette ([Zhao, 2004]; [Abdennadher, 2004]). L'aggloméré de sphères creuses en nickel montre aussi une légère sensibilité mais



attribuée cette fois-ci au matériau de base (cf., annexe). Par contre, aucune sensibilité à la vitesse n'est observée pour la mousse Cymat, car le mode d'effondrement est la rupture fragile de la paroi ([Zhao et al., 2005]).

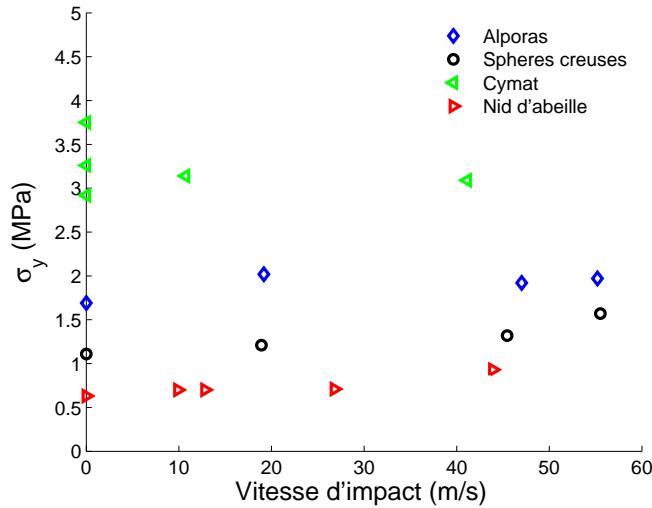


FIGURE 2.25: Sensibilité à la vitesse des matériaux testés.

Ces différentes sources d'augmentation de la contrainte ne peuvent donc pas expliquer la différence de contrainte entre les deux scénarios d'impact différents (1 et 2). Ceci confirme l'effet d'onde de choc. Le saut de la contrainte moyenne liée à la formation du front de choc ainsi que la vitesse de la propagation du front de choc sont données dans le tableau 2.10.

### 2.3.4.2 Célérité du front de choc

La célérité du front de choc peut être calculée à partir du temps  $\Delta t$  identifié directement sur les profils de contrainte pour les deux scénarios d'impact (cf., figure 2.18 pour la mousse Alporas et cf., figure 2.19 pour les sphères creuses) et de la longueur de l'échantillon. En effet, le temps  $\Delta t$  correspond au temps mis par le front de choc pour traverser l'échantillon. Si l'on suppose que la célérité est constante, alors on obtient les résultats présentés dans le tableau 2.10.

Le but de la section suivante est de faire une analyse complémentaire de cette célérité mesurée en utilisant un dispositif d'imagerie rapide couplé à un logiciel de corrélation d'images.

Matériaux	$U(m/s)$	$\frac{\sigma_{scenario2}-\sigma_{scenario1}}{\sigma_{scenario1}}$
Alporas	100	48 %
Bille creuses	113	58 %
Cymat	-	négligeable
Nid d'abeille	-	négligeable

TABLEAU 2.10: Estimation de la célérité du front de choc et la contrainte de choc.

## 2.4 Mesure de la vitesse de propagation du front de choc

La mise en place du montage expérimental utilisant la technique de la mesure avec les barres de Hopkinson proposé dans la section précédente permet la détermination d'une manière indirecte de l'augmentation de la contrainte à travers le front de choc et de la vitesse de propagation du front de choc. Afin de compléter ces résultats, on utilise une caméra rapide pour mesurer le processus d'écrasement d'une mousse de type Alporas pendant l'essai.

### 2.4.1 Mise au point de la prise d'images par la caméra rapide

Les images sont prises pendant l'essai sur échantillon cylindrique dans la configuration du premier scénario. La caméra rapide est une Photron APX RS-3000. L'éclairage de l'échantillon est obtenu par de 2 spots de lumière de puissance 1000 W chacun (cf., figure 2.26 pour un aperçu du dispositif complet). La cadence d'enregistrement des images est de 20000 i/s, ce qui permet d'obtenir une résolution de l'image adaptée à l'analyse de corrélation d'images : 256\*383 pixels. Pendant l'essai, on obtient environ 10 images jusqu'à une déformation nominale d'environ 40 %. Le temps entre 2 images successives est 50  $\mu s$ . La vitesse d'obturation est 1/60000 s. Cette vitesse assure que l'image n'est pas floue tandis que l'éclairage permet d'assurer un contraste suffisant de l'image.

### 2.4.2 Calcul du champ de déformation par corrélation d'images

Le calcul du champ de déformation est réalisé par le programme de corrélation d'images développé au LMT-Cachan (Hild [2002]).

La méthode est basée sur les opérations suivantes :

- (1) discrétisation d'une image carrée, appelée « région d'intérêt » (ROI) en petites zones carrées appelées « zones d'intérêt » (ZOI),
- (2) utilisation de la fonction de corrélation pour chaque ZOI entre l'image déformée et l'image de référence, en vue de calculer son déplacement (en pixel),
- (3) calcul direct du champ de déformation associé. Les points 1 et 2 sont répétés pour chaque image déformée.

Dans cette version du programme Correli, l'algorithme de calcul est basé sur une recherche des déplacements des ZOI sur une base de fonctions de forme, de la même façon

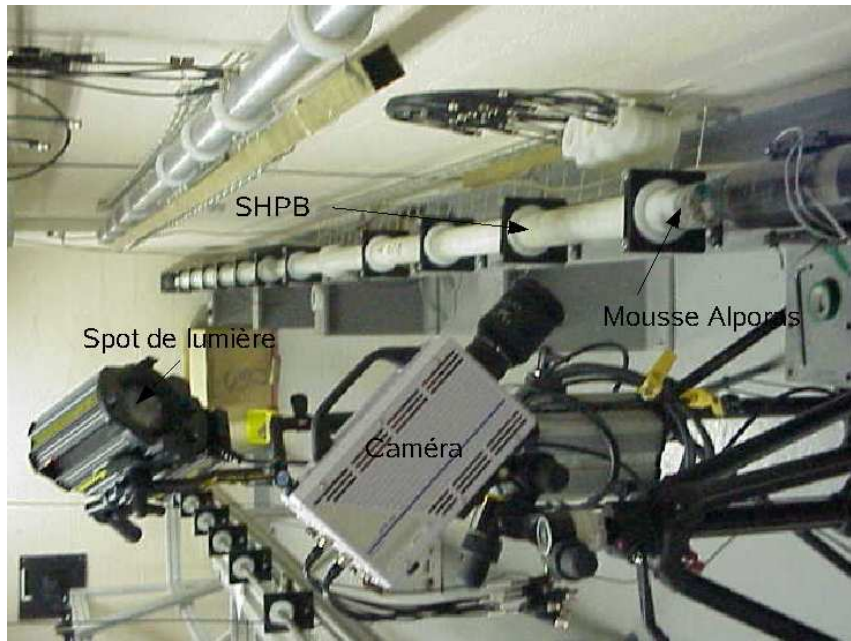


FIGURE 2.26: *Instrumentation du montage optique. Vue d'ensemble.*

que pour un calcul éléments finis. De cette façon, pour le problème traité, la précision est bonne et la taille de la ZOI peut être réduite jusqu'à  $4 \times 4$  pixels.

Cependant, l'algorithme est utilisé en grandes déformations dans le sens que l'image de référence est actualisée : une image déformée est comparée à l'image juste précédente. Dans le cas d'application présenté ici, la difficulté numérique est liée aux grandes déformations que l'échantillon subit pendant la compaction. En effet, l'effondrement de certaines cellules de la mousse modifie radicalement la topologie et pour certaines ZOI la procédure de corrélation est rendue impossible. En vue d'obtenir un bon résultat malgré les cellules qui s'écrasent, la taille des ZOI est prise au plus faible possible de sorte qu'en moyenne pour une section de l'échantillon, les résultats soient fiables (peu de ZOI « mortes »). Dans ce cas, on choisit une taille de  $6 \times 6$  pixels. Cette discrétisation permet d'avoir environ 40 ZOI le long de l'axe de compression de la mousse. Ainsi, les résultats montrent que certaines zones de la ROI sont effectivement affectées par une erreur importante due à l'effondrement des cellules de la mousse mais en proportion négligeable.

### 2.4.3 Analyse moyenne du champ de déformation

La ROI est subdivisée en bandes parallèles, orthogonales à la direction de compression. Une valeur moyenne de la déformation est calculée pour chaque bande (sans prendre en compte les zones où l'erreur est trop importante, signes de ZOI mal corrélées). Avec ce processus, le champ de déformation complet est converti en une variation de la déformation axiale uniquement. L'épaisseur de la bande est pris au minimum pour assurer qu'il n'existe pas d'influence de l'épaisseur de la bande dans le résultat. Trois échantillons de mousses Alporas impactés à 3 vitesses différentes sont considérés (19, 47 et 56 m/s). Le résultat du calcul montre qualitativement une différence entre la réponse de déformation de la

compaction à 19 m/s et 47 m/s, 56 m/s.

- A 19 m/s, La déformation est au début homogène jusqu'à d'environ 10 % de déformation (cf., figure 2.27). Après, la déformation se localise dans une zone près de la barre jusqu'à d'environ 30 % tandis que la déformation nominale est d'environ 20 %. La figure 2.28 montre cette localisation dans l'image prise à 400  $\mu$ s (19 % de  $\epsilon$ ). La déformation est donc globalement homogène sauf pour une hétérogénéité particulière qui est due à une localisation de la déformation, très classique dans les matériaux cellulaires aux faibles vitesses. Il n'existe donc pas de formation d'un front de choc visible à 19 m/s.

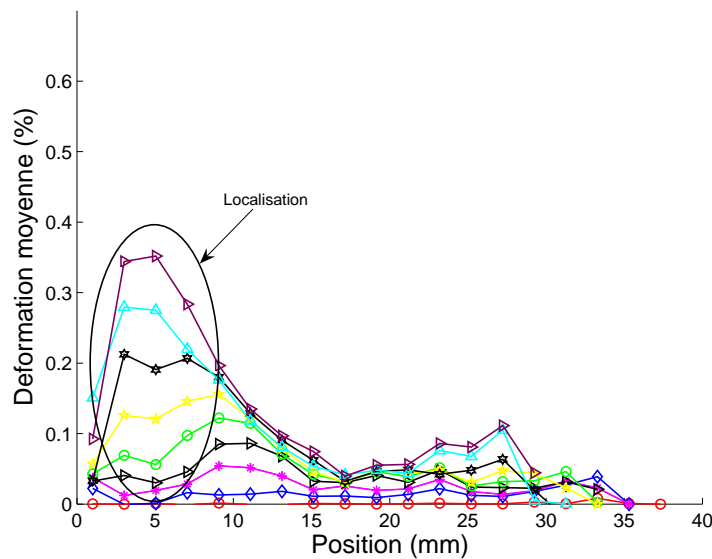


FIGURE 2.27: Champ de déformation dans l'échantillon à 19 m/s

- A 47 m/s, on observe que le processus de compaction de la mousse est différent de celui observé à 19 m/s. Une forte discontinuité de champ de déformation apparaît dès le début de la compaction. La figure 2.29 montre la déformation moyenne de chaque image prise au cours de l'essai en fonction de la position de l'échantillon. Uniquement 6 images sont étudiées. L'interface barre-échantillon est prise comme un repère de référence de l'essai. On observe que cette discontinuité se déplace. Le champ de déformation peut être subdivisé en deux parties. Une partie en contact avec le projectile, qui est immédiatement comprimée à 10 % (image 1) et augmente finalement jusqu'à 60 % (image 6). L'autre partie, en contact avec la barre, qui est en faible compression ( $< 15\%$ ) durant toute la compaction. Il s'agit donc bien de la propagation d'un front de choc mis en évidence par la discontinuité de la déformation. Ce front de choc se propage de la face d'impact du projectile vers la barre. La figure

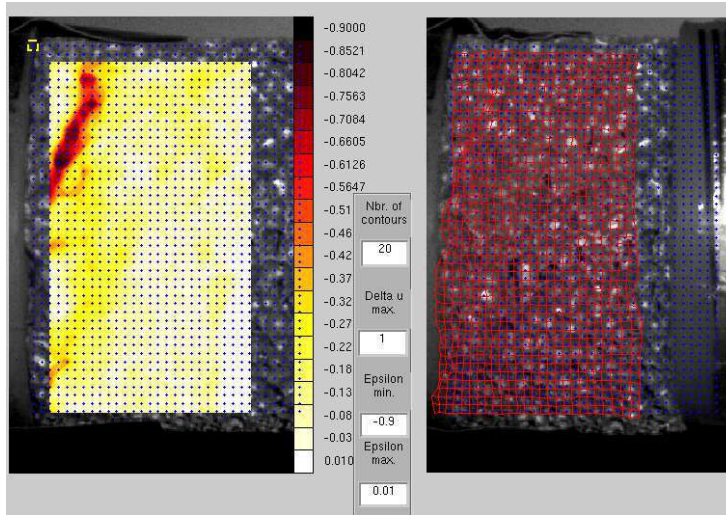


FIGURE 2.28: Localisation de la déformation dans l'échantillon à 19 m/s (19 % de déformation moyenne).

2.30 présente la séquence de 6 images prises au cours de l'essai. On voit bien le déplacement du front de choc au cours de chaque image.

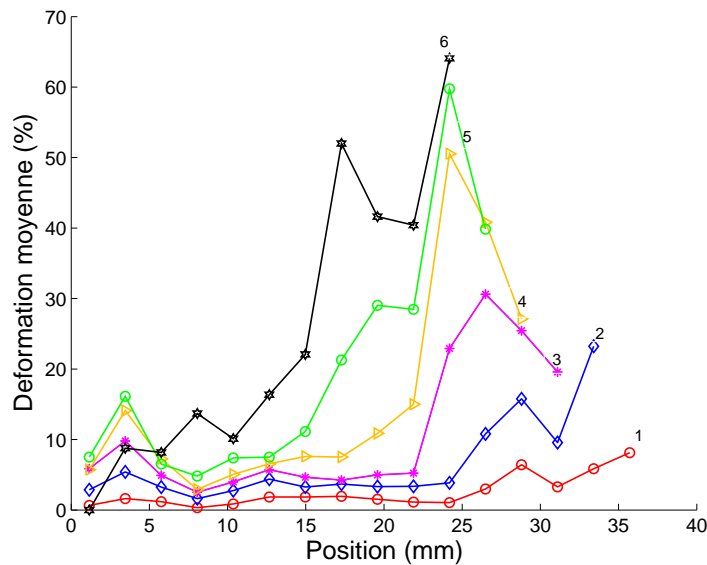


FIGURE 2.29: Champ de déformation dans l'échantillon à 47 m/s.

- A 56 m/s, on observe aussi une forte discontinuité de champ de déformation dans la mousse. Une zone atteint une déformation de 50 % et une zone déformée à 10 % séparée par un front de choc après un déplacement du projectile de 14 mm (cf., figure 2.31). Ensuite, la zone devant le front de choc subit une forte localisation de déformation similaire à ce qui est observé pour l'essai à 19 m/s.

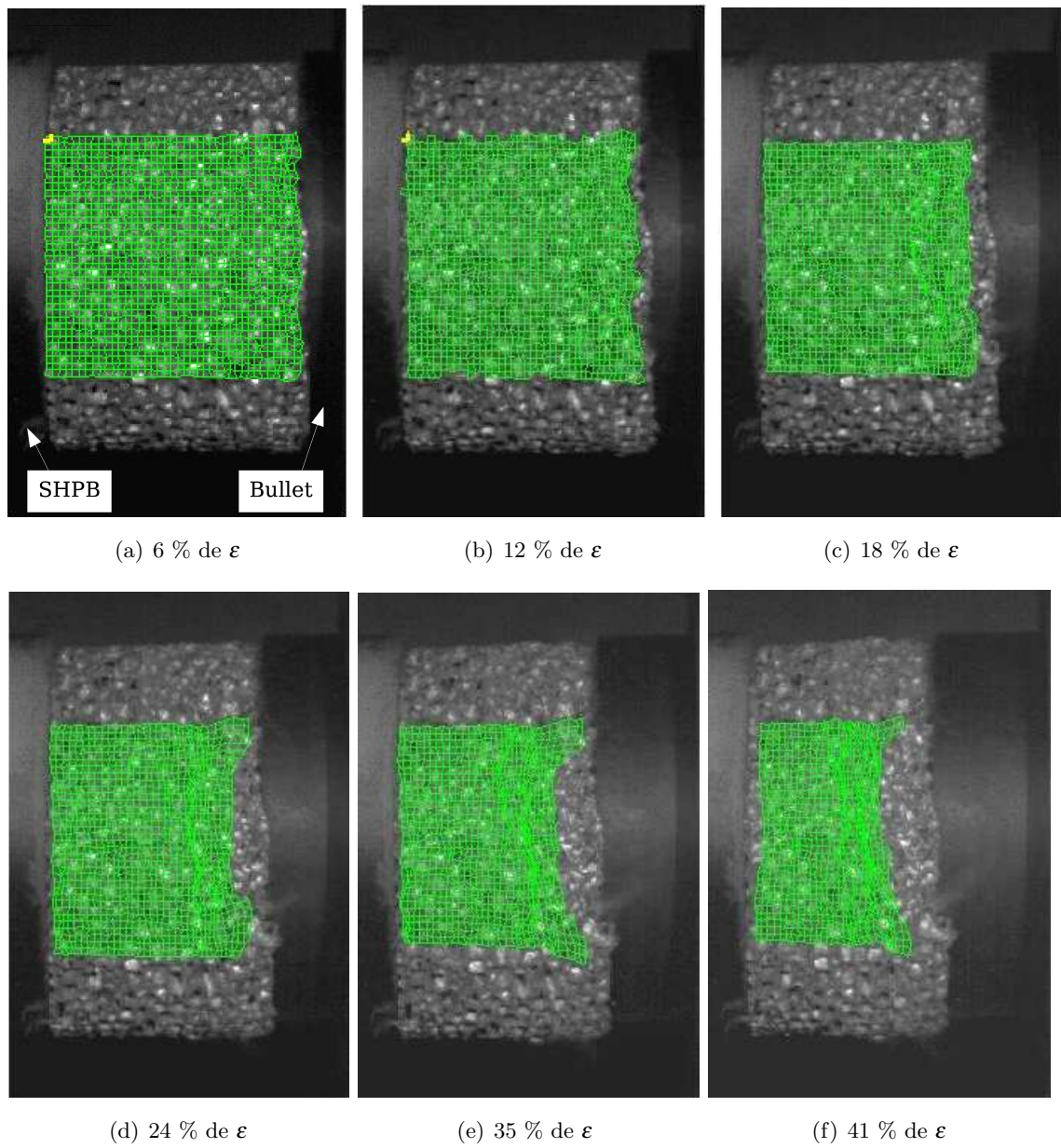


FIGURE 2.30: Cadence de propagation du front de choc dans la mousse Alporas à 47 m/s.

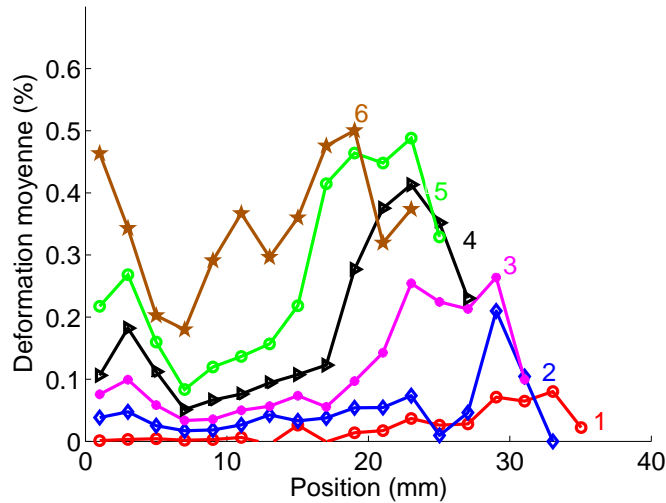


FIGURE 2.31: Champ de déformation dans l'échantillon à 56 m/s.

#### 2.4.4 Mesure de la vitesse de propagation du front de choc

On peut donc mesurer la vitesse de la propagation du front de choc à partir de la position de la discontinuité du champ de déformation. La position du front de choc dans l'épaisseur de l'échantillon est définie arbitrairement à la fin de saut de déformation. Elle est tracée en fonction du temps de capture d'image. Le repère de référence est toujours l'interface barre-échantillon. Les résultats sont donnés dans les figures 2.32 pour la mousse impactée à 47 m/s et 2.33 pour la mousse choquée à 56 m/s. Les résultats montrent que le déplacement du front de choc est quasi-linéaire avec le temps. On y associe donc une vitesse supposée constante obtenue par régression linéaire.

On obtient une vitesse de 75 m/s pour l'essai à 47 m/s et 87 m/s pour l'essai à 56 m/s. Les vitesses mesurées sont donc en bon accord les mesures extraites des signaux de jauges qui donnaient une vitesse de 100 m/s pour une vitesse d'impact de 56 m/s (voir tableau 2.11).

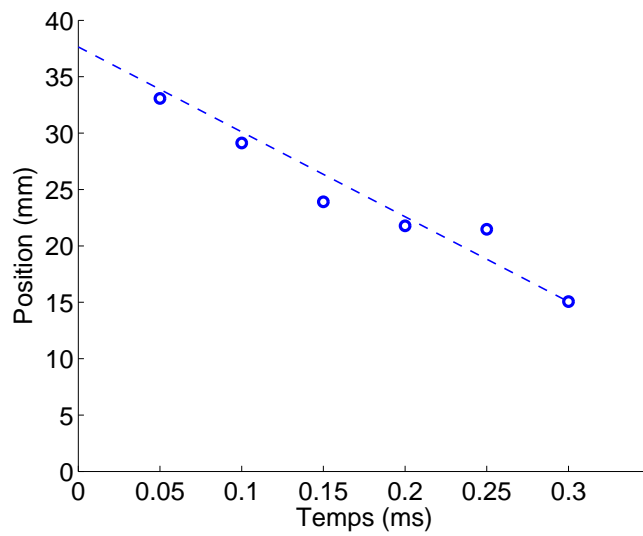


FIGURE 2.32: Mesure de la célérité du front de choc à 47 m/s.

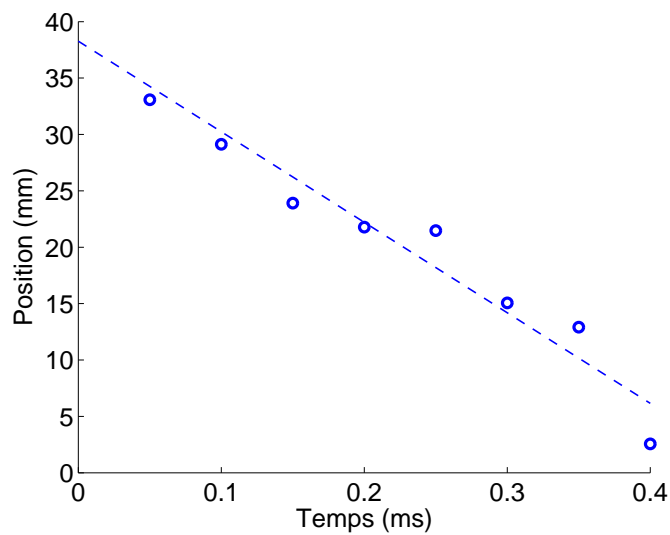


FIGURE 2.33: Mesure de la célérité du front de choc à 56 m/s.

Méthode	Célérité du front de choc (m/s)
Expérimentale	100
Correli	87

TABLEAU 2.11: Comparaison entre la célérité de front de choc mesurée expérimentalement et avec Correli pour la mousse Alporas à 56 m/s.



