COLLEGES SCIENCES
BRETAGNE POUR L'INGENIEUR
LOIRE ET LE NUMERIQUE

ENSTA | INSTITUT POLYTECHNIQUE DE PARIS

THESE DE DOCTORAT DE

L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DE TECHNIQUES AVANCEES
INSTITUT POLYTECHNIQUE DE PARIS – CAMPUS DE BREST

ECOLE DOCTORALE N° 648
Sciences pour l'Ingénieur et le Numérique
Spécialité : Mécanique des fluides

Par
Aymerick REINDERS

Développement d'un outil de dimensionnement d'une barrière diphasique en mousse liquide pour l'atténuation des ondes de choc aériennes

Thèse présentée et soutenue à Brest, le 27 juin 2025
Unité de recherche : Institut de Recherche Dupuy de Lôme – UMR CNRS 6027

Rapporteurs avant soutenance :

Georges JOURDAN, Professeur des Universités, Université Aix-Marseille
Benjamin DOLLET, Chargé de Recherche 1re Classe au CNRS, Université Grenoble-Alpes

Composition du Jury :

Présidente : Isabelle CANTAT, Professeur des Universités, Université de Rennes
Examinateurs : Alla NESTERENKO, Maître de Conférences, Université Technologique de Compiègne (UTC)
David LECOMPTE, Professeur, École Royale Militaire (ERM) de Bruxelles

Directeur de thèse : Michel ARRIGONI, Enseignant-chercheur, Institut de Recherche Dupuy de Lôme (IRDL)
Co-directeur de thèse : Martin MONLOUBOU, Enseignant-chercheur, Institut de Recherche Dupuy de Lôme (IRDL)
Yann GREGOIRE, Ingénieur d'études et de recherche, Institut national de l'environnement industriel et des risques (INERIS)
Invité(s) Franck HERVY, Responsable Innovation domaine Aéronautique, Agence Innovation Défense (AID)
Steven KERAMPRAN, Enseignant-chercheur, Institut de Recherche Dupuy de Lôme (IRDL)

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier chaleureusement Georges Jourdan et Benjamin Dollet d'avoir accepté d'évaluer ce travail en tant que rapporteurs de cette thèse. Je remercie également Isabelle Cantat, Alla Nesterenko et David Lecompte d'avoir accepté de faire partie du jury en tant qu'examinateurs.

Je souhaite exprimer ma gratitude à Michel Arrigoni, directeur de cette thèse, pour sa confiance. Je remercie également Martin Monloubou, Yann Grégoire et Steven Kerampran pour leur encadrement de grande qualité, leur disponibilité et leurs conseils, qui ont été essentiels à l'avancée de mes travaux. Un grand merci à Julien Le Clanche, dont l'aide technique et la réactivité lors des phases expérimentales m'ont permis de surmonter de nombreuses difficultés.

Je tiens également à remercier toutes les personnes avec qui j'ai eu la chance d'interagir au cours de cette thèse et qui m'ont, d'une manière ou d'une autre, apporté leur aide ou leur soutien : Célia, Manu, Sébastien, Christian, et bien d'autres.

Aux doctorants et post-doctorants que j'ai côtoyés au quotidien — Jérémy, Baptiste, Marion, Rachid, Paolo, Antoine, Andrea, Dong — je suis reconnaissant pour leur accueil chaleureux, leur soutien et tous les moments partagés, qu'ils soient scientifiques ou plus légers.

Je remercie du fond du cœur ma famille — mon père, ma mère, mes frères Erwan et Guéwen — pour leur soutien indéfectible et leur présence rassurante tout au long de ce parcours.

À celles et ceux rencontrés à Brest qui ont illuminé mon quotidien (ce qui n'est pas un luxe ici), je pense à Youna, Marion, Cloé (oui, sans le "h"), Thomas et Jérémy. Merci pour les rires, les discussions, et les respirations en dehors du labo.

Je n'oublie pas non plus mes amis de l'IUT et du master, toujours là d'une manière ou d'une autre : Tibô, Madame, la Mélisse, Michel Pétoulade, le Fou du Volant, le Weeb, l'Ardéchois, le Baron Harkonnen, Papy, l'Aventurière MarGOAT, et mon binôme de toujours, Seb. Merci d'avoir été là, avec vos blagues, vos soutiens, vos présences, même à distance.

Enfin, je remercie Anthony pour la joie, la douceur et la stabilité qu'il m'apporte au quotidien. Sa présence a été un soutien précieux et une source constante de bonheur tout au long de cette aventure.

Table des matières

1. Contexte de l'étude 9

2. Mousses liquides et ondes de choc : concepts fondamentaux 13

2.1 Généralités sur les mousses liquides 13
2.1.1 Propriétés des mousses liquides 14
2.1.1.1 Composition chimique 14
2.1.1.2 Fraction liquide 14
2.1.1.3 Taille des bulles 16
2.1.2 Évolution des mousses dans le temps 17
2.1.3 Vitesse du son dans la mousse 19

2.2 Principes généraux des ondes de choc 21
2.2.1 Onde de choc soutenue et onde de blast 21
2.2.2 Généralités sur le tube à choc 24
2.2.3 Génération d'un profil similaire à une onde de blast à l'aide d'un tube à choc . . 28
2.2.4 Couches limites 29
2.2.4.1 Concepts fondamentaux et cas de la plaque plane 29
2.2.4.2 Couches limites dans un tube à choc 32
2.2.5 Tube à choc avec changement de section brusque 36

3. Chocs dans les mousses : Notions de base et état de l'art 41

3.1 Interaction mousse - chocs soutenus 42

3.2 Blast produit par des explosifs 47

3.3 Blast utilisant des tubes à choc 54

3.4 Efforts de modélisation du phénomène 57
3.4.1 Modélisation de la mousse par un pseudo-gaz 57
3.4.2 Modèle prenant en compte l'interaction de la phase liquide et de la phase gazeuse 59

3.5 Mécanismes responsables de l'atténuation 60

3.6 Travail d'unification de la littérature 62

4. Matériel et méthodes 65

4.1 Production et caractérisation de la mousse 65
4.1.1 Caractérisation de la solution moussante 65
4.1.2 Génération de la mousse 69
4.1.3 Caractérisation du drainage 71

4.1.4 Caractérisation de l'évolution de la mousse au cours du temps 73

4.2 Génération et caractérisation de l'onde de choc 78
4.2.1 Dispositif expérimental 78
4.2.2 Caractérisation expérimentale des ondes de pression dans l'air 82
4.2.3 Analyse numérique de l'écoulement dans la région du cookie cutter 88

5. Atténuation des ondes de choc et de souffle dans les mousses liquides 93

5.1 Propagation d'une onde de choc soutenue dans une mousse liquide 94
5.1.1 Atténuation d'une onde de choc soutenue 97
5.1.2 Vitesse de propagation dans la mousse 100
5.1.3 Amplitude du précurseur 101

5.2 Propagation d'une onde de blast dans une mousse liquide 110
5.2.1 Atténuation de la surpression maximale 115
5.2.2 Atténuation de l'impulsion positive 123
5.2.3 Évolution de l'impulsion négative 127
5.2.4 Morphologie de l'onde de blast transmise dans la mousse 130
5.2.4.1 Évolution de l'amplitude de précurseur 130
5.2.4.2 Taux de montée du précurseur et de la compression principale 132
5.2.5 Vitesse de propagation 140
5.2.6 Conclusion 143

6. Études complémentaires sur l'interaction blast/mousse 145

6.1 Visualisation au sein de la mousse 145
6.1.1 Influence de la fraction liquide 156
6.1.2 Influence de la taille de bulle 157

6.2 Reformation de l'onde après la mousse 160
6.2.1 Morphologie du signal 160
6.2.2 Évolution de la surpression maximale de l'onde retransmise 167

6.3 Essais à grande échelle 168
6.3.1 Génération de l'onde de souffle 169
6.3.2 Génération de la mousse 172
6.3.3 Résultats préliminaires 176

7. Développement d'un outil prédictif empirique pour l'atténuation des ondes de souffle 179

7.1 Choix des paramètres d'entrée et création de l'interface 180

7.2 Calcul du profil de pression dans la mousse 182

7.2.1 L'onde aérienne . . . 182
7.2.2 L'interaction choc/mousse . . . 183

7.3 Construction du profil théorique de surpression dans la mousse 188

7.4 Présentation des résultats 189

7.5 Comparaison avec des données publiées 192

8. Conclusions et perspectives 195

8.1 Conclusion 195

8.2 Perspectives 197

A Documentation du Code BAAF – Blast Attenuation in Aqueous Foams 200
A.1 Structure générale et modules importés . . . 200
A.2 Description des Fonctions et Objets de Base . . . 201
A.2.1 Fonction "date" . . . 201
A.2.2 Classe "atmosphere" . . . 201
A.2.3 Classe "wave" . . . 202
A.2.4 Classe "liquid_foam" . . . 202
A.2.5 Fonctions Utilitaires . . . 203
A.3 Interface Graphique (GUI) – Classe BAAF_GUI . . . 203
A.3.1 Organisation de l'Interface . . . 204
A.4 Validation et mise à jour . . . 205
A.5 Entrées et Sorties du Code . . . 206
A.5.1 Entrées . . . 206
A.5.2 Sorties . . . 206
A.6 Synthèse . . . 207
A.7 Code complet . . . 207

Notations

a : vitesse du son dans le milieu
a_{Kann} : vitesse du son issue du modèle de Kann
a_{w} : vitesse du son issue du modèle de Wood
e : épaisseur des films
h : enthalpie
l : largeur
m : masse
p ou Δp : pression ou surpression
r : distance à la charge
t : temps
t_{c} : temps caractéristique
u : vitesse du fluide
v : vitesse
w : masse d'explosif en équivalent TNT
$\dot{m}$: débit massique de fluide
$\dot{x}$: vitesse de l'onde

A : Atténuation du pic de surpression
D : diamètre des bulles
F : foisonnement de la mousse
I^+, I^- : impulsion positive, négative
L : longueur
M : nombre de Mach
P : périmètre
R : distance réduite à la charge
Re : nombre de Reynolds
Pr : nombre de Prandtl
T : température
T_{opt} : Coefficient de transmission optique
T_{r} : coefficient de transmission à l'interface
$V_{\text{l}}, V_{\text{m}}$: volume de liquide, mousse
Z : impédance acoustique

α : coefficient d'atténuation
δ : épaisseur de couche limite
δ^* : épaisseur de déplacement
γ : exposant adiabatique (également appelé coefficient polytropique)
γ_{l} : tension de surface
μ : viscosité dynamique

ν : viscosité cinématique
Ω : onde de choc
Φ : fraction liquide de la mousse
Φ^* : fraction volumique d'empilement aléatoire des bulles
$\rho_\mathrm{l}, \rho_\mathrm{g}, \rho_\mathrm{m}$: masse volumique du liquide, du gaz, de la mousse
σ_y : contrainte seuil
Σ : surface de contact
τ : durée de la phase positive
τ_cis : contrainte de cisaillement
θ : angle

Chapitre 1

Contexte de l'étude

Les explosions, qu'elles soient d'origine accidentelle (rupture de réservoirs sous pression, incendies industriels) ou volontaire (dispositifs explosifs improvisés, attentats), génèrent des effets dévastateurs, illustrés sur la figure 1.0.1, contre lesquels il est essentiel de se protéger. Parmi ces effets, l'onde de choc, qui se propage à grande vitesse à travers l'air ambiant, constitue l'un des principaux vecteurs de dommages. Elle peut entraîner des surpressions pouvant aller à plusieurs dizaines de bars sur des temps très courts de quelques microsecondes [Hartman, Boughton ; Larsen, 2006]. L'explosion engendre également la projection de débris à des vitesses pouvant atteindre plusieurs centaines de mètres par seconde. En plus de l'onde de choc et des débris projetés, l'explosion génère une boule de feu responsable d'une augmentation brutale de la température. Ces effets rendent la protection des personnes, des structures et des équipements particulièrement complexes, en particulier dans des environnements urbains ou confinés. La mise en place de dispositifs de protection efficaces, simples à déployer et adaptables à différentes situations, représente donc un enjeu majeur en matière de sécurité civile et de défense.

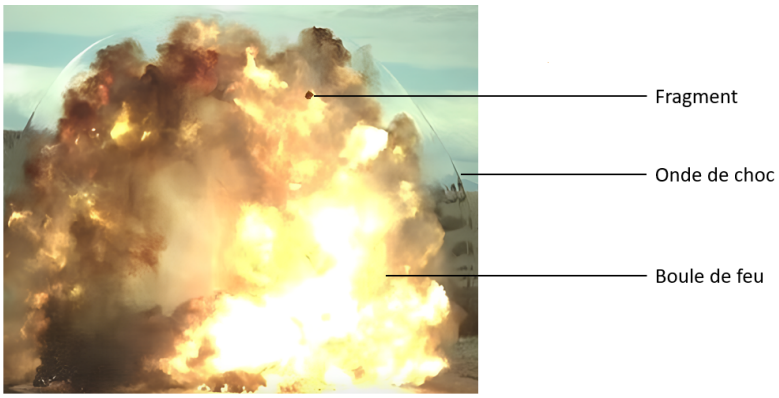

Figure 1.0.1 – Illustration d'une explosion présentant une boule de feu, une onde de choc et la projection de fragments. Illustration tirée de ressource en ligne.

Au fil des années, plusieurs approches ont été explorées pour atténuer les effets des explosions. Parmi elles, l'utilisation de milieux diphasiques a suscité un intérêt croissant, en raison de leur capacité à absorber et redistribuer l'énergie des ondes. Les mousses solides permettent notamment une réduction significative de la surpression maximale, associée à une transformation de la forme de l'onde. Ces matériaux sont capables de dissiper une partie de l'énergie de l'onde grâce à leur microstructure complexe et leur capacité à subir des déformations irréversibles. Dans le domaine des milieux diphasiques fluides, plusieurs études se sont intéressées à l'atténuation des ondes de choc par des brouillards de gouttelettes. Les expériences menées par Chauvin *et al.* [Chauvin et al., 2011] ont montré que ces systèmes pouvaient induire une atténuation notable

de l'onde, grâce à la présence de nombreuses interfaces liquide-gaz qui favorisent la dispersion de l'énergie par mécanismes de diffusion, d'évaporation ou de condensation. Les milieux granulaires représentent une autre voie prometteuse. Bakken *et al.* [Bakken et al., 2003] ont montré, à l'aide d'expériences en soufflerie, que les milieux granulaires pouvaient modifier le profil de pression de manière significative, en induisant des phénomènes de dispersion et d'absorption à l'intérieur du matériau.

Enfin, les mousses liquides occupent une place de choix dans la littérature en raison de leurs propriétés uniques. Elles se distinguent par une très faible densité, et leur structure composée de films liquides entourant des bulles de gaz forme un réseau complexe capable d'interagir fortement avec les ondes de pression. En plus de leur capacité d'atténuation, les mousses liquides présentent l'avantage de pouvoir être générées rapidement et de couvrir de grands volumes, ce qui en fait une solution de protection particulièrement adaptée aux scénarios d'urgence (déminage, risque d'éclatement d'un réservoir de gaz comprimé, ...).

Les chercheurs du pôle de recherche SFI (Structures, Fluides et Interactions) de l'IRDL(Institut de Recherche Dupuy de Lôme) travaillent depuis plus de dix ans sur la thématique de l'atténuation des effets d'explosions à l'aide de mousses liquides. Le présent travail de thèse s'inscrit dans cette dynamique et a été mené au sein de cette équipe dans le cadre du projet COBADI, financé par l'AID (Agence de l'Innovation de Défense). Ce projet a pour objectif le développement d'un outil de dimensionnement simple, rapide et directement applicable sur le terrain pour des barrières de protection diphasiques, destinées à atténuer les effets externes d'une détonation, qu'il s'agisse de l'onde de souffle ou de la projection de fragments hypervéloces. L'outil visé devra permettre de prendre en compte à la fois les caractéristiques de la menace et les propriétés de la mousse liquide mise en œuvre. Les travaux présentés dans cette thèse se concentrent exclusivement sur l'interaction entre l'onde de souffle et la mousse liquide.

Deux axes structurent les travaux présentés dans ce manuscrit. Le premier axe a pour objectif d'**établir une base de données expérimentales** sur l'atténuation d'une onde de choc par une mousse liquide. Si de nombreux travaux dans la littérature abordent la propagation des ondes de choc dans les milieux diphasiques, et en particulier dans les mousses liquides, leur exploitation et les comparaisons entre elles sont souvent rendues difficiles par l'hétérogénéité des dispositifs expérimentaux et une caractérisation parfois incomplète des mousses utilisées. Afin de permettre une unification des résultats, une partie essentielle de ce travail consiste à développer un dispositif expérimental permettant de contrôler précisément l'ensemble des paramètres influents, aussi bien du côté de la mousse que du côté de l'onde. L'objectif est de constituer une base de données expérimentale robuste et reproductible, qui servira à la fois à la compréhension des phénomènes physiques en jeu et à l'alimentation d'un outil de dimensionnement. Outre les mesures de pression communément utilisées comme diagnostic de mesure, des dispositifs de visualisation ont été intégrés à l'installation dans l'optique de mieux appréhender les mécanismes d'interaction entre l'onde et la mousse. Une étude sur la caractérisation de la reformation de l'onde après sa traversée du milieu diphasique a également été réalisée.

Le second axe est la **conception d'un outil de dimensionnement**. À partir des données expérimentales obtenues, un second objectif de la thèse est de développer un modèle empirique permettant de prédire l'atténuation de l'onde de souffle par une mousse liquide, en fonction des propriétés de l'onde et de la mousse. L'objectif final est d'obtenir un outil opérationnel, simple à utiliser et modifiable au fur et à mesure de l'acquisition de nouvelles données.

Cette thèse se structure en plusieurs chapitres visant à explorer la propagation des ondes de choc dans les mousses liquides. Le chapitre 2 et 3 introduisent les notions de base, tout en proposant un état de l'art sur la propagation des ondes de choc dans les mousses liquides. Le chapitre 4 présente et caractérise le dispositif expérimental développé dans le cadre de cette étude, offrant une solution pour contrôler avec précision les paramètres influençant la propagation des ondes. Le chapitre 5 est consacré à l'analyse des résultats expérimentaux obtenus, avec une discussion détaillée des observations et des tendances observées en fonction des paramètres étudiés. Le chapitre 6 s'intéresse à des études complémentaires, avec des visualisations de la propagation des ondes de choc au sein de la mousse et l'étude de la reformation de l'onde après un bloc de mousse. Enfin, le chapitre 7 présente la conception et la validation d'un outil de dimensionnement.

Chapitre 2

Mousses liquides et ondes de choc : concepts fondamentaux

2.1 Généralités sur les mousses liquides

Les mousses, bien que familières, sont des structures complexes présentes dans notre quotidien sous de multiples formes. Elles se classent principalement en deux catégories : les mousses liquides et les mousses solides. Les mousses solides, comme le polyuréthane ou le polystyrène expansé, sont omniprésentes dans les domaines du confort, de la construction et de la protection. On les retrouve dans les matelas, les sièges, les panneaux d'isolation thermique ou encore les emballages de protection. Leur légèreté et leur capacité à absorber l'énergie mécanique en font des matériaux privilégiés pour l'isolation, l'amortissement des chocs ou encore la réduction des vibrations dans les domaines automobile, industriel et aéronautique.

Les mousses liquides, quant à elles, sont omniprésentes dans la vie quotidienne et dans des applications plus techniques comme illustré sur la figure 2.1.1. On les retrouve par exemple dans les mousses à raser, où leur texture permet d'assurer une répartition homogène du produit tout en offrant une protection à la peau. Elles jouent également un rôle clé dans la lutte contre les incendies, en formant un film protecteur qui prive les flammes d'oxygène [Cantat et al., 2013]. Dans l'industrie, elles sont utilisées pour le nettoyage et la décontamination, leur structure facilitant l'emprisonnement des particules indésirables [Herzhaft, 1999]. Enfin, leur capacité à absorber et dissiper l'énergie en fait une piste prometteuse pour la protection contre les effets d'explosion [Britan, Shapiro, Liverts, Ben-Dor et al., 2013].

Les propriétés des mousses découlent de leur structure complexe, constituée de deux phases : une phase gazeuse dispersée au sein d'une phase continue, qu'elle soit liquide ou solide. Cette configuration confère aux mousses des caractéristiques mécaniques, thermiques et acoustiques qui diffèrent radicalement de celles de leurs constituants pris séparément. Par exemple, la conductivité thermique du polyuréthane est significativement réduite lorsqu'il est sous forme de mousse. Sous forme compacte, le polyuréthane possède une conductivité thermique d'environ 0,2 W/mK, tandis que sous forme de mousse isolante, elle chute à environ 0,02 W/mK, soit une réduction d'un facteur 10 [Glicksman, 1994]. Cette propriété est largement exploitée dans les matériaux d'isolation thermique pour le bâtiment et l'industrie.

Maintenant que les mousses et leurs propriétés générales ont été introduites, nous allons dans ce qui suit nous intéresser plus spécifiquement aux mousses liquides, en commençant par leur composition.



FIGURE 2.1.1 – Exemples d'utilisations des mousses liquides : (a) mousse à raser, (b) mousse de bain, (c) mousse utilisée pour la lutte anti-incendie, (d) mousse de bière. Illustrations tirées de ressources en ligne.

2.1.1 Propriétés des mousses liquides

2.1.1.1 Composition chimique

Pour qu'une mousse liquide puisse durer dans le temps, elle doit présenter une stabilité suffisante, en maintenant sa structure au cours du temps. Cette stabilité dépend de la tension de surface liquide-gaz [R.-M. GUILLERMIC, 2011]. Si la tension de surface est trop élevée, la formation d'une mousse sera entravée. Par exemple, l'eau pure a une tension de surface trop importante (72 mN/m à 20 °C) pour permettre la génération d'une mousse. Pour faciliter la formation d'une mousse, il est nécessaire de réduire la tension de surface du liquide. En effet, une faible tension de surface permet de faciliter la dispersion de la phase gazeuse et la stabilisation de la mousse permettant au liquide de former plus facilement des bulles. Cette réduction de la tension superficielle est obtenue en utilisant des **tensioactifs**. Les tensioactifs les plus simples possèdent une structure constituée d'une chaîne carbonée hydrophobe et d'une tête polaire hydrophile, qui peut être ionique ou non [LE ROUX, 2015][CANTAT et al., 2013].

La stabilité d'une mousse ne dépend pas seulement de la tension de surface du liquide mais également de la nature du gaz la constituant. Un gaz peu soluble dans la phase liquide, comme l'azote dans l'eau, limite les échanges gazeux entre les bulles, ce qui contribue à préserver la structure de la mousse sur de plus longues durées [CANTAT et al., 2013].

2.1.1.2 Fraction liquide

La proportion de liquide (et de gaz) dans une mousse influence ses propriétés rhéologiques [CANTAT et al., 2013]. Cette proportion liquide-gaz est caractérisée par la **fraction liquide** Φ, définie comme étant

$$\Phi = \frac{V_\mathrm{l}}{V_\mathrm{m}} = \frac{1}{F}. \tag{2.1.1}$$

La fraction liquide est donc le rapport entre le volume de liquide V_l contenu dans la mousse et le volume total de mousse V_m. Elle est l'inverse du taux de foisonnement F, grandeur plus fréquemment utilisée dans les études industrielles ou militaires [Hartman, Boughton ; Larsen, 2006][Shea ; Pater, 1984]. La structure d'une mousse est étroitement liée à sa fraction liquide [Cantat et al., 2013]. Si $\Phi > \Phi^*$, les bulles restent séparées et conservent une forme sphérique. Dans ce cas, le matériau se comporte davantage comme un liquide bulleux que comme une mousse. $\Phi^* = 36$ % représente la fraction volumique correspondant à un empilement aléatoire des bulles. Lorsque la fraction liquide Φ se situe entre 5 % et Φ^*, les bulles se touchent, créant ainsi une mousse humide, constituée d'un empilement de bulles quasi-sphériques. Enfin, pour des valeurs de Φ inférieures à 5 %, les bulles adoptent une forme polyédrique, caractérisant une mousse sèche.

Les mousses humides, riches en liquide, sont souvent utilisées dans des applications telles que la lutte contre les incendies, où elles servent à étouffer les flammes en étendant rapidement une couverture de mousse. Quant aux mousses sèches, avec une faible fraction liquide, elles sont utilisées dans des applications comme les cosmétiques où elles offrent une texture légère et aérée tout en étant stables [Herzhaft, 1999].

À partir de la fraction liquide, il est possible de remonter à la masse volumique ρ_m d'une mousse suivant la relation

$$\rho_\mathrm{m} = \rho_\mathrm{l}\Phi + (1-\Phi)\rho_\mathrm{g}, \tag{2.1.2}$$

avec ρ_l et ρ_g respectivement la masse volumique du liquide et du gaz constituant la mousse. Une mousse liquide avec une phase liquide principalement constituée d'eau ($\rho_\mathrm{l} \approx 1000$ kg/m^3) et une phase gazeuse composée d'air, aura une masse volumique d'environ 20 kg/m^3 si sa fraction liquide est de 2 %. Pour $\Phi = 8$ %, on aurait alors une mousse avec une masse volumique 4 fois plus grande.

La proportion de liquide dans une mousse a également une influence sur sa capacité à supporter son propre poids. En effet, lorsqu'elle est soumise à de faibles contraintes, de l'ordre de quelques dizaines de Pa, une mousse dont la structure est stabilisée se comporte comme un solide. Au-delà d'une **contrainte seuil** σ_y, la mousse se comporte comme un liquide et peut s'écouler. Pour une mousse désordonnée, la contrainte seuil est donnée par la relation [Cantat et al., 2013]

$$\sigma_\mathrm{y} = \alpha\frac{2\gamma_l}{D}(\Phi^* - \Phi)^2, \tag{2.1.3}$$

avec γ_l la tension de surface et D le diamètre des bulles. α est un coefficient allant de $\alpha \approx 0{,}2$ à 0,5 qui dépend de la fraction liquide considérée, avec alpha qui diminue linéairement lorsque la fraction liquide diminue. L'évolution de la contrainte seuil en fonction de la fraction liquide est donnée sur la figure 2.1.2. La contrainte est calculée à partir de l'équation 2.1.3 pour une tension de surface $\gamma_l = 24{,}7$ mN/m et un diamètre de bulle $D = 260$ µm. La valeur de σ_y diminue quand Φ augmente pour s'annuler lorsque $\Phi = \Phi^*$. Les mousses liquides s'écroulent donc sous une contrainte seuil plus faible que les mousse sèches.

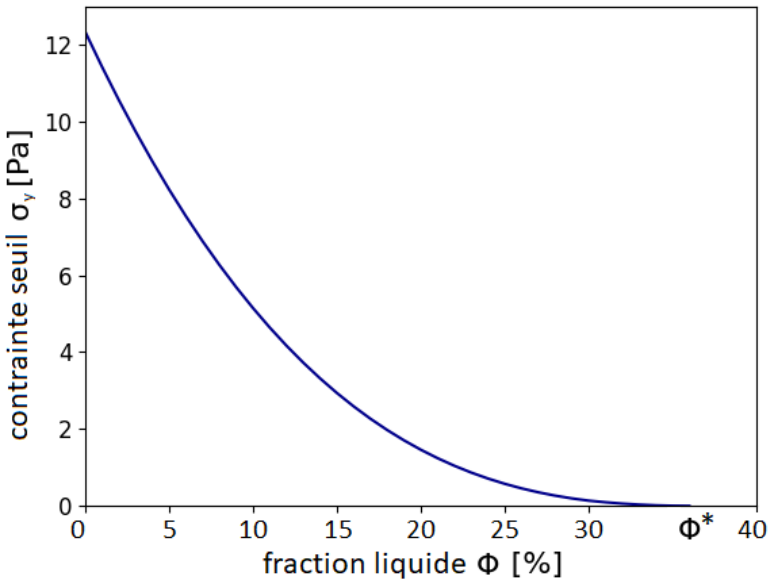

FIGURE 2.1.2 – Évolution de la contrainte seuil σ_y en fonction de la fraction liquide Φ. La contrainte est calculée à partir de l'équation 2.1.3 pour une tension de surface $\gamma_l = 24{,}7$ mN/m et un diamètre de bulle $D = 260$ µm. $\Phi^* = 36$ % représente la fraction volumique correspondant à un empilement aléatoire des bulles.

2.1.1.3 Taille des bulles

La taille des bulles est un paramètre important concernant la structure de la mousse. En général, une mousse ne présente pas une taille de bulles uniforme, mais plutôt une gamme de tailles, ce qui la qualifie de mousse **polydisperse**. Ces bulles de gaz sont donc dispersées dans une matrice liquide. Cette matrice est formée de films liquides minces qui, en se rejoignant, forment des bords de Plateau qui se rassemblent ensuite en nœuds comme illustré sur la figure 2.1.3.a. En 1873, Plateau [PLATEAU, 1873] fut le premier à décrire en détail cette structure et ses propriétés. Il a ainsi identifié trois lois fondamentales (lois de Plateau) qui régissent la structure des mousses. En raison de cette structure, la phase liquide se concentre principalement dans les bords de Plateau et les nœuds.

La structure d'une mousse dépend directement de la valeur de sa fraction liquide [CANTAT et al., 2013]. L'un des modèles les plus couramment utilisés pour décrire cette structure est le modèle de la cellule de Kelvin (figure 2.1.3.b). Ce modèle se caractérise par l'égalité des longueurs des arêtes du polyèdre et est valable pour des fractions liquides $\Phi \leq 6{,}3$ % [CANTAT et al., 2013]. L'empilement des cellules de Kelvin respecte les trois lois de Plateau, offrant ainsi une représentation cohérente de la structure des mousses à ces fractions liquides. De ce fait, la cellule de Kelvin peut être assimilée à une bulle de mousse. Pour une fraction liquide supérieure à $\Phi \geq 6{,}3$ %, les bulles peuvent être représentées par un empilement désordonné de sphères [CANTAT et al., 2013]. L'empilement aléatoire des bulles dans une mousse varie en fonction de la

fraction liquide et de la distribution de taille des bulles. Lorsque celles-ci sont uniformes en taille et relativement denses, leur arrangement peut s'apparenter à un empilement compact désordonné. À mesure que la fraction liquide augmente, la mousse évolue vers une structure plus diluée, où les bulles deviennent quasi-sphériques et sont de plus en plus séparées par le liquide, se rapprochant alors du comportement d'une émulsion. Au delà de Φ^*, la mousse perd sa connectivité en réseau et devient une simple suspension de bulles dans un liquide.

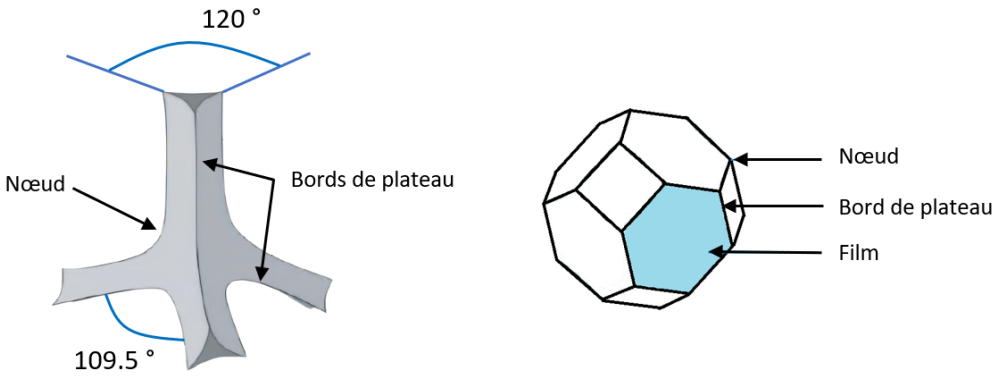

FIGURE 2.1.3 – (a) Représentation schématique des lois de Plateau. Image extraite de [CANTAT et al., 2013] (b) Disposition des films, bords de Plateau et nœuds sur une cellule de Kelvin.

2.1.2 Évolution des mousses dans le temps

Les mousses évoluent constamment au cours du temps à partir du moment où elles sont créées. L'évolution des mousses liquides est une considération importante car elle entraîne des changements dans la structure et les propriétés de la mousse. L'évolution des mousses a pour origine deux phénomènes majeurs : le **drainage** et le **mûrissement**.

Le drainage est défini comme étant l'écoulement du liquide vers le bas par gravité. Cet écoulement a lieu au travers des nœuds et bords de Plateau. Il engendre alors des gradients de fraction liquide au sein de la mousse. Ainsi, la fraction liquide sera plus élevée en bas de l'échantillon qu'en haut. Le drainage peut mener à une séparation de la phase liquide et gazeuse lorsque le liquide sort de la mousse [CANTAT et al., 2013]. Au cours du drainage, la mousse joue alors le rôle d'un milieu poreux particulier auquel on peut associer une perméabilité aux bords de Plateau et aux nœuds.

En parallèle, un second phénomène modifie la structure de la mousse : le mûrissement. Les bulles qui composent la mousse n'ont pas toutes la même pression, et en raison de la loi de Young-Laplace, les plus petites sont en surpression par rapport aux plus grandes. Ce déséquilibre entraîne un transfert de gaz des bulles les plus petites vers les plus grosses. On observe alors la disparition progressive des plus petites bulles au profit des plus grandes, ce qui conduit à

une augmentation de la taille moyenne des bulles au cours du temps [Saint-Jalmes, Zhang ; Langevin, 2004]. Pour une mousse sèche tridimensionnelle, la loi de mûrissement pour le diamètre moyen des bulles est donnée par [Cantat et al., 2013]

$$\langle D\rangle(t) = \langle D_0\rangle\sqrt{1+\frac{t}{t_c}}, \tag{2.1.4}$$

avec $\langle D_0\rangle$ le diamètre moyen à l'instant initial et t_c le temps caractéristique de mûrissement. t_c peut être estimé suivant plusieurs relations, l'une d'entre elles étant celle proposée par [Hutzler ; Weaire, 2000] :

$$t_c \approx \frac{1}{1-\sqrt{\frac{\Phi}{\Phi^*}}}. \tag{2.1.5}$$

Une autre expression basée sur des simulations numériques est celle de [Hilgenfeldt, Koehler ; Stone, 2001] :

$$t_c \approx \frac{1}{\left(1-k\sqrt{\Phi}\right)^2}, \tag{2.1.6}$$

où $k \approx 1.52$ est un coefficient déterminé à partir des simulations. t_c dépend donc de la fraction liquide de la mousse : plus cette fraction est élevée, plus t_c sera important pour une même mousse.

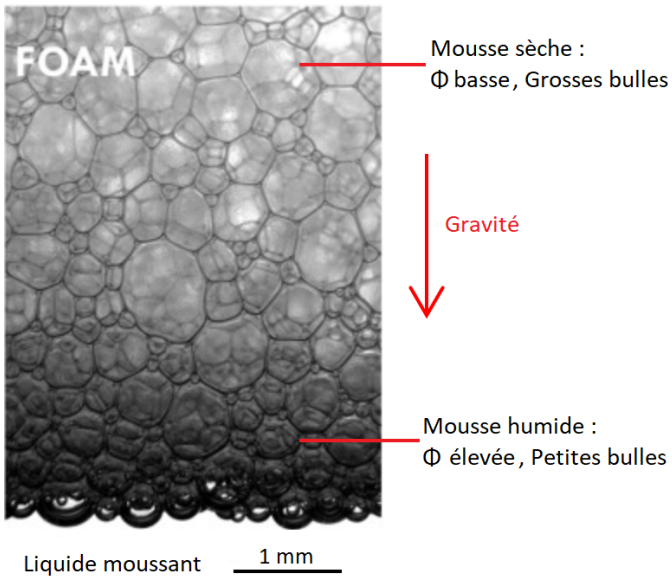

Figure 2.1.4 – Drainage par gravité le long d'une structure de mousse. Image extraite de [Drenckhan ; Hutzler, 2015].

Le drainage et le mûrissement sont deux phénomènes simultanés et liés qui ont lieu dans la mousse. Comme mentionné précédemment, la dynamique du mûrissement dépend notamment de la fraction

liquide, tandis que le drainage induit un gradient de cette fraction au sein de la mousse. En conséquence, le phénomène n'est pas homogène : les bulles situées en haut de la mousse grossissent plus rapidement que celles du bas. Cela conduit à une structure où la partie inférieure de la mousse est plus humide et constituée de petites bulles, tandis que la partie supérieure devient plus sèche avec des bulles plus grosses comme illustré sur la figure 2.1.4.

2.1.3 Vitesse du son dans la mousse

La vitesse du son dans la mousse est un paramètre important lorsqu'on s'intéresse à l'interaction d'une onde de choc aérienne avec une mousse liquide. En effet, lorsqu'une onde de choc atteint l'interface entre deux milieux, une partie de l'onde est réfléchie tandis que l'autre est transmise. Cette répartition, dépend du contraste d'impédance acoustique entre les deux milieux. Pour calculer la proportion de l'onde transmise à l'interface entre les deux milieux, il est nécessaire de déterminer le coefficient de transmission T_r du milieu 1 vers le milieu 2 qui s'exprime par

$$T_\mathrm{r} = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2}, \tag{2.1.7}$$

où Z_1 et Z_2 sont respectivement les impédances acoustiques des milieux 1 et 2. L'impédance acoustique d'un milieu caractérise sa résistance au passage d'une onde acoustique et est donnée par la relation [Delbos, Monloup ; Langlet, 2005]

$$Z = \rho a, \tag{2.1.8}$$

avec ρ la masse volumique du milieu et a la vitesse du son dans celui-ci. Ainsi, pour calculer le coefficient de transmission à l'interface air/mousse $T_{\mathrm{r,air/mousse}}$, il est indispensable d'estimer correctement l'impédance acoustique de la mousse Z_mousse et donc la vitesse du son dans la mousse a_mousse.

Dans l'air, sous des conditions de température et de pression ambiantes, la vitesse du son est d'environ $a_\mathrm{g} \approx 340$ m/s contre $a_\mathrm{l} \approx 1500$ m/s dans l'eau. En revanche, lorsqu'une onde acoustique se propage dans une mousse, la vitesse du son peut être considérablement réduite atteignant des valeurs de l'ordre de quelques dizaines de mètres par seconde [Mujica ; Fauve, 2002].

Ces faibles vitesses du son sont en accord avec les prédictions du modèle de Wood [Wood, 1930] qui décrit la mousse comme un milieu effectif, sans prise en compte explicite de sa structure interne. Ce modèle suppose également que la longueur d'onde acoustique reste largement supérieure à la taille des bulles. Puisque le liquide est quasiment incompressible, c'est essentiellement le gaz qui détermine la compressibilité globale du matériau, permettant alors d'écrire la vitesse de Wood a_w comme

$$a_\mathrm{w} = \frac{a_\mathrm{g}}{\sqrt{(1-\Phi)\left[(1-\Phi) + \dfrac{\rho_\mathrm{l}\Phi}{\rho_\mathrm{g}}\right]}}, \tag{2.1.9}$$

avec a_g la vitesse du son dans la phase gazeuse. ρ_l et ρ_g sont respectivement les masses volumiques des phases liquide et gazeuse. À noter, que l'incompressibilité supposée du liquide rend la formule inadaptée pour des fractions liquides ϕ proches de 1.

Kann et Kislitsyn [Kann, 2005][Kann ; Kislitsyn, 2003] ont proposé un autre modèle pour décrire la propagation du son dans une mousse. Ce modèle est principalement adapté aux faibles fractions liquides ($\Phi \leq 0,5$ %) et représente la mousse comme un réseau de films liquides d'épaisseur e, entre lesquels se trouve la phase gazeuse. Dans ce cadre, l'onde sonore se propage de manière similaire à l'air, mais avec l'ajout d'un terme d'inertie lié aux films liquides

$$a_{\text{Kann}} = \frac{a_g}{1 + \dfrac{\rho_l e}{\rho_g D}}, \tag{2.1.10}$$

avec D le diamètre d'une bulle. Ce modèle permet ainsi d'expliquer des écarts entre les vitesses du son prédites par le modèle de Wood, de l'ordre de 50 m/s, et celles mesurées expérimentalement, d'environ 200 m/s, au cours des essais menés par Moxon *et al.* [Moxon et al., 1988]. Toutefois, cette comparaison reste incomplète sans considérer le rôle fondamental de la fréquence de l'excitation acoustique. En effet, le régime décrit par Kann s'applique principalement aux hautes fréquences, où les bords de Plateau sont trop inertes pour bouger, au contraire des films, qui sont les seuls à vibrer. À l'inverse, le régime de Wood correspond aux basses fréquences, où l'ensemble de la structure de la mousse oscille en phase [Pierre, R. Guillermic et al., 2013]. Cette distinction met en évidence la complexité de l'acoustique des mousses liquides, qui dépend non seulement de leur structure mais aussi des conditions de sollicitation.