## 2.5 Simulation numérique de l'effet d'onde de choc

### 2.5.1 Introduction

Une analyse numérique permet de faire un essai virtuel utile pour accéder aux valeurs locales qui ne peuvent pas être mesurées dans un essai réel.

Peu de travaux numériques sur l'effet d'onde de choc existent dans la littérature. [Lopatnikov et al., 2003] simulent l'essai de la configuration d'impact de Taylor-Hopkinson d'une mousse d'aluminium pour le comparer aux résultats expérimentaux (vitesse d'impact d'environ 200 m/s). Ils utilisent un modèle numérique sur un quart de la géométrie en 3D pour modéliser la mousse et la barre de Hopkinson. Un algorithme de contact de type « surface-to-surface » sans frottement est défini entre l'échantillon et la barre. La vitesse d'impact initiale est imposée sur chaque noeud de la mousse. La loi du comportement choisie pour modéliser la mousse est « MAT-HONEYCOMB » disponible dans le code Ls-Dyna. [Lopatnikov et al., 2004] utilisent la même loi du comportement pour simuler l'impact d'une plaque ( $v=1000$  m/s) en 1-D sur la mousse initialement au repos.

Dans cette section, une simulation numérique de l'essai de la mousse Alporas avec le code explicite Ls-Dyna est présentée.

### 2.5.2 Modèles de la loi du comportement de la mousse

Plusieurs choix de lois du comportement sont susceptibles de convenir dans le code explicite Ls-Dyna (J.O.Hallquist [1998]). Nous en avons retenu 4 : crushable foam (loi 63), Honeycomb (loi26 et 126) et Fleck (loi 154).

#### 2.5.2.1 Modèles 26 et 126 : Honeycomb et Honeycomb modifié

Les modèles de matériaux 26 et 126 issus de Ls-Dyna sont très proches. Ils sont utilisés pour modéliser le comportement du nid d'abeille. Ils calculent les contraintes dans le repère local du matériau. Le comportement avant le blocage est orthotrope avec découplage des composantes du tenseur des contraintes : c'est-à-dire qu'une composante de déformation dans une direction du repère local va générer une résistance dans cette direction uniquement.

Les deux modèles nécessitent en entrée les courbes de comportement en compression et en cisaillement dans les trois directions. Le critère de plasticité est alors un ensemble de six critères de plasticité uniaxiaux reliant chaque composante du tenseur des contraintes  $\sigma_{ij}$  à la contrainte de plasticité définie dans chaque courbe. Les modules de Young et de cisaillement varient linéairement avec le volume relatif  $V$  défini comme étant le volume courant sur le volume initial. Ces modules tendent asymptotiquement vers le module du matériau entièrement compacté comme indiqué dans les formules suivantes :

$$\begin{cases} E_{11} = E_{11ini} + \beta(E - E_{11ini}) & G_{12} = G_{12ini} + \beta(G - G_{12ini}) \\ E_{22} = E_{22ini} + \beta(E - E_{22ini}) & G_{13} = G_{13ini} + \beta(G - G_{13ini}) \\ E_{33} = E_{33ini} + \beta(E - E_{33ini}) & G_{23} = G_{23ini} + \beta(G - G_{23ini}) \end{cases} \quad (2.5.27)$$

où E et G sont les modules de Young et de cisaillement du matériau entièrement compacté,  $E_{11ini}$ ,  $E_{22ini}$ ,  $E_{33ini}$  et  $G_{12ini}$ ,  $G_{13ini}$ ,  $G_{23ini}$  sont les modules de Young et de cisaillement du matériau cellulaire initial dans les directions associées. Le facteur de linéarité est noté  $\beta = \max[\min(\frac{1-V}{1-V_f}, 1), 0]$ , où  $V_f$  est le volume relatif lorsque le matériau cellulaire est entièrement compacté.

Avant de calculer un incrément pour les grandeurs mécaniques, le tenseur des contraintes et le tenseur des déformations sont transportés dans le repère local. La contrainte de test est mise à jour en utilisant le module élastique interpolé :

$$\begin{cases} \sigma_{11}^{n+1^{test}} = \sigma_{11}^n + E_{11}\Delta\varepsilon_{11} & \sigma_{12}^{n+1^{test}} = \sigma_{12}^n + G_{12}\Delta\varepsilon_{12} \\ \sigma_{22}^{n+1^{test}} = \sigma_{22}^n + E_{22}\Delta\varepsilon_{22} & \sigma_{13}^{n+1^{test}} = \sigma_{13}^n + G_{13}\Delta\varepsilon_{13} \\ \sigma_{33}^{n+1^{test}} = \sigma_{33}^n + E_{33}\Delta\varepsilon_{33} & \sigma_{23}^{n+1^{test}} = \sigma_{23}^n + G_{23}\Delta\varepsilon_{23} \end{cases} \quad (2.5.28)$$

Ensuite, chaque composante du tenseur des contraintes est testée pour vérifier si elle n'excède pas les valeurs de seuil introduites dans les courbes :

$$si \quad |\sigma_{ij}^{n+1^{test}}| > \lambda \sigma_{ij}(\varepsilon_{ij}) \quad alors \quad \sigma_{ij}^{n+1} = \sigma_{ij}(\varepsilon_{ij}) \lambda \frac{\sigma_{ij}^{n+1^{test}}}{|\sigma_{ij}^{n+1^{test}}|} \quad (2.5.29)$$

Le paramètre  $\lambda$  est soit égal à 1, soit il prend une valeur tenant compte de la sensibilité à la vitesse du matériau considéré. Les différences entre la loi 26 et 126 portent sur la forme de l'écroutissage. Dans la loi 26, l'écroutissage dépend seulement de la déformation volumique tandis que pour la loi 126 l'écroutissage dépend de la déformation associée à chaque direction.

### 2.5.2.2 Modèle 154 : Deshpande & Fleck

Ce modèle est inspiré du modèle de [Deshpande & Fleck, 2000]. Le critère de ce modèle peut être vu comme une extension de critère de Von Mises, avec une dépendance à la contrainte hydrostatique. Le critère de plasticité  $\phi$  est défini par :

$$\phi = \hat{\sigma} - Y \leq 0 \quad (2.5.30)$$

où Y est la contrainte seuil :

$$Y = \sigma_{pl} + R(\hat{\varepsilon}) \quad (2.5.31)$$

où  $R(\hat{\varepsilon})$  représente l'écroutissage et  $\hat{\varepsilon}$  est la déformation équivalente. La contrainte équivalente,  $\hat{\sigma}$ , est donnée par ([Deshpande & Fleck, 2000]) :

$$\hat{\sigma}^2 = \frac{1}{[1 + (\frac{\alpha}{3})^2]} [\sigma_e^2 + \alpha^2 \sigma_m^2] \quad (2.5.32)$$

où  $\sigma_e$  est la contrainte effective de Von Mises,  $\sigma_m$  est la contrainte moyenne (hydrostatique) et le paramètre  $\alpha$  définit la forme de la surface seuil.  $\alpha$  est une fonction qui dépend du coefficient de Poisson,  $\nu$  :

$$\alpha^2 = \frac{9(1-2\nu)}{2(1+\nu)} \quad (2.5.33)$$

Ce paramètre modifie la forme de la surface seuil. Les valeurs de  $\alpha^2$  sont limitées dans un intervalle  $0 \leq \alpha^2 \leq \frac{9}{2}$ . La borne inférieure correspond au critère de Von Mises, alors que la borne supérieure correspond à un coefficient de Poisson nul. La contrainte seuil est exprimée par ([Hanssen et al., 2002]) :

$$Y = \sigma_{pl} + \gamma \frac{\hat{\varepsilon}}{\varepsilon_D} + \alpha_2 \ln\left(\frac{1}{1 - (\frac{\hat{\varepsilon}}{\varepsilon_D})^\beta}\right) \quad (2.5.34)$$

où  $\sigma_{pl}$ ,  $\alpha_2$ ,  $\gamma$ ,  $\varepsilon_D$ , et  $\beta$  sont des paramètres du matériau.

L'équation (2.5.34) est calibrée à partir d'un essai de compression uniaxiale. La déformation équivalente s'écrit sous la forme suivante :

$$\hat{\varepsilon} = \frac{1 + (\frac{\alpha}{3})^2}{\alpha} \frac{|\varepsilon_m|}{\sqrt{1 + (\frac{\alpha}{3})^2 - \chi}} \quad (2.5.35)$$

où  $\chi = \frac{\sigma_c}{\sigma}$  est un paramètre pour tenir compte de l'influence du trajet de chargement dans l'écroutissage ([Deshpande & Fleck, 2000]).

La déformation équivalente au blocage  $\varepsilon_D$  est définie comme la déformation limite pour laquelle la densité du matériau correspond à la densité du matériau de base. Comme l'essai uniaxial est le seul utilisé pour la calibration ( $\chi = 1$ ), la déformation au blocage  $\varepsilon_D$  peut être écrite sous la forme suivante :

$$\varepsilon_D = -\frac{9 + \alpha^2}{3\alpha^2} \ln\left(\frac{\rho_f}{\rho_{f0}}\right) \quad (2.5.36)$$

où  $\rho_f$  et  $\rho_{f0}$  sont respectivement les densités de la mousse et du matériau de base.

### 2.5.2.3 Modèle 63 : Crushable foam

Ce modèle du matériau est utilisé pour modéliser l'écrasement d'une mousse. La loi 63 transporte le tenseur des contraintes dans le repère des contraintes principales où le critère de plasticité est évalué. Le module de Young  $E$  est supposé constant et la mise à jour de la contrainte est calculée élastiquement de la façon suivante ([J.O.Hallquist 1998]).

$$\sigma_{ij}^{n+1} = \sigma_{ij}^n + E \varepsilon_{ij}^n \Delta t^n \quad (2.5.37)$$

Ensuite, les contraintes principales  $\sigma_k^{trial}$ ,  $k=1,3$  sont comparées à la contrainte d'écoulement  $\sigma_y$  définie par l'utilisateur, et dépendent de la déformation volumique. Si on entre dans le domaine plastique, qui signifie  $|\sigma_k^{trial}| > \sigma_y$ , les valeurs propre du tenseur des contraintes sont mises à jour par  $\sigma_k^{n+1} = \frac{\sigma_y \sigma_k^{trial}}{|\sigma_k^{trial}|}$ . Le nouveau tenseur des contraintes  $\sigma_{ij}^{n+1}$  est finalement recalculé dans le repère local. Si les contraintes principales sont en traction, elles sont comparées à une valeur fixée renseignée par l'utilisateur (tensile cut-off) où le comportement est élastique parfaitement plastique. La contrainte d'écoulement est considérée comme une fonction dépendant de la déformation volumique. La déformation volumique  $\varepsilon_v$  est définie par  $\varepsilon_v = 1 - \frac{V}{V_0} = 1 - \frac{AL}{A_0 L_0}$ .

A partir des courbes expérimentales, pour calculer la déformation volumique on suppose que la mousse s'écrase avec un coefficient de Poisson nul. Alors  $\varepsilon_v = 1 - \frac{AL}{A_0 L_0} \approx \varepsilon_{nominale}$ .

### 2.5.2.4 Choix de la loi du comportement

Les modèles 26, 63 et 126 sont très différents du modèle 154. Associés à un repère matériau pré-défini pour les modèles 26 et 126 ou principal pour le modèle 63, ils ne sont pas basés sur la notion d'invariant des contraintes. Ils donnent donc des résultats peu pertinents lors de la simulation de sollicitations fortement multiaxiales.

Le modèle 154 est calibré sur un seul essai de compression par une équation de 4 paramètres, ce qui donne une infinité de solutions et rend difficile l'identification. Les lois 26 et 126 modélisent le comportement du matériau en compression et cisaillement et nous ne disposons que d'essais de compression simple. Les modèles 26 et 63 sont utilisés avec succès par [Hanssen et al., 2002] pour simuler la compression de bloc de mousses et par [Tabiei & Mostafiz, 2005] pour simuler l'impact du projectile sur un honeycomb mitigator et donnent tous les deux le même résultat avec un faible temps de CPU pour le modèle 63. Cette dernière loi 63 est simple et ne nécessite qu'un essai de compression. Pour toutes ces raisons le modèle 63 est choisi.

### 2.5.3 Simulation numérique d'essais sur la mousse Alporas

#### 2.5.3.1 Modèle élément finis

L'échantillon est représenté par un cylindre composé d'éléments briques (hexaèdre à 8 noeuds) sous-intégrés. La mousse est maillée avec 40 éléments dans le diamètre et 20 éléments suivant la longueur du cylindre (26901 noeuds, 24000 éléments 3-D). La figure 2.34 montre le maillage utilisé. On introduit la loi de comportement du modèle identifié sur la courbe expérimentale quasi-statique (cf., figure 2.35).

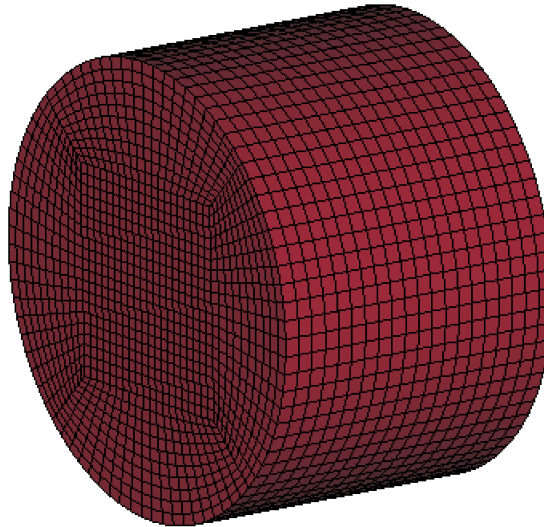
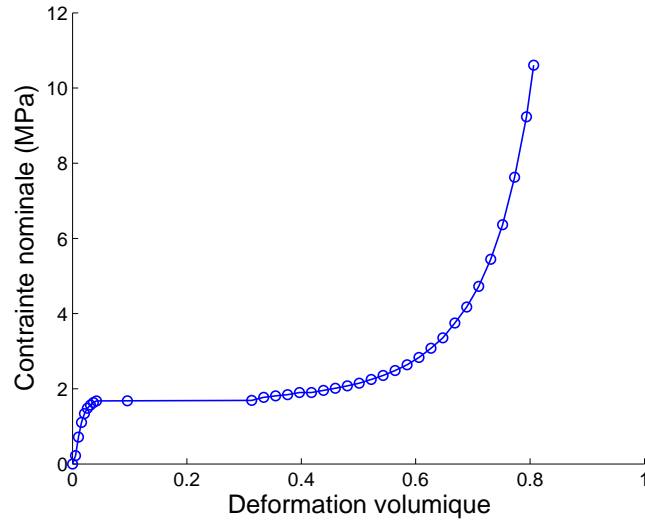


FIGURE 2.34: *Maillage éléments finis de l'échantillon.*

FIGURE 2.35: *Loi du comportement pour la mousse Alporas.*

Les paramètres identifiés de la loi du comportement sont donnés dans le tableau 2.12. La contrainte à rupture (tensile cut-off) et le coefficient d'amortissement (damping) sont optionnels. La contrainte à rupture est une contrainte seuil du comportement de la mousse en traction. Le coefficient d'amortissement permet d'éviter les oscillations dans le domaine élastique et d'ajuster la pente de densification de la mousse.

Paramètres	$\rho(Kg/m^3)$	E (MPa)	Poisson	Tensile cut-off (MPa)	Damping
Valeur	235	77	0.03	-1.69	0.4

TABLEAU 2.12: *Paramètres de la loi du comportement.*

### 2.5.3.2 Modélisation des deux scénarios d'essais

**Scénario 1** Pour l'essai sous le premier scénario, on impose l'histoire des vitesses mesurées par les barres de Hopkinson aux deux interfaces de l'échantillon par deux murs rigides : vitesse entrante (mur mobile) et vitesse sortante (mur quasi-immobile)(cf., figure 2.36). Les vitesses imposées sont données en figure 2.37.

La figure 2.38 montre une bonne concordance entre les forces simulées et mesurées (devant le front de choc).

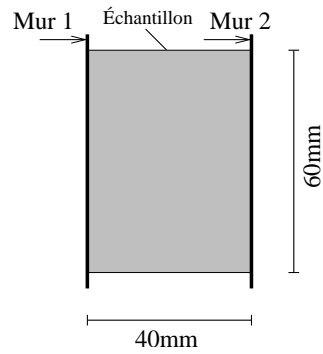


FIGURE 2.36: Géométrie et conditions aux limites.

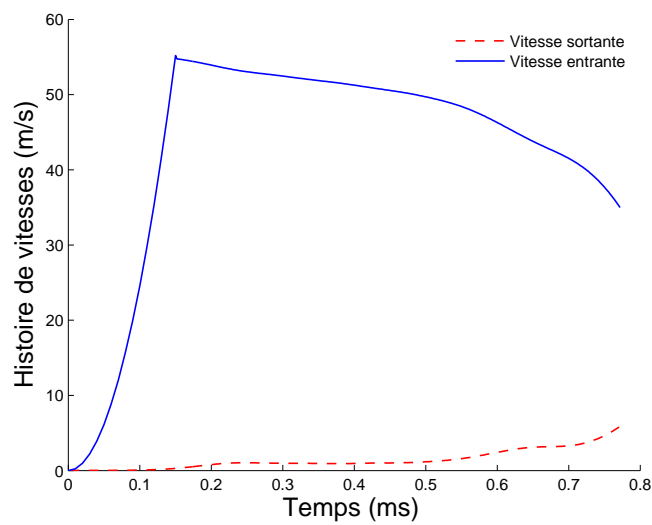


FIGURE 2.37: Histoire des vitesses entrante et sortante imposées sur les murs rigides.

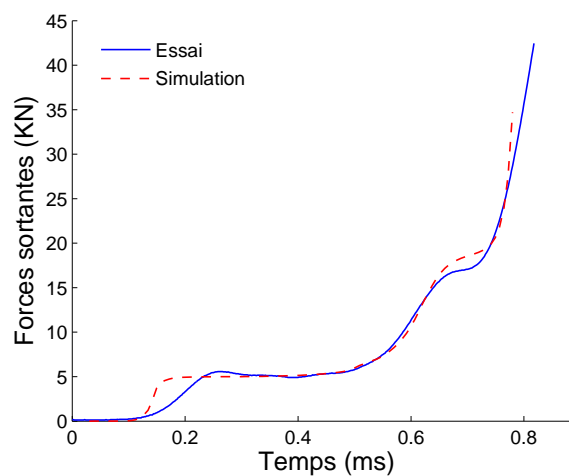


FIGURE 2.38: Comparaison entre l'histoire de force vs temps simulée et mesurée devant le front de choc.

**Scénario 2** L'essai du second scénario est simulé de la même façon. La barre de Hopkinson est représentée par un mur rigide quasi-immobile comme dans le premier scénario. Par contre, uniquement la vitesse initiale mesurée est imposée à chaque noeud de l'échantillon, ainsi que du projectile modélisé ici comme un corps rigide. La longueur du projectile est ajustée de façon à avoir la même masse que le projectile de l'essai (cf., figure 2.39).

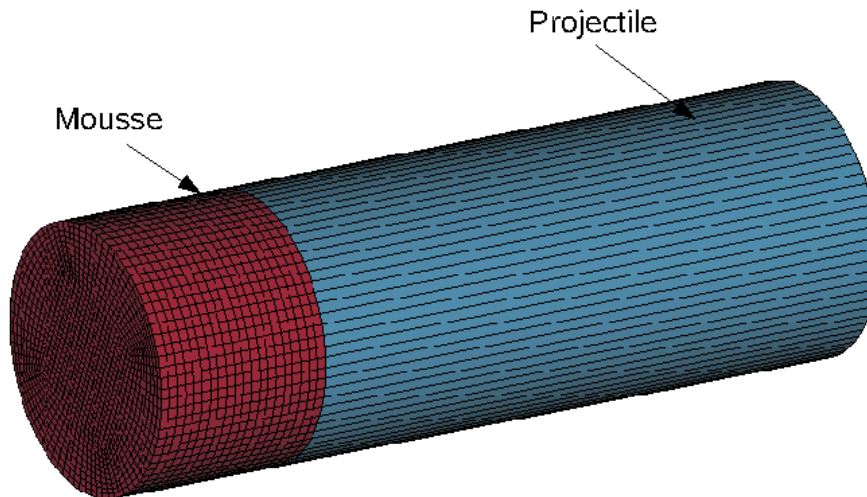


FIGURE 2.39: *Maillage échantillon-projectile.*

La figure 2.40 montre une bonne concordance entre les forces simulées et mesurées (derrière le front de choc).

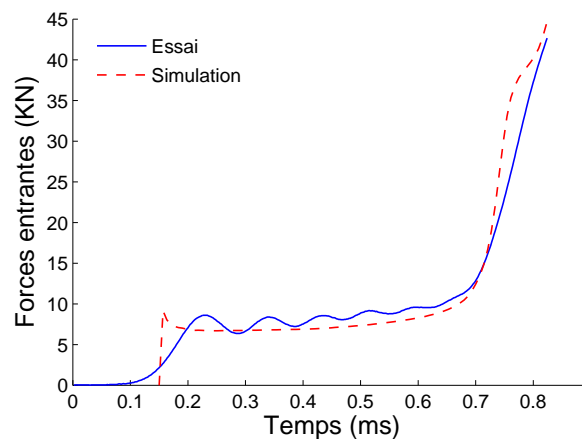


FIGURE 2.40: *Comparaison entre forces mesurée et simulée dans le second scénario.*

### Analyse des deux scénarios

La figure 2.41 montre les contraintes sur les deux faces de l'échantillon calculées dans la configuration 1. Elles sont comparées à un essai équivalent « complet » basé sur les résultats des essais pour les deux configurations. Les courbes sont très proches. Ceci prouve qu'effectivement les essais des deux configurations sont équivalents. Ceci valide que deux scénarios d'impact différents offrent bien le moyen de mesurer simultanément les forces de deux côtés pour étudier l'effet de l'onde de choc.

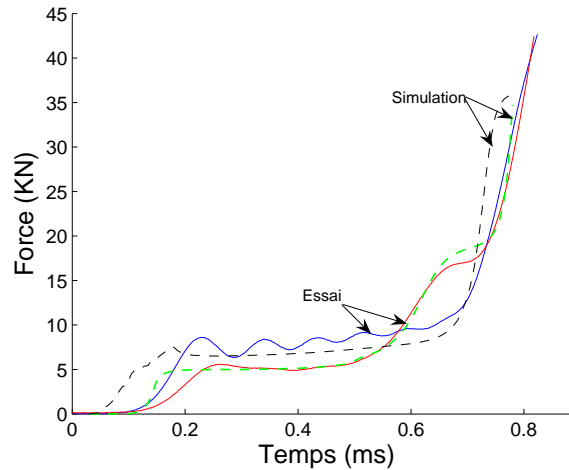


FIGURE 2.41: Comparaison entre les essais pour les deux configurations et le calcul.

### 2.5.4 Simulation numérique d'essais sur la mousse Cymat

La même procédure est appliquée à la mousse Cymat. La courbe du comportement quasi-statique de la figure 2.42 est introduite dans le modèle (cf., figure 2.36).

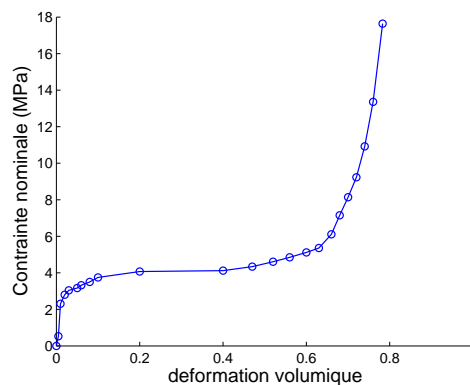


FIGURE 2.42: Loi du comportement pour la mousse Cymat.