Bien que ces aspects mériteraient d'être approfondis, ils sortent du cadre de cette étude. Ici, notre intérêt se porte uniquement sur la vitesse du son dans la mousse, paramètre essentiel pour l'estimation de l'impédance acoustique et du coefficient de transmission des ondes de pression en décrivant la mousse comme un milieu effectif.

2.2 Principes généraux des ondes de choc

2.2.1 Onde de choc soutenue et onde de blast

Que ce soit dans la littérature spécialisée ou dans les articles de presse, on rencontre souvent les termes onde de souffle, onde de choc, blast, etc. Pour clarifier les similarités et les différences entre ces divers types d'ondes, nous allons examiner leurs propriétés en détail. Dans tous les cas, le phénomène fondamental mis en jeu est une onde de choc, qui constitue une discontinuité supersonique dans un fluide. Une onde de choc engendre des variations brutales de pression, de température, de densité et de vitesse sur une distance extrêmement courte, au point qu'elle peut être modélisée comme une discontinuité séparant un écoulement amont et aval continus [Candel ; Barrère, 2001]. Les ondes de choc peuvent être classées selon leur orientation par rapport à l'écoulement. On distingue notamment :

— **Les ondes de choc normales ou droites**, qui sont perpendiculaires à la direction de l'écoulement.

— **Les ondes de choc obliques**, qui sont inclinées par rapport à l'écoulement.

On s'intéresse ici au cas le plus simple d'une onde de choc normale, représentée schématiquement sur la figure 2.2.1 [Candel ; Barrère, 2001]. On a donc une discontinuité plane qui sépare une région amont (indice 1) d'une région aval (indice 2). Dans l'hypothèse où cette discontinuité est stationnaire (c'est-à-dire se propageant à vitesse constante dans le référentiel du laboratoire), les relations de saut qui régissent le passage d'une onde de choc plane dans un fluide sont données par les équations de Rankine-Hugoniot. Ces relations découlent des principes fondamentaux de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie à travers le front de choc qu'il faut définir dans un premier temps. On suppose ici que les effets visqueux et dissipatifs sont négligeables et que l'écoulement est adiabatique.

En se basant dans le référentiel du choc, on peut alors exprimer l'équation de la conservation de la masse de part et d'autre du choc [Courant ; Friedrichs, 1948]

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2, \tag{2.2.1}$$

où $\rho_1 v_1$ représentent la densité et la vitesse en amont du choc et $\rho_2 v_2$, les quantités correspondantes en aval. Le fluide étant en écoulement stationnaire et les forces de volume et de frottement négligées, on peut écrire l'équation de la conservation de la quantité de mouvement

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2, \tag{2.2.2}$$

avec p la pression. L'écoulement étant supposé permanent, adiabatique et sans travail extérieur, on peut écrire l'équation de la conservation de l'énergie

$$h_1 + \frac{v_1^2}{2} = h_2 + \frac{v_2^2}{2}, \tag{2.2.3}$$

où h désigne l'enthalpie. La vitesse de propagation d'une onde de choc peut être caractérisée par son nombre de Mach M. Ce nombre sans dimension compare la vitesse supersonique de l'onde à celle du son dans le milieu traversé au repos. Elle se calcule suivant la relation

$$\mathrm{M} = \frac{\dot{x}_\Omega}{c} \tag{2.2.4}$$

avec $\dot{x}_\Omega$ la vitesse de l'onde considérée et c la vitesse du son dans le milieu étudié au repos. A l'aide du nombre de Mach, il est possible de caractériser le rapport de pression de part et d'autre de l'onde de choc à partir des relations de Rankine-Hugoniot

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma_1 \mathrm{M}^2 - \gamma_1 + 1}{\gamma_1 + 1}, \tag{2.2.5}$$

avec γ l'exposant adiabatique du milieu.

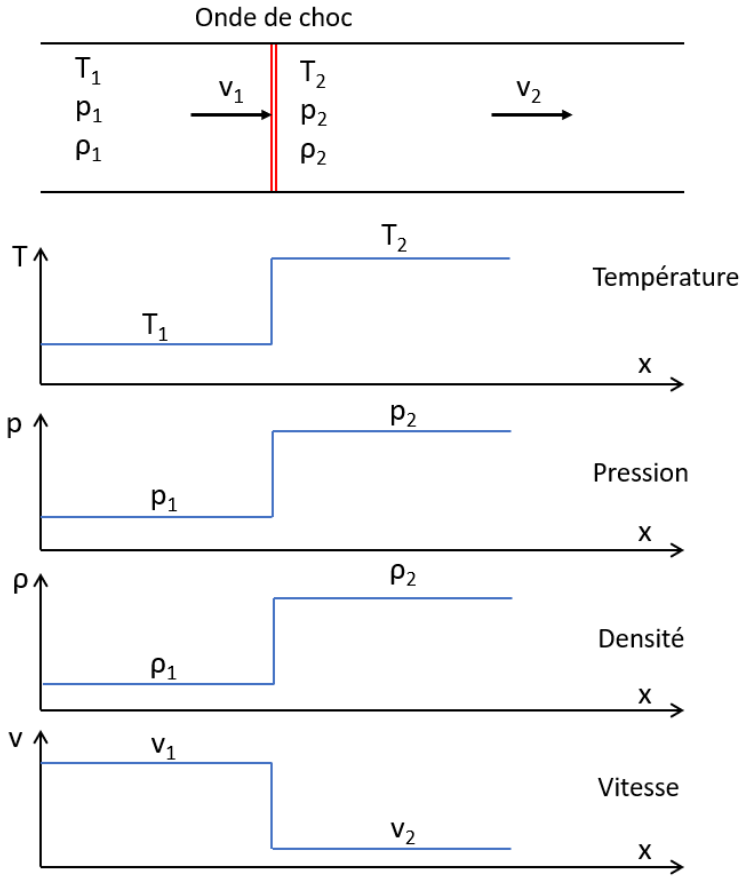

FIGURE 2.2.1 – Effet d'une onde de choc droite stationnaire sur les pression, densité, température et vitesse. L'indice 1 repère les paramètres de l'écoulement en amont du choc. L'indice 2 repère les paramètres en aval du choc. ρ, p, T, v représentent respectivement la densité, la pression, la température et la vitesse. Reproduit de [CANDEL ; BARRÈRE, 2001].

La différence entre les différents profils des ondes de choc, réside dans l'évolution des propriétés de l'écoulement après le passage de l'onde. En effet, pour qu'un choc stationnaire conserve des propriétés constantes en aval, il doit être soutenu par un piston. Dans ce cas, la montée en pression induite par l'onde de choc est suivie d'une phase de surpression constante, souvent appelée plateau de choc. Un tel régime correspond à ce que l'on peut appeler une **onde de choc soutenue**, terminologie qui sera adoptée dans la suite de ce travail afin d'éviter toute confusion. Le profil typique d'une onde choc soutenue est représentée sur la figure 2.2.2.a. Les ondes de choc soutenues se rencontrent principalement dans des dispositifs expérimentaux contrôlés et sont rarement observées dans des conditions réelles. En l'absence de piston, la conservation de la masse impose que l'onde de choc soit suivie d'une détente. Cette onde de détente induit une diminution progressive de la pression à mesure qu'elle se propage dans le fluide.

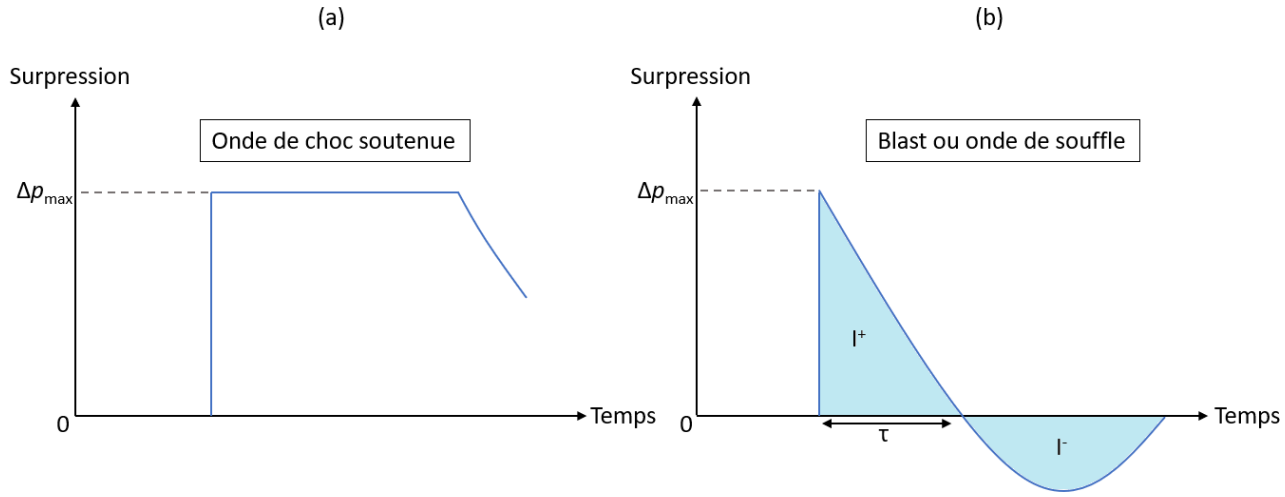

FIGURE 2.2.2 – Profils de pression pour une onde de choc soutenue et une onde de souffle. (a) Une onde de choc soutenue est caractérisée par une montée en pression abrupte suivie d'un plateau de choc, où la pression reste constante. (b) Une onde de blast (ou onde de souffle) présente une montée en pression brusque suivie d'une décroissance progressive. Elle est définie par une impulsion positive I^+ de durée τ, suivie d'une impulsion négative I^- correspondant à la phase de dépression. La forme du signal illustré ici suit le modèle empirique de Friedlander [FRIEDLANDER, 1946].

Dans le cas d'un blast généré par une explosion, un effet supplémentaire intervient en raison de la sphéricité du phénomène. L'expansion isotrope des gaz chauds induit un terme source géométrique, qui accentue l'atténuation de l'onde de pression [TRELAT, 2006]. Contrairement aux ondes de choc soutenues, les ondes de blast se produisent généralement dans des environnements moins contrôlés, comme lors de l'explosion accidentelle d'un réservoir d'hydrogène ou d'un engin explosif improvisé. Leur propagation est caractérisée par une onde de choc initiale suivie d'une phase de détente qui induit une diminution rapide de la pression. L'onde de blast, ou onde de souffle, présente alors une montée en pression rapide suivie par une phase de dépression au cours de laquelle la pression diminue jusqu'à atteindre une des valeurs inférieures à la pression

atmosphérique, comme illustré sur la figure 2.2.2.b. Leur profil de pression peut donc être décomposé en deux phases, une première phase de surpression : **la phase positive**. Celle-ci est ensuite suivie d'une phase avec des valeurs de pression inférieures à la pression atmosphérique : **la phase négative**.

En raison de la sphéricité du phénomène, la description analytique exacte de la propagation des ondes de blast reste complexe. Il n'existe pas de solution exacte aux équations de conservation dans ce cadre, mais plusieurs modèles analytiques approximés ont été développés. Parmi eux, le modèle de Taylor [Taylor, 1950] repose sur une approche auto-similaire pour décrire l'expansion d'une onde de blast dans un milieu homogène. Ce modèle suppose que l'énergie de l'explosion est entièrement convertie en énergie cinétique et thermique, permettant d'estimer la position et la vitesse du front d'onde en fonction du temps.

L'un des modèles les plus couramment utilisés pour représenter le profil temporel de l'onde de blast est l'équation de Friedlander [Friedlander, 1946]. Ce modèle empirique décrit l'évolution de la surpression $\Delta p(t)$ en fonction du temps après le passage de l'onde de choc sous la forme

$$\Delta p(t) = \Delta p_{\max} \left(1 - \frac{t}{\tau}\right) e^{-bt/\tau}, \tag{2.2.6}$$

où $\Delta p_{\max}$ représente la surpression maximale, τ la durée de la phase dite positive, et b un coefficient d'amortissement ajusté pour correspondre aux données expérimentales. Ce modèle traduit l'atténuation progressive de la surpression et l'apparition d'une phase de dépression après la phase positive, caractéristique des ondes de blast générées par des explosions en milieu libre. D'autres approches empiriques ont été développées pour caractériser l'évolution temporelle des paramètres de l'onde de blast. Les modèles de Kingery et Bulmash [Kingery ; Bulmash, 1984], ainsi que ceux de Kinney et Graham [Kinney ; Graham, 1985], fournissent des corrélations issues de données expérimentales et de simulations numériques. Ces modèles permettent d'estimer la surpression maximale, la durée de la phase positive et l'atténuation du blast en fonction de la distance à la source et de l'énergie de l'explosion. Les propriétés des ondes de souffle produites par une explosion peuvent également être estimées à l'aide de corrélations semi-empiriques fondées sur la similitude d'Hopkinson-Cranz [Baker, 1973]. Ces relations sont obtenues à partir d'équations analytiques. Ces descriptions analytiques et empiriques sont alors essentielles pour prédire l'impact des explosions dans divers contextes, allant de la sécurité industrielle à la protection des structures face aux effets de souffle.

2.2.2 Généralités sur le tube à choc

Le tube à choc est un dispositif expérimental essentiel dans l'étude des ondes de choc. Il permet en effet de générer une onde de choc dans un milieu contrôlé et offre beaucoup de possibilités. On peut utiliser le tube à choc comme soufflerie subsonique ou supersonique. On peut échauffer dans les tubes à choc n'importe quel gaz au point de le dissocier et de l'ioniser. Le tube à choc offre ainsi de nombreuses possibilités dans la chimie des gaz chauds. Il permet alors des recherches dans

le domaine de la cinématique chimique [Jaumotte et al., 1973]. L'étude de l'interaction d'une onde de choc avec un obstacle ou avec un milieu est également une considération importante et un sujet de recherche.

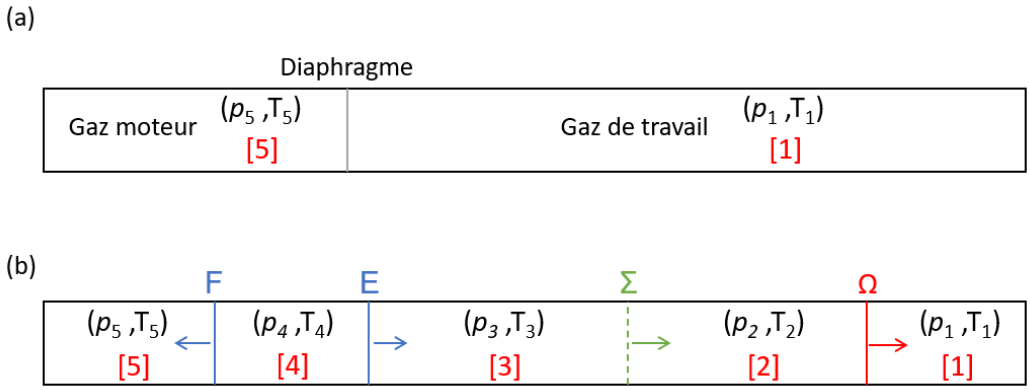

Figure 2.2.3 – Schéma du principe de fonctionnement d'un tube à choc. (a) Avant la rupture du diaphragme. (b) Après la rupture du diaphragme et avant la réflexion des ondes aux extrémités du tube. Ω représente l'onde de choc, Σ la surface de contact entre le gaz de travail et le gaz moteur, F et E sont respectivement la tête et la queue de l'onde de détente. On se place dans un cas où le nombre de Mach d'écoulement $M_3 > 1$ conditionnant ainsi la direction de propagation de la queue de la détente. Les flèches indiquent les directions de propagation.

Le fonctionnement du tube à choc est résumé sur la figure 2.2.3. Initialement, un diaphragme sépare le tube en deux parties appelées chambres comme illustré sur la figure 2.2.3.a. La chambre à basse pression **[1]** est caractérisée par une pression p_1 et une température T_1, correspondant aux valeurs ambiantes dans notre cas. Le gaz à basse pression contenu dans cette chambre est appelé **gaz de travail**. Dans la deuxième chambre, appelée chambre à haute pression **[5]**, un gaz est injecté en continu augmentant la pression à l'intérieur de la chambre. Ce gaz est appelé **gaz moteur**. Le gaz moteur est caractérisé par une pression p_5 et une température T_5. Le déclenchement de la rupture du diaphragme met en contact les deux compartiments initialement séparés, créant ainsi une discontinuité de pression. Cette discontinuité entraîne la formation et la propagation d'une onde de choc dans la chambre basse pression, tandis qu'une onde de détente se propage dans la chambre haute pression (figure 2.2.3.b). Ces phénomènes dynamiques visent à rétablir l'équilibre mécanique entre les deux milieux. L'onde de choc fait alors passer le gaz de travail de l'état **[1]** à l'état **[2]**. Le gaz moteur contenu dans la chambre à haute pression se détend, passant de l'état **[5]** à l'état **[3]** en passant par les états **[4]**. Une interface, appelée surface de contact Σ, sépare les deux gaz. Cette interface constitue une discontinuité matérielle à travers laquelle aucun échange de masse ne se produit, ce qui signifie que le débit y est nul. L'application des équations de saut aux grandeurs conservatives montre que la pression doit rester continue à travers Σ, soit $p_2 = p_3$, tandis que la masse volumique peut être discontinue en raison de la différence de nature des gaz de part et d'autre. Physiquement, cette interface joue le rôle d'un piston virtuel : elle supporte l'onde de choc qui se propage dans la chambre basse pression et génère une onde de détente dans

la chambre haute pression, contribuant ainsi à l'évolution des écoulements jusqu'à l'établissement d'un nouvel équilibre. La rupture du diaphragme peut être déclenchée par différents mécanismes, la surcharge pneumatique n'étant qu'une des méthodes possibles. Dans le cas d'une surcharge pneumatique, la rupture du diaphragme dépend des propriétés mécaniques de la membrane utilisée, mais aussi de la vitesse de remplissage, donc à la sensibilité du matériau à la vitesse de déformation.

Dans le cas d'une membrane qui s'ouvre instantanément et complètement et en l'absence de transport moléculaire et turbulents, on peut représenter sur la figure 2.2.4 le diagramme parcours(x)-temps(t) entre l'éclatement de la membrane au temps t = 0 et au point x = 0 et le retour des ondes réfléchies [Jaumotte et al., 1973]. L'onde de détente dans le gaz moteur, en bleu, a pour tête F et pour queue E et est centrée au point (0,0). Les états **[4]** entre F et E sont constants sur des droites issues de (0,0). F se déplace vers la gauche avec la vitesse du son $\dot{x}_{\mathrm{F}} = -a_5$. E se déplace vers la gauche à la vitesse a_3 dans le gaz moteur qui s'écoule vers la droite à la vitesse u_3, donc par conséquent à la vitesse $\dot{x}_{\mathrm{E}} = u_3 - a_3$. Le nombre de Mach d'écoulement $\mathrm{M}_3 = u_3/a_3$ peut être plus petit, égal ou plus grand que 1. Si $\mathrm{M}_3 < 1$, E se déplace vers la gauche. Dans le cas particulier $\mathrm{M}_3 = 1$, E reste immobile au point x = 0. Si $\mathrm{M}_3 > 1$, E se déplace vers la droite. La figure 2.2.4 montre le cas $\mathrm{M}_3 > 1$.

L'onde de choc, en rouge, a déjà, en théorie, sa pleine intensité dès son point de départ (0,0), et se déplace à la vitesse $\dot{x}_\Omega$. La surface de contact, en vert, se déplace dans la même direction que l'onde de choc à une vitesse $\dot{x}_\Sigma$ inférieure soit $\dot{x}_\Sigma < \dot{x}_\Omega$. Si la section de travail de longueur L_1 a son extrémité fermée, l'onde de choc est réfléchie frontalement au temps $t_{\Omega\mathrm{L}} = \mathrm{L}_1/\dot{x}_\Omega$. Le choc réfléchi ΩR comprime le gaz, qui vient vers lui avec une vitesse u_2, de l'état **[2]** à un état constant et l'amène au repos. Le choc réfléchi se déplace vers la gauche avec une vitesse $\dot{x}_{\Omega\mathrm{R}}$ et rencontre au temps $t_{\Omega\mathrm{R}\Sigma}$ en un point $x_{\Omega\mathrm{R}\Sigma}$ la surface de contact. Jusqu'ici, $\dot{x}_{\Omega\mathrm{R}}$ est constant car l'onde de détente réfléchie à l'extrémité du tube moteur n'atteint pas la surface de contact avant le choc réfléchi.
Si le tube moteur de longueur L_5 est fermé à son extrémité, l'onde de détente est réfléchie frontalement au temps $t_{\mathrm{FL}} = \mathrm{L}_5/a_5$. La tête FR de cette onde de détente réfléchie se déplace ensuite à la vitesse variable $\dot{x}_{\mathrm{FR}4} = u_4 + a_4$. Il coupe le trajet de la queue E de l'onde de détente au temps t_{FE} et au point x_{FE}, puis il se déplace à la vitesse constante $\dot{x}_{\mathrm{FR}3} = u_3 + a_3$ et atteint la surface de contact au temps $t_{\mathrm{FR}\Sigma}$ et au point $x_{\mathrm{FR}\Omega}$. La figure montre le cas particulier où le choc réfléchi et la tête de l'onde de détente réfléchie atteignent la surface de contact au même instant $t_{\Omega\mathrm{R}\Sigma} = t_{\mathrm{FR}\Sigma}$ et au même point $x_{\Omega\mathrm{R}\Sigma} = x_{\mathrm{FR}\Sigma}$. Si l'on cherche à réaliser une observation Δt_2 aussi longue que possible de l'état **[2]**, c'est, pour une longueur totale donnée du tube, la configuration optimale en longueur du tube moteur et du tube de travail.

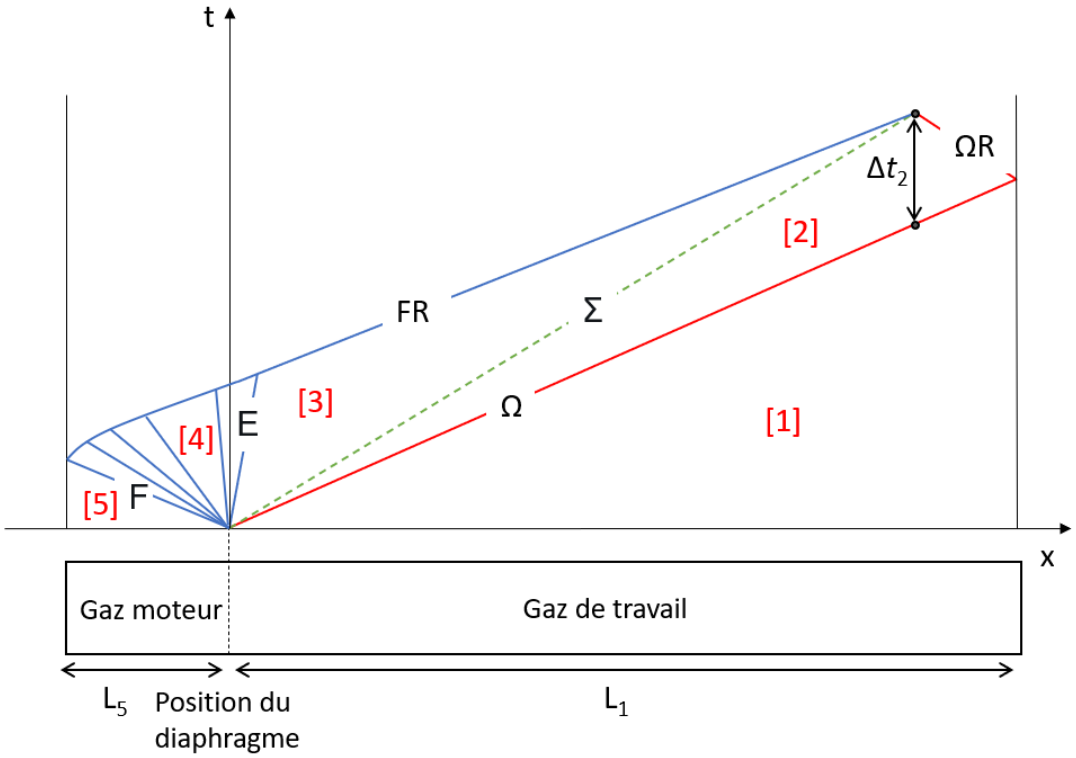

FIGURE 2.2.4 – Diagramme x-t pouvant être obtenu dans un tube à choc à section constante dans le cas d'une membrane qui s'ouvre instantanément et complètement et en l'absence de transport moléculaire et turbulents. Configuration permettant d'obtenir un profil d'onde de choc soutenue au fond de la chambre basse pression. Ω représente l'onde de choc, Σ la surface de contact entre le gaz de travail et le gaz moteur, F et E sont respectivement la tête et la queue de l'onde de détente. Δt_2 est le temps correspondant à la fenêtre d'observation. Les états [1] à [5] font référence aux états des gaz décris dans la section 2.2.2.

Le nombre de Mach M de l'onde de choc est principalement déterminé par le rapport de pression entre le gaz moteur et le gaz de travail avant la rupture du diaphragme. Cependant, il dépend également de la nature des gaz utilisés, notamment à travers leur coefficient adiabatique γ et leur masse molaire, qui influencent les rapports de compression et d'expansion. De plus, les températures initiales des gaz interviennent via les vitesses du son dans chaque milieu a, affectant ainsi la célérité de l'onde de choc. Pour un gaz parfait, on peut montrer que [COURANT ; FRIEDRICHS, 1948]

$$\frac{p_5}{p_1} = \left(1 - \frac{\gamma_5 - 1}{\gamma_1 + 1}\frac{a_1}{a_5}\left(\mathrm{M} - \frac{1}{\mathrm{M}}\right)\right)^{\frac{-2\gamma_5}{\gamma_5 - 1}} \left(\frac{2\gamma_1 \mathrm{M}^2 - \gamma_1 + 1}{\gamma_1 + 1}\right). \tag{2.2.7}$$

2.2.3 Génération d'un profil similaire à une onde de blast à l'aide d'un tube à choc

L'utilisation d'explosifs pour générer des profils semblables à ceux d'une onde de blast n'est pas toujours une solution idéale. En effet travailler avec des explosifs peut parfois poser problème en raison de leur coût élevé et des contraintes liées à la sécurité et à la reproductibilité des essais. Une alternative consiste à adapter le tube à choc pour qu'il puisse générer des profils similaires à ceux d'un blast. En effet, un blast, comme expliqué précédemment, se caractérise par une onde de choc suivie d'une détente. En ajustant la longueur de la chambre haute pression, il est possible de générer une onde de pression présentant un profil similaire à celui d'un blast. Ce phénomène est illustré sur le diagramme de la figure 2.2.5.

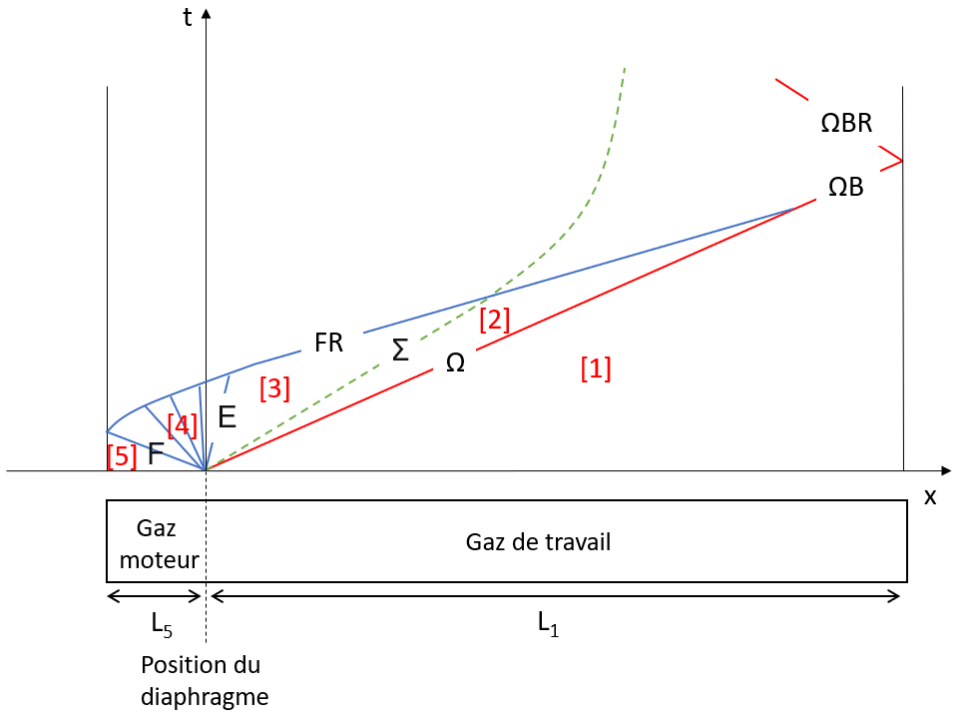

FIGURE 2.2.5 – Diagramme x-t pouvant être obtenu dans un tube à choc à section constante dans le cas d'une membrane qui s'ouvre instantanément et complètement et en l'absence de transport moléculaire et turbulents. Configuration permettant d'obtenir un profil similaire à un blast au fond de la chambre basse pression. Ω représente l'onde de choc, ΩB l'onde de blast, Σ la surface de contact entre le gaz de travail et le gaz moteur, F et E sont respectivement la tête et la queue de l'onde de détente. Les états **[1]** à **[5]** font référence aux états des gaz décris ci-dessus.

Sur ce diagramme, on retrouve des composantes similaires à celles du profil d'un choc soutenu, illustré sur la figure 2.2.4. La différence réside dans la réduction de la longueur de la chambre haute pression. Dans le cas d'un choc soutenu, la tête de l'onde de détente réfléchie FR rattrape l'onde de choc incidente Ω uniquement après sa réflexion au fond de la chambre basse pression.

En revanche, pour une onde de type blast, l'onde de détente rattrape l'onde de choc incidente avant que celle-ci n'atteigne le fond de la chambre basse pression. On a alors une onde de type blast ΩB avec un profil de pression caractérisé par un choc suivi d'une détente, représentable par un profil de Friedlander. Puisque l'onde de souffle est ici générée différemment d'une explosion (absence de propagation sphérique à partir d'une source quasi-ponctuelle), son évolution au cours de la propagation ne suit pas celle d'une onde de souffle classique. Autrement dit, bien qu'elle puisse être représentée par un profil de Friedlander, les paramètres de cette loi ne vérifient pas les modèles empiriques classiquement utilisés pour décrire les explosions.
Le fait que la tête de l'onde de détente puisse rattraper l'onde de choc s'explique par la différence de vitesse de propagation dans le milieu aval. En effet, l'onde de choc se déplace à une vitesse subsonique par rapport à ce milieu, tandis que la tête de l'onde de détente réfléchie est sonique. Par conséquent, la détente finit nécessairement par rattraper le choc. Pour observer un profil similaire à un blast dans une zone de mesure située en fond de chambre basse pression, il est donc essentiel d'ajuster la longueur de la chambre haute pression de sorte que la tête de l'onde de détente rattrape l'onde de choc avant d'atteindre la zone de mesure [Jaumotte et al., 1973].

2.2.4 Couches limites

2.2.4.1 Concepts fondamentaux et cas de la plaque plane

La plupart des écoulements autour d'obstacles ou de corps profilés s'effectuent à des nombres de Reynolds relativement élevés. Dans cette situation, les observations expérimentales montrent que le champ d'écoulement peut être divisé en deux régions :

— Une couche limite adjacente aux surfaces solides et dans laquelle les forces de viscosité jouent un rôle important.

— Un domaine extérieur à la couche limite dans lequel le fluide en écoulement peut être considéré comme dénué de viscosité.

Une situation typique est représentée sur la figure 2.2.6. La couche limite s'établit au voisinage du profil. Dans cette région, la vitesse varie rapidement, d'une valeur nulle à la paroi, elle retrouve sa valeur dans l'écoulement externe. Cette variation se fait sur une distance faible égale à l'épaisseur de la couche limite qui est typiquement de l'ordre de quelques mm, et de ce fait le gradient de vitesse prend des valeurs élevées à l'intérieur de cette région. Dans le domaine extérieur, le gradient transversal de vitesse devient faible et les contraintes visqueuses sont négligeables. Dans cette région, on peut ignorer ces forces et calculer l'écoulement externe comme celui d'un fluide dénué de viscosité [Candel ; Barrère, 2001].

Dans un premier temps, nous nous intéressons au cas d'une couche limite développée sur une plaque plane, afin d'introduire les grandeurs caractéristiques associées. Cette approche permet d'établir les bases nécessaires avant d'aborder l'étude des couches limites dans un tube à choc. On s'intéresse dans un premier temps à l'épaisseur d'une couche limite laminaire δ sur une plaque

plane comme illustré sur la figure 2.2.6. L'épaisseur de la couche limite varie en fonction de la position longitudinale x. L'écoulement est alors caractérisé par deux échelles : δ dans la direction transversale et l dans la direction axiale. On note u la vitesse de l'écoulement à l'extérieur de la couche limite.

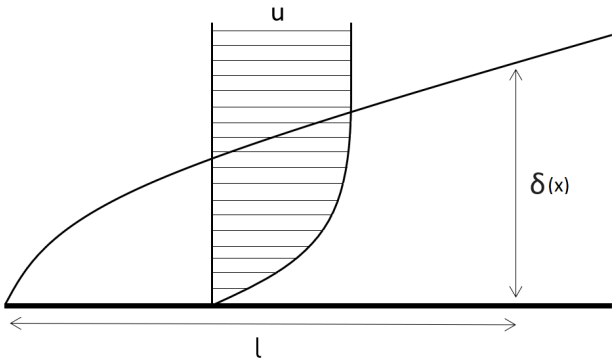

FIGURE 2.2.6 – Représentation d'une couche limite sur une plaque plane de longueur l. La frontière de la couche limite est à une distance δ de la plaque. Le fluide s'écoule à la vitesse u en dehors de la couche limite. Reproduit de [CANDEL ; BARRÈRE, 2001].

Considérons d'abord les forces d'inertie. Par unité de volume, ces forces sont de la forme : $\rho u \partial u/\partial x$, avec ρ la masse volumique. Pour une plaque plane de longueur l, le gradient de vitesse $\partial u/\partial x$ peut être estimé par [CANDEL ; BARRÈRE, 2001]

$$\frac{\partial u}{\partial x} \approx \frac{u}{l} \tag{2.2.8}$$

Dans ces conditions, les forces d'inertie par unité de volume ont pour ordre de grandeur

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} \approx \rho \frac{u^2}{l} \tag{2.2.9}$$

Considérons maintenant les forces associées aux contraintes visqueuses. Par unité de volume, ces forces ont pour forme typique $\partial \tau_{\text{cis},xy}/\partial y$, avec τ_{cis} la contrainte de cisaillement. En écoulement laminaire et pour un fluide non newtonien et incompressible, ce terme s'exprime sous la forme $\mu \partial^2 u/\partial y^2$, avec μ la viscosité dynamique. Il est alors possible d'écrire une estimation des forces visqueuses par unité de volume $\partial \tau_{\text{cis},xy}/\partial y \approx \mu u/\delta^2$. Dans la couche limite, les forces d'inertie et de viscosité s'équilibrent. on peut donc écrire

$$\delta \approx \left(\frac{\mu l}{\rho u}\right)^{1/2} = l \left(\frac{\mu}{\rho u l}\right)^{1/2} \tag{2.2.10}$$

Le rapport δ/l est inversement proportionnel à la racine carrée du nombre de Reynolds basé sur la longueur de la plaque

$$\frac{\delta}{l} \approx \frac{l}{(Re_l)^{1/2}} \tag{2.2.11}$$

L'épaisseur δ varie comme la racine carrée de l et la frontière de la couche limite prend une forme parabolique. La résolution exacte des équations de la couche limite fournit le coefficient de proportionnalité. Dans le cas d'une couche limite sur une plaque plane et pour un écoulement laminaire incompressible, ce rapport est égal à 5

$$\frac{\delta}{l} \approx \frac{5}{(Re_l)^{1/2}} \tag{2.2.12}$$

La présence d'une couche limite dans l'écoulement modifie donc les débits de masse, de quantité de mouvement et d'énergie cinétique. On peut alors s'intéresser à δ^* qui est l'épaisseur de déplacement. C'est la distance à partir de laquelle, un écoulement de fluide parfait est "déplacé" par rapport à la paroi du fait du ralentissement de l'écoulement à l'intérieur de la couche limite. Si l'on considère le débit de masse du fluide, tout se passe comme si la plaque était d'une épaisseur δ^*. On représente l'épaisseur de déplacement dans le cas d'un écoulement plan sur la figure 2.2.7. Dans la section x, l'épaisseur de la couche limite est δ et la vitesse varie rapidement sur cette distance. Le débit masse de fluide passant dans cette section à l'intérieur de la couche limite est [Candel ; Barrère, 2001]

$$\dot{m} = \int_0^\delta \rho u dy \tag{2.2.13}$$

Si l'écoulement était celui d'un fluide parfait, la couche limite serait absente et le débit masse à travers la même section aurait pour expression

$$\dot{m}_e = \int_0^\delta \rho_e u_e dy \tag{2.2.14}$$

La présence de la couche limite entraîne donc un déficit de débit de masse dont la valeur est la différence entre les deux débits précédents : $\dot{m}_e - \dot{m} = \int_0^\delta (\rho_e u_e - \rho u) dy$.On peut exprimer cette perte de débit en écrivant la différence $\dot{m}_e - \dot{m}$ sous la forme : $\dot{m}_e - \dot{m} = \rho_e u_e \delta^*$ où δ^* a la dimension d'une longueur. En rapprochant cette définition de l'expression précédente, on obtient

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_e u_e}\right) dy \tag{2.2.15}$$

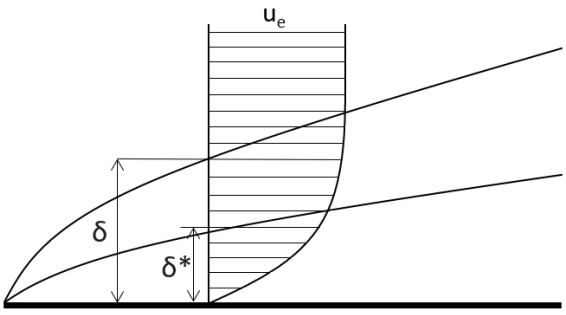

FIGURE 2.2.7 – Représentation de l'épaisseur de déplacement δ^* sur une plaque plane. La frontière de la couche limite est à une distance δ de la plaque. Le fluide s'écoule à la vitesse u_e en dehors de la couche limite. Reproduit de [CANDEL ; BARRÈRE, 2001].

2.2.4.2 Couches limites dans un tube à choc

La propagation des ondes dans le tube à choc entraîne la mise en mouvement du fluide, ce qui induit l'apparition de couches limites le long des parois. Ces couches limites modifient l'écoulement par rapport aux modèles idéalisés non visqueux basés sur les relations de Rankine-Hugoniot. Les couches limites qui se développent dans un tube à choc sont donc susceptibles d'avoir un effet sur les propriétés de l'onde de choc, et ce d'autant plus si le tube est long et étroit [JAUMOTTE et al., 1973]. La couche limite du tube à choc se compose des parties schématisées sur la figure 2.2.8.