La figure 2.43 montre les forces simulées sur les deux faces pour une vitesse d'impact de 44 m/s. On voit que les forces sont quasi-similaires, ce qui est bien observé expérimentalement (cf., figure 2.23). La mousse se compacte de façon homogène. Par contre, à une vitesse d'environ 200 m/s (cf., figure 2.44), un fort déséquilibre des forces sur les deux faces est constaté. Il y a bien existence d'un front de choc et la contrainte à l'arrière du front augmente de façon importante.

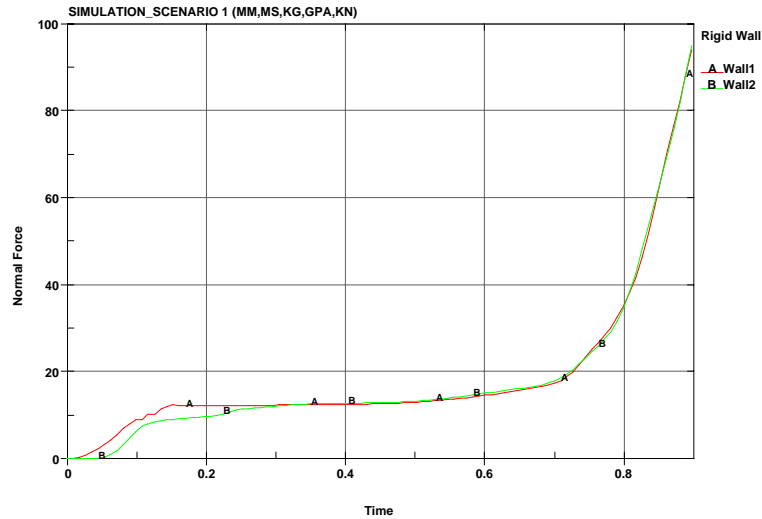


FIGURE 2.43: Courbes force vs temps. Simulation l'essai de la mousse Cymat à 44 m/s.

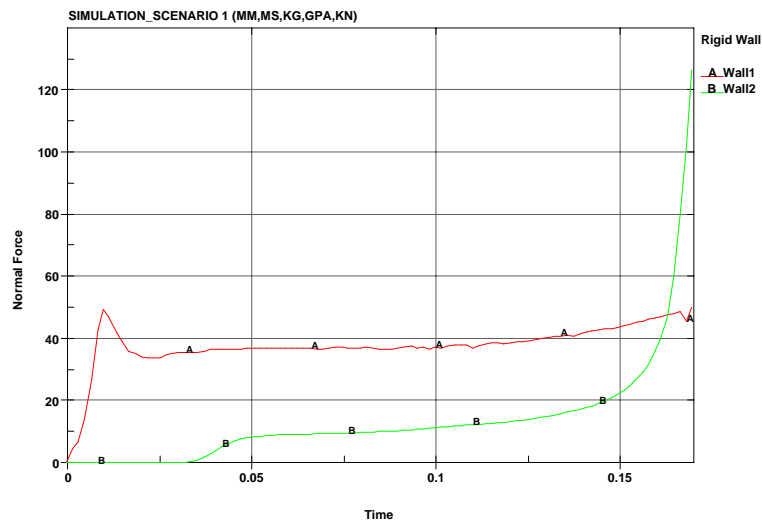


FIGURE 2.44: Courbes force vs temps. Simulation d'essai de la mousse Cymat à 200 m/s.

### 2.5.5 Analyse du champ de déformation

La carte du champ de déformation à trois instants différents (après 0.1, 0.2 et 0.3 ms) est comparée avec le champ de déformation obtenu par corrélation d'images pour la mousse Alporas impactée à la vitesse 47 m/s (cf., figure 2.45). Les résultats sont corrects et très encourageants quant à la validité à la fois du modèle numérique et de l'outil de corrélation.

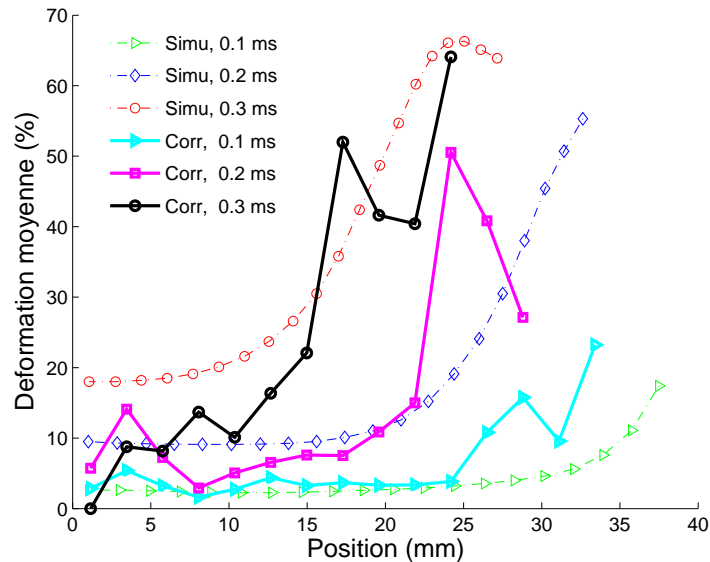


FIGURE 2.45: Comparaison entre la carte de champ de déformation simulée et mesurée.

## 2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un nouveau montage expérimental original pour étudier l'effet d'onde de choc dans les matériaux cellulaires. Les points clés de cette méthode d'essai sont les suivants.

L'utilisation de la technique de la mesure aux barres de Hopkinson en nylon de grand diamètre permet d'obtenir une mesure précise et adaptée (adaptation d'impédance et élimination de la dispersion liée aux effets de taille d'échantillon).

Une technique expérimentale, basée sur deux scénarios d'impact différents est proposée. Cette technique permet de mesurer virtuellement l'histoire de la contrainte derrière et devant un éventuel front de choc malgré la réalisation d'essais en configuration d'impact direct. Cette approche a été validée numériquement.

Les résultats d'essais fournissent une preuve expérimentale de l'existence de la propagation d'un front de choc au sein de l'échantillon, même pour une vitesse d'impact modérée

d'environ 60 m/s selon le type de mousse. La mesure de l'augmentation de contrainte due au choc est aussi complétée par une mesure de la célérité du front de choc.

Différents matériaux cellulaires sont étudiés (nid d'abeille d'aluminium, mousses d'aluminium de type Cymat et Alporas et l'agglomérés des sphères creuses en nickel). Pour la mousse Alporas et les billes creuses en nickel, l'existence du front de choc est mise en évidence. Pour les autres matériaux, elle n'a pas pu être mise en évidence en raison d'une vitesse d'impact trop faible.

La formation d'une onde de choc est aussi confirmée par méthode optique. L'utilisation d'une caméra rapide et d'un logiciel de corrélation d'images ont permis de confirmer la présence d'une discontinuité du champ de déformation (front de choc). La célérité du front de choc est mesurée. Le champ de déformation est confronté à un résultat de calcul numérique. Tous les résultats sont satisfaisants.

La formation de l'onde de choc est reproduite par la simulation numérique en utilisant un modèle macroscopique homogène simple et une loi de comportement insensible à la vitesse basée sur l'identification de la courbe constitutive de la contrainte-déformation nominale par un essai quasi-statique en compression. Les résultats de la prédiction de la réponse à un impact, pour les deux configurations d'essais, sont très satisfaisants. Ceci confirme que l'augmentation de la contrainte liée à l'effet d'onde de choc ne doit pas être prise en considération au niveau du modèle de comportement du matériau. La courbe de compression est suffisante.

Finalement, l'effet d'onde de choc dans les matériaux cellulaires est gouverné par un paramètre macroscopique structurel. Les résultats d'essais sur des matériaux de différentes microstructures montrent qu'une telle augmentation de la contrainte d'écrasement attribuée à l'effet d'onde de choc dépend uniquement du rapport de la densité à la contrainte d'effondrement. Il est indépendant de la microstructure et du mode de déformation d'écrasement locale.



---

## Étude expérimentale de la perforation de panneaux sandwichs

*C*e chapitre présente un nouveau montage de perforation inversée, inspiré du principe de base des barres de Hopkinson, appliqué sur des panneaux sandwichs à âme en matériaux cellulaires, i.e. deux types de mousses métalliques manufacturées (Cymat et Alporas), nid d'abeille (5056) et agglomérés des sphères creuses en nickel (Ateca). Il offre une mesure de l'effort de perforation de haute qualité pendant le processus complet de perforation, ce qui est très difficile à obtenir dans un essai classique de perforation. Ce nouveau montage offre la possibilité de comparer les courbes force vs déplacement sous chargement dynamique et quasi-statique.

## 3.1 Introduction

Les structures aéronautiques volent toujours avec un risque d'impact d'objets étrangers. Les scénarios possibles d'impact sont par exemple l'impact d'oiseau, l'impact doux de corps (tel que le caoutchouc) et l'impact dur d'objet (débris de piste). La probabilité d'impact à oiseau est élevée pendant le décollage et l'atterrissage de l'avion. Entre 1989 et 1993, 13 impacts d'oiseaux ont été dénombrés dans le monde entier (Hanssen et al. [2005]). Entre autres, les avions militaires volent fréquemment à basse altitude et sont fortement exposés à l'impact d'oiseaux. Pour cette raison, les compagnies aéronautiques se concentrent sur des essais variés, combinés à de nouvelles solutions structurales afin d'éviter des dommages pour les pièces de l'avion exposées à l'impact d'oiseau. Diverses études montrent l'intérêt potentiel d'employer des panneaux sandwichs à base de mousse métallique, d'assemblage de sphères creuses ou d'autres structures cellulaires, dans des applications aéronautiques pour l'absorption d'énergie mécanique. Par exemple, la protection du fond étanche de l'avion A380 est réalisée grâce à ce type de solution. Il est alors nécessaire d'éviter la perforation des panneaux, ce qui peut causer la dépressurisation de l'avion.

La caractérisation de la résistance des panneaux sandwichs aux grandes vitesses d'impact (et particulièrement de perforation/indentation) est alors primordiale pour optimiser les plaques fabriquées en différents matériaux (aluminium, titane ou polymères renforcés) et dont l'âme est en matériaux cellulaires (mousses, agglomérés de sphères creuses, nids d'abeilles, etc.).

Dans ce chapitre, on fera d'abord une étude bibliographique sur les techniques expérimentales utilisées classiquement pour la perforation. On présentera la technique utilisée pour les faibles et les grandes vitesses d'impact. Ensuite, on développera la nouvelle technique de perforation inversée. Des résultats de perforation dynamique et quasi-statique pour des sandwichs composés de plaques en aluminium Al2024 T3 à âme en mousse métallique de type Cymat en aluminium  $AlSi_7Mg_{0.5}$  sont donnés en section 3. Des discussions sur l'augmentation du pic de force de perforation ainsi que sur la cause possible de cette augmentation sont données dans la section suivante. Enfin, on présentera une synthèse du résultat sur la perforation du sandwichs à âme en mousse métallique Alporas, empilement de sphères creuses et nid d'abeille .

## 3.2 Techniques expérimentales utilisées pour la perforation

Deux techniques de mesure différentes sont présentées dans la littérature, suivant la vitesse de perforation : faibles ( $V < 20$  m/s) et grandes ( $V > 20$  m/s) vitesses d'impact.

### 3.2.1 Faibles vitesses d'impact $V < 20$ m/s

La technique expérimentale classiquement utilisée pour caractériser la cible sous perforation dans ce régime de vitesses est réalisée par une machine appelée puits de chute ou masse tombante (Reddy et al. [1997]; Mines et al. [1998]; Wen et al. [1998]; [Shyr & Pan,

2004]; Meo et al. [2005]). Il s'agit de heurte la cible par une masse tombante qui prend généralement la forme de perforateur. Elle est largement utilisée dans des laboratoires de recherches et de contrôle qualité dans l'industrie. Le principe de base de la technique est la mesure de la décélération de la masse tombante perforant la cible par un accéléromètre intégré dans le perforateur. L'accéléromètre est souvent un capteur piézo-électrique, relié par l'intermédiaire du conditionneur de signal au système d'acquisition de données. La force instantanée de perforation  $F(t)$  est calculée par le produit de la masse du perforateur  $M$  avec le signal enregistré par l'accéléromètre  $a(t)$  :

$$F(t) = Ma(t) \quad (3.2.1)$$

L'histoire de la vitesse en fonction du temps  $V(t)$  au cours de la perforation est déterminée par une simple intégration du signal enregistré par l'accéléromètre  $a(t)$  :

$$V(t) = \int_0^t a(\tau) d\tau + V_0 \quad (3.2.2)$$

où  $V_0$  est la vitesse initiale d'impact souvent mesurée par un capteur optique.

L'histoire du déplacement vs temps  $U(t)$  est déduite par une double intégration du signal enregistré par l'accéléromètre  $a(t)$  :

$$U(t) = \int_0^t \left( \int_0^t a(\tau) d\tau + V_0 \right) d\tau + U_0 \quad (3.2.3)$$

où  $U_0$  est une constante déterminée par les conditions limite de l'essai.

La courbe caractéristique force vs déplacement au cours du processus de perforation est ainsi obtenue.

On trouve aussi un autre moyen pour obtenir la courbe caractéristique de perforation : l'utilisation d'un vélocimètre laser de type Doppler dans le puits de chute ([Wen & Jones, 1994]) au lieu d'un accéléromètre. Ce dernier permet de mesurer l'histoire de la vitesse en fonction du temps au cours de l'essai. L'histoire du déplacement en fonction du temps est obtenue par une simple intégration de l'histoire de l'enregistrement brut du vélocimètre, tandis que l'accélération est obtenue par la différenciation du signal brut.

Un autre type de puits de chute est utilisé par (Langseth & Larsen [1990]) pour le dimensionnement de structures maritimes, appelée « drop drillar ». Il dispose d'une grande énergie cinétique (masse=3200 Kg). Pendant l'impact les quantités suivantes sont mesurées :

- la vitesse du projectile à l'instant de l'impact,
- la force à l'interface entre le projectile et la cible pendant l'impact,
- la déformation dans la cible et à certains points choisis sur le support,
- la déflexion de la cible au cours de l'essai.

La vitesse du projectile est mesurée par un capteur infrarouge. La force à l'interface entre le projectile et la cible est mesurée à l'aide d'un circuit de jauges de déformation en pont complet collé sur la surface au milieu de la tige du projectile. Les jauges de

déformation sont montées diamétralement opposées pour éviter des moments de flexion dus à de petites déviations pendant l'impact. Le pont complet permet d'augmenter la sensibilité et la stabilité. A partir des courbes force-temps enregistrées et de la vitesse d'impact mesurée, les courbes vitesse vs temps et force vs déplacement sont obtenues comme dans le cas de puits de chute classique. La figure 3.1 montre des courbes force vs déplacement obtenues sur ce type de machine.

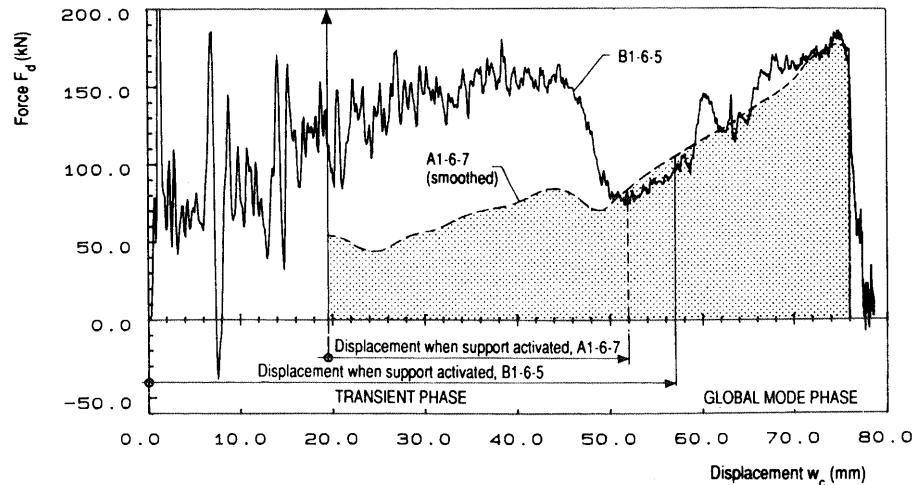


FIGURE 3.1: Courbes force vs déplacement obtenues sur le puits de chute : drop drillar (d'après Langseth & Larsen [1990]).

Les signaux obtenus sur un puits de chute instrumenté par un accéléromètre ont des oscillations en comparaison avec le signal produit par la résistance mécanique de la cible. Il est possible d'obtenir une mesure précise sur un puits de chute (au moins pour des géométries simples de la cible) par l'utilisation d'un piège d'élan dans la machine, même si la vibration du support de la machine est difficile à maîtriser. Finalement, le filtrage de signaux peut différencier les événements justes pendant l'impact et le bruit engendré par la vibration de support de la machine mais cela reste limitée à de vitesses d'impact faibles  $< 20$  m/s.

#### 3.2.2 Grandes vitesses d'impact $V > 20$ m/s

Une autre technique expérimentale utilisée essentiellement pour la perforation en grandes vitesses d'impact ( $> 20$  m/s) est le lanceur de projectile par un canon à gaz. Il s'agit d'insérer le projectile au bout d'un canon à air ou hélium et de lancer ce dernier face à la cible immobilisée sur un support de fixation approprié. Le projectile, soumis à une poussée de pression élevée, est susceptible d'atteindre la vitesse de perforation voulue. Différentes techniques de mesure aux grandes vitesses existent, selon la qualité du moyen d'instrumentation employé et par conséquent selon la quantité d'informations recherchées. Les informations les plus communes que l'on peut obtenir sur les installations expérimentales



données dans la littérature ([Backman & Goldsmith, 1978]; Corbett et al. [1996]; Goldsmith et al. [1997]; Roach et al. [1998]; Borvik et al., 1999; 2002; 2003; 2004]; Li et al. [2004]) sont :

- les vitesses du projectile avant et après l'impact de la cible (appelée souvent vitesse résiduelle),
- la modification de la trajectoire du projectile et du mouvement de la cible au moment de l'impact,
- les masses, les vitesses des fragments produits par le processus d'impact,
- la limite ballistique de cible.

Un des problèmes communs dans l'étude des phénomènes de perforation sous impact est la détermination d'une vitesse au-dessous de laquelle un objet étranger ne perforera pas la barrière ou un certain type de dispositif de protection : c'est la vitesse limite ballistique. L'étude du comportement de la cible sous perforation est souvent la construction de la courbe de vitesse résiduelle en fonction de la vitesse d'impact initiale. La mesure de ces vitesses est alors le paramètre fondamental de l'instrumentation.

La vitesse d'impact ou initiale du projectile est déterminée à partir du temps de passage du projectile à un endroit prédéterminé (juste avant l'impact) à une distance connue. Ce temps est établi par l'interruption des faisceaux lumineux d'une diode-LED lors du passage du projectile à cet endroit. Cependant, ce moyen de mesure est souvent accompagné d'une grande incertitude en comparaison avec le système laser couramment utilisé pour mesurer la vitesse résiduelle. Un essai de perforation à vide (sans cible) permet de réduire l'incertitude ([Borvik et al., 1999]).

Selon l'installation ballistique présentée dans la littérature, le moyen de la mesure de la vitesse résiduelle du projectile est différent. Une installation ballistique est donnée en figure 3.2.

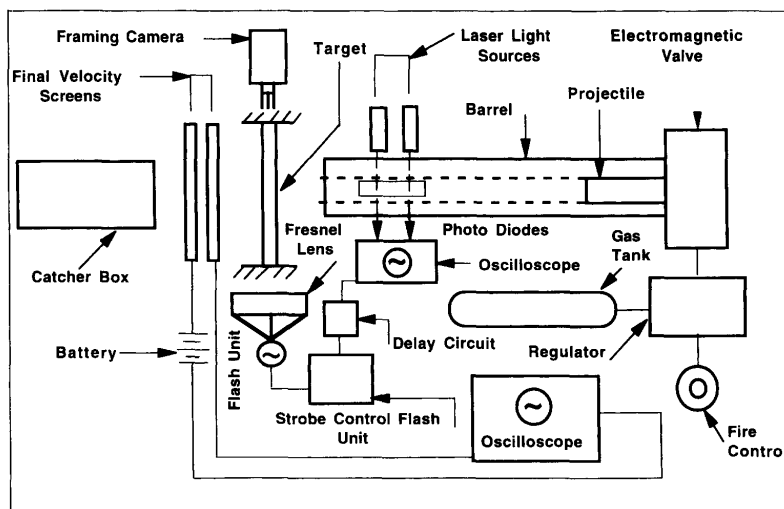


FIGURE 3.2: Installation ballistique (d'après [Goldsmith et al., 1997]).

Elle a été implémentée par [Goldsmith et al. \[1997\]](#) pour caractériser des panneaux à âme en nid d'abeille ou flexcore (les peaux sont en Al et acrylonitrile-butadiène-styrene (ABS)) pour différentes géométries de perforateurs (sphérique, conique et cylindrique à bout plat) à des vitesses jusqu'à 380 m/s. Deux canons interchangeable, de diamètres intérieurs 6.25 et 12.7 mm et de longueur 1.3 m ont été utilisés. Les vitesses résiduelles ont été mesurées par des signaux obtenus à la fermeture d'un circuit électrique au contact du projectile, en deux sections placées sur la trajectoire derrière la cible. La figure 3.3 montre des courbes vitesse résiduelle vs vitesse d'impact mesurées par ce moyen.

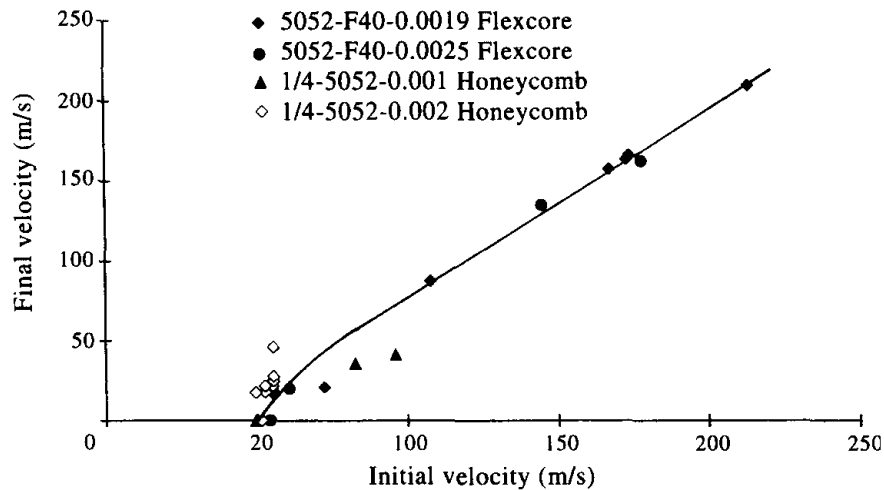


FIGURE 3.3: Comparaison entre vitesse résiduelle du projectile ( $\phi = 12.7$  mm, cylindro-conique) vs vitesse initiale de sandwichs (peaux en 2024 Al, épaisseur = 0.79 mm, âme en nid d'abeille et Flexcore) (d'après [\[Goldsmith et al., 1997\]](#)).