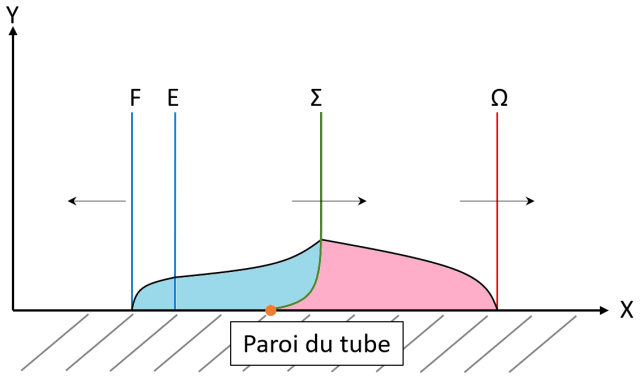

FIGURE 2.2.8 – Représentation schématique des différentes couches limites lors de la propagation d'une onde de choc le long de l'axe x. Ω représente l'onde de choc en rouge, Σ représente la surface de contact en vert, F et E représentent respectivement la tête et la queue de l'onde détente en bleu. La couche limite de choc est représentée en rose et la couche limite de détente en bleu clair. L'emplacement de la membrane est représenté par un rond orange. Figure extraite et réadaptée de [JAUMOTTE et al., 1973]

Dans ce qu'on appelle la couche limite de choc entre le choc et la surface de contact, le gaz de travail s'écoule dans la direction de mouvement du choc. Dans ce qu'on appelle la couche limite de l'onde de détente entre la tête F de l'onde de détente et l'emplacement x = 0 de la membrane, le gaz moteur s'écoule en sens inverse du mouvement de F. Entre l'emplacement de la membrane et la surface de contact Σ, le gaz moteur se mélange au gaz de travail qui pénètre dans la couche limite de choc derrière la surface de contact. L'influence de la couche limite de choc est dominante parmi les influences sur le front de choc Ω et sur l'état du gaz de travail entre Ω et Σ. Dans la couche limite de choc, une partie de la masse de gaz de travail est ralentie. Elle s'accumule en partie dans la couche limite de choc. Une autre partie passe derrière la surface de contact. La couche limite de choc agit donc comme un puits de masse. Ceci a alors pour conséquence que le choc se trouve ralenti et la surface de contact accélérée [Jaumotte et al., 1973].

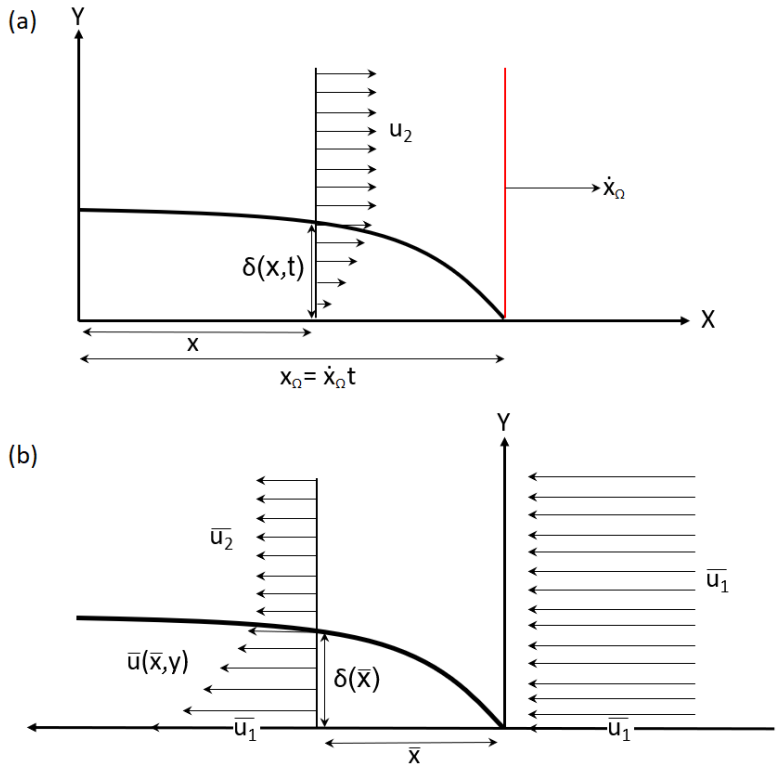

Figure 2.2.9 – Couche limite de choc se développant en aval d'un choc stationnaire de célérité $\dot{x}_\Omega$, représenté en rouge. δ désigne l'épaisseur de la couche limite de choc, u la vitesse matérielle et $\bar{u} = u - \dot{x}_\Omega$ la vitesse de l'écoulement par rapport à l'onde de choc. Les indices 1 et 2 se rapportent respectivement aux états amont et aval de l'écoulement par rapport à l'onde de choc. (a) représentation dans le référentiel du laboratoire (b) représentation dans un repère lié à l'onde de choc. Figure extraite de [Jaumotte et al., 1973].

La couche limite de choc est instationnaire dans un système de coordonnées lié au tube mais est stationnaire dans un système lié au choc, si la vitesse du front de choc $\dot{x}_\Omega$ est constante. Les grandeurs cinématiques dans le système de coordonnées lié au choc sont désignées par un signe

barre et prennent la direction des $\bar{x}$ positifs vers la gauche comme illustré sur la figure 2.2.9. Le gaz pénètre alors avec $\bar{u_1} = \dot{x}_\Omega$ dans le choc et le quitte avec $\bar{u_2} = \dot{x}_\Omega$ - u_2. À la frontière, il s'écoule à la vitesse $\bar{u_2}$. À la paroi il est entraîné par celle-ci avec $\bar{u_1} > \bar{u_2}$. Dans la couche limite il a donc une vitesse $\bar{u_2} < \bar{u}(y) < \bar{u_1}$. Les équations de départ sont les mêmes que celles d'une couche limite sur une plaque plane balayée par un écoulement stationnaire et dont le bord d'attaque est perpendiculaire à l'écoulement (couche limite de Blasius [Delery, 2008]). Les conditions aux limites sont cependant très différentes.

Le calcul des couches limites laminaires se simplifie beaucoup si l'on admet $\mathrm{P}_r = 1$ et $\mu\rho$ constant. Un nombre de Prandtl égal à 1 signifiant que la diffusion thermique et la diffusion de la quantité de mouvement se produisent à des vitesses comparables. En d'autres termes, les effets de conduction thermique et de viscosité influencent le fluide de manière équivalente. Ce cas est typique pour certains gaz, notamment l'air à température ambiante. Nous adoptons cette hypothèse mais il faut garder à l'esprit que le calcul est approximatif, même si le gaz est parfait. Avec des chocs intenses, c'est une approximation très grossière. Avec l'hypothèse $\mathrm{P}_r = 1$ et $\mu\rho =$ constante, le système d'équations se réduit à deux équations différentielles

$$\frac{d^2h}{d\bar{u}^2} = -1, \tag{2.2.16}$$

$$\frac{d^3F}{d\eta^3} + F\frac{d^2F}{d\eta^2} = 0, \tag{2.2.17}$$

où η et $F(\eta)$ sont définis par

$$\eta = \left(\frac{\rho_\omega \bar{u}^2}{2\rho_\omega \bar{x}}\right)^{1/2} \int_0^y \frac{T_\omega}{T} dy, \tag{2.2.18}$$

$$\frac{dF}{d\eta} = \frac{\bar{u}}{\bar{u}_2}. \tag{2.2.19}$$

L'indice ω désigne la valeur de la paroi. La solution de l'équation différentielle (2.2.19) se trouve sous forme tabulée dans les traités sur la théorie de la couche limite. On en tire ainsi la valeur de $\bar{u}/\bar{u}_2$. On se place dans le cas d'une masse volumique et d'une viscosité uniformes dans l'état 2. On peut alors déterminer l'expression de l'épaisseur de la couche limite δ

$$\delta = 3,64 \left[\frac{\mu_2 \bar{x}}{\rho_2 u_2}\left(\frac{\rho_2}{\rho_1} - 1\right)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{2.2.20}$$

et pour l'épaisseur de déplacement δ^*

$$\delta^* = \int_0^\delta (1 - \frac{\rho\bar{u}}{\rho_2\bar{u}_2})dy = 0,310\delta\left(\frac{\rho_2}{\rho_1} - 1\right) \tag{2.2.21}$$

Si on considère une onde se déplaçant à Mach M = 1,4, et un gaz de travail étant composé d'air à 20°C, on a $\rho_1 = 1{,}204$ kg/m^3 et $\rho_2 = 2{,}496$ kg/m^3 en supposant que l'air se comporte

comme un gaz parfait. A 20°C, on a μ_2 = 1,70 x 10^{-5} Pa·s et un Mach M = 1,4 correspond à une vitesse $u_2 \approx$ 476 m/s. On obtient alors $\delta = 0{,}45.10^{-3}\sqrt{\bar{x}}$ et $\delta^* = 0{,}15.10^{-3}\sqrt{\bar{x}}$ (exprimés en mètres). Au bout d'un tube à choc de 3 m, on s'attend donc à obtenir une couche limite de 1,35 mm d'épaisseur de chaque côté de la section du tube. Prenons l'exemple d'un tube à choc dont la hauteur est de 10 mm, une configuration qui fait partie des cas expérimentaux étudiés. Dans ce cas-là, les couches limites représentent environ 25 % de la hauteur du tube. L'effet des couches limites sur l'écoulement est absolument non négligeable dans cette configuration.

Si l'épaisseur de la couche limite est significative par rapport à la section du tube, on s'attend à des effets perturbateurs notamment une diminution de la célérité du choc. On s'attend aussi à une accélération du fluide dans la partie centrale de l'écoulement, qui provoque l'accélération de la surface de contact (interface entre le gaz moteur et le gaz de l'étude). La surface de contact arrive donc plus tôt dans la zone de mesure. S'agissant a minima d'une discontinuité sur la masse volumique, dans le cas où le gaz de l'étude et le gaz moteur sont identiques, son passage provoque systématiquement des perturbations sur le phénomène observé [Jaumotte et al., 1973] comme discuté dans la section 2.2. Ces perturbations sont le plus souvent décelables sur les enregistrements de pression (bien que la surface de contact soit en théorie isobare).

On observe notamment les effets des couches limites dans le cas des micro-tubes à choc, qui sont des tubes dont les dimensions sont comprises entre quelques dizaines de micromètres et un millimètre [Brouillette, 2003]. A titre d'exemple, Mirshekari et Brouillette [Mirshekari ; Brouillette, 2012] se sont intéressés à la propagation des ondes de choc à l'échelle microscopique. Ils ont ainsi fabriqué un tube à choc grâce à une série de processus de gravure, de dépôt et de photolithographie des différentes couches structurelles sur un substrat en silicium, aboutissant d'abord à un réseau de capteurs piézoélectriques de pression à détection directe, puis à l'assemblage d'un second substrat pour former un microcanal. L'ensemble obtenu est un canal rectangulaire de diamètre hydraulique de 34 µm et de longueur 2000 µm, équipé de cinq capteurs de pression muraux répartis sur sa longueur. Ils ont alors mis en évidence une réduction de 32 % de la pression maximale sur une distance de 1480 µm pour une onde de choc de Mach 2.03 en entrée. La figure 2.2.10 illustre les résultats obtenus et une bonne correspondance entre ceux-ci et le modèle de Mirels [Mirels, 1966]. Le modèle de Mirels étant un modèle proposant des corrélations pour les propriétés de l'écoulement en couche limite laminaire, valables pour une intensité de choc arbitraire et prenant en compte les effets de gaz réel. Les auteurs concluent alors que les résultats expérimentaux ont mis en évidence une forte atténuation de l'onde de choc dans le microcanal à cause notamment des effets de couche limite.

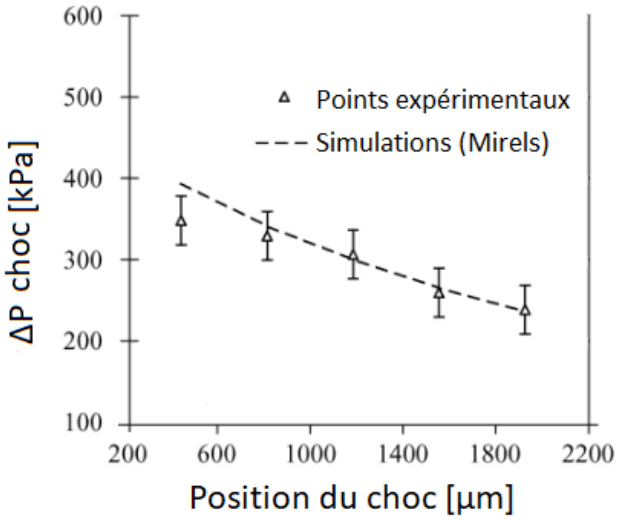

FIGURE 2.2.10 – Comparaison des points expérimentaux avec les simulations réalisées suivant le modèle de Mirels. Les triangles représentent la surpression mesurée le long du microcanal. L'onde incidente possédant un nombre de Mach M=2,03. Les pointillés représentent les résultats obtenus à l'aide du modèle d'atténuation des ondes de choc proposé par Mirels [MIRELS, 1966]. Reproduit et adapté de [MIRSHEKARI ; BROUILLETTE, 2012].

Bien que notre configuration ne corresponde pas strictement à celle d'un micro-tube à choc, la section du tube n'est pas suffisamment large pour que les effets des couches limites puissent être négligés. En effet, à ces échelles, les effets de couche limite peuvent significativement influencer la propagation de l'onde de choc, entraînant une atténuation progressive de son intensité. Il est donc essentiel de caractériser ces effets au cours de nos essais afin d'évaluer leur impact sur les mesures et d'assurer une interprétation rigoureuse des résultats expérimentaux.

2.2.5 Tube à choc avec changement de section brusque

Le tube à choc utilisé au cours de cette thèse présente une section carrée de 80 mm de côté et se termine par une zone de mesure de section 80 mm x 10 mm. Ce tube doit donc être adapté pour permettre la transmission de l'onde de choc de la section principale dans la zone de mesure. Ce changement de section s'opère à l'aide d'un dispositif de type emporte-pièce (cookie cutter), schématiquement représenté sur la figure 2.2.11. Ce dispositif permet en théorie d'assurer une propagation de l'onde sans modifier les propriétés de cette dernière. Toutefois, il est inévitable qu'une telle configuration induise des modifications dans le sillage de l'onde de choc, qui peuvent avoir un effet non négligeable sur les enregistrements de pression. Nous nous proposons ici de faire une revue des tubes à choc avec changement de section brusque afin de mieux comprendre les mécanismes d'interaction entre l'onde de choc et la discontinuité géométrique. Cette analyse permettra d'identifier les principaux phénomènes influençant la propagation de l'onde et d'évaluer dans quelle mesure ces effets peuvent être transposés à notre configuration expérimentale.

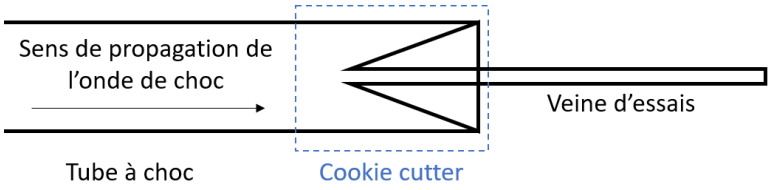

FIGURE 2.2.11 – Schéma de principe du changement de section par cookie cutter entre le tube à choc principal (section 80 mm x 80 mm) et la veine d'essais étroite (section 80 mm x 10 mm).

La propagation des ondes de choc dans des confinements de section variable est un sujet d'étude récurrent depuis les travaux fondateurs de Chisnell [CHISNELL, 1955], Whitham [WHITHAM, 1958] et Rudinger [RUDINGER, 1960]. Toutefois, à l'instar de ces premières études, les travaux sur ce sujet ont considéré des sections variant de manière continue et formant soit un convergent [HERMET, GRESSIER ; BINDER, 2021], soit un divergent [CULICK ; ROGERS, 1983] comme illustré sur la figure 2.2.12. La littérature scientifique semble par contre pauvre quand le rétrécissement se fait de manière brusque comme c'est le cas dans cette thèse.

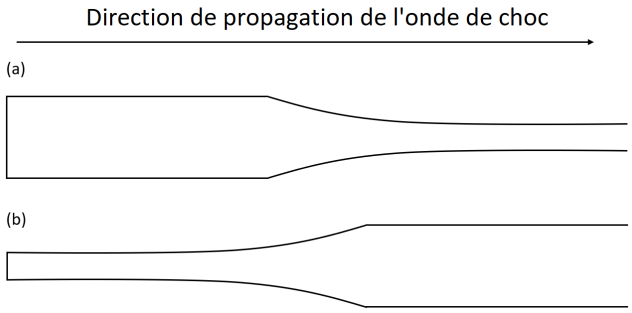

FIGURE 2.2.12 – Illustration de tubes à choc présentant une variation de section continue. (a) Tube à choc convergent présentant une diminution de la section. (b) Tube à choc divergent présentant une augmentation de la section.

On peut cependant mentionner les travaux d'Austin et Bodony qui utilisent un dispositif comparable au nôtre pour générer une onde de choc de Mach proche de 2 dans un micro-tube à choc (diamètre interne 1,65 mm), à partir d'un tube à choc de dimensions conventionnelles (diamètre interne 50 mm) [AUSTIN ; BODONY, 2011]. Les résultats ne sont que partiellement transposables à notre étude car le rapport des deux sections du tube (en amont et en aval du cookie cutter) est très différent dans les deux cas : environ 900 pour Austin et Bodony contre 8 dans notre cas. Cependant, un point intéressant mentionné par ces auteurs est le développement de couches limites à l'entrée du cookie cutter (figure 2.2.13), qui ont pour effet de diminuer la section de passage de l'écoulement, et modifient les propriétés du choc transmis dans le tube de petite section. Ce

phénomène est d'autant plus important dans leur cas que la section du tube aval est très petite. On peut s'attendre à ce qu'il soit moins prépondérant dans notre cas, puisque la largeur de la veine d'essais est de 10 mm.

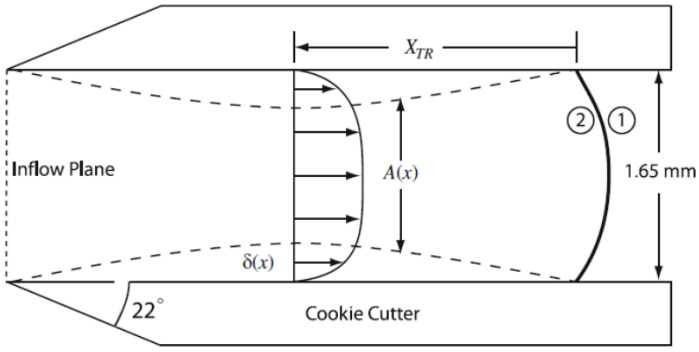

FIGURE 2.2.13 – Représentation des couches limites à l'entrée d'un cookie cutter. Figure extraite de [AUSTIN ; BODONY, 2011].

Mirshekari et Brouillette [MIRSHEKARI ; BROUILLETTE, 2012] ont également utilisé un changement de section brusque au cours de leurs essais utilisant des micros-tubes à choc. Comme illustré sur la figure 2.2.14 une onde de choc est d'abord générée dans un tube à choc de plus grande taille, puis dirigée vers une section d'essai à l'échelle micrométrique. La section avant la réduction est une section carrée de 37 mm de côté et celle après est de 17 µm. On observe ainsi un facteur de l'ordre de 2150 entre les dimensions des deux sections, ce qui est encore une fois très éloigné de notre configuration. Toutefois, il peut être pertinent d'étudier l'effet d'une réduction brusque sans l'utilisation de dispositifs comme un "cookie cutter" ou un tube convergent sur les signaux de pression. Il est également important de souligner qu'à cette échelle, les effets des couches limites ne peuvent être négligés et doivent être pris en compte dans l'interprétation des mesures de pression.