Un autre moyen de mesure de la vitesse résiduelle est employé par ([\[Borvik et al., 2003\]](#)) dans l'installation ballistique pour étudier l'effet de l'épaisseur de plaques (6-30 mm) en acier Wieldox 460 E perforées par un projectile cylindrique à bout plat, sur la limite ballistique (cf., figure 3.4). Il s'agit d'une technique de mesure par laser : six sources lumineuses sont montées en ligne pour former un rideau de faisceaux laser. Des détecteurs en ligne sont montés en face des sources, de l'autre côté de la trajectoire du projectile. Au passage du projectile, la rupture des faisceaux lumineux donne une information sur sa vitesse et sa longueur.

Les installations ballistiques sont souvent équipées de caméras rapides pouvant prendre des images jusqu'à 20,000 image/s pour photographier le processus de pénétration, et aussi comme moyen de mesure des vitesses.

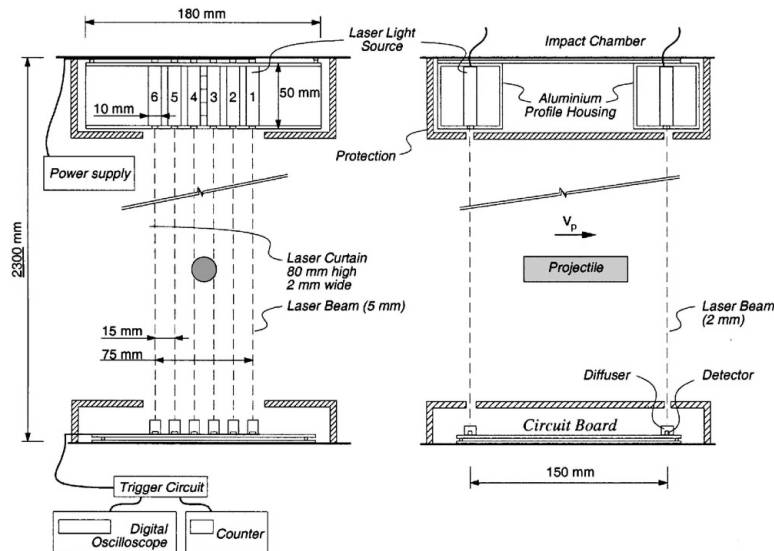


FIGURE 3.4: Station de mesure de la vitesse résiduelle (d'après [Borvik et al., 2003]).

La trajectoire du projectile peut être déterminée par plusieurs moyens : caméra rapide, mesure par laser-cartes, etc. Les laser-cartes sont des feuilles minces localisées le long de la trajectoire prévue du projectile. La position de la perforation dans la laser-carte détermine la localisation du projectile dans le plan perpendiculaire à la trajectoire. La détermination de longueur finale du projectile, le diamètre, la masse finale, la masse de fragments, la déflexion de cible sont généralement faits par une mesure post-mortem.

On voit donc que l'étude se base sur la mesure de la vitesse du projectile avant et après la perforation. Cette technique de mesure n'offre pas une mesure de l'effort de perforation pendant le processus de perforation, ce qui oblige à estimer l'énergie de perforation au cours de l'essai ([Roach et al., 1998]; [Li et al., 2004]).

### 3.2.3 Influence de la forme du perforateur et conditions aux limites

Plusieurs paramètres sont connus pour affecter les mécanismes de pénétration dans le régime des grandes vitesses : on peut citer le rapport de l'épaisseur de la cible au diamètre du projectile, la forme du nez du projectile et les matériaux impliqués. Les conditions aux limites de la cible sont d'importance mineure dans la perforation ballistique par de petits projectiles tant que le diamètre de la cible est plus grand que quelques diamètres de projectile. En effet, Borvik et al. [2003] n'a observé aucun effet significatif sur la vitesse résiduelle du projectile cylindrique à bout plat du changement de condition au bord de la cible, de parfaitement encastré vers un maintien simple avec le support (plaque circulaire, épaisseur=6, 12mm,  $\frac{\phi_{\text{plaque}}}{\phi_{\text{perforateur}}} = 25$ ).

Par contre, les courbes de vitesse résiduelle du projectile sont influencées par la forme du nez du projectile (plat, semi-sphérique, conique). Ces différences sont attribuées au changement d'absorption d'énergie et du mode de rupture de la cible avec la forme du

nez du projectile. Dans le même ordre d'idée, une étude expérimentale menée par [Wen et al., 1998] sur la perforation de sandwichs carrés identiques (largeur= 0.3 m, peaux en GRP, épaisseur=3.25 mm, âme en mousse H130, épaisseur= 25 mm) avec des perforateurs cylindriques à bout plat et héli-sphérique et conique de diamètre  $\phi=10.5$  mm. Ils observent que les vitesses résiduelles de projectiles hémisphériques et coniques suivent la même tendance mais que le projectile à bout plat a besoin de plus d'énergie pour perforer. De plus, pour la même vitesse d'impact, sa vitesse résiduelle est au-dessous, d'une manière significative, de celle des missiles hémisphérique et conique (cf., figure 3.5).

Aux grandes vitesses, la déformation dans la cible est très locale, surtout dans le cas d'un projectile à bout conique ( $\frac{\phi_{\text{plaque}}}{\phi_{\text{perforateur}}}=25$ ) (Borvik et al. [2002]). À l'inverse, dans le régime de faibles vitesses, la déformation dans la cible est décrite par une déformation plastique globale (Langseth & Larsen [1990]). Les conditions aux limites de la cible jouent alors un rôle important dans la courbe caractéristique force vs déplacement. La réponse est aussi indépendante de la forme du nez du perforateur (Wen & Jones [1994]).

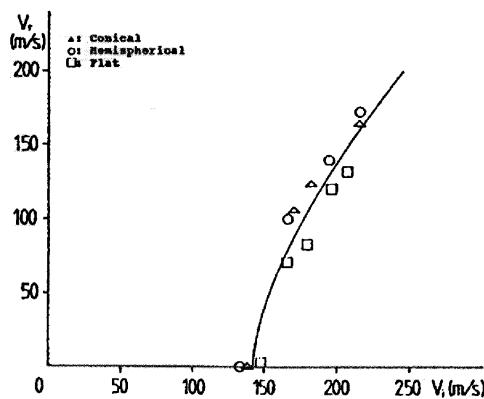


FIGURE 3.5: Comparaison des courbes vitesse résiduelle vs vitesse d'impact pour des sandwichs perforés par des projectiles avec différentes formes de nez : plat, hémisphérique et conique (d'après [Wen et al., 1998]).

## 3.3 Technique de mesure pour la perforation : perforation inversée

### 3.3.1 Montage expérimental

L'inconvénient des essais de perforation classique est le manque d'histoire de l'effort pendant le processus de perforation. Une solution simple est d'instrumenter le projectile comme une barre de Hopkinson (Hopkinson [1914]; Kolsky [1949]) pour que l'effort de perforation soit mesuré par le profil d'onde. Cependant, il est difficile de lancer une longue

barre à grande vitesse, notamment à cause du frottement au cours de l'essai. En général, plusieurs mètres de longueur sont nécessaires car la durée de la mesure est déterminée par le rapport entre la longueur de la barre et la célérité des ondes dans la barre ([Zhao & Gary, 1997]). Une alternative est donc de lancer l'éprouvette pour perforer une longue barre immobile.

Un montage de perforation inversé a donc été mis en place. Un canon à gaz (air) de diamètre intérieur 70 mm et de longueur 2.8 m est installé pour fournir une énergie cinétique à la cible. La barre a une longueur de 6 m, un diamètre 16 mm et dispose d'une calotte sphérique au bout de la face d'impact (perforateur). Une jauge de déformation de type Kyowa KFG-2-120-D1-11, de longueur 2 mm et de résistance 120  $\Omega$  est employée avec un facteur de jauge 2.08. La jauge est collée sur la barre pour obtenir une mesure précise de l'effort au cours du processus complet de perforation. La figure 3.6 montre un schéma de l'installation expérimentale mise en place.

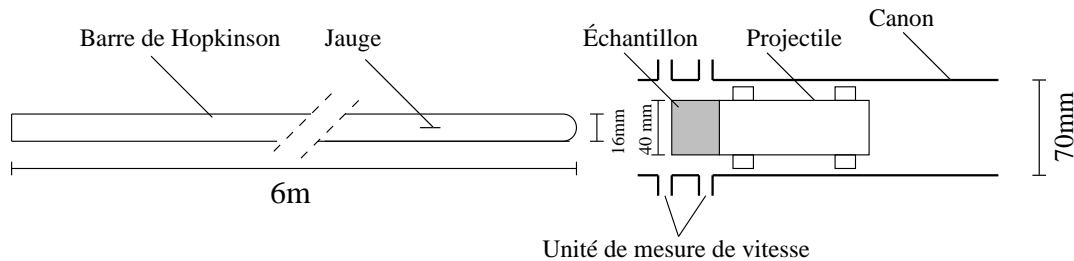


FIGURE 3.6: Montage expérimental : perforation inversée.

L'échantillon sandwich-cible est lancé avec un tube creux utilisé comme projectile, fabriqué à partir d'un tube en aluminium. Une embase est soudée à son extrémité pour augmenter la surface de poussée et donc avoir une vitesse d'impact plus élevée. Deux bagues en teflon sont vissées sur le tube pour diminuer le frottement entre le projectile et le fût du canon. Le sandwich-cylindrique est monté entre la face ouverte du tube et une bague de serrage en inox avec un système de fixation de type éléments filetés. Le système de fixation est réalisé par six tiges filetées uniformément distribuées, légèrement serrées pour éviter la compression du matériau cellulaire. Le projectile pèse 720 g avec le système de fixation. Le canon à gaz mis en place peut lancer une masse jusqu'à une vitesse d'impact d'environ 60 m/s.

La figure 3.7 montre le dessin de ce projectile et la figure 3.8 montre une photographie de ce dernier et le système de fixation sandwich-projectile. Un tel montage réalise une condition proche d'un encastrement.

Un autre point technique concerne l'arrêt du sandwich-projectile après la perforation complète de l'échantillon. La solution la mieux adaptée est d'utiliser une butée en nid d'abeille pour absorber l'énergie résiduelle du projectile. La figure 3.9 montre ce butoir en nid d'abeille en aluminium et le bout semi-sphérique de la barre entrante.

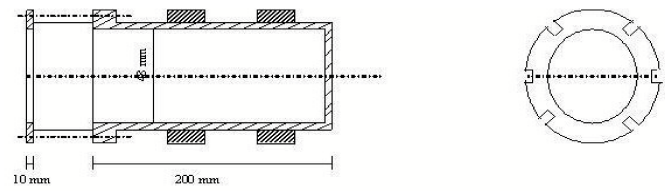


FIGURE 3.7: *Dessin du projectile.*

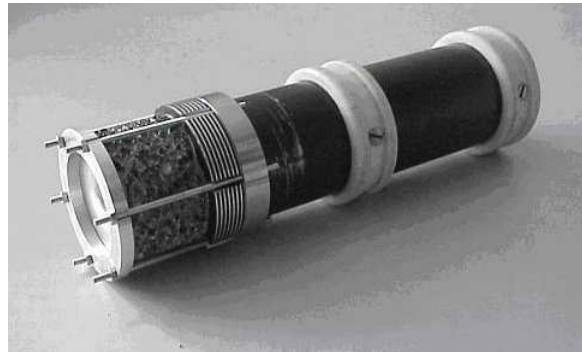


FIGURE 3.8: *Photographie du projectile.*

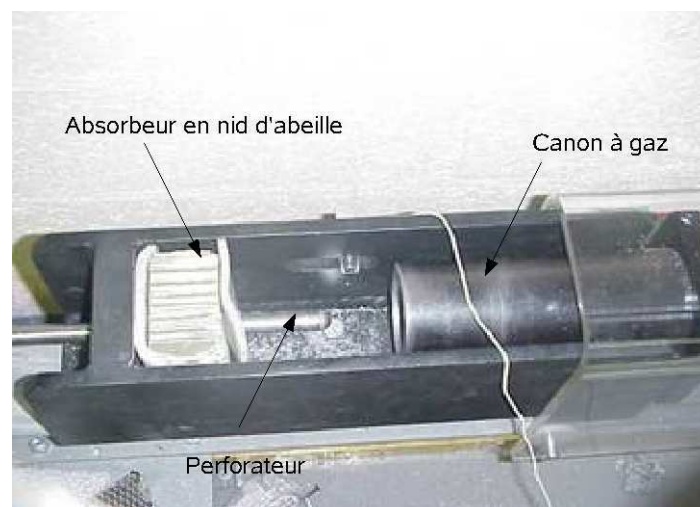


FIGURE 3.9: *Butée en nid d'abeille utilisée pour arrêter le projectile.*

#### 3.3.2 Dépouillement de la mesure avec les barres de Hopkinson

Avec la mise en place de ce nouveau montage de perforation inversée, l'onde de compression créée par la perforation  $\varepsilon(t)$  peut être enregistrée par la jauge de déformation collée sur le perforateur. Le calcul élémentaire pour le système de la barre de Hopkinson a

été présenté dans le chapitre d'introduction. Ici, il est simplifié puisqu'une seule onde est analysée : l'onde transmise à la barre par l'échantillon en cours de perforation.

La vitesse du projectile avant la perforation est aussi mesurée, à l'aide de deux faisceaux infrarouges identiques à celui utilisé pour étudier l'effet d'onde de choc (capteur 2). Avec cette vitesse initiale d'impact, il est possible d'estimer le déplacement de l'échantillon au cours du processus de perforation. En effet, le sandwich-projectile est décéléré par la force de perforation mesurée par la barre. Ainsi, l'histoire de la vitesse du sandwich  $v_{sandwich}(t)$  peut être évaluée selon l'équation suivante :

$$v_{sandwich}(t) = V_0 - \int_0^t \frac{F(\tau)d\tau}{M} \quad (3.3.4)$$

où  $M$  est la somme de la masse du sandwich-projectile et du système de fixation,  $V_0$  est la vitesse initiale du projectile avant la perforation.

L'histoire du déplacement relatif en fonction du temps est alors calculée selon l'équation :

$$U(t) = \int_0^t (v_{sandwich}(\tau) - v(\tau))d\tau \quad (3.3.5)$$

De cette façon, une courbe force-déplacement est construite, qui rend la comparaison quantitative possible entre le comportement sous perforation dynamique et quasi-statique.

Dans la section suivante, on présentera les matériaux sélectionnés par EADS-AIRBUS pour la caractérisation sous perforation. On justifiera le choix de la géométrie de l'éprouvette et on présentera les résultats d'essais de caractérisation.

## 3.4 Caractérisation de l'essai

### 3.4.1 Échantillons

Les structures à tester sont des panneaux sandwichs constitués de deux peaux en alliage d'aluminium de type 2024 T3 d'épaisseur 0.8 mm et à âme en matériaux cellulaires (mousses de type Cymat et Alporas, empilement de billes creuses et nid d'abeille). La figure 3.10 montre des photographies des panneaux sandwichs à tester.

Les propriétés géométriques sont récapitulées dans le tableau 3.1. La masse de chaque sandwich est calculée sur la moyenne de toute l'éprouvette réceptionnée, pour chaque famille de sandwich.

### 3.4.2 Choix de la taille du perforateur

La géométrie de l'éprouvette joue un rôle primordial dans sa réponse à la perforation. Par conséquent le choix doit être effectué avec beaucoup de précautions. Dans notre cas, le diamètre du sandwich dépend directement du diamètre intérieur du canon et de la taille des cellules du matériau cellulaire. L'effet de la taille de l'échantillon par rapport à la taille des cellules sur les propriétés mécaniques dans les mousses métalliques a été étudié par [Andrews et al., 2000].



FIGURE 3.10: Photographies des sandwichs testés. De gauche à droite : âmes à base de mousse Cymat, nid d'abeille, mousse Alporas et sphères creuses en nickel.

Sandwichs	Diamètre/Longueur	Épaisseur peau (mm)	Masse moyenne (gr)
Alporas	60/40	0.8	42.34
Bille creuses	60/40	0.8	37.19
Cymat	60/40	0.8	43.9
Nid d'abeille	60/33	0.8	20.22

TABLEAU 3.1: Caractéristiques géométriques des sandwichs testés.

Des tests d'indentation axisymétrique ont été effectués sur des mousses en aluminium (Alporas) à cellules fermées. Ils ont utilisé des indenteurs cylindriques de différents diamètres (6, 12, 24, et 30 mm) et de longueur variant entre 12 et 20 mm. La densité relative nominale des mousses est de 0.08. La taille moyenne des cellules est de 4.5 mm. La dimension de l'échantillon est (50\*50\*100 mm). Ils observent que la contrainte d'indentation diminue à mesure que la taille du diamètre de pénétrateur augmente relativement à la taille des cellules, et approche une valeur limite légèrement plus haute que la contrainte seuil axiale de la mousse. La diminution varie comme l'inverse du diamètre de l'indenteur (cf., figure 3.11).

Une étude expérimentale menée aussi par [Andrews et al., 2000] montre que la contrainte plateau de compression de ce même type de mousse augmente quand le rapport de la taille de l'échantillon (L) sur la taille de la cellule (d) augmente. Le plateau stagne à  $\frac{L}{d} = 5$ . L'effet de la taille pour la contrainte de cisaillement disparaît pour des échantillons d'épaisseur égale au moins à deux fois la taille des cellules.



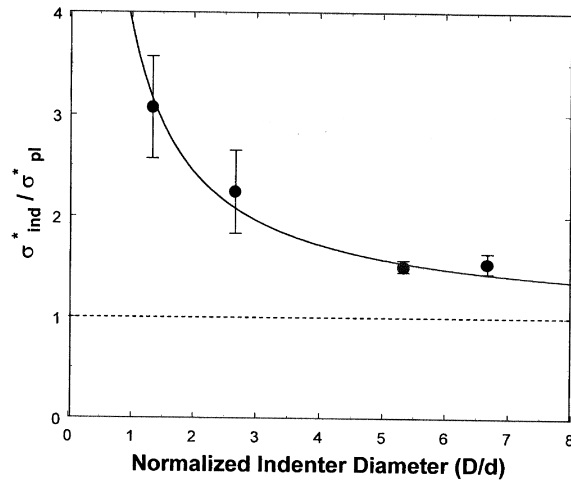


FIGURE 3.11: Pic de contrainte d'indentation normalisé par la contrainte d'écoulement vs rapport entre le diamètre d'indenteur ( $D$ ) et la taille de la cellule ( $d$ ) (d'après [Andrews et al., 2000]).

Ces observations ont été confirmées par les travaux de (Olurin et al. [2000]) sur un essai d'indentation quasi-statique sur une mousse Alporas (300\*300\*50 mm) pour différentes géométries d'indenteur (2,10,15,20, 25 et 50 mm). Ses tests ont été conduits à l'abri des effets de bord. En effet, ces effets sont éliminés si l'épaisseur de la cible est au moins égale au double du diamètre de l'indenteur (Ashby et al. [2000]). Ceci peut être expliqué par le fait que pendant l'essai d'indentation les cellules de mousse immédiatement au-dessous du pénétrateur s'écrasent, et les parois des cellules au périmètre du pénétrateur se cisailent et puis se rompent.

### 3.4.3 Choix de la forme du perforateur

Simonsen & Lauriden [2000] ont mené une étude expérimentale sur la perforation quasi-statique de plaques de différentes géométries (circulaire ( $\phi=222.8$  mm), carrée (largeur=320 mm) et rectangulaire (250 mm, 320 mm)) à l'aide de perforateurs sphériques avec semi-apex angle de  $22.5^\circ$  et de différents diamètres (10, 13, 25 et 50 mm). Les courbes caractéristiques force vs déplacement montrent que le pic de force pour ces trois géométries de plaques sont approximativement les mêmes. Ceci indique que le pic de force dépend du rayon du perforateur mais pas de la distance du perforateur aux frontières de la plaque. Cependant, le déplacement à la rupture (chute de force due à l'initiation de rupture) dépend du rayon du perforateur et de la géométrie de la plaque (cf., figure 3.12). L'effet de la taille échantillon/indenteur est alors faible pour la géométrie que nous avons choisie.

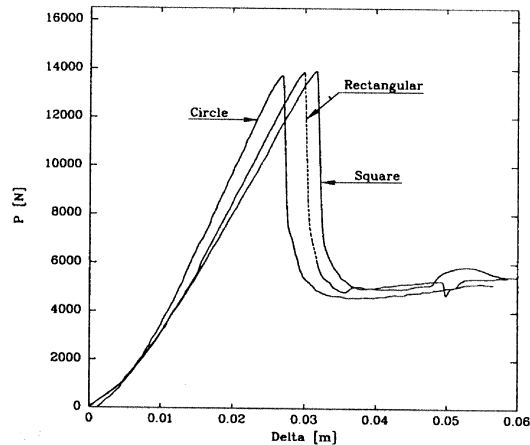


FIGURE 3.12: Courbes force vs déplacement pour différentes géométries de plaques (d'après [Simonsen & Lauriden \[2000\]](#)).

## 3.5 Comportement sous perforation du sandwich à base de mousse Cymat

### 3.5.1 Comportement de la peau

#### 3.5.1.1 Présentation de l'essai

Le comportement quasi-statique et dynamique de la peau du sandwich est caractérisé en cisaillement. Des éprouvettes sont prélevés sur la tôle en Al 2024 T3 d'épaisseur 0.8 mm dans la direction de laminage ( $0^\circ$ ) et normale ( $90^\circ$ ) de la tôle. La composition chimique de la tôle est donnée dans le tableau 3.2.

Elément	Cu	Mg	Si	Ir	Mn	Zn	Ti	Ti+ Zr	Cr	autres	total	Al
Min (%)	3.8	1.2	0.0	0.0	0.3	0.00	0.00	0.0	0.0	0.0	0.00	0.0
Max (%)	4.9	1.8	0.5	0.5	0.9	0.25	0.15	0.2	0.1	0.05	0.15	85

TABLEAU 3.2: Composition chimique de la tôle en Al 2024 T3.

Un montage spécifique de double cisaillement est utilisé pour caractériser la tôle. Ce montage à l'avantage d'être adapté à la fois pour une machine de compression pour les essais aux basses vitesses, et aux barres de Hopkinson aux grandes vitesses. L'éprouvette est solidaire de deux pièces cylindriques coaxiales. Ainsi, un déplacement relatif des deux parties cylindriques transforme la compression en cisaillement. La figure 3.13 montre une photographie de ce montage.



FIGURE 3.13: Photographies de montage pour cisaillement double de tôles (Merle [2006]).

Les pièces coaxiales sont en acier auto-trempant à haute limite élastique spécialement élaboré pour des éléments d'outillage exposés à des contraintes très élevées. L'éprouvette est serrée et maintenue dans le montage grâce à des vis à haute résistance. Le centrage du montage est effectué à l'aide d'un étau spécialement prévu à cet effet. Le chargement est appliqué sur chacune des faces des parties coaxiales. La figure 3.14 présente la zone en cisaillement pendant l'essai.

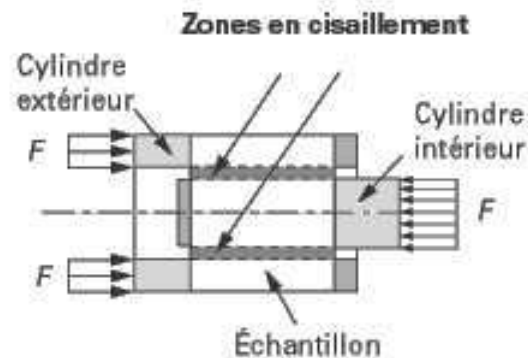


FIGURE 3.14: Montage pour cisaillement double de tôles.

Cependant, ce montage ne permet pas de mesures fiables aux faibles déformations, en particulier dans le domaine élastique car l'interface entre les barres et l'échantillon n'est pas précise. Il s'ensuit que la phase de mise en équilibre de l'éprouvette est plus longue (devant la durée de l'essai) que dans le cas classique de la compression et, en particulier, que la phase élastique du chargement y est plus difficile à modéliser. On cherchera donc à exploiter le comportement de la tôle uniquement dans le domaine de plasticité.

### 3.5.1.2 Dépouillement de l'essai

Durant l'essai, on mesure la force développée et le déplacement relatif des deux parties du montage. Pour tracer la courbe contrainte vs déformation d'une éprouvette en traction, une approche simple est proposée. Elle consiste à postuler un champ de déplacement et de contrainte à l'intérieur de l'éprouvette et d'en déduire une déformation et une contrainte équivalente à l'aide du critère de Von Mises. On peut dans un premier temps supposer que le déplacement est de la forme suivante.

$$\vec{U} = x \frac{d}{l} \vec{u}_y \quad (3.5.6)$$

La figure 3.15 montre une définition de champ de déplacement suivant au cours de l'essai.

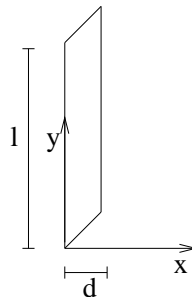


FIGURE 3.15: Champ de déplacement supposé.

Ceci conduit à la matrice des déformations suivante :

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{d}{2l} & 0 \\ \frac{d}{2l} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Le critère de Von Mises donne :

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{eq} = \frac{d}{l\sqrt{3}} \quad (3.5.7)$$

Si l'on suppose que l'état de contrainte est un cisaillement pur, on peut en déduire la matrice du champ de la contrainte :

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} 0 & \tau & 0 \\ \tau & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

qui conduit, toujours à l'aide du critère de Von Mises, à la contrainte équivalente :

$$\boldsymbol{\sigma}_{eq} = \tau\sqrt{3} = \frac{F\sqrt{3}}{2S} \quad (3.5.8)$$

Deux éprouvettes, une suivant la direction parallèle et l'autre normale au laminage, sont testées en quasi-statique et en dynamique. L'essai quasi-statique est conduit sur une machine hydraulique pilotée en déplacement ( $v=0.001$  mm/s). L'essai dynamique est réalisé avec des barres de Hopkinson (barres en aluminium de diamètre 60 mm, densité= $2871$  Kg/m<sup>3</sup>, célérité des ondes= $5095$  m/s). On mesure la force et le déplacement aux interfaces pour l'essai dynamique. La figure 3.16 montre une comparaison entre le comportement en cisaillement ramené à un comportement équivalent en traction, quasi-statique et dynamique, jusqu'à 50 % de déformation.

Les résultats d'essais sont examinés pour les deux directions d'orientation. Les courbes en quasi-statique coïncident parfaitement. Le comportement du matériau est donc supposé isotrope. La contrainte d'écoulement pour les essais dynamiques est légèrement supérieure à celle mesurée en quasi-statique. Le premier pic présent au début des courbes dynamiques est a priori lié au serrage du montage. La figure 3.17 montre des photographies de tôles testées. On peut conclure que le comportement de l'alliage 2024 T3 est isotrope et insensible à la vitesse de déformation, ce qui confirme les travaux antérieurs de ([Lindholm et al., 1971]; Lesuer [1999]).

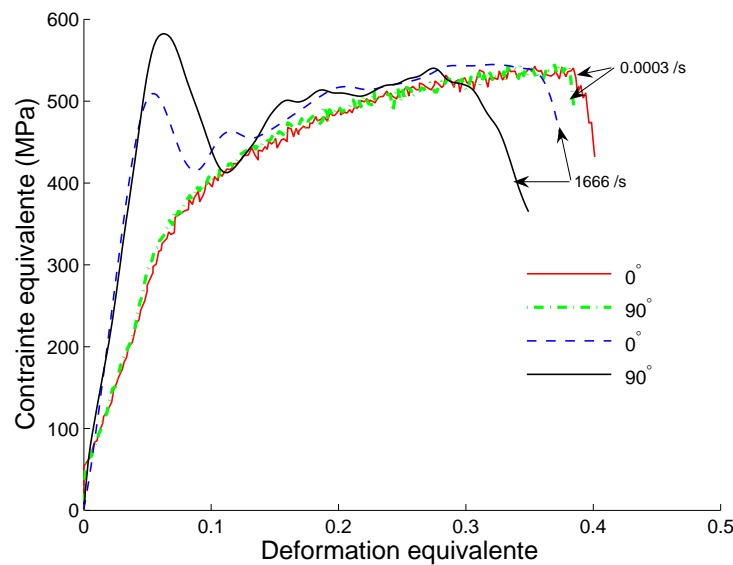


FIGURE 3.16: Courbes contrainte vs déformation équivalente pour des plaques en Al 2024-T3 testés à des vitesses de déformation de  $0.0003$  s<sup>-1</sup> et  $1666$  s<sup>-1</sup>.

### 3.5.2 Comportement de l'âme

La caractérisation de l'âme du sandwich (mousse Cymat) en compression a été réalisée sous chargement quasi-statique et dynamique. Elle est présentée dans le second chapitre.

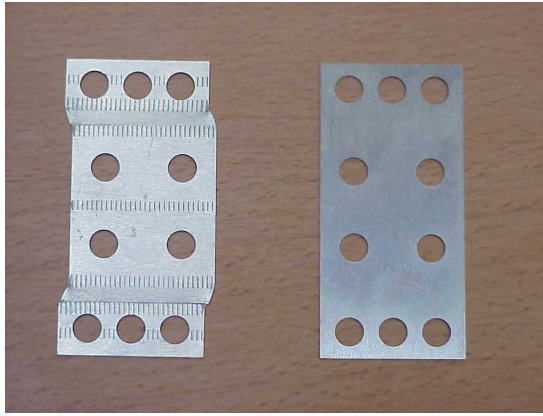


FIGURE 3.17: Photographie des tôles testée à  $0.0003 \text{ s}^{-1}$  (à gauche) et initiale (à droite).

Elle fournit une impression générale que cette mousse n'est pas sensible à la vitesse de déformation.

#### 3.5.3 Perforation quasi-statique du sandwich

En vue d'obtenir la même condition limite d'essai pour la perforation quasi-statique et dynamique, et de permettre une comparaison directe, les essais quasi-statique et dynamique ont été conduits en utilisant le même projectile comme support et système de fixation de l'échantillon. Le sandwich, légèrement serré dans le projectile, est positionné sur le plateau inférieur de la machine d'essai standard MTS. Une tige de diamètre 16 mm avec calotte semi-sphérique est utilisée comme perforateur. La tige est fixée directement dans les mors de la machine. L'échantillon est maintenu sur le plateau inférieur de la machine avec deux pièces en forme de V serrées par deux serre-joints pour éviter un éventuel glissement du support et respecter la condition d'encastrement du sandwich (cf., figure 3.18).



FIGURE 3.18: Montage quasi-statique de perforation.

Les essais de perforation quasi-statique sont conduits en contrôlant la vitesse du vérin de la machine (0.1 mm/s). L'effort de perforation est obtenu par la cellule d'effort et le déplacement est celui du déplacement du vérin hydraulique de la machine. Une caméra est aussi utilisée pour observer l'éventuel changement de la condition aux limites et montre que la condition d'encastrement est bien respectée pendant la perforation totale de l'échantillon.

La figure 3.19 montre une photographie post-perforation de la plaque incidente (celle qui est perforée en premier), elle montre une ouverture sous forme d'un seul pétale. La figure 3.20 montre une photographie post-perforation de la plaque secondaire (celle qui est perforée en deuxième). On voit la trace circulaire de marquage de la bague de serrage sur les deux peaux du sandwich, qui illustre une condition d'encastrement acceptable.

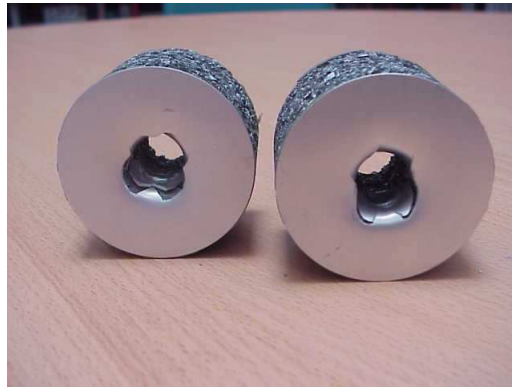


FIGURE 3.19: *Post-perforation de la plaque incidente.*



FIGURE 3.20: *Post-perforation de la plaque secondaire.*

La figure 3.21 montre des courbes de perforation quasi-statique. Chaque courbe contient deux pics de forces : le premier pic correspond à la perforation de la plaque incidente

(première peau) et le deuxième pic correspond à la perforation de la plaque secondaire (deuxième peau). Ce sont des courbes caractéristiques de la perforation de panneaux sandwichs à âme en mousse métallique, d'après les travaux antérieurs rapportés sur différents panneaux sandwichs.

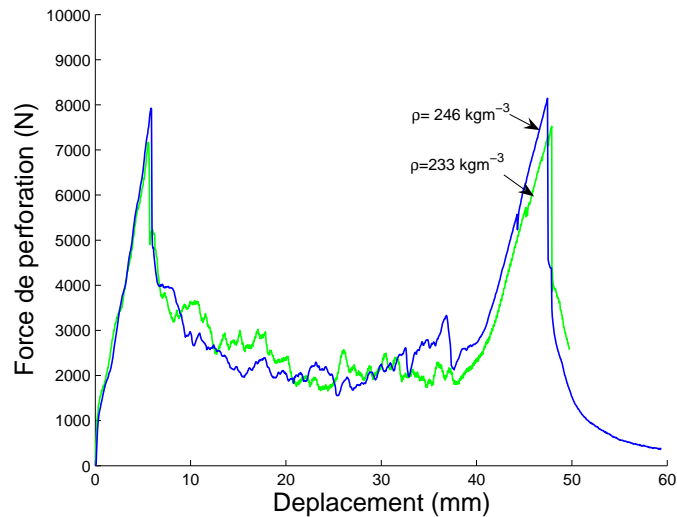


FIGURE 3.21: Courbes force vs déplacement typique de perforation quasi-statique.

En particulier, ce présent résultat est comparé avec des essais de perforation avec le même perforateur ( $\phi 16 \text{ mm}$ ) mais dans une autre géométrie  $100 \times 500 \text{ mm}$  complètement fixé aux frontières (cf., figure 3.22). On voit que les deux pics de la perforation des peaux sont quasi-identiques à ce que nous avons obtenu dans nos résultats (cf., figure 3.23) (Salvo [2004]). Cette comparaison fournit une autre preuve que notre condition d'encastrement est bien respectée. Le sandwich qui correspond à notre éprouvette est le sandwich M3 mentionné dans la figure 3.23.



FIGURE 3.22: Photographie des sandwichs utilisés, dimensions  $100 \times 500 \text{ mm}$  (d'après Salvo [2004]).



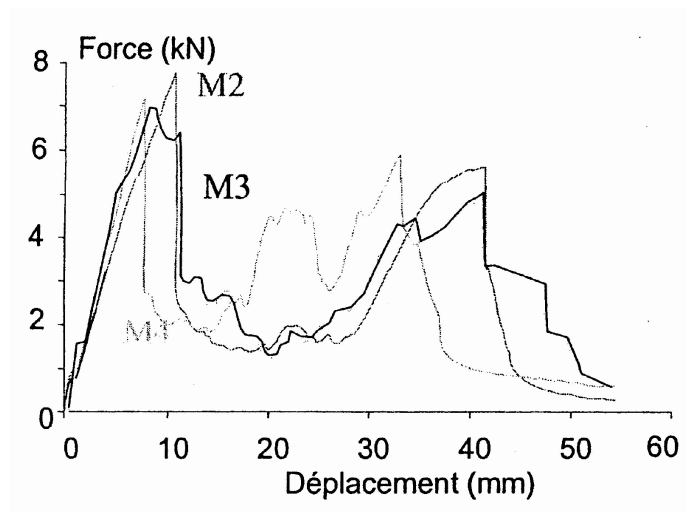


FIGURE 3.23: Courbes force déplacement de perforation quasi-statique ( $v=1\text{mm/s}$ ) avec une géométrie carrée ( $100*500\text{ mm}$ ) (d'après Salvo [2004]).

### 3.5.4 Perforation dynamique

Des essais de perforation dynamique, pour des vitesses d'impact jusqu'à  $46\text{ m/s}$  sont conduits avec ce nouveau montage de perforation. Un signal du profil de l'onde transmise dans les barres de Hopkinson est montré en figure 3.24.

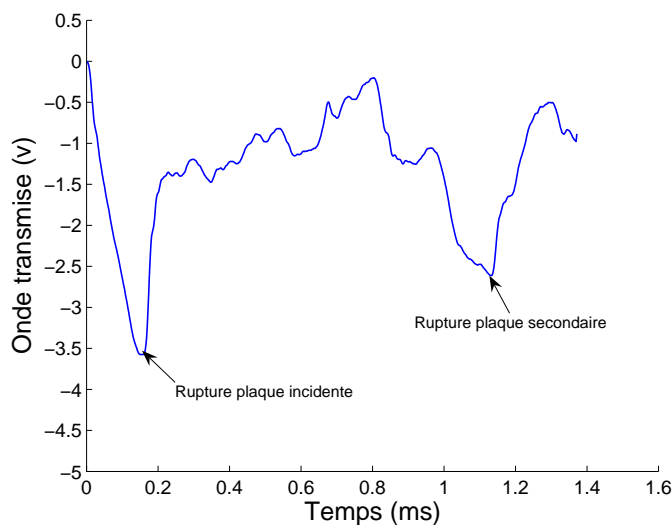


FIGURE 3.24: Signal du profil de l'onde transmise dans le perforateur.

Il montre deux pics de force typiques (les deux pics négatifs dans le signal) : le premier pic correspond à la perforation de la première peau (plaque incidente) et le deuxième à celle de la deuxième peau (plaque secondaire).

A partir du signal brut mesuré comme il est montré dans la figure 3.24, la courbe force vs déplacement sous impact est construite en utilisant les équations (1.3.2), (3.3.4)

et (3.3.5). La figure 3.25 illustre une comparaison entre la perforation quasi-statique et dynamique à environ 45 m/s.

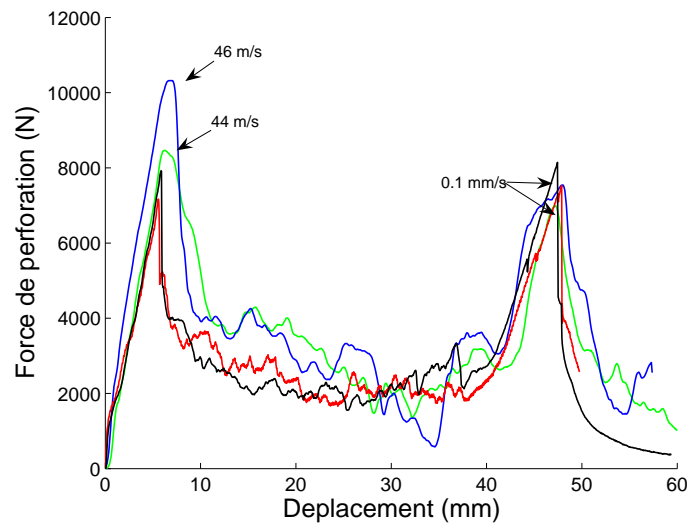


FIGURE 3.25: Courbes force vs déplacement de perforation quasi-statique et dynamique.

Une telle comparaison des essais de perforation dynamique et quasi-statique montre une augmentation significative de l'effort de perforation de la première peau (plaque incidente) sous chargement dynamique. Pour bien comprendre le mécanisme, nous avons recouru à l'observation post-mortem. Un détail des images post-mortem des sandwichs perforés est montré en figure 3.26.

Une différence évidente observée est que la mousse a subi une compression. Cependant, cette large compression est a priori due au système d'arrêt de la vitesse résiduelle de l'échantillon-projectile montré dans la figure 3.9. En effet, uniquement la post-perforation de la rupture de la deuxième peau n'est pas affectée par ce système d'arrêt. On voit de plus que le mode de rupture par pétales peut avoir lieu sous impact (cf., figure 3.27), ce qui est différent du mode de rupture circulaire observé pour la deuxième peau sous chargement quasi-statique (cf., figure 3.20).

Le tableau 3.3 fournit un récapitulatif des essais de perforation quasi-statique et dynamique. Il permet une comparaison quantitative des pics de force de perforation de la première peau (plaque incidente).



FIGURE 3.26: Photographies de post-perforation du sandwich : quasi-statique (à gauche) et dynamique (à droite).



FIGURE 3.27: Photographies de post-perforation dynamique de la plaque incidente (les 3 peaux à gauche) et de plaque secondaire (les 3 peaux à droite).

Vitesse d'impact (m/s)	0.0001	0.0001	23	27	44	46
Masse de l'échantillon (g)	43.5	44.9	43.7	41.6	43.7	46
Densité de la mousse (Kg/m <sup>3</sup> )	233	246	235	215	235	256
Pic de la force (N)	7193.59	7925.36	8236.27	7670.24	8461.5	10321

TABLEAU 3.3: Pic de force de la perforation de la plaque incidente sous chargements quasi-statique et dynamique.

La dispersion observée pour les essais dynamiques est forte. Cependant, les sandwichs n'ont pas les mêmes masses et les densités de mousses sont alors différentes. Il est bien connu que la contrainte d'écoulement de la mousse dépend fortement de sa densité relative (Gibson & Ashby [1988]). On voit que dans ces essais, un échantillon plus dense a effectivement une résistance plus élevée. En vue de prendre en compte un tel effet de masse, une correction est appliquée selon l'équation suivante :

$$F(\text{corrigée}) = \frac{F(\text{mesuree})}{\left(\frac{\rho}{\rho_{\text{reference}}}\right)^{\frac{3}{2}}} \quad (3.5.9)$$

où  $\rho$  et  $\rho_{\text{reference}}$  sont respectivement la densité de la mousse et la densité de la mousse choisie comme référence (ici quasi-statique). Le pic de force de perforation de la première peau après la correction est tracé en fonction du logarithme de la vitesse de perforation dans la figure 3.28. L'augmentation sous impact est alors évidente et l'augmentation moyenne sous chargement dynamique est d'environ 20%.

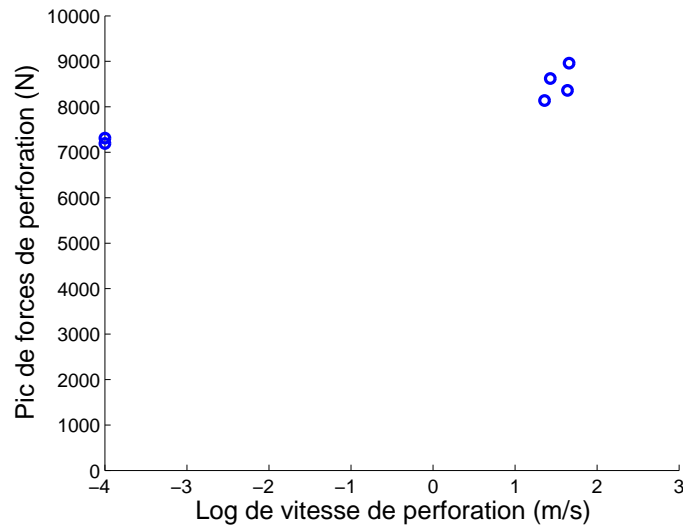


FIGURE 3.28: Pic de force de perforation de la plaque incidente (corrigé) vs logarithme de vitesse de perforation.

#### 3.5.5 Analyse et discussions

L'augmentation observée de la force de perforation de la plaque incidente est étrange. Elle ne devrait pas être due à la sensibilité à la vitesse de déformation de la plaque d'aluminium car le matériau de base de la plaque est quasi-insensible à la vitesse. En vue de vérifier cet argument, des essais de perforation quasi-statique et dynamique (40 m/s) d'une seule plaque d'aluminium 2024 T3 sont réalisés. Le même système de fixation du sandwich-projectile est utilisé pour la perforation de la plaque. Le bord de la plaque est encerclé par du scotch double-face pour augmenter l'adhérence entre le support du

projectile et la plaque et éviter le glissement. Le résultat est présenté sur la figure 3.29. Il montre que la plaque est effectivement quasi-insensible à la vitesse.

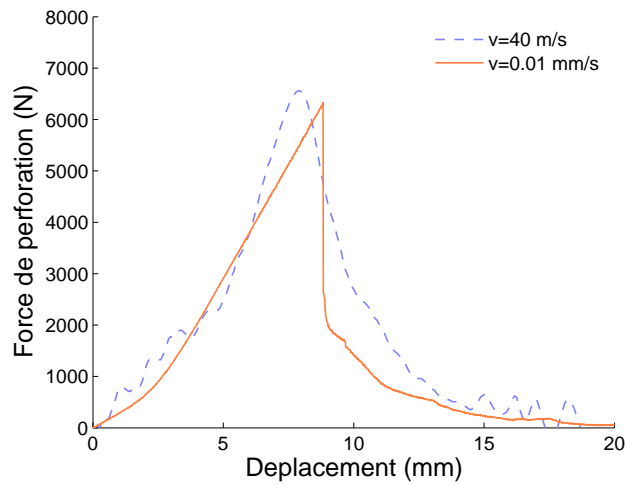


FIGURE 3.29: Courbes force vs déplacement de la perforation de la plaque Al2024 T3, épaisseur= 0.8 mm.

La perforation d'un échantillon de mousse seule est aussi analysée. La figure 3.30 montre des courbes force vs déplacement de la perforation de mousses en dynamique et quasi-statique. On peut voir que les courbes force de perforation vs déplacement en dynamique sont quasi-identiques au cas quasi-statique car la mousse est très dispersive. De plus, les essais présentés au chapitre 2 ont montré que le comportement sous compression de cette mousse est quasi-insensible à la vitesse.

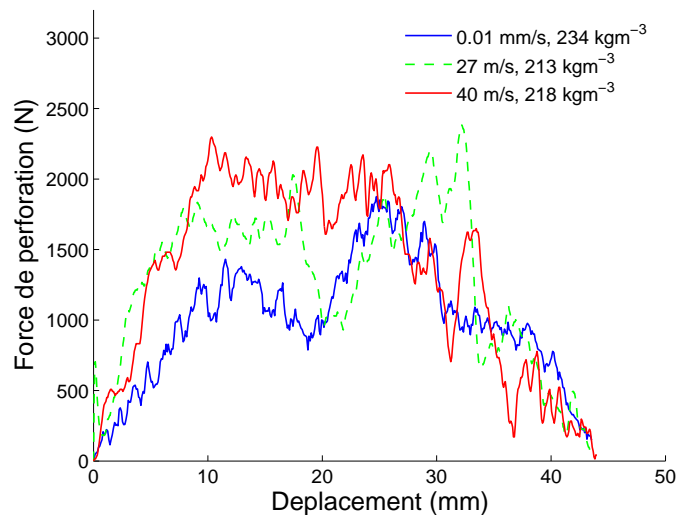


FIGURE 3.30: Courbes force vs déplacement de la perforation des mousses Cymat.

La figure 3.31 montre une photographie de mousses perforées en quasi-statique. Cette photographie montre que le montage simple utilisé est robuste.



FIGURE 3.31: Photographie des mousses perforées en quasi-statique.