Les auteurs tracent alors les signaux de pression obtenus pour un Mach M = 2,03 en entrée de veine sur la figure 2.2.15.a. Ils observent qu'une faible tension négative parasite est induite successivement dans chaque capteur lors de l'arrivée de l'onde de choc. Cette tension négative se traduit sur les signaux par une diminution de la pression avant le front de choc. Cette tension négative était attendue par les auteurs en raison du montage permettant la mesure comme l'illustre la figure 2.2.15.b. En effet, les capteurs piézoélectriques fabriqués pour cette étude utilisent de très fines couches de céramique en titanate-zirconate de plomb (PZT) prises en sandwich entre des électrodes en platine. La propagation des ondes de choc à la surface du capteur comprime le film de PZT, générant ainsi un signal électrique détecté par les électrodes. Les connectiques et les électrodes, présentent une réponse électrique complexe aux signaux générés par le film piézoélectrique. Afin de prédire les performances électriques du dispositif, une simulation électrique a été réalisée par les auteurs en modélisant les différents composants sous forme d'éléments électriques discrets simples. La figure 2.2.15.b, montre les signaux simulés

capturés pour chaque capteur. Le graphique compare la tension simulée à travers chaque capteur PZT avec l'enregistrement simulé de l'oscilloscope correspondant. On compare donc comment la mesure de tension traduisant le passage de l'onde devrait se répercuter sur le signal de pression relevé à l'oscilloscope. On constate alors une différence entre les deux séries de signaux. En particulier, un effet important observé dans la figure 2.2.15.b est la diminution par palier de la tension enregistrée à l'oscilloscope de chaque capteur au fil du temps, due à l'arrivée de l'onde de choc sur un capteur précédent. Les auteurs attribuent cet effet à des phénomènes parasites liés au montage électrique que nous ne détaillerons pas ici. Bien que cet effet indésirable soit présent, ces simulations montrent toutefois que les signaux enregistrés avec les capteurs du tube à choc microscopique peuvent, en théorie, être corrigés pour obtenir des mesures de pression précises.

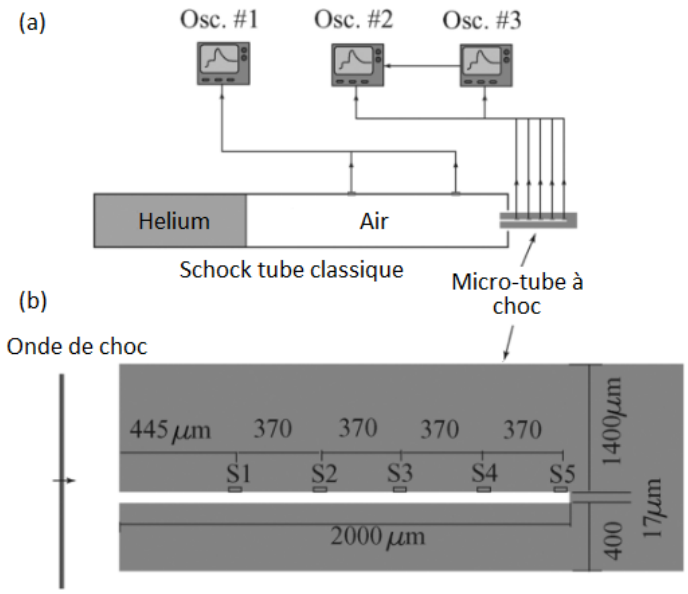

FIGURE 2.2.14 – Schéma du dispositif expérimental utilisé par Mirshekari et Brouillette. (a) Une onde de choc est générée dans un tube à choc de section carrée de 37 mm de côté puis pénètre dans le tube à choc microscopique. (b) Détails géométriques du tube à choc microscopique. La largeur du canal, perpendiculaire à la page, est de 2000 μm. Les capteurs de pression sont identifiés comme étant S1–S5. Reproduit et adapté de [MIRSHEKARI ; BROUILLETTE, 2012].

Cependant, la morphologie du signal après le front de choc mérite d'être interrogée. En effet, d'après l'enregistrement de l'oscilloscope simulé, une diminution en escalier est attendue. Or, les signaux de pression montrent la présence d'un plateau de choc, voire même d'une montée en pression après le front de choc, en particulier pour le premier capteur. Cette montée en pression pourrait être causée par la réduction brusque de la section et justifierait l'emploi d'un cookie cutter afin de confirmer ou d'infirmer l'origine de cette perturbation.

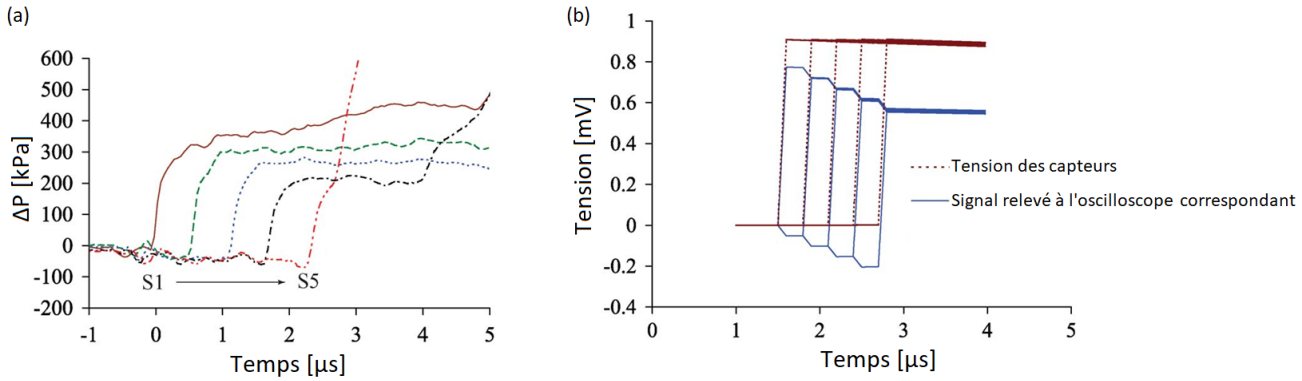

FIGURE 2.2.15 – Comparaison des signaux de pression obtenus expérimentalement avec les simulations attendues. (a) Historiques de pression en fonction du temps enregistrés par cinq capteurs situés le long du microcanal représenté sur la figure 2.2.14. Nombre de Mach de l'onde incidente : M = 2,03. (b) Simulations des signaux obtenus à l'oscilloscope pour la réponse de cinq capteurs espacés de 300 μm le long d'un micro-tube à choc de 2 mm de long. Chaque capteur est supposé générer un signal en escalier avec une rampe de 100 ns jusqu'à une amplitude de 1 mV. Le graphique montre la tension générée à chaque capteur ainsi que les enregistrements simulés de l'oscilloscope.

Les résultats disponibles dans la littérature ne sont pas suffisants pour prédire correctement le comportement de l'onde de choc quand elle interagit avec le cookie cutter et les conséquences possible du changement de section brusque sur les signaux de pression. Ce point a donc été caractérisé avec soin dans le cadre de cette étude (voir chapitre 4).

Chapitre 3

Chocs dans les mousses : Notions de base et état de l'art

Les ondes de choc qu'elles soient issues d'accidents industriels ou d'explosions contrôlées, constituent un enjeu majeur de sécurité en raison de leur propagation rapide et de leur pouvoir destructeur. Ces ondes provoquent une augmentation brusque et intense de la pression, souvent bien au-delà des seuils tolérables par les structures ou le corps humain, sur des échelles de temps allant de la microseconde jusqu'à plusieurs dizaines de millisecondes (cas d'un accident industriel). La réduction de leur intensité nécessite donc une atténuation de la surpression maximale et une modulation de la montée en pression de manière plus progressive.

De nombreuses études ont démontré l'efficacité des milieux diphasiques pour atténuer les ondes de souffle [Igra et al., 2013]. Par exemple, les travaux de Petel *et al.* sur les mousses solides [Petel et al., 2013] ont mis en évidence leur capacité à dissiper l'énergie des ondes de choc. Ces travaux sur mousses solides mettent en évidence une atténuation significative de la surpression maximale attribuée à la capacité de ces matériaux à absorber et redistribuer l'énergie, associée à une transformation de la forme de l'onde. Dans le domaine des milieux diphasiques fluides, les travaux de Jourdan *et al.* [Jourdan, Biamino et al., 2010] et de Chauvin *et al.* [Chauvin et al., 2011] sur les brouillards de gouttelettes ont également montré une atténuation notable des ondes de choc. L'efficacité de ces systèmes repose sur la présence de multiples interfaces liquide-gaz qui favorisent la dispersion de l'énergie. Les milieux granulaires représentent une autre approche prometteuse pour l'atténuation des ondes de choc. Par exemple, les recherches de Bakken *et al.* [Bakken et al., 2003] ont démontré à travers des expériences en soufflerie, que les filtres granulaires peuvent considérablement modifier les profils de pression, conduisant à une réduction substantielle de l'intensité des ondes.

Enfin les mousses liquides occupent une place prépondérante dans la littérature scientifique. Leur faible densité ($\approx$ 50 kg/m^3 pour une mousse avec une fraction liquide de 5 %), combinée à leur capacité à remplir rapidement de grands volumes en font une solution relativement facile à déployer et particulièrement adaptée aux situations d'urgence. Ce chapitre propose une revue bibliographique de l'interaction choc-mousse et s'organise en 4 parties. Dans un premier temps, nous étudions la propagation d'une onde de choc soutenue dans un bloc de mousse en utilisant un tube à choc. Cette approche permet un contrôle précis des conditions initiales et une meilleure caractérisation des mécanismes d'atténuation. Le deuxième axe porte sur des essais impliquant des explosifs réels, afin d'évaluer l'efficacité des mousses dans des conditions plus représentatives des scénarios accidentels ou opérationnels. Dans le troisième volet, nous abordons les recherches étudiant les ondes de blast se propageant dans des tubes à choc, en mettant en avant les

études pertinentes et similaires à la nôtre. Enfin, nous analysons certains travaux portant sur la modélisation de la propagation des ondes de choc dans les mousses.

3.1 Interaction mousse - chocs soutenus

L'étude expérimentale des ondes de chocs à l'aide d'explosifs présente un certain nombre de difficultés pratiques. Cette approche est généralement coûteuse, requiert des installations adaptées, peut souffrir de problèmes de reproductibilité, etc. Cette approche devient d'autant plus contraignante lorsqu'on vise la production de volumes importants de mousse. On conçoit alors difficilement la réalisation d'un grand nombre d'essais pour une étude paramétrique. Le tube à choc constitue de ce point de vue une alternative pertinente. Il permet de reproduire, à échelle réduite, les effets mécaniques, notamment le chargement en pression d'une explosion, tout en s'affranchissant des effets thermiques ou chimiques. Cette méthode présente également l'avantage de pouvoir réaliser un grand nombre d'essais pour un coût réduit par rapport à des expérimentations à grande échelle et garantit une excellente reproductibilité des résultats. Il existe dans la littérature scientifique un grand nombre de travaux traitant de l'atténuation des ondes de choc par des mousses liquides dans des tubes à choc, par exemple répertoriés par Igra *et al.* [Igra et al., 2013]. Nous nous concentrons ici sur les études présentant des similarités avec la présente, qu'il s'agisse des propriétés de la mousse utilisée ou de l'onde générée.

Au cours de sa thèse, Del Prete a étudié la propagation des ondes de chocs soutenues dans des mousses liquides en utilisant un tube à choc [Del Prete, 2012]. Ces essais ont été réalisés à deux fractions liquides différentes $\Phi_1 \approx 1{,}3$ % et $\Phi_2 \approx 3$ % avec une mousse composée de 1,1 % de glucopon 215, de 0,1 % de xanthane et d'eau. Le nombre de Mach était compris entre 1,3 et 1,5 ($0{,}80 \leq \Delta p \leq 1{,}45$ bar) pour trois gaz testés : air, SF_6 et He. La chambre d'essais est placée en bout de tube comme illustré sur la figure 3.1.1.

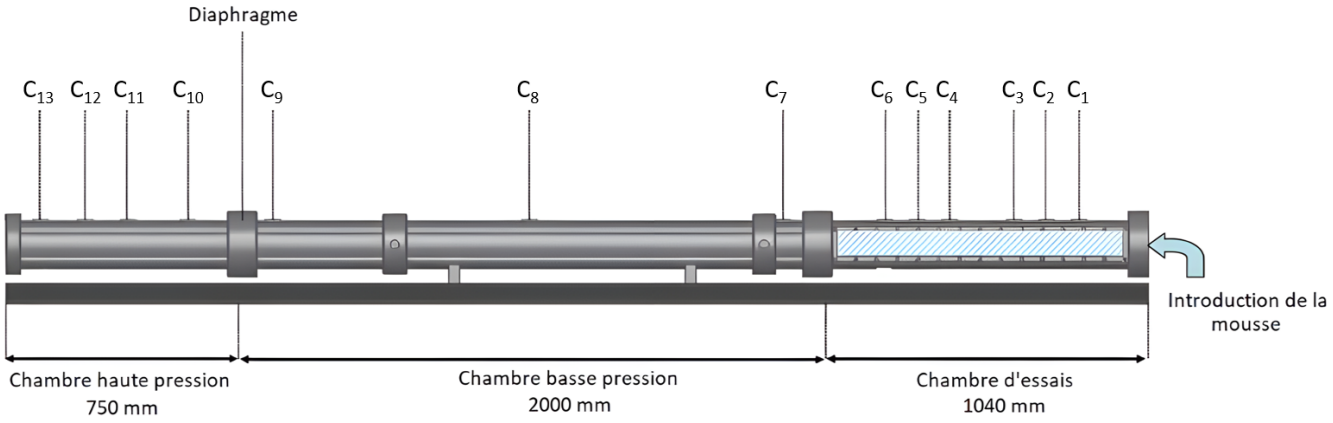

Figure 3.1.1 – Plan du tube à choc utilisé dans les travaux d'Émilie Del Prete. C_{13} à C_1 indique la position des capteurs. La section transversale est de 80 mm x 80 mm. La mousse est introduite par le fond du tube dans la chambre d'essais. Figure extraite de [Del Prete, 2012].

La figure 3.1.2 présente des signaux de pression mesurés par Del Prete dans ce tube à choc, au niveau des capteurs C_8, C_7 positionnés avant le bouchon de mousse, et C_6, C_5 installés dans la mousse.

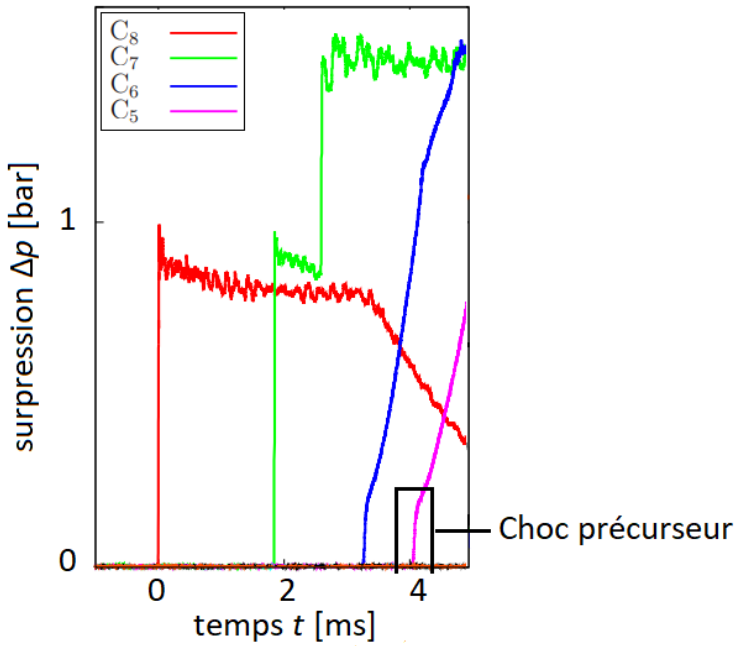

FIGURE 3.1.2 – Signaux de pression obtenus pour un tir à Mach 1,3 avec pour gaz moteur de l'air et une mousse avec une fraction liquide $\Phi_2 \approx 3$ %. Le rectangle noir indique la position du choc précurseur. Figure extraite et réadaptée de [DEL PRETE, 2012].

Del Prete tire deux conclusions majeures à partir de ces signaux de pression :

1. Le choc est atténué à mesure qu'il se propage dans la mousse. Cette atténuation est attribuée au fait que le front de choc est fortement ralenti dans la mousse, ce qui permet alors aux ondes de détente de le rattraper.

2. Lors de la propagation du choc dans la mousse, un signal précurseur apparaît, défini comme étant un premier train d'ondes de compression. Il évolue avec une surpression constante ($\approx$ 0,2 bar ici) quelle que soit l'épaisseur de mousse traversée. Son amplitude et sa durée ne semblent pas dépendre des paramètres de la mousse. Il caractérise ainsi la rupture de la mousse. Il est suivi d'un second train d'ondes de compression, apparaissant plus ou moins vite, suivant de la position du capteur, la profondeur de mousse traversée. Plus l'épaisseur de mousse traversée est importante, plus cette montée en pression post-précurseur est lente.

En 2015, Jourdan *et al.* [JOURDAN, MARIANI et al., 2015] s'intéressent également à la propagation d'ondes de choc soutenues dans des mousses liquides composées de 98,8 % d'eau et 1,2 % de

tensioactifs. Les surfactants utilisés étant un mélange de glucopon 215 et de poudre de xanthane. Ils comparent alors deux mousses différentes, l'une avec une fraction liquide de 1,25 % et un diamètre moyen de bulle de 256 µm et l'autre avec une fraction liquide de 3,3 % présentant un diamètre moyen de bulle de 130 µm. Pour un nombre de Mach compris entre 1,3 et 1,8 ($0.80 \leq \Delta p \leq 2.61$ bar), les auteurs constatent également la présence d'un précurseur tout comme Del Prete avant eux [Del Prete et al., 2013]. Ils tracent ensuite sur la figure 3.1.3, l'évolution de l'amplitude du précurseur en fonction de la position dans la mousse adimensionnée par la longueur totale de l'échantillon h_{mousse}. Ils constatent alors que l'amplitude du précurseur varie en fonction de la mousse utilisée. La hauteur de précurseur moyenne étant de 0,19 bar pour $\Phi = 1{,}25$ % et de 0,23 bar pour $\Phi = 3{,}3$ %. Ils concluent que les caractéristiques du précurseur sont influencées par la fraction liquide de la mousse et, plus largement, par sa structure. Les résultats de Jourdan *et al.* suggèrent également que l'amplitude du précurseur pourrait dépendre de la taille des bulles, la mousse à $\Phi = 1,25$ % contenant des bulles plus grandes que celle à $\Phi = 3,3$ %. Les auteurs observent également que le nombre de Mach de l'onde incidente n'affecte pas l'amplitude du précurseur, tant que la surpression est suffisante pour induire une rupture de la mousse. Dans des essais réalisés avec un nombre de Mach de 1,07, correspondant à une surpression de 0,17 bar, aucune rupture de la mousse n'est observée, et aucun précurseur n'apparaît sur les signaux de pression. Ces résultats montrent ainsi que l'apparition du précurseur est liée à la rupture de la mousse, et que celle-ci ne se produit que lorsque la surpression dépasse un certain seuil.

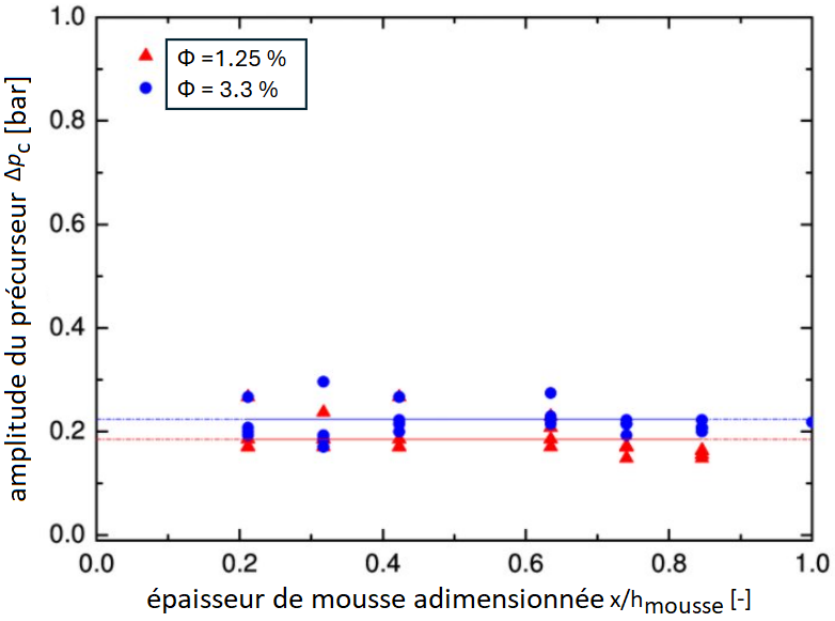

Figure 3.1.3 – Amplitude du précurseur enregistrée pour des mousses de fraction liquide $\Phi = 1{,}25$ %, en rouge, et $\Phi = 3{,}3$ %, en bleu, en fonction de la distance adimensionnée dans la mousse. Résultats obtenus pour des nombres de Mach de 1,3, 1,5 et 1,8. Figure reproduite de [Jourdan, Mariani et al., 2015].