Cette augmentation peut donc être attribuée à la différence de mécanisme d'interaction entre la plaque et la mousse sous chargement quasi-statique et sous impact. En effet, la force de perforation de la plaque incidente dépend de la contrainte de résistance de l'âme du sandwich. Sous chargement quasi-statique, il existe des modèles analytiques simples ([Wierszbicki & Hoo Fatt, 1995]; [Hoo Fatt & Park, 2000]) qui modélisent la plaque incidente comme une membrane supportée par un fondation plastique rigide (âme du sandwich) (cf., figure 3.32).

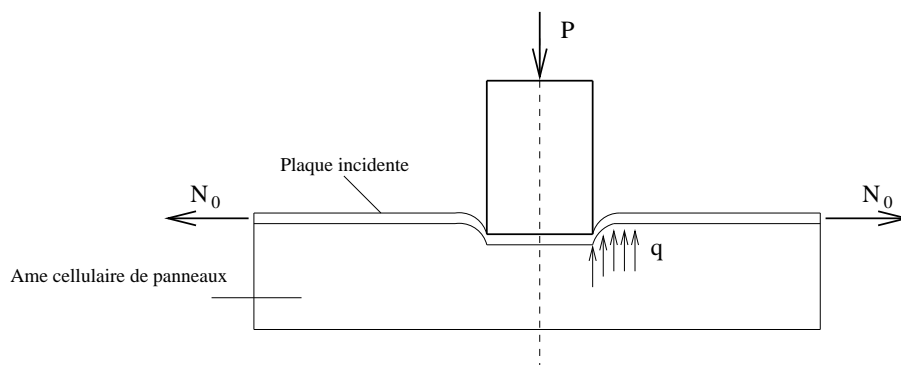


FIGURE 3.32: Modèle simplifié de perforation de la plaque incidente (d'après [Hoo Fatt & Park, 2000]).

Sous cette hypothèse, la force de perforation  $P$  dépend de la contrainte de traction de la plaque  $N_0$  et de la contrainte équivalente de résistance de l'âme de sandwich  $q$ . Comme la mousse a un écrouissage important (cf., figure 2.14), le pic de perforation de la plaque

incidente devrait dépendre de la déformation de compression de la mousse atteinte avant la rupture de plaque incidente. Et cette déformation devrait être différente sous chargement quasi-statique et sous impact. Pour appuyer cet argument, la figure 3.33 montre un essai de perforation sous chargement quasi-statique d'un sandwich ayant subi une précompression uniforme jusqu'à environ 35 % de déformation.

En comparaison avec le pic de perforation de la plaque incidente du sandwich initial, la force de perforation de sandwich précomprimé est largement supérieure. Ainsi, la différence se situe peut-être au niveau d'un état d'écroutissage atteint sous chargement quasi-statique et dynamique qui serait différent à cause d'un effet d'inertie ([Gary, 1983]; [Calladine & English, 1984]; [Zhao, 2004]), permettant d'obtenir une grande contrainte locale de la mousse sous le perforateur. Un tel concept peut aussi expliquer pourquoi la force de perforation de la mousse juste après la rupture de peau est largement supérieure au cas quasi-statique, et précisément comment une telle augmentation se dégrade progressivement au fur-et-à-mesure de la perforation de la mousse (cf., figure 3.25).

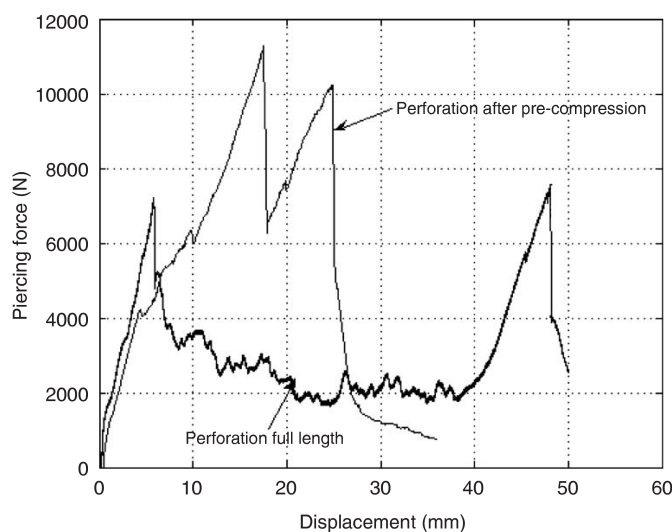


FIGURE 3.33: Courbes force vs déplacement : perforation du sandwich sans et avec pré-compression.

### 3.6 Comportement sous perforation des sandwichs à base de mousse Alporas, billes creuses et nid d'abeille

Des sandwichs à base de mousses métalliques, billes creuses et nid d'abeille sont testés sous perforation inversée. Une synthèse des résultats est présentée dans cette section. La même méthode d'investigation est appliquée à des sandwichs à base de mousse Alporas, nid d'abeille et aggloméré de billes creuses en nickel. Les figures 3.34, 3.35 et 3.36

montrent des courbes force de perforation vs déplacement quasi-statique et dynamique de trois sandwichs.

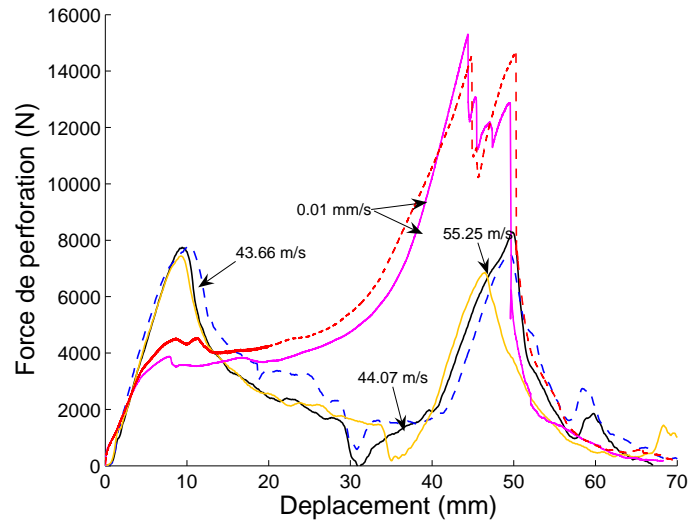


FIGURE 3.34: Courbes force vs déplacement de perforation du sandwich à base de mousses Alporas.

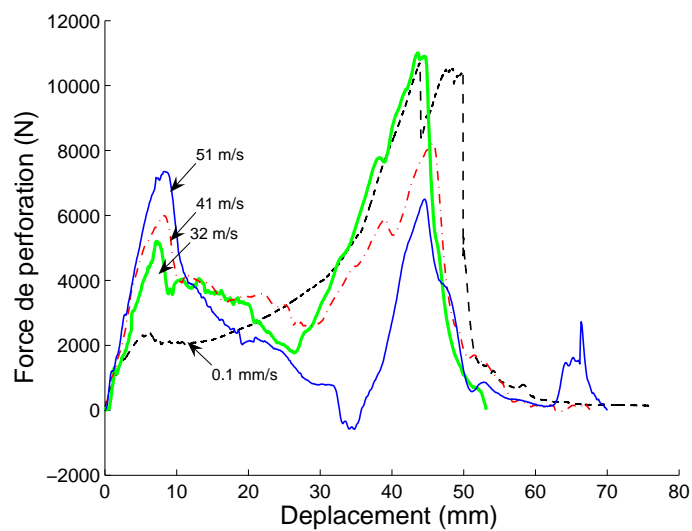


FIGURE 3.35: Courbes force vs déplacement de perforation du sandwich à base de sphères creuses.



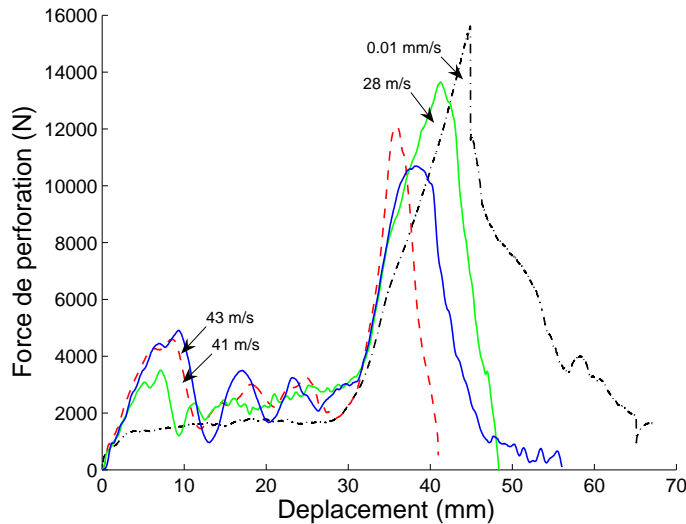


FIGURE 3.36: Courbes force vs déplacement de perforation du sandwich à base de nid d'abeille.

On observe que le mécanisme de pénétration quasi-statique est différent de celui du sandwich à base de mousse Cymat. La courbe quasi-statique (force vs déplacement) ne présente pas les deux pics typiques de la perforation d'un sandwich. La plaque incidente ne se perforé pas au début du processus mais elle subit une flexion avant d'être perforée juste avant la plaque secondaire. On remarque que plus la résistance du coeur du sandwich est faible, plus la plaque incidente est difficile à perforer.

La figure 3.37 montre une photographie des sandwichs perforés en quasi-statique. Il apparaît que la condition aux limites joue un rôle primordial dans la perforation quasi-statique de ce type de sandwich quand la résistance du coeur est trop faible. Par contre, sous perforation dynamique, une augmentation significative du pic de force de perforation de la plaque incidente est observée comme dans le cas de la perforation de sandwich à base de mousse Cymat. La figure 3.38 montre une photographie des sandwichs perforés en dynamique.

Une synthèse quantitative des pics de perforation de la plaque incidente est présentée dans les tableaux (3.4) (Alporas), (3.5) (sphères creuses) et (3.6) (nid d'abeille). Une augmentation du pic de force de perforation de la plaque incidente est aussi mise en évidence pour ces types de sandwichs.



FIGURE 3.37: Photographie des sandwichs perforés en quasi-statique. Sandwich à base mousse Alporas( gauche), sphères creuses (milieu) et nid d'abeille (droite).



FIGURE 3.38: Photographie des sandwichs perforés en dynamique. Sandwich à base mousse Alporas (gauche), sphères creuses (milieu) et nid d'abeille (droite).

Vitesse d'impact (m/s)	0.0001	0.0001	38.07	43.66	44.07	51.25
Masse de l'échantillon (g)	42.5	43.36	42.45	41.75	41.34	41.99
Densité de la mousse (kg/m <sup>3</sup> )	240	250	240	240	230	230
Pic de la force (N)	3870	4475	7810	7760	7720	7435

TABLEAU 3.4: Pic de force de la perforation de la plaque incidente sous chargement quasi-statique et dynamique. Sandwich à base de mousse Alporas.

Vitesse d'impact (m/s)	0.0001	25	32	32	41	41	43	51
Masse de l'échantillon (gr)	36.52	38.4	37.5	34.8	37.2	37.6	36.9	37.37
Densité des billes (kg/m <sup>3</sup> )	182	198	191	166	190	191	185	199
Pic de la force (N)	2350	4450	5400	5435	5800	5880	6000	7350

TABLEAU 3.5: Pic de force de la perforation de la plaque incidente sous chargement quasi-statique et dynamique. Sandwich à base de sphères creuses.

Vitesse d'impact (m/s)	0.0001	28	41	43
Masse de l'échantillon (gr)	20.59	19.8	20.2	20.3
Densité du nid d'abeille (kg/m <sup>3</sup> )	40	34	37	38
Pic de la force (N)	1340	3500	4580	4900

TABLEAU 3.6: *Pic de force de la perforation de la plaque incidente sous chargement quasi-statique et dynamique. Sandwich à base de nid d'abeille.*

### 3.7 Conclusion

Un montage expérimental spécifique de perforation inversée, basé sur le principe des barres de Hopkinson a été mis en place pour obtenir la mesure de l'effort pendant le processus complet de perforation. Cette mesure expérimentale originale est difficile à obtenir dans un essai de perforation classique (cible fixe). Il est donc possible avec cette technique de comparer directement les courbes force vs déplacement en situation de perforation dynamique et quasi-statique.

Cet essai est appliqué à des panneaux sandwichs dont l'âme est fabriquée à partir d'une mousse Cymat et deux peaux (plaque incidente et secondaire) en aluminium Al2024 T3 d'épaisseur 0.8 mm. Des essais quasi-statique et dynamique (environ 25 m/s et 45 m/s) sont réalisés. Une augmentation significative de la force de perforation de la plaque incidente sous sollicitation dynamique est mise en évidence.

L'origine de cette augmentation est étrange car ni le comportement de la mousse, ni celui des peaux ne sont sensibles à la vitesse de chargement. Des essais complémentaires confirment cet hypothèse : essais de caractérisation de la mousse en compression, des peaux en cisaillement, essais de perforation de la peau et de la mousse. Une explication qualitative de cette augmentation par un mécanisme de compression de la mousse est proposé. Pour appuyer cette explication, un essai de perforation sur un sandwich précompacté est réalisé. Il montre en effet un pic de force de perforation très élevé.

Une telle augmentation de l'effort est aussi observée dans les panneaux à base en mousse Alporas, nid d'abeille et sphères creuses en nickel.



---

## Conclusions & perspectives

Dans cette thèse, on a étudié, dans une première partie, l'effet d'onde de choc dans les matériaux cellulaires. Les matériaux cellulaires testés sont de différents types comme le nid d'abeille d'aluminium, mousse d'aluminium de type Cymat et Alporas aussi bien qu'un aggloméré de sphères creuses en nickel.

D'abord, on a développé une nouvelle technique expérimentale originale pour étudier l'effet d'onde de choc dans de tels matériaux. Les points importants dans cette méthode sont les suivants :

Le premier point est l'utilisation de la technique de la mesure avec les barres de Hopkinson en nylon avec grand diamètre (60 mm), qui permet d'obtenir une mesure précise par élimination d'une éventuelle dispersion due au faible rapport de la taille de l'échantillon relativement à la taille de la cellule, ou due à la faible amplitude du signal de l'onde transmise à cause de la faible impédance du matériau cellulaire en comparaison avec celle des barres métalliques.

Le second point est le développement de deux scénarios d'impact différents en vue de mesurer virtuellement l'histoire de la contrainte derrière et devant un éventuel front de choc.

Les essais rapportés fournissent une preuve expérimentale de l'existence de la propagation d'un front de choc au sein de l'échantillon, même avec une vitesse d'impact modérée d'environ 60 m/s.

Pour la mousse Alporas et les sphères creuses en nickel, le saut de la contrainte de choc est observé expérimentalement et la vitesse du front de choc est mesurée.

Ensuite, cette étude est étendue vers la mesure de la vitesse du front de choc et du champ de déformation par une méthode optique de corrélation d'images et la reproduction numérique de la méthode d'investigation proposée (les essais avec 2 scénarios). Les points importants sont :

La formation d'une onde de choc est confirmée par la méthode optique. La célérité du front de choc est mesurée. La comparaison avec la mesure expérimentale est bonne. La discontinuité du champ de déformation est confirmée.

L'effet d'onde de choc dans les matériaux cellulaires est gouverné par un paramètre macroscopique structurel. Le résultat des essais sur les matériaux cellulaires de différentes microstructures montrent qu'une telle augmentation de la contrainte d'écrasement attribuée à l'effet d'onde de choc dépend uniquement du rapport de la densité à la contrainte d'écoulement. Il est indépendant de la microstructure et du mode de déformation d'écrasement local.

En effet, une telle formation d'onde de choc peut être reproduite par la simulation numérique en utilisant un simple modèle macroscopique homogène et une loi de comportement insensible à la vitesse basée sur l'identification de la courbe constitutive contrainte-déformation nominales par un essai quasi-statique en compression. Cela signifie qu'une telle augmentation de la contrainte liée à l'effet d'onde de choc ne devrait pas être prise en considération au niveau du modèle du matériau.

Dans la seconde partie, on a mis en place une nouvelle technique de mesure de la perforation dynamique inversée en utilisant encore la technique de mesure avec les barres de Hopkinson. Cette technique offre une mesure originale de l'histoire force vs déplacement pendant le processus complet de perforation. Elle permet donc de rendre possible la comparaison directe entre les courbes force-déplacement sous des chargements dynamique et quasi-statique

Un tel essai est appliqué à des panneaux sandwichs à âme en mousse Cymat et peaux (plaque incidente et secondaire) en aluminium Al2024 T3 d'épaisseur 0.8 mm. Des essais quasi-statique et dynamique (environ 25 m/s et 45 m/s) sont réalisés. Une augmentation significative de la force de perforation de la plaque incidente sous sollicitation dynamique est mise en évidence.

L'origine de cette augmentation est étrange car ni le comportement des mousses, ni celui des peaux ne sont sensibles à la vitesse de chargement (hypothèse confirmée par des essais complémentaires).

Une explication qualitative de cette augmentation par un mécanisme de compression de la mousse est proposée. Un essai sur un sandwich précompacté montre en effet un pic de force de perforation très élevée qui conforte ce concept.

## Perspectives

Comme perspectives on peut citer plusieurs points :

- a) Réaliser des essais d'impact sur les matériaux testés à une vitesse proche de la vitesse d'impact d'oiseaux pour évaluer l'augmentation de la contrainte due à l'effet d'onde de choc et voir à quelle vitesse l'effet d'onde de choc va devenir important dans les nid d'abeille et les mousses Cymat.

- b) Reproduire numériquement l'essai de perforation sur Ls-Dyna avec la bibliothèque existante des lois de comportement pour ce type de structure sandwich pour approfondir mieux le mécanisme d'endommagement par perforation et permettre l'accès à des informations locales. Ce travail est en cours. La perforation des peaux est maîtrisée en utilisant une loi de comportement élasto-plastique avec endommagement de type Lemaitre (loi 104 :MAT-DAMAGE-1 dans le code ). Pour la loi du comportement de la mousse, la loi Fleck (154) peut modéliser le comportement de la mousse avec intégration d'un critère de rupture énergétique (non disponible dans le code) car la perforation de la mousse se fait par compression des cellules devant le perforateur et par cisaillement et traction des cellules autour de la périphérie du perforateur.

La mousse est modélisée par des éléments briques comme dans le cas de la compression (l'étude d'effet de choc). L'interface entre le peau et le matériau cellulaire peut être modélisée par une condition de contact « automatic-surface-to-surface-tiebreak ». Ici la rupture de noeuds à l'interface est donnée par un critère de rupture quadratique qui tient compte à la fois des composantes normale et tangentielle modulées par la contrainte de résistance de la colle en traction et cisaillement pur.

- c) Travailler à la modélisation analytique du processus de perforation.





---

## Bibliographie

- Abdennadher, S. (2004). *Etude de l'écrasement de structures alvéolaires sous sollicitation dynamique. Application aux matériaux cellulaires*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, France.
- Achenbach, J. (1978). Wave propagation in elastic solids. *North-Holland publishing company*.
- Andrews, E., Gioux, G., Onck, P., & Gibson, L. (2000). Size effects in ductile cellular solids. part II : experiemental results. *International Journal of Mechanical Sciences*, 43, 701–713.
- Ashby, M., Evans, A., Fleck, L., Gibson, J., Hutchinson, J., & Wadley, H. (2000). *Metal Foams : A Design Guide*, Butterworth Heinemann, UK.
- Backman, M. & Goldsmith, W. (1978). The mechanics of penetration of projectiles into targets. *International Journal of Impact Engineering*, 16, 1–99.
- Banhart, J. (2001). Manufacture, characterisation and application of cellular metals. *Progress in Material Science*, 46, 559–632.
- Blazy, J. (2003). *Comportement mécanique des mousses d'aluminium : caractérisations expérimentales sous sollicitations complexes et simulations numériques dans le cadre de l'élasto-plasticité compressible*. Thèse de Doctorat, Ecole des Mines de Paris, France.
- Borvik, T., Clausen, A., & Langseth, M. (2004). Perforation of AA5083-H116 aluminium plates with conical-nose steel projectiles- experimental study. *International Journal of Impact Engineering*, 30, 367–384.
- Borvik, T., Hopperstad, O., Langseth, M., & Malo, K. (1999). Ballistic penetration of steel plates. *International Journal of Impact Engineering*, 22, 855–886.
- Borvik, T., Hopperstad, O., Langseth, M., & Malo, K. (2003). Effect of target thickness in blunt projectile penetration of weldox 460 E steel plates. *International Journal of Impact Engineering*, 28, 413–464.
- Borvik, T., Langseth, M., Hopperstad, O., & Malo, K. (2002). Perforation of 12 mm thick steel plates by 20 mm diameter projectiles with flat, hemispherical and conical noses. part I : Experimental study. *International Journal of Impact Engineering*, 27, 19–35.
- Budiansky, B. & Hutchinson, J. (1964). Dynamic buckling of imperfection sensitive structures. *Proc. 11th international Congress of Applied Mechanics Springer Munich*.

- Calladine, C. & English, R. (1984). Strain-rate and inertia effects in the collapse of two types of energy-absorbing structure. *International Journal of Mechanical Sciences*, 26, 689–701.
- Chree, C. (1889). The equations of an isotropic elastic solid in polar and cylindrical coordinates, their solutions and applications. *Cambridge Phil. Soc. Trans.*, 14, 250–369.
- Corbett, G., Reid, S., & Johnson, W. (1996). Impact loading of plates and shells by free flying projectiles : A review. *International Journal of Impact Engineering*, 18, 141–230.
- Dannemann, K. & Lankford, J. (2000). High strain rate compression of closed-cell aluminium foams. *Materials Science Engineering*, A293, 157–164.
- Davies, R. (1948). A critical study of hopkinson pressure bar. *Philosophical Transaction of Royal Society*, A240, 375–457.
- Deshpande, V. & Fleck, N. (2000). High strain rate compressive behaviour of aluminium alloy foams. *International Journal of Impact Engineering*, 24, 277–298.
- Fazekas, A., Densievel, R., Salvo, L., & Brechet, Y. (2002). Effect of microstructural topology upon the stiffness and strength of 2d cellular structures. *International Journal of Mechanical Science*, 44, 2047–2066.
- Gary, G. (1983). Dynamic buckling of an elastoplastic column. *International Journal of Impact Engineering*, 1, 357–375.
- Gibson, L. & Ashby, M. (1988). *Cellular solids*. New York : Pergamon Press.
- Goldsmith, W. & Sackman, J. (1992). An experimental study of energy absorption in impact on sandwich plates. *International Journal of Impact Engineering*, 12, 241–262.
- Goldsmith, W., Wang, G., Li, K., & Crane, D. (1997). Perforation of cellular sandwich plates. *International Journal of Impact Engineering*, 19, 361–379.
- Graff, K. (1975). Wave motion in elastic solids. *Othio State University Press*.
- Hanssen, A., Girard, Y., Olovsson, L., Berstad, T., & Langseth, M. (2005). A numerical model for bird strike of aluminium foam-based sandwich panels. *International Journal of Impact Engineering*, 47, 1023–1037.
- Hanssen, A., Hopperstad, O., Langseth, M., & Ilstad, H. (2002). Validation of constitutive models applicable to aluminium foams. *Int. J. Mech. Sci*, 44, 359–406.
- Harte, A. & Fleck, N. (1999). Fatigue failure of an open cell and a closed cell aluminium alloy foams. *Acta Metall Mater*, 47, 2511–2524.
- Hild, F. (2002). CORRELI-LMT : A Software for Displacement Field Measurements by Digital Image Correlation. Rapport interne N° 254, LMT-Cachan, France.
- Hoo Fatt, M. & Park, K. (2000). Perforation of sandwich plates by projectiles. *Composites : Part A : applied science and manufacturing*, 31, 889–899.
- Hopkinson, B. (1914). A method of measuring the pressure produced in the detonation of high explosives or by the impact of bullets. *Philos. Trans. R. Soc. London*, A213, 437–456.

- J.O.Hallquist (May 1998). Ls-dyna theoretical manual.
- Kenny, L. (1996). Mechanical properties of particle stabilised Aluminium foam. *Mater Sci Forum*, 26, 217–222.
- Klinworth, J. & Stronge, W. (1988). Elasto-plastic yield limits and deformation laws for transversely crushed honeycombs. *International Journal of Mechanical Sciences*, 30, 273–292.
- Kolsky, K. (1949). An investigation of the properties of materials at very high rates of loading. *Proc.Phys. Soc. London*, B62, 676–700.
- Langseth, M., Hopperstad, O., & Berstad, T. (1996). Static and dynamic axial crushing of square thin-walled aluminium extrusions. *International Journal of Impact Engineering*, 18, 949–968.
- Langseth, M., Hopperstad, O., & Berstad, T. (1999). Crashworthiness of aluminium extrusion : validation of numerical simulation, effect of mass ratio and impact velocity. *International Journal of Impact Engineering*, 22, 829–854.
- Langseth, M. & Larsen, P. (1990). Dropped objects : plugging capacity of steel plates. an experimental investigation. *International Journal of Impact Engineering*, 9, 289–316.
- Lankford, J. & Dannemann, K. (1998). Strain rate effects in porous materials. *Proceedings of the Symposium of the Material Research Society*, vol. 521. Materials Research Society.
- Lesuer, D. (1999). *International Journal of Impact Engineering*, 44, 359–406.
- Li, Y., Li, J., & Zhang, R. (2004). Energy-absorption performance of porous materials in sandwich composites under hypervelocity impact loading. *Composites Structures*, 64, 71–78.
- Lindholm, U., Bessy, R., & Smith, G. (1971). Effect of strain rate on yield strength, tensile strength and elongation of three aluminium alloys. *J Mater JMLSA*, 6(1), 119.
- Lopatnikov, S., Gama, B., Haque, M., Karauthauser, C., & Gillespie, J. (2004). High-velocity plate impact of metal foams. *Journal of Impact Engineering*, 30, 421–445.
- Lopatnikov, S., Gama, B., Haque, M., Krauthauser, C., Gillespie, J., Guden, M., & Hall, I. (2003). Dynamics of metal foam deformation during Taylor cylinder-hopkinson bar impact experiment. *Composite Structure*, 61, 61–71.
- Maire, E., Elmoutaouakkil, A., Fassekas, A., & Salvo, L. (2003). In-situ measurements of deformation and failure of metallic foams using x-ray tomography. *MRS bulletin*, 28, 284–289.
- McCullough, K., Fleck, N., & Ashby, M. (1999). Uniaxial stress-strain behaviour of aluminium alloy foams. *Acta Metall Mater*, 47, 2323–2330.
- Meo, M., Vignjevic, R., & Marengo, G. (2005). The response of honeycomb sandwich panels under low-velocity impact loading. *International Journal of Mechanical Sciences*, 47, 1301–1325.
- Merle, R. (2006). *Mise en oeuvre et analyse d'un essai de double cisaillement en grandes déformations sous sollicitations dynamiques. Application à la caractérisation des*

tôles métalliques utilisées dans l'industrie automobile. Thèse de Doctorat, ENS-Cachan, France.

Meyers, M. (1994). Dynamic behaviour of materials. *John Wiley and Sons Inc.*

Mines, R., Worrall, C., & Gibson, A. (1998). Low velocity perforation behaviour of polymer composite sandwich panels. *International Journal of Impact Engineering*, 21, 855–979.

Mukai, T., Kanahashi, H., Miyoshi, T., Mabuchi, M., & Nieh, T. (1999). Experimental study of energy absorption in a close-celled aluminium foam under dynamic loading. *Acta Metallurgica*, 40, 921–927.

Nasri, I., Zhao, H., & Girard, Y. (2004). Etude du comportement des matériaux cellulaires métalliques sous impact sévère. Dans *Colloque National MECAMAT aussois 2004. Mécanismes et Mécanique des Matériaux et Structures à longueur interne : Comportement et Effets d'Echelles*.

Olurin, O., Fleck, N., & Ashby, M. (2000). Indentation resistance of aluminium foam. *Scripta Materialia*, 43, 983–989.

Radford, D., Deshpande, V., & Fleck, N. (2005). The use of metal foam projectiles to simulate shock loading on a structure. *International Journal of Impact Engineering*, 31, 1152–1171.

Reddy, T., Wen, H., & Peter, D. (1997). Dynamic perforation of composite sandwich panels by projectiles with hemispherical and conical tips. *Structures Under Extreme Loading Conditions ASME*, 351, 151–163.

Reid, S. & Peng, C. (1997). Dynamic crushing of wood. *International Journal of Impact Engineering*, 19, 531–570.

Roach, A., Evans, K., & Jones, N. (1998). The penetration energy of sandwich panel elements under static and dynamic loading. *Part I, Composite Structures*, 42, 855–879.

Salvo, L. (2004). Quasi-static indentation tests on sandwich panels. *Private communications*.

Shyr, R. & Pan, Y. (2004). Low velocity impact responses of hollow core sandwich laminate and interply hybrid laminate. *Composite Structures*, 64, 189–198.

Simonsen, B. & Lauriden, L. (2000). Energy absorption and ductile failure in metal sheets under lateral indentation by a sphere. *International Journal of Impact Engineering*, 24, 1017–1039.

Tabiei, A. & Mostafiz, R. (2005). Transient Response of a Projectile in Gun Launch Simulation Using Lagrangian and ALE methods. Dans *8th International LS-DYNA Users Conference Penetration/Explosive*.

Tam, L. & Calladine, C. (1991). Inertia and strain rate effects in a simple plate structure under impact loading. *International Journal of Impact Engineering*, 11, 689–701.

Tan, P., Harrigan, J., Zou, Z., & Li, S. (2005). Dynamic compressive strength properties of aluminium foams. part I : Experimental data and observations. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 53, 2174–2205.

- Vural, M. & Ravichandran, G. (2003). Dynamic response and energy dissipation characteristics of balsa wood : experiment and analysis. *International Journal of Impact Engineering*, 40, 2170–2170.
- Wen, H. & Jones, N. (1994). Experimental investigation into the dynamic plastic response and perforation of a clumped circular plate struck transversely by a mass. *Proc. Instn. Mech. Engng*, 208, 113–137.
- Wen, H., Reddy, T., Reid, S., & Soden, P. (1998). Indentation, penetration and perforation of composite laminates and sandwich panels under quasi-static and projectile loading. *Key Engineering Materials*, 141-143, 501–552.
- Wierszbicki, T. & Hoo Fatt, M. (1995). Impact energy absorption of sandwich plates with crushable core. In : *Proceedings of the ASME/AMD Symposium, Impact Waves, and Fracture, Los Angeles, CA, 205*, 391–411.
- Wu, E. & Jiang, W. (1996). Axial crush of metallic honeycomb. *International Journal of Impact Engineering*, 19, 439–456.
- Zhao, H. (1992). *Analyse de l'essai aux barres de Hopkinson, application à la mesure du comportement dynamique des matériaux*. Thèse de Doctorat, ENPC, France.
- Zhao, H. (2004). *Cellular Materials Under Impact Loading*. AMAS Publications. Lecture notes series n°12.IPPT, Warsaw, Poland.
- Zhao, H., Elmasri, I., & Abdennadher, S. (2005). An experimental study on the behavior under impact loading of metallic cellular materials. *International Journal of Mechanical Sciences*, 47, 757–774.
- Zhao, H. & Gary, G. (1995). A three dimensional analytical solution of longitudinal wave propagation in an infinite linear viscoelastic cylindrical bar. application to the experimental technique. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 43(8), 1335–48.
- Zhao, H. & Gary, G. (1996). On the use of shpb technique to determine the dynamic behavior of the materials in the range of small strains. *Int. J. Solids. structure*, 45, 3363–3375.
- Zhao, H. & Gary, G. (1997). A new method for the separation of waves. application to the SHPB technique for an unlimited measuring duration. *Journal. Mech. Phys. Solids*, 45, 1185–1202.
- Zhao, H. & Gary, G. (1998). Crushing behaviour of aluminium honeycomb under impact loading. *International Journal of Impact Engineering*, 21, 827–836.



---

## Annexes

Annexes



## Annexe A

### Comportement des matériaux cellulaires sous chargement quasi-statique

#### A.1 Comportement mécanique du nid d'abeille

La forme régulière de la cellule (cf., figure 3.1) rend plus simple l'établissement d'une expression théorique de la densité relative du nid d'abeille. Elle est définie comme le rapport de la section de paroi de la cellule avec la section occupée par la cellule :

$$\frac{\rho^*}{\rho_s} = \frac{3t}{(2h\cos\theta(1 + \sin\theta))} \propto \frac{t}{h} \quad (\text{A.1})$$

où  $\rho^*$ ,  $\rho_s$  sont les densités du nid d'abeille et du matériau de base.

La densité relative est donc proportionnelle au rapport de l'épaisseur de la paroi  $t$  à la longueur de la cellule  $h$ . Une modification de la forme de la cellule influe donc uniquement sur le coefficient de proportionnalité du rapport.

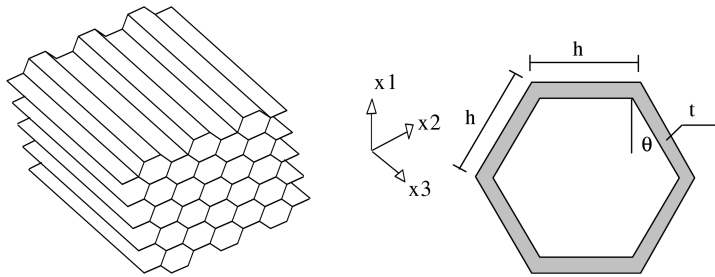


FIGURE 3.1: *Modèle idéal de la cellule hexagonale du nid d'abeille.*

##### A.1.1 Comportement suivant l'axe normal

Le comportement du nid d'abeille suivant l'axe normal présente une rigidité et une contrainte limite privilégiées dans cette direction. Sous compression, qui est le scénario idéal de chargement pour l'application d'absorption d'énergie, le mode de déformation est le pliage progressif des parois de la cellule ([Zhao, 2004] ; [Abdennadher, 2004]). La contrainte peut être estimée en établissant un équilibre énergétique entre le travail de la force d'écrasement et l'énergie totale requise pour la rotation de la ligne de la rotule

plastique. Pour la simplicité, la demi-longueur de l'onde est supposée égale à la longueur de la cellule  $h$  (cf., figure 3.2). L'équilibre s'écrit alors :

$$\sigma_{y3}^* 2h \cos\theta (h + h \sin\theta) h = 3\pi h \sigma_{ys} t^2 \quad (\text{A.2})$$

où  $\sigma_{y3}^*$  et  $\sigma_{ys}$  sont les contraintes d'écoulement en compression du nid d'abeille et de leur matériau constitutif.

On obtient alors la formule suivante :

$$\frac{\sigma_{y3}^*}{\sigma_{ys}} = \frac{\pi(h+2h)t^2}{8h \cos\theta (h + h \sin\theta) h} \propto \left(\frac{t}{h}\right)^2 \propto \left(\frac{\rho^*}{\rho_s}\right)^2 \quad (\text{A.3})$$

Pour un nid d'abeille avec une densité relative de 0.1, la contrainte d'écoulement est d'environ  $\frac{1}{100}$  de la contrainte d'écoulement du matériau constitutif du nid d'abeille.

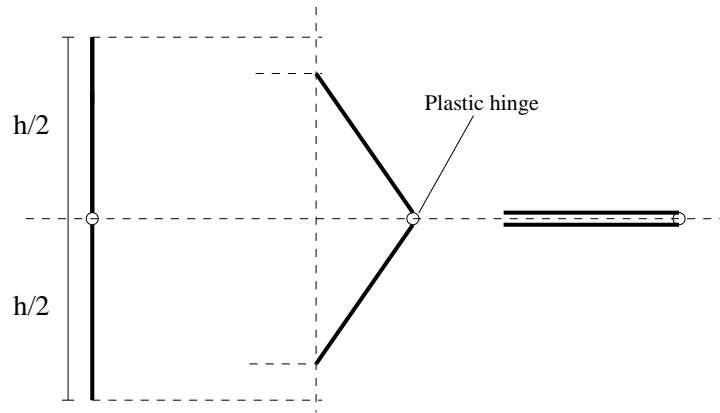


FIGURE 3.2: Pliage progressif des parois de la cellule, flambage suivant l'axe normal.

### A.1.2 Comportement dans le plan $x_1$ ou $x_2$

Le mode de déformation dans la zone élastique linéaire est la flexion élastique de la paroi (cf., figure 3.3).

La relation entre le moment de flexion  $M$  qui tend à plier la paroi de la cellule et la déflexion relative  $\delta$  est :

$$\delta = \frac{M}{6E_s I} = \frac{F h \sin\theta}{12E_s I} \quad (\text{A.4})$$

où  $I$  est le moment d'inertie de la section. Ici, la paroi de la cellule est modélisée comme une poutre de longueur  $l$ , d'épaisseur  $t$ , de profondeur  $b$  et de module de Young  $E_s$ . Le moment de flexion est relié à la distribution de la force d'écrasement (la contrainte nominale  $\sigma_1$  dans la direction  $x_1$ ) et la déformation nominale  $\varepsilon_1$  :

$$M = \frac{1}{2} \sigma_1 h (1 + \sin\theta) b h \sin\theta, \quad \varepsilon_1 = \frac{\delta \sin\theta}{h \cos\theta} \quad (\text{A.5})$$

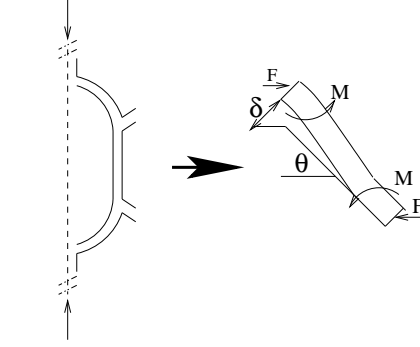


FIGURE 3.3: Mode de déformation dans le plan : flexion de la paroi (d'après Gibson & Ashby [1988]).

On peut déduire les deux modules élastiques  $E_1^*$ ,  $E_2^*$  dans les directions  $x_1$  et  $x_2$  :

$$\frac{E_1^*}{E_s} = \frac{\cos\theta}{\sin^2\theta(1+\sin\theta)} \left(\frac{t}{h}\right)^3, \quad \frac{E_2^*}{E_s} = \frac{1+\sin\theta}{\cos^3\theta} \left(\frac{t}{h}\right)^3 \quad (\text{A.6})$$

Il est à noter ici que les deux modules élastiques sont proportionnels au cube de la densité relative. Les contraintes d'écoulement peuvent être obtenues de la même manière que la contrainte dans le plan normal en supposant que l'angle de rotation plastique de la rotule  $\phi$  est très faible :

$$\sigma_{ys} t^2 b \phi = 2\sigma_{y1}^* (h + h\sin\theta) b h \phi \sin\theta \quad (\text{A.7})$$

Ceci amène à noter que les contraintes d'écoulements  $\sigma_{y1}^*$ ,  $\sigma_{y2}^*$  dans les directions  $x_1$  et  $x_2$  sont proportionnelles aux carrés de la densité relative du nid d'abeille.

$$\frac{\sigma_{y1}^*}{\sigma_{ys}} = \frac{1}{2(1+\sin\theta)\sin\theta} \left(\frac{t}{h}\right)^2, \quad \frac{\sigma_{y2}^*}{\sigma_{ys}} = \frac{1}{2\cos^2\theta} \left(\frac{t}{h}\right)^2 \quad (\text{A.8})$$

## A.2 Comportement mécanique des mousses

Il est difficile d'établir une formule précise, comme pour le cas du nid d'abeille, pour le comportement des mousses à cause des irrégularités de forme et de taille des cellules. Cependant, une analyse dimensionnelle peut être utilisée pour comprendre la dépendance des caractéristiques mécaniques principales avec la densité relative. Les mousses peuvent avoir différentes morphologies (cellule ouverte, fermée ou creuse).

### A.2.1 Mousse à porosité ouverte

Une mousse à cellule ouverte peut être assimilée selon (Gibson & Ashby [1988]) à une juxtaposition de cellules élémentaires de forme cubique de longueur  $h$  et d'épaisseur  $t$  (cf., figure 3.4). La densité relative de la cellule élémentaire est liée aux dimensions  $h$  et  $t$  par :

$$\frac{\rho^*}{\rho_s} \propto \left(\frac{t}{h}\right)^2 \quad (\text{A.9})$$

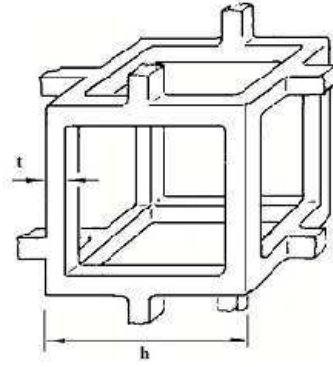


FIGURE 3.4: *Modèle idéal d'une mousse à cellule ouverte (d'après Gibson & Ashby [1988]).*

Dans la zone élastique, le mode de déformation est la flexion comme le cas de mode de déformation du nid d'abeille dans les direction  $x_1$  ou  $x_2$  (cf., figure 3.5).

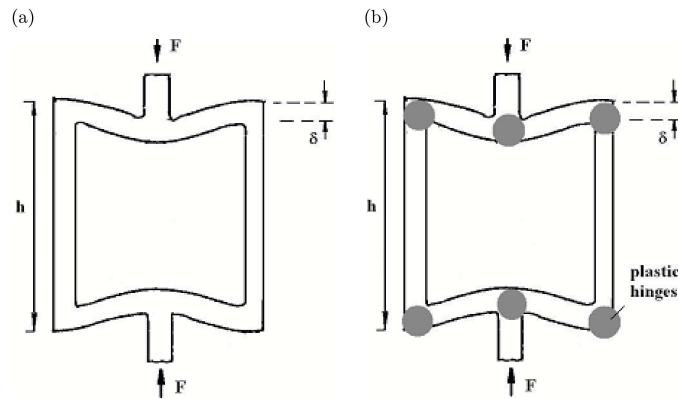


FIGURE 3.5: (a) *Mode de déformation de la mousse, flambage élastique de la poutre et*  
(b) *rotation de la rotule plastique.*

Le module de Young de la mousse est déterminé par la théorie de la déflexion linéaire élastique d'une poutre de longueur  $h$  soumise à une force  $F$ . La théorie des poutres standard donne la déflexion  $\delta$  en fonction  $\frac{Fh^3}{E_s I}$ , où  $E_s$  est le module de Young du matériau de la poutre et  $I$  est le moment d'inertie de la poutre  $\propto t^4$ . La force  $F$  est reliée à la contrainte nominale  $\sigma$  par  $F \propto \sigma h^2$  et la déformation nominale  $\varepsilon$  au déplacement  $\delta$  par  $\varepsilon \propto \frac{\delta}{h}$ . Il est simple de trouver une relation entre la contrainte et la déformation nominale pour en déduire le module de Young de la mousse :

$$\delta \propto \frac{Fh^3}{E_s} \propto \frac{Fh^2}{E_s t^4} \Rightarrow \varepsilon \propto \frac{\delta}{h} \propto \frac{Fh^2}{E_s t^4} \propto \frac{\sigma h^4}{E_s t^4} \quad (\text{A.10})$$

Le module de Young de la mousse est donné par :

$$\frac{E^*}{E_s} \propto \frac{t^4}{h^4} \propto \left(\frac{\rho^*}{\rho_s}\right)^2. \quad (\text{A.11})$$

Il est à noter ici que le rapport du module de Young de la mousse à celui du matériau constitutif est proportionnel au carré de la densité relative. La contrainte d'écoulement de la mousse peut être déterminée en utilisant l'analyse limite (cf., figure 3.5). Elle est proportionnelle à la puissance  $\frac{3}{2}$  de la densité relative de la mousse.

$$\frac{\sigma^*}{\sigma_{ys}} \propto \left(\frac{\rho^*}{\rho_s}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (\text{A.12})$$

### A.2.2 Mousse à porosité fermée

Les mousses à cellules fermées sont plus compliquées que celles à cellules ouvertes. Une cellule élémentaire peut être construite en considérant qu'une fraction  $\phi$  de matériau solide est contenue dans les arêtes d'épaisseur  $t'$  tandis que la fraction restante  $1 - \phi$  est contenue dans le paroi d'épaisseur  $t$ . A partir de ce modèle de la cellule (cf., figure 3.6), les mécanismes de déformation des mousses dans la zone élastique peuvent se décomposer en trois composantes : la flexion des arêtes qui est le mécanisme prépondérant, l'étirage de la paroi qui participe à la déformation en moindre mesure et enfin les gaz emprisonnés dans les cellules qui contribuent également à la résistance à la déformation (phénomène généralement négligé). L'étude menée par ([Gibson & Ashby, 1988]) propose une formule de calcul du module d'élasticité de la mousse soumise à une sollicitation en compression :

$$\frac{E^*}{E_s} = C_1 \left(\phi \frac{\rho^*}{\rho_s}\right)^2 + C_1' (1 - \phi) \frac{\rho^*}{\rho_s} \quad (\text{A.13})$$

où  $C_1, C_1'$  sont de coefficients, très proche de 1, selon une étude expérimentale sur plusieurs mousses différentes.

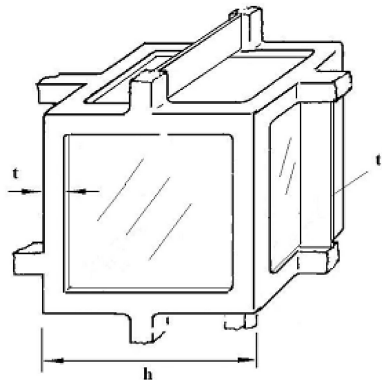


FIGURE 3.6: Modèle idéal de la mousse à cellule fermée (d'après Gibson & Ashby [1988]).

Il varie donc avec le carré de la partie due à la résistance à la flexion des arêtes et linéairement avec la partie liée à la résistance à la l'étirement des parois. La contrainte d'écoulement des mousses varie avec la puissance de  $\frac{3}{2}$  de la partie due à la résistance à

la flexion et linéairement avec la partie due à la résistance d'étirement des parois comme pour le cas de modules d'élasticité,

$$\frac{\sigma_y^*}{\sigma_{ys}} = C_2 \left( \phi \frac{\rho^*}{\rho_s} \right)^{\frac{3}{2}} + C_2' (1 - \phi) \frac{\rho^*}{\rho_s} \quad (\text{A.14})$$

### A.2.3 Déformation à la densification

Une autre propriété très importante à caractériser dans tous les matériaux cellulaires est la déformation au blocage, ou à la densification  $\varepsilon_D$ . C'est un paramètre primordial dans le dimensionnement au crash. Une large déformation plastique en compression produit une densification des cellules effondrées ce qui conduit à une augmentation rapide de la contrainte. Quand cela se produit la courbe contrainte-déformation croit rapidement vers la pente du matériau constitutif  $E_s$  pour une déformation limite  $\varepsilon_D$ . On peut supposer que cette déformation peut être égale à la porosité initiale de la mousse  $(1 - \frac{\rho^*}{\rho_s})$  car elle correspond à la déformation pour laquelle tous les pores ont disparus. En réalité les parois se bloquent avant cette valeur théorique. [Gibson & Ashby \[1988\]](#) ajustent une formule empirique pour  $\varepsilon_D$  explicité dans l'équation suivante :

$$\varepsilon_D = 1 - 1.4 \left( 1 - \frac{\rho^*}{\rho_s} \right) \quad (\text{A.15})$$

Cette déformation correspond donc à la déformation limite que peut accepter le matériau cellulaire.