Concernant l'effet d'atténuation, les résultats montrent que la vitesse de l'onde de choc soutenue

est fortement réduite et que plus la mousse est humide, plus l'onde transmise est ralentie. La barrière de mousse atténue également l'impulsion de pression induite derrière l'onde transmise. Toutefois, la mousse la plus sèche semble plus efficace, car elle limite davantage la pression générée par l'onde réfléchie venant de la face avant de la mousse.

En 1997, Goldfarb *et al.* [Goldfarb et al., 1997] s'intéressent à la propagation d'ondes sonores et d'ondes de choc faibles dans les mousses liquides. Leur dispositif expérimental, illustré dans la figure 3.1.4 comprend un tube à section carrée de 3,5 cm de côté, équipé de 6 capteurs espacés de 5 cm chacun. Les surpressions générées sont comprises entre 0,03 et 0,1 bar (1,03<M<1,09). L'étude porte sur plusieurs compositions de mousses, avec des fractions liquides variant entre 0,7 % et 5 %. Les auteurs testent notamment la mousse commerciale Gillette ainsi que des mousses composées de shampoing et d'eau. Le diamètre de bulle a été caractérisé et varie de 20 µm à 460 µm environ en fonction de la mousse testée.

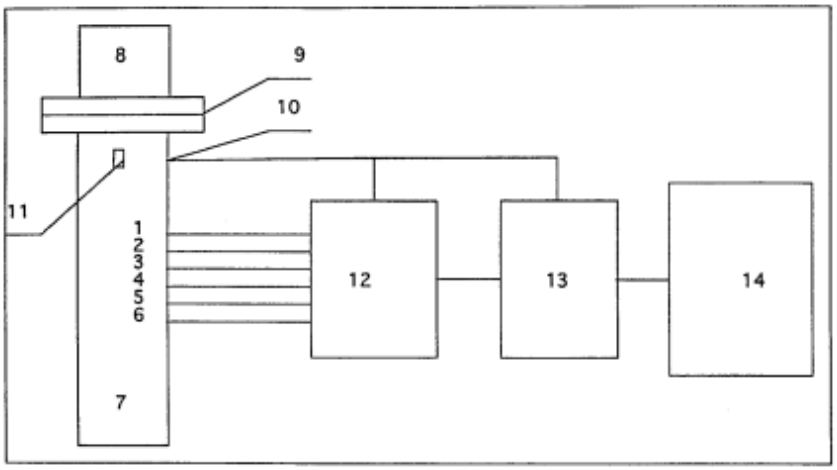

Figure 3.1.4 – Schéma du montage expérimental. 1-6 Capteurs de pression ; 7 Chambre basse pression ; 8 Chambre haute pression ; 9 Diaphragme ; 10 Capteur de départ ; 11 Trous superposés ; 12 Multiplexeur ; 13 Convertisseur analogique ; 14 Ordinateur de contrôle. Tiré de [Goldfarb et al., 1997].

Les auteurs proposent une méthode pour déterminer un coefficient d'atténuation moyen en fonction de la fraction liquide de la mousse. Leur approche comprend deux étapes principales :

1. La correction des surpressions mesurées pour chaque capteur à l'aide de coefficients correcteurs multiplicatifs (S_i), permettant selon les auteurs d'uniformiser leur sensibilité.

2. Le calcul des coefficients d'atténuation entre deux capteurs adjacents suivant la relation

$$\delta = ln\left[\frac{S_i \Delta p_i}{S_{i+1} \Delta p_{i+1}}\right] / \Delta x, \tag{3.1.1}$$

avec S_i le coefficient correcteur du i-ème capteur, Δp_i le maximum de pression relevé à celui-ci et Δx la distance entre les deux capteurs étudiés.

Une moyenne des valeurs obtenues est ensuite réalisée et tracée en fonction de la fraction liquide. Il est à noter que la représentation graphique choisie par les auteurs regroupe les résultats sans distinction des différentes mousses, ce qui limite l'exploitation qui peut en être faite. Dans le cadre de notre étude, nous proposons une approche alternative pour l'exploitation des données de Goldfarb *et al.* Notre méthode consiste à calculer le rapport des surpressions entre deux capteurs successifs $\frac{\Delta p_{i+1}}{\Delta p_i}$ (où Δp_i est la surpression maximale mesurée au capteur i). Cette grandeur permettra de caractériser l'évolution de la surpression dans la mousse. Sachant que les coefficients d'atténuation calculés par les auteurs sont une moyenne sur 6 capteurs, on peut supposer que les coefficients correctifs S_i sont assez proches les uns des autres. On peut donc écrire

$$e^{-\delta \Delta x} \approx \left[\frac{\Delta p_{i+1}}{\Delta p_i} \right]. \tag{3.1.2}$$

La figure 1.5 présente l'évolution du rapport $\frac{\Delta p_{i+1}}{\Delta p_i}$ en fonction de la fraction liquide de chaque mousse. Un rapport égal à 1 signifie que la valeur de la surpression n'a pas changé entre deux capteurs. En revanche, lorsqu'il est de 0,85, la valeur de la surpression est diminuée de 15 % entre deux capteurs successifs.

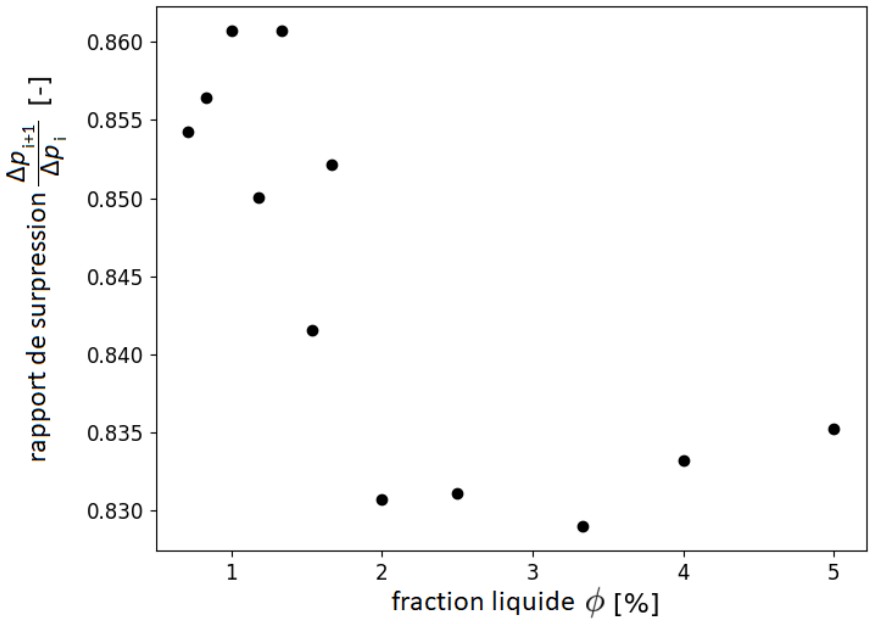

FIGURE 3.1.5 – Évolution du rapport de surpression $\frac{\Delta p_{i+1}}{\Delta p_i}$ en fonction de la fraction liquide Φ renseignée par les auteurs. Figure extraite et réadaptée de [GOLDFARB et al., 1997]. Les autres propriétés des mousses testées ne sont pas documentées dans la publication originale.

L'analyse des résultats révèle une corrélation inverse entre la fraction liquide et le rapport des surpressions. En effet, les mousses présentant une fraction liquide plus élevée démontrent une meilleure efficacité d'atténuation de la surpression. L'évolution de ce rapport n'est toutefois pas linéaire : on observe une discontinuité marquée au-delà d'une fraction liquide de 2 %, où le rapport tend à se stabiliser, voire à augmenter légèrement. Goldfarb *et al.* suggèrent alors l'existence d'une fraction liquide optimale pour l'atténuation. Les auteurs ont également conclu que d'autres paramètres devaient entrer en jeux comme le diamètre des bulles. Les limites de leur dispositif ne leur ont cependant pas permis de valider cette hypothèse. Enfin, il est envisageable que l'utilisation de mousses de différentes compositions puisse également expliquer une partie des variations observées.

3.2 Blast produit par des explosifs

Cette section présente une analyse des études traitant de l'atténuation des ondes de blast par des mousses liquides. L'objectif est de clarifier l'évolution de la surpression et de mieux comprendre les mécanismes de dissipation associés à la structure de la mousse. Pour faciliter la comparaison entre les différentes études, nous proposons une harmonisation de la terminologie et une uniformisation de la présentation des résultats. Cette démarche permet une analyse comparative plus rigoureuse des données disponibles dans la littérature.

Les premières études notables sur l'atténuation des ondes de souffle dans les mousses sont celles de Winfield et Hill en 1977 [Winfield ; Hill, 1977]. Ils ont étudié l'explosion d'une charge explosive sphérique de 900 g (60 % RDX et 40 % TNT) dans des mousses commerciales anti-incendie, et comparé les résultats avec une référence dans l'air. Les auteurs ont identifié trois contraintes expérimentales majeures :

— **le drainage** de la mousse, qui entraîne un gradient de fraction liquide,

— **une fraction liquide excessive**, empêchant la mousse de supporter son propre poids,

— et **la température**, qui, si elle descend sous 0°C, provoque le gel de la mousse, la rendant inefficace.

Leur étude a mis en évidence l'influence de plusieurs paramètres physiques sur la réponse de la mousse à l'explosion : l'élasticité, la viscosité, la taille des bulles et la fraction liquide. Deux résultats importants émergent de leurs travaux :

1. d'une part, la mousse diffuse considérablement le front de choc, faisant passer le temps de montée de quelques µs dans l'air à près de 1 ms dans la mousse, loin de la source ;

2. d'autre part, l'atténuation du pic de pression est plus prononcée dans la mousse que dans l'air. Cette conclusion est illustrée sur la figure 3.2.1 montrant l'évolution du pic de surpression en fonction de la distance des capteurs, avec et sans mousse. Pour le cas avec

la mousse, des capteurs sont placés dans la mousse et d'autres après le bloc de mousse.

Il convient de noter quelques limitations de cette étude : un seul essai a été réalisé avec chaque mousse commerciale testée et il n'est pas précisé par les auteurs quelle(s) mousse(s) est ou sont représentée(s) ici. Les seules informations disponibles sont qu'il s'agit de détergents moussants à haut foisonnement, dont la fraction liquide est estimée entre 0,5 et 1,5 %.

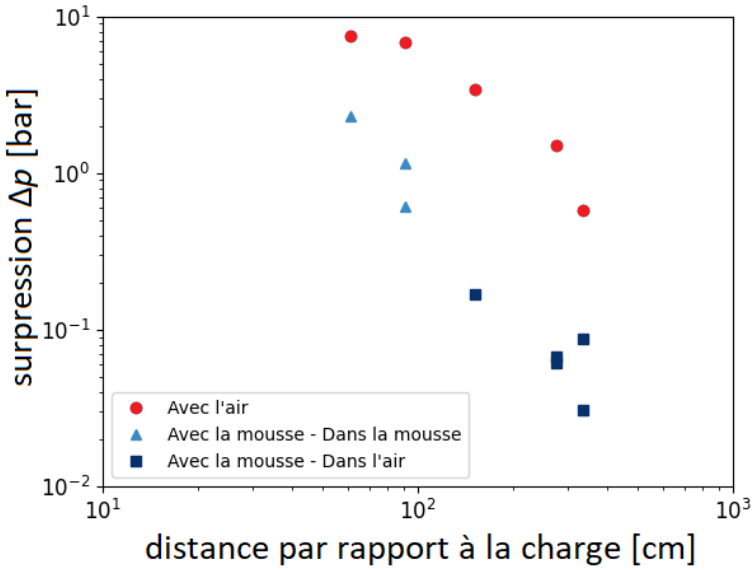

FIGURE 3.2.1 – Évolution de la surpression de l'onde de pression en fonction de la distance par rapport à la charge dans l'air (en rouge) et dans la mousse (en bleu). Les capteurs placés dans la mousse sont représentés en bleu clair et ceux placés après la mousse, donc dans l'air, sont représentés en bleu foncé. Figure extraite et réadaptée de [WINFIELD ; HILL, 1977].

Les recherches de Borisov *et al.* [BORISOV et al., 1978], menées à la même période, se sont focalisés sur l'explosion d'une charge de 9 grammes de RDX dans des mousses de composition gazeuse variable. Les auteurs ont démontré l'influence significative du gaz constituant la mousse sur le processus d'atténuation. Pour quantifier l'atténuation, les auteurs ont tracé l'évolution de la surpression en fonction d'une distance réduite définie comme

$$R = \frac{r}{(m)^{\frac{1}{3}}}, \tag{3.2.1}$$

avec r la distance par rapport à la charge et m la masse de celle-ci. Connaissant la masse de la charge, il est possible de remonter à l'épaisseur de mousse traversée. Les résultats présentés sur la figure 3.2.2, comparent l'atténuation obtenue avec deux gaz différents ; le dihydrogène (H_2) et le diazote (N_2). Borisov *et al.* ont ainsi observé que le signal de pression est mieux atténué dans une mousse composée de dihydrogène que dans une mousse composée de diazote démontrant ainsi l'importance du gaz utilisé dans la mousse.

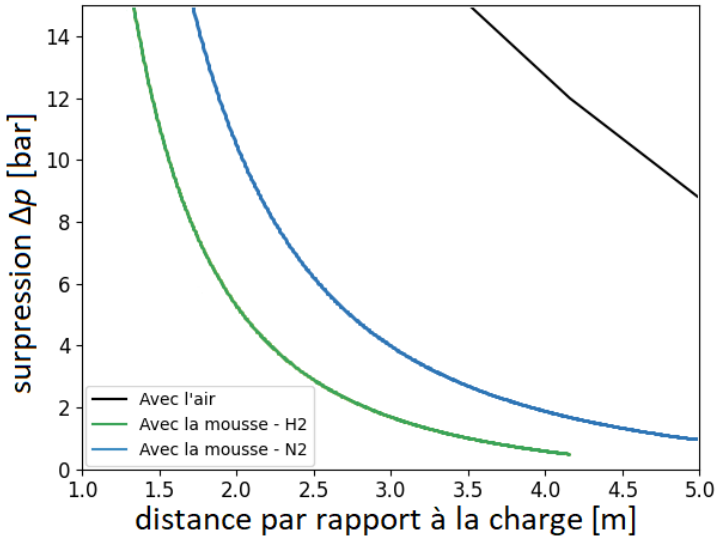

FIGURE 3.2.2 – Surpression en fonction de la distance par rapport à la charge. En vert, les résultats obtenus dans une mousse dont la phase gazeuse est du dihydrogène. En bleu, les résultats obtenus dans une mousse dont la phase gazeuse est du diazote. En noir, les résultats obtenus dans l'air en absence de mousse. Figure extraite et réadaptée de [BORISOV et al., 1978].

En 1983, Raspet et Griffiths [RASPET ; GRIFFITHS, 1983] ont étudié l'atténuation d'une onde de souffle dans une mousse à une distance significative de la charge (de l'ordre de 100 fois son rayon). Les auteurs ont utilisé des charges de C4 allant de 0,061 à 2,27 kg immergées dans des mousses commerciales ayant deux fractions liquides distinctes : $\Phi_1 = 0{,}4$ % et $\Phi_2 \approx 3$ %. Afin d'enregistrer l'évolution du signal de pression lors du passage de l'onde, des microphones ont été positionnés à 60 et 120 mètres de part et d'autre de la charge, en dehors du domaine occupé par la mousse. Les résultats sont comparés avec des essais réalisés sans mousse. Afin de pouvoir représenter l'ensemble de leurs données sur une même courbe, les auteurs proposent de tracer l'atténuation du pic de surpression en fonction de l'épaisseur de mousse adimensionnée, définie par la relation

$$X = \left(\frac{\rho_f l^3}{w} \right)^{1/3}, \tag{3.2.2}$$

où ρ_f est la masse volumique de la mousse, l est l'épaisseur de la mousse, et w est la masse d'explosif en équivalent TNT. Pour passer de la masse d'explosif de C4 à sa masse équivalente en TNT, il faut multiplier la masse de C4 par 1,37 [PARMENTIER, 1993]. Cette normalisation permet la comparaison d'essais réalisés avec différentes masses d'explosifs et différentes propriétés de mousse. Les résultats sont présentés sur la figure 3.2.3, où l'atténuation du pic de pression A est exprimée en décibels selon la relation

$$A = 20 \log \left(\frac{p}{p_{\text{ref}}} \right), \tag{3.2.3}$$

avec $p_{\text{ref}} = 20$ µPa la pression de référence.

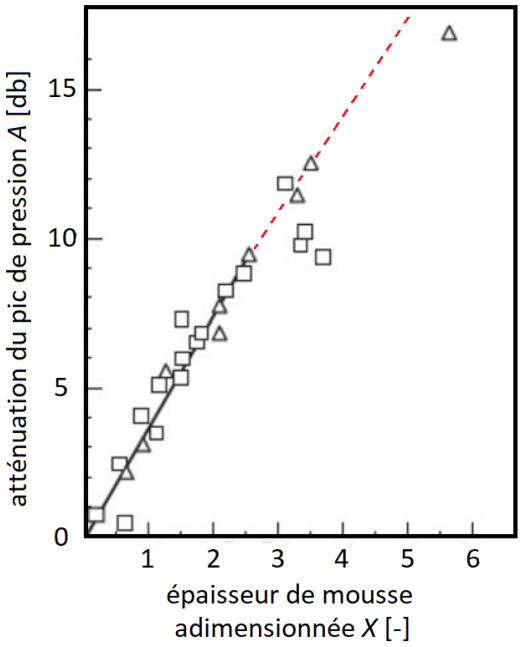

FIGURE 3.2.3 – Tracé de la réduction du pic de surpression en fonction de l'épaisseur adimensionnée $X = \left(\frac{\rho_f l^3}{w}\right)^{1/3}$. Les triangles représentent les mousses avec une fraction liquide de $\Phi = 3$ % et les carrés les mousses sèches avec une fraction liquide $\Phi = 0.4$ %. La droite en pointillés rouge est un prolongement de celle tracée par les auteurs (en noir). Figure extraite et réadaptée de [RASPET ; GRIFFITHS, 1983].

Les auteurs observent alors deux régimes différents :

1. **Pour $0 < X < 2{,}5$** : les données pour des mousses humides ou sèches se superposent. L'alignement des points suggère que sur cette plage, la fraction liquide Φ serait le facteur dominant de l'atténuation. Pour référence, avec une mousse de fraction liquide $\Phi = 3$ % et une charge $w = 0{,}57$ kg, une valeur de $X = 2{,}5$ correspond à une épaisseur de mousse l voisine de 64 cm, cohérente avec la gamme d'épaisseurs testées (0,31, 0,61, 0,91, 1,2 et 1,5 m).

2. **Pour $X > 2{,}5$**, les résultats ne se superposent plus. Raspet et Griffiths [RASPET ; GRIFFITHS, 1983] proposent un mécanisme en deux phases pour l'atténuation. En dessous de $X = 2{,}5$, la mousse est détruite et la phase liquide est atomisée sous forme de gouttelettes dissipant beaucoup d'énergie. Passé une épaisseur critique, la mousse n'est pas cassée, elle conserve sa structure. Les auteurs parlent alors d'atténuation "dispersive non-acoustique" qui même si elle a le mérite d'apporter un début de réponse laisse cependant beaucoup d'interrogations concernant les mécanismes d'atténuations qui ont lieu. En réalité si on prolonge la droite tracée entre $X \approx 0$ et 2,5 sur la figure 3.2.3, il est difficile de dire si

les points ont un écart statistiquement significatif avec le modèle linéaire. En réalité, sans connaître les incertitudes de mesure, on pourrait tout à fait supposer que la superposition a lieu jusqu'à $X \approx 4$ et que la fraction liquide reste le paramètre dominant de l'atténuation.