## Annexe B

### Effets de la vitesse

L'augmentation de la contrainte d'écrasement des matériaux cellulaires sous impact est attribuée aussi à d'autres effets que la vitesse mais leur contribution à la résistance est modérée. On distingue l'effet du matériau de base, la compression de l'air emprisonné dans les cellules et la micro-inertie.

#### B.1 Effet du matériau de base

L'analyse micromécanique présentée en annexe 1 suppose que le rapport de la contrainte d'écoulement des matériaux cellulaires à celle du matériau constitutif du squelette dépend avec une certaine fonction puissance de la densité relative. Il prend uniquement en compte la sensibilité du matériau constitutif de la paroi de la cellule. La sensibilité à la vitesse de déformation du matériau cellulaire est alors similaire à celle du matériau de base. Cependant, il est extrêmement difficile de déterminer précisément la vitesse de déformation locale à cause de la localisation de la déformation : la vitesse de déformation moyenne sous estime toujours la vitesse de déformation réelle. Il est aussi difficile de connaître exactement le comportement du matériau de base du squelette des cellules car la composition du matériau de base dans la paroi et les arêtes de la mousse peut être différente, par exemple du squelette à base de métaux ou de polymères. Une relation approximative entre la vitesse de déformation du matériau base du squelette de la cellule et la vitesse de déformation du matériau cellulaire peut être cependant évaluée.

En prenant un nid d'abeille sollicité dans la direction axiale des cellules (cf., figure 3.7) comme exemple :

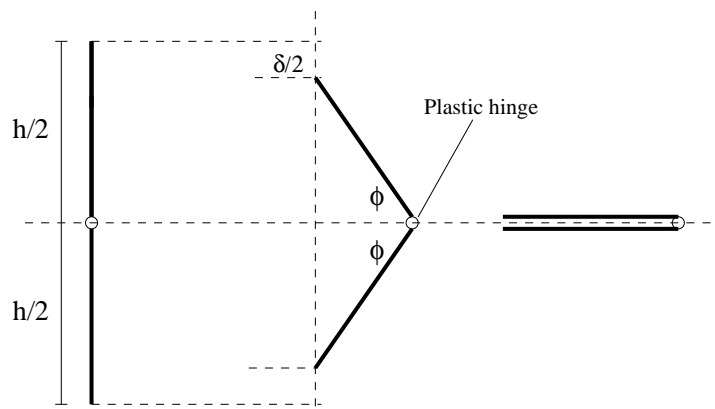


FIGURE 3.7: *Ecrasement du nid d'abeille (d'après Zhao [2004]).*

On suppose que le mode de déformation est le pliage progressif avec une longueur d'onde d'environ  $h$  (Zhao [2004]). On suppose que l'échantillon a une longueur  $L$ , alors la vitesse de déformation nominale du nid d'abeille  $\dot{\epsilon}_N$  est proportionnelle à la vitesse d'écrasement  $\dot{\delta}$  :

$$\dot{\epsilon}_N = \frac{\dot{\delta}}{L} \quad (\text{B.16})$$

La relation géométrique du système décrit figure 3.7 en flexion donne :

$$\dot{\delta} = h\dot{\phi}\cos\phi \quad (\text{B.17})$$

La vitesse de déformation nominale du nid d'abeille dépend alors de la vitesse de variation de l'angle  $\dot{\phi}$ . Entre autres, la vitesse de déformation du matériau de base dans la rotule plastique peut être approximativement reliée à la vitesse de variation d'angle. Avec l'hypothèse que la longueur de rotule plastique est environ quatre fois l'épaisseur de la paroi de la cellule  $t$ , la vitesse moyenne de la variation de la courbure  $\dot{K}$  est  $\frac{\dot{\phi}}{4t}$ , la vitesse de déformation moyenne d'étirement dans la surface externe de la rotule plastique est estimée par l'équation suivante :

$$\dot{\epsilon}_{base} = \frac{Kt}{2} = \frac{\dot{\phi}}{8} \quad (\text{B.18})$$

En combinant (B.17) et (B.18), on peut obtenir une relation entre la vitesse de la déformation dans le matériau de base et celle du nid d'abeille :

$$\dot{\epsilon}_{base} = \frac{\dot{\phi}}{8} = \frac{L\dot{\epsilon}_N}{8h\cos\phi} \quad (\text{B.19})$$

Si la longueur  $L$  est d'environ 10 fois la longueur de la flambage de la cellule  $h$  et avec une variation normale de l'angle  $\phi$  (de  $90^\circ$  vers  $36^\circ$  qui correspond à une déformation de blocage d'environ 0.6), le coefficient entre la vitesse de déformation du matériau de base et celle du nid d'abeille varie de 1 vers 2.

La même démarche peut être appliquée à des mousses. [Gibson & Ashby, 1988] montrent que la vitesse de déformation du matériau de base des parois de la cellule d'une mousse est approximativement d'un ordre de grandeur inférieur à la vitesse de déformation macroscopique de la mousse ( $\dot{\epsilon}_{base} \approx \frac{\dot{\epsilon}_N}{8}$ ). Lindholm et al. [1971] mènent une étude expérimentale pour étudier la sensibilité à la vitesse de déformation de 6000 séries d'alliages d'aluminium. Ils observent que la contrainte seuil augmente de moins de 10 % quand la vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}_{base}$  varie entre  $1e-04s^{-1}$  et  $1e03s^{-1}$ .

L'effet du matériau de base sur l'augmentation de la contrainte dans le matériau cellulaire dont le squelette est à base d'alliage d'aluminium est alors faible devant la bande de dispersion observée dans la contrainte de mousses.



## B.2 Effet de la compression de l'air emprisonné dans la cellule

La compression de l'air présent dans les cellules peut aussi contribuer à l'augmentation de la contrainte sous impact des matériaux cellulaires ([Gibson & Ashby, 1988]; [Deshpande & Fleck, 2000]). Prenons une mousse à cellule ouverte comme un exemple ; quand la mousse est sollicitée sous chargement quasi-statique, l'air présent dans la mousse peut s'échapper sans aucune résistance. Par contre, sous chargement dynamique, l'air emprisonné dans la mousse n'a pas le temps suffisant pour s'échapper. La compression de l'air contribue alors à la résistance globale de la mousse par l'augmentation de pression due à la variation de volume. Evidement, plus la vitesse de chargement est élevée, plus de l'air sera emprisonné. La contribution à la contrainte d'écrasement globale due à la compression de l'air peut être évaluée par la variation de volume de gaz. Supposant que l'air (modélisé comme un gaz parfait) occupe initialement tout le volume de la mousse  $V_0$ , en enlevant le volume occupé par le squelette, le volume initial de gaz  $V_0^{gaz}$  est alors :

$$V_0^{gaz} = V_0 \left(1 - \frac{\rho}{\rho_{base}}\right) \quad (\text{B.20})$$

où  $V_0$ ,  $\rho$  et  $\rho_{base}$  sont respectivement le volume initial de la mousse, la densité de la mousse, la densité du matériau de base du squelette.

Dans le cadre de la grande déformation d'écrasement, l'expansion latérale est en général très faible et difficile à évaluer. On néglige alors l'expansion latérale, ce qui permet de sous-estimer la variation de volume . Le volume actuel de la mousse peut être simplement exprimé selon l'équation suivante :

$$V = V_0(1 - \varepsilon) \quad (\text{B.21})$$

La variation de volume dans la phase solide est supposée négligeable de sorte que toute la variation de volume est attribuée à la phase gazeuse. Cette hypothèse que tout l'air est totalement emprisonné permet d'obtenir une borne supérieure, le volume actuel occupé par le gaz est :

$$V^{gaz} = V_0 \left(1 - \varepsilon - \frac{\rho}{\rho_{base}}\right) \quad (\text{B.22})$$

En supposant que le chargement est fait sous condition adiabatique, la pression actuelle du gaz est :

$$P^{gaz} = P_0^{gaz} \left(\frac{V_0^{gaz}}{V^{gaz}}\right)^\gamma \quad (\text{B.23})$$

où  $P^{gaz}$ ,  $P_0^{gaz}$  sont la pression actuelle et initiale de gaz (pression atmosphérique),  $\gamma$  est la constante du gaz parfait.

La contribution de la compression de l'air dans la contrainte globale de la mousse est donnée par :

$$\Delta P^{gaz} = P_0^{gaz} \left[\left(\frac{V_0^{gaz}}{V^{gaz}}\right)^\gamma - 1\right] \quad (\text{B.24})$$

ce qui permet d'écrire l'équation suivante :

$$\Delta P^{gaz} = P_0^{gaz} \left[\left(\frac{1 - \frac{\rho}{\rho_{base}}}{1 - \varepsilon - \frac{\rho}{\rho_{base}}}\right)^\gamma - 1\right] \quad (\text{B.25})$$

A partir de (B.25), pour une mousse de type Alporas de densité relative ( $\frac{\rho}{\rho_{base}} = 0.09$ ) et avec la constante du gaz parfait égale à 1.4, on peut estimer la contribution de la compression de l'air emprisonné qui est d'environ 2 fois la pression initiale à 50 % de déformation nominale (0.1 fois à 10% de  $\epsilon_{nominale}$ ). La limite supérieure de la compression de l'air est donc d'environ 0.21 MPa. Cette élévation est d'environ 11 % de la contrainte quasi-statique, ce qui est inférieur à la bande de dispersion dans les mousses.

On peut conclure que la contribution de la compression de l'air à la résistance globale dans les mousses métalliques et le nid d'abeille est faible mais que cela n'est pas le cas pour la mousse polymère à cellule ouverte de faible densité.

### B.3 Effet de la micro-inertie

La micro-inertie est un autre facteur qui peut contribuer à l'augmentation de la contrainte dans les matériaux cellulaires. Elle peut modifier le mode de déformation des parois de la cellule du matériau cellulaire selon [Klinworth & Stronge, 1988]. Il est connu que l'inertie latérale peut introduire une augmentation significative de la contrainte dans les problèmes du flambage. Les premiers travaux expérimentaux dans ce domaine remontent à 1964 [Budiansky & Hutchinson, 1964].

Ses campagnes expérimentales montrent que le flambage d'un cylindre sous impact en compression se produit plus tard à cause de l'inertie latérale de sorte que la force de flambage critique en dynamique est supérieure au cas quasi-statique à cause de l'écrasement (Gary [1983]). D'autres travaux expérimentaux récents, rapportés par ([Calladine & English, 1984]; Tam & Calladine [1991]), expliquent en détails le rôle joué par l'inertie latérale. Ils développent un modèle simple qui décrit le flambage et le post-flambage du comportement d'une poutre sous chargement dynamique.

#### B.3.1 Modèle rigide plastique

Pour expliquer l'effet de la micro-inertie latérale, on considère un modèle simple composé de 2 barres rigides plastiques connectées par une rotule plastique et une masse concentrée dans leur milieu comme il est montré dans la figure 3.8 ([Calladine & English, 1984]; Zhao [2004]).

Le système mécanique est alors bien défini et une relation géométrique simple peut être obtenue pour un angle  $\theta$  :

$$\delta v = -L \sin \theta \delta \theta \quad (\text{B.26})$$

Sous chargement quasi-statique, le système va s'écraser (l'angle  $\theta$  va augmenter rapidement) lorsque le moment maximal dû à l'effort appliqué  $F$  dépasse le moment plastique total de la rotule plastique  $M_p$  :

$$M_p = \frac{bt^2 \sigma_s}{4} \quad (\text{B.27})$$

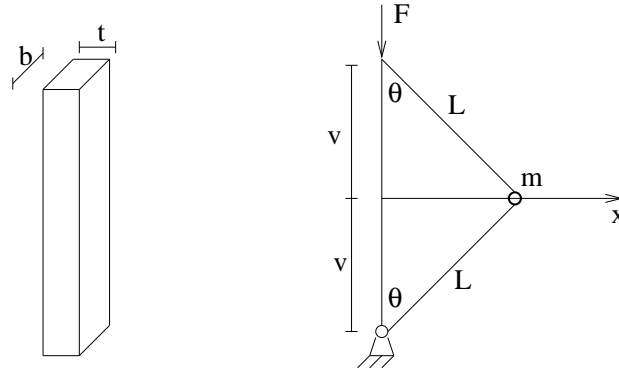


FIGURE 3.8: *Modèle rigide plastique pour expliquer l'inertie latérale (d'après Zhao [2004]).*

Ce qui donne une estimation de l'effort d'écrasement  $F$  :

$$F = \frac{M_p \delta \theta}{\delta v} = -\frac{\sigma_s b t^2}{4L \sin \theta} \quad (\text{B.28})$$

On voit que l'imperfection initiale (déviations de la position verticale droite) est caractérisée par l'angle  $\theta$ . Si l'angle est nul, On n'aura pas de flambage mais uniquement de la compression. Pour un faible angle, le pic de force de flambage est très voisin du produit de la contrainte d'écoulement  $\sigma_s$ , avec la section de la poutre. Cependant, quand le modèle est sollicité à grande vitesse, le problème est que la masse concentrée dans le milieu est initialement au repos et son accélération est limitée par l'équation du mouvement dynamique suivante :

$$m \dot{x} = 2\sigma_s b t \sin \theta \quad (\text{B.29})$$

Cela signifie que la masse concentrée va s'accélérer progressivement de 0 vers une vitesse correspondant à la vitesse d'impact. Pendant cette période d'accélération, le déplacement d'écrasement de la barre rigide plastique est pour la plupart en compression de la poutre rigide plastique. Ainsi, avant que la masse soit accélérée vers une vitesse importante, le flambage ne s'est pas encore produit. Il est à noter que l'imperfection initiale joue un rôle ici très important. Plus l'angle est faible, plus la force d'accélération l'est, de sorte que la durée de l'accélération deviendra longue et le niveau de la déformation croît avant le flambage. En conséquence, la différence principale entre le chargement quasi-statique et dynamique est le niveau de la déformation en compression atteint avant la flexion. Pour un comportement du matériau à un écrouissage important, une différence au niveau de pic de flambage peut être observée car le cylindre sous impact subit une grande compression. On explique pourquoi le pic de force de flambage sous impact paraît plus haut.

### B.3.2 Structures sensibles à la micro-inertie

Un tel principe de concept de base est accepté par nombre d'auteurs et il est appliqué dans plusieurs cas de structures. Par exemple, [Langseth et al., 1996; 1999] écrit que que l'inertie latérale est la cause principale d'élévation de l'effort observé dans l'écrasement de tubes carrés en acier et en aluminium. [Zhao, 2004]; Abdennadher [2004] confirment cette

augmentation (40 %) sur l'écrasement d'un tube carré en laiton (insensible à la vitesse de déformation). [Calladine & English, 1984] proposent une classification de différentes structures qui sont sensible ou pas. Ils classent les structures présentant une courbe force-déplacement semi-plat après la contrainte d'écoulement de type 1 où la sensibilité est limitée (cf., figure 3.9). L'exemple typique est la compression transversale d'un anneau circulaire. Par contre, des structures classées type 2 présentent un adoucissement après le premier pic de force d'écrasement. Quant la structure est sollicitée à haute vitesse, une sensibilité est observée dans ce type de structures (cf., figure 3.9). Le flambage d'une poutre droite est un bon exemple de ce type de structures.

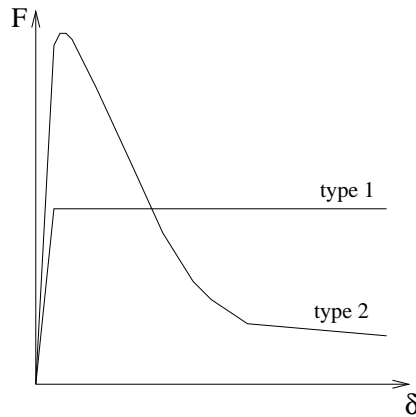


FIGURE 3.9: Classification des structures sensibles à la micro-inertie

### B.3.3 Effets de la micro-inertie dans les mousses métalliques

Plusieurs études expérimentales sur différents matériaux cellulaires ont été rapportées sous sollicitation dynamique lente ( $< 25$  m/s). Pour des matériaux cellulaires isotropes tels que les mousses métalliques, [Deshpande & Fleck, 2000] utilisent le montage classique de barres de Hopkinson ( $\phi = 12.7\text{mm}$ ) avec la barre sortante en polymère pour tester les mousses de type Alulight et Duocel. Les résultats d'essais présentent une dispersion considérable et aucune sensibilité à la vitesse n'a été signalée. [Kenny, 1996] rapporte que l'énergie absorbée spécifique de mousse de type ALCAN (le matériau de la squelette est un alliage d'aluminium) est indépendant à la vitesse de déformation appliquée dans une gamme allant de  $0.1$  à  $1000\text{ s}^{-1}$  (la vitesse d'impact est d'environ  $10$  m/s). [Lankford & Dannemann, 1998] observent que la contrainte de compression de mousse Doucel en aluminium est insensible à la vitesse de déformation appliquée dans une gamme allant de  $10^{-3}$  à  $1200\text{ s}^{-1}$ . En revanche, [Dannemann & Lankford, 2000]; [Mukai et al., 1999] rapportent que la contrainte de compression de mousse Alporas (mousse à cellules fermées, le matériau du squelette est en aluminium) est sensible à la vitesse de déformation dans une gamme allant de  $400$  à  $2500\text{ s}^{-1}$ . Abdennadher [2004] observe aussi une sensibilité de la mousse IFAM à la vitesse ( $< 20$  m/s) mais pas dans les mousses de type Cymat. La différence est due au changement de mode de déformation des parois de la cellule. La

rupture des parois de la cellule de la mousse Alporas est ductile alors que pour les mousses Cymat elle est fragile (cf., figure 3.10).

On peut noter que les mousses métalliques se comportent comme des structures de type 1 ([McCullough et al., 1999]; [Harte & Fleck, 1999]; [Zhao et al., 2005]). On voit donc que la micro-inertie joue un rôle faible dans l'augmentation de la contrainte d'écrasement dynamique observée dans certaines mousses métalliques.

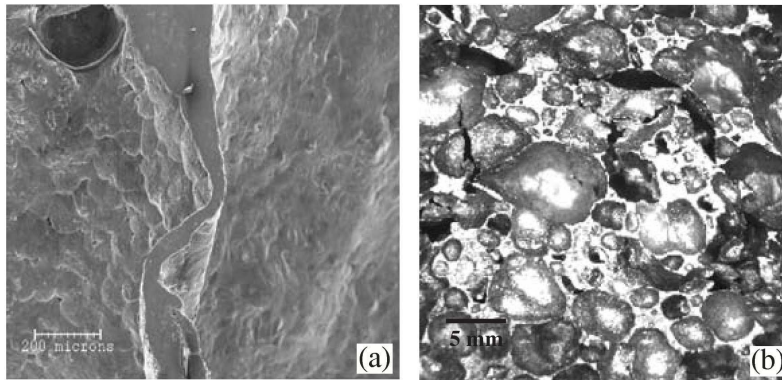


FIGURE 3.10: (a) Rupture ductile de la paroi de la cellule de la mousse Alporas, (b) rupture fragile de la paroi de la cellule de la mousse Cymat.

### B.3.4 Effet de la micro-inertie dans le nid d'abeille

[Goldsmith & Sackman, 1992] rapportent quelques études expérimentales sur le comportement d'écrasement du nid d'abeille sollicité dans la direction axiale des cellules. Ils heurtent un projectile sphérique rigide contre la cible en nid d'abeille suspendue dans un pendule et observent que la contrainte moyenne d'écrasement augmente parfois jusqu'à 50 % en comparaison avec le résultat quasi-statique. [Wu & Jiang, 1996] observent aussi une élévation significative de la contrainte d'écrasement du nid d'abeille dans la même direction du chargement. [Zhao & Gary, 1998] montrent que la contrainte d'écrasement du nid d'abeille impacté dans la direction axiale des cellules augmente jusqu'à 40% par rapport au cas quasi-statique alors que la contrainte d'écrasement du nid d'abeille sollicité suivant les axes perpendiculaire à l'axe normal des cellules est identique à celui de cas quasi-statique. Une augmentation est aussi observée (jusqu'à 74 %) par [Wu & Jiang, 1996] dans l'écrasement du nid d'abeille dans la direction axiale de cellules (le maximum vitesse de sollicitation est d'environ 25 m/s). Cependant, [Calladine & English, 1984] montrent du point de vue mésoscopique que cette élévation de la contrainte d'écrasement est très sensible à l'imperfection initiale. Une imperfection initiale importante élimine l'effet de la micro-inertie. [Zhao, 2004] rapporte que l'imperfection initiale est aussi importante pour la phase de post-flambage et le premier pic de flambage. Un autre facteur qui peut être associé à une élévation de la contrainte d'écrasement dans le nid d'abeille est la modification de

longueur d'onde au cours de la phase d'écrasement progressif. Pour le cas du bois, la longueur d'onde devient faible sous chargement dynamique ([Vural & Ravichandran, 2003]). Cependant, dans le cas du nid d'abeille, la figure 3.11 illustre le pliage successif des parois de la cellule de l'échantillon en nid d'abeille (5052) écrasé d'abord sous impact et ensuite en quasi-statique. Aucune différence de la longueur d'onde de pliage n'est observée. La seule raison possible est alors l'effet de la micro-inertie dans le pliage progressif pour un matériau présentant un écrouissage important, récemment rapporté par [Zhao, 2004].

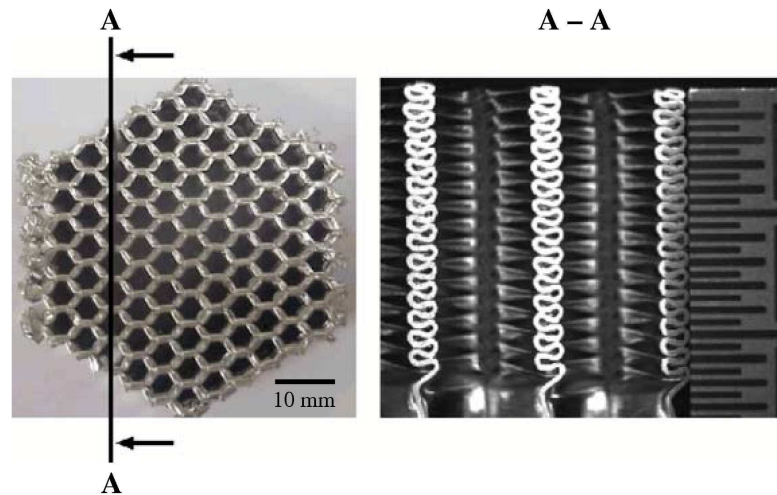


FIGURE 3.11: *Pliage successif du nid d'abeille, longueur d'onde sous chargement quasi-statique et dynamique*

En effet, dans le processus de pliage progressif, l'imperfection semble importante car la paroi de la cellule est déjà en flexion. Cependant, la zone des arêtes reste toujours droite et cette zone des arêtes se comporte comme une structure de type 2, qui montre une augmentation de la contrainte macroscopique globale. Cette théorie est analysée dans le cas d'un modèle de structure (tube carré fabriqué à partir d'un matériau insensible à la vitesse de déformation, laiton, Abdennadher [2004]). Ce concept peut être appliqué au nid d'abeille aluminium car le mode déformation est clairement le pliage progressif.

On peut noter que l'effet de la micro-inertie s'applique pour le nid d'abeille aluminium mais de façon limitée par rapport à l'effet de l'onde de choc.