En 2006 au laboratoire Sandia, Hartman *et al.* [Hartman, Boughton ; Larsen, 2006] ont exploré l'atténuation par des mousses d'ondes de souffle émises par des charges explosives allant de 0,45 kg à 22,7 kg d'équivalent TNT. Les mousses utilisées avaient des fractions liquides variant entre 0,1 % et 5 %. Les auteurs n'ont en revanche pas déterminé la taille des bulles dans leur étude. La configuration utilisée était similaire à celle de Raspet et Griffiths [Raspet ; Griffiths, 1983] avec une charge confinée dans la mousse et des capteurs placés en dehors. Les capteurs étaient éloignés de 1 à 4 m de la charge environ. Les résultats ont mis en évidence l'existence d'un optimum pour l'atténuation, à la fois en termes de réduction de surpression et d'adoucissement de discontinuité, observé dans ces essais avec des mousses ayant une fraction liquide de 1,7 %. Les auteurs concluent alors que les réflexions internes aux interfaces air-liquide jouent un rôle important dans la réduction de pression. La rupture de la mousse et les transferts thermiques sont également des facteurs identifiés comme susceptibles de jouer un rôle dans l'atténuation.

En 2015, Liverts *et al.* [Liverts, Ram et al., 2015] ont étudié la propagation d'une onde de souffle à petite échelle dans une mousse, avec des échantillons de l'ordre de plusieurs dizaines de centimètres. L'onde de souffle n'est pas générée par un explosif dans cette étude, mais par un fil éclaté : un fil de cuivre est soumis à un pic de courant électrique intense, provoquant un échauffement rapide par effet Joule. Ce processus conduit à l'expansion violente d'une colonne de cuivre vaporisé, générant ainsi une onde de souffle. La mousse utilisée dans ces expériences était de la mousse commerciale Gillette. Une illustration de leur configuration est donnée sur la figure 3.2.4.



Figure 3.2.4 – Illustration du dispositif expérimental. (a) Fil de cuivre permettant de générer l'onde de souffle, relié à deux électrodes. EW indique la position du fil de cuivre et S_1 celle d'un capteur de pression. (b) Mousse recouvrant le fil avant le tir. (c) Photo prise après le passage de l'onde de souffle. Figure extraite de [Liverts, Ram et al., 2015].

Comme dans des études précédentes, ces essais ont mis en évidence une atténuation de la discontinuité et de l'amplitude de l'onde de souffle. Les auteurs identifient deux mécanismes d'atténuation en fonction de la distance de propagation de l'onde. En champ proche, c'est la **vaporisation de la phase liquide** qui est le mécanisme dominant, tandis qu'en champ lointain,

la **réduction significative de la vitesse de l'onde** permet aux ondes de détente de rattraper le front de choc, modifiant ainsi le profil de pression.

En 2013, Del Prete *et al.* [Del Prete et al., 2013] étudient l'atténuation des ondes de souffle par des mousses sèches de fraction liquide $\Phi = 0{,}8$ % et 1 %. Deux configurations sont testées, l'une à pleine échelle représentée sur la figure 3.2.6, et l'autre à échelle réduite représentée sur la figure 3.2.5. Le système utilisé à pleine échelle est composé d'une tente en kevlar de 8 m de haut remplie de mousse avec une charge placée au centre, à 2 m de hauteur. Le diamètre de la base étant de 20 m, le volume de mousse généré est proche de 2000 m^3. La charge est de la Plastrite PLANP similaire au C4. Deux masses sont utilisées, 6,6 et 22,17 kg. Pour les essais à petite échelle, la charge pèse 145 g et le volume de mousse généré est de 8 m^3. La mousse utilisée est produite avec un liquide moussant composé à 6 % d'alkyl sulfate et de propylène glycol et à 94 % d'eau. Le diamètre des bulles est d'environ 400 µm. La configuration à pleine échelle nécessite 50 minutes pour être remplie, contre 8 minutes pour la configuration à échelle réduite.

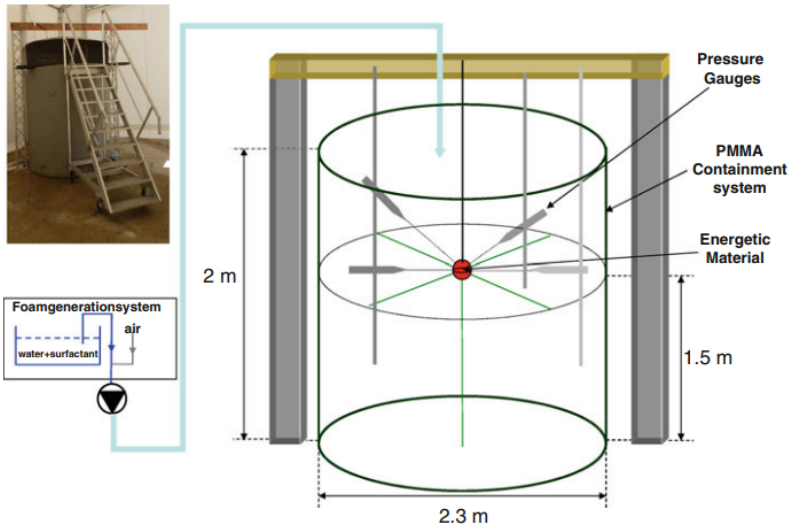

Figure 3.2.5 – Configuration à échelle réduite. Des charges de 145 g sont placées à 1,5 m de hauteur. Les capteurs de pression sont attachés à des barres en acier qui sont reliées à un portique indépendant du réservoir [Del Prete et al., 2013].

Les auteurs ont publié les surpressions mesurées aux différents capteurs en fonction de la distance normalisée par rapport à la charge SD (en $m/kg^{1/3}$), calculée en divisant la distance du capteur par rapport à la charge r par la racine cubique de la masse de l'explosif en équivalent TNT $(w)^{1/3}$. L'expression de la distance normalisée SD rappelle celle de la distance réduite R exprimée par Borisov *et al.* [Borisov et al., 1978] à la différence que SD est calculée à partir de l'équivalent TNT de l'explosif utilisé. L'explosif étant similaire à du C4, son facteur d'équivalence en TNT en pression est voisin de 1,37, on peut donc écrire

$$w = 1,37m, \tag{3.2.4}$$

avec m la masse de la charge de C4.

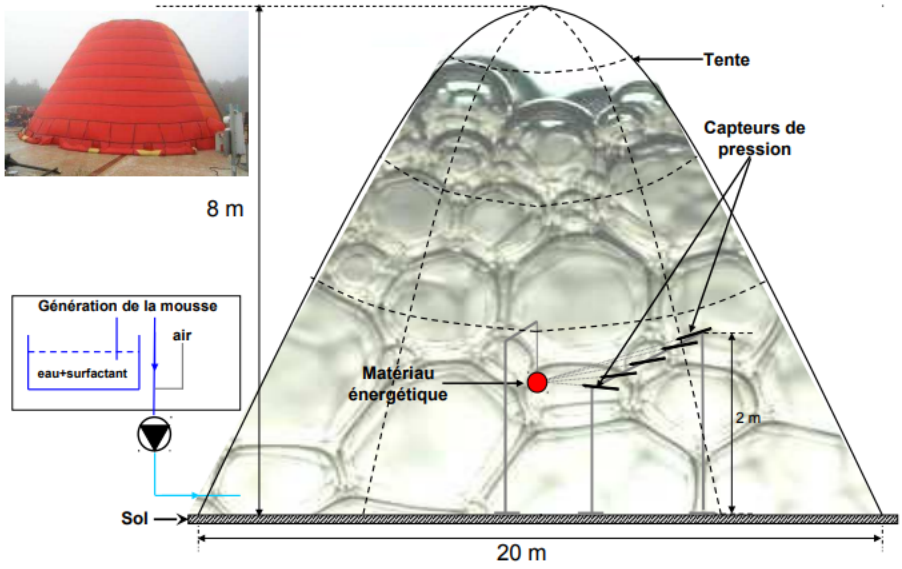

FIGURE 3.2.6 – Configuration à pleine échelle. Utilisation d'une tente à mousse pour confiner l'explosion générée par un engin explosif au cours d'une campagne d'essais réalisés au CEA. L'engin explosif est représenté en rouge au centre du schéma. Les charges de 6,6 kg et 22,17 kg d'explosif sont placés à 2 m de hauteur. Figure extraite de [DEL PRETE et al., 2013].

Les auteurs comparent ensuite leurs mesures à des simulations numériques. La mousse est modélisée à l'aide d'un formalisme multiphasique, la décrivant comme un milieu diphasique dense hors équilibre et tenant compte de son interaction avec les produits de détonation de l'explosion. L'étude utilise un formalisme multiphasique eulérien résolu grâce à la Méthode des Équations Discrètes. Ce modèle numérique permet de représenter la mousse aqueuse comme un assemblage de cellules de gaz séparées par une phase liquide, et de simuler l'interaction de l'onde de choc avec la mousse. De nouvelles expériences ont été menées pour étudier l'effet de l'échelle de masse. Les résultats expérimentaux et numériques, qui montrent un bon accord, indiquent qu'il est possible de réduire le rapport de surpression de crête de plus d'un ordre de grandeur. La réduction de l'impulsion positive est toutefois moins marquée que celle des surpressions.

Cette synthèse bibliographique met en évidence plusieurs avancées significatives dans la compréhension de l'atténuation des ondes de souffle par les mousses liquides. Les différentes études présentées, ainsi que d'autres travaux non détaillés ici, ont permis :

— La validation expérimentale de l'efficacité des mousses liquides comme milieu atténuateur

— L'identification des mécanismes physiques fondamentaux d'atténuation, notamment le rôle prépondérant de la vaporisation de la phase liquide

— La démonstration de l'influence déterminante de la fraction liquide sur les performances d'atténuation

Ces données expérimentales constituent une base de référence pour l'analyse comparative des résultats présentés dans la suite de ce manuscrit.

3.3 Blast utilisant des tubes à choc

Jusqu'à présent, nous avons examiné les cas où l'onde de blast est générée dans un espace non confiné. Nous allons à présent nous intéresser aux situations où l'onde de blast est générée dans un tube à choc avant d'interagir avec la mousse.

En 2016, Sembian *et al.* [Sembian, Liverts ; Apazidis, 2016] ont étudié l'atténuation des ondes de souffle par des barrières de mousse liquide. Les auteurs comparent une configuration avec deux barrières de mousse (air/mousse/air/mousse/air), avec le cas de la barrière simple (air/mousse/air). La longueur de mousse étant équivalente dans chaque cas. Ils constatent alors une meilleure atténuation dans la configuration à deux barrières en raison du nouveau contraste d'impédance induit par l'ajout d'une seconde barrière. Bien que l'objectif principal de leur étude ait porté sur l'analyse de l'onde reformée après avoir traversé la mousse, ils ont également exploré les phénomènes se produisant à l'intérieur de la mousse au cours de leurs essais de validation. L'onde est générée par la méthode du fil éclaté illustrée dans le paragraphe précédent. Cette fois l'onde de souffle se propage, à un nombre de Mach M = 4,8 ($\Delta p \approx 27$ bar), dans un canal fermé de 10 mm de large et 5 mm de haut, sur une longueur de 358 mm. Un capteur de pression (S_3) est placé au fond du canal, tandis que deux autres capteurs (S_1 et S_2) sont situés à des distances de 190 mm et 234 mm de la source d'explosion, comme illustré sur la figure 3.3.1.

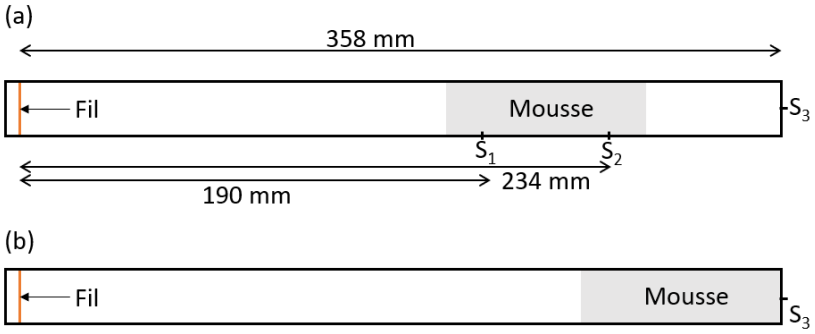

Figure 3.3.1 – Illustration du montage expérimental utilisé par Liverts *et al.*. (a) Configuration utilisant une barrière de mousse. S_1 et S_2 indiquent respectivement la position des capteurs 1 et 2 (b) Configuration avec la barrière de mousse en fond de canal, S_3 est placé dans la mousse. Figure extraite et réadaptée de [Sembian, Liverts ; Apazidis, 2016].

La mousse utilisée pour cette étude est une mousse commerciale Gillette, avec une fraction liquide

de 10 % et un diamètre moyen des bulles de 50 µm. Le protocole expérimental consiste à disposer des couches de mousse de différentes épaisseurs au sein de la section de test, puis à analyser les mesures obtenues par les capteurs afin de les comparer à des simulations. Une série de tests est effectuée avec la barrière de mousse placée au fond du canal, où le capteur S_3 est positionné, afin de mesurer les temps d'arrivée t_a des ondes en fonction de l'épaisseur de mousse. Ce temps d'arrivée des ondes en fonction de l'épaisseur de mousse traversée est reproduit dans la figure 3.3.2, mettant en évidence une bonne corrélation entre le modèle numérique et les données expérimentales. Les auteurs ne renseignent pas les pressions mesurées en fond de canal, mentionnant que les mesures de pression dans la mousse se sont avérées infructueuses. Ils identifient deux causes de défaillance : la calibration des capteurs adaptée à l'air mais pas à la mousse, et une perturbation du signal due à des ondes circulant dans les parois du tube en plexiglas par endroits [Liverts, Sembian et al., 2016].

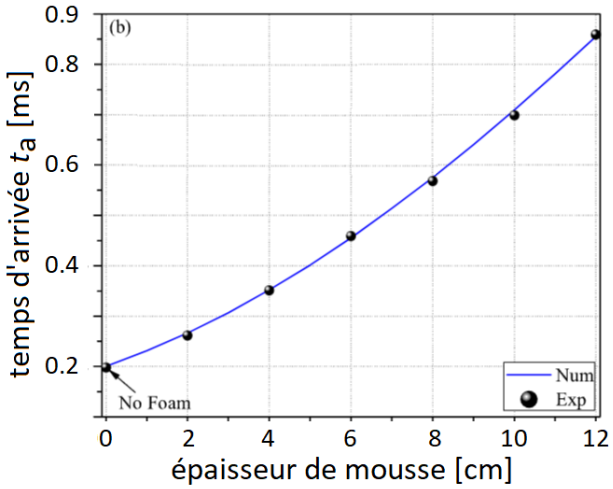

Figure 3.3.2 – Temps d'arrivée sur le capteur S_3 en fonction de l'épaisseur de mousse traversée. Les points représentent les valeurs mesurées et la droite bleue la simulation numérique. Figure extraite de [Sembian, Liverts ; Apazidis, 2016].

En 2016, Monloubou *et al.* [Monloubou et al., 2016] s'intéressent au rôle de la taille de bulle sur l'atténuation d'une onde de blast. Ils utilisent alors une mousse composée de diazote (N_2) ou d'hexafluoroéthane (C_2F_6) pour la phase gazeuse. La phase liquide est composée de sodium dodecyl sulfate (SDS) à une concentration de 10 g.L^{-1}. La mousse est produite en soufflant le gaz à travers des tubes en verre poreux immergés dans la solution moussante. La taille de bulle est choisie en changeant la porosité des tubes. Un tube à choc en PVC débouche dans la chambre de test par l'une des faces en plexiglas, en son centre. De l'autre côté du tube, une chambre haute pression est scellée par une feuille d'aluminium et connectée à une bouteille de gaz. La montée en pression de la chambre entraîne la rupture de la feuille d'aluminium et la propagation d'une onde de blast à travers le tube. La pression dans la mousse est enregistrée par 4 capteurs situés à des distances r_i = [3,1, 5,1, 7,2, 9,2] cm (i = 1 à 4) par rapport à l'axe de symétrie de l'expérience, le centre du tube. Les surpressions enregistrées au capteur 1, les plus fortes, sont comprises entre

0,05 et 0,2 bar environ. Il s'agit donc d'ondes de blast relativement faibles en comparaison de celles dans nos expériences ($\Delta p \approx 1$ bar). Un schéma du dispositif utilisé pour les essais est montré sur la figure 3.3.3. Afin de caractériser l'atténuation de la surpression dans la mousse, Monloubou *et al.* définissent le rapport de surpression α comme étant

$$\alpha = \frac{P_4}{P_1}, \tag{3.3.1}$$

avec P_4 et P_1 les surpressions enregistrées au capteur 4 et au capteur 1.

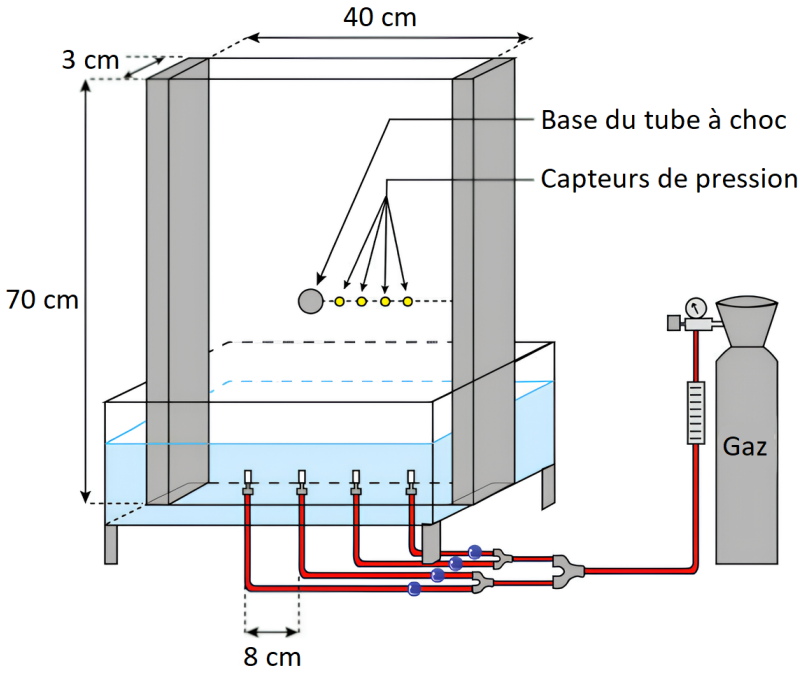

FIGURE 3.3.3 – Schéma du montage expérimental utilisé dans l'étude de Monloubou *et al.* [MONLOUBOU et al., 2016]. La pression est contrôlée à la sortie de la bouteille de gaz et le flux dans chaque tube est contrôlé à l'aide d'une valve. Tiré de [MONLOUBOU et al., 2016].

Les auteurs tracent alors l'évolution du rapport de surpression α en fonction de la fraction liquide Φ, représenté sur la figure 3.3.4. Les valeurs sont tracées pour une mousse composée de diazote avec un diamètre de bulle moyen de 1740 µm. Ces résultats mettent en évidence l'effet de la fraction liquide : les mousses humides sont plus efficaces pour atténuer la surpression que les mousses aqueuses dites sèches (de faible fraction liquide). Tout comme Borisov *et al.* [BORISOV et al., 1978], les auteurs constatent un effet de la composition de la phase gazeuse sur l'atténuation. Monloubou *et al.* pointent également un effet de l'amplitude de l'onde incidente enregistrée au capteur P_1 : plus la surpression incidente est élevée, moins l'atténuation est importante à tout autre paramètre constant par ailleurs. Enfin, les auteurs démontrent l'existence d'un diamètre de bulle optimal d'environ 900 µm pour l'atténuation des ondes de pression dans la gamme testée. Cette taille ne correspond pas à la plus petite bulle étudiée, mais à un optimum dans leur plage de

mesures. Toutefois, il reste à déterminer si cet optimum est conservé pour des ondes de plus forte intensité, notamment à des nombres de Mach plus élevés. Par ailleurs, cette étude se concentre uniquement sur l'atténuation du pic de surpression, sans examiner l'impact sur l'impulsion positive, ce qui constituerait une perspective intéressante pour évaluer la validité de cet optimum sous un autre critère.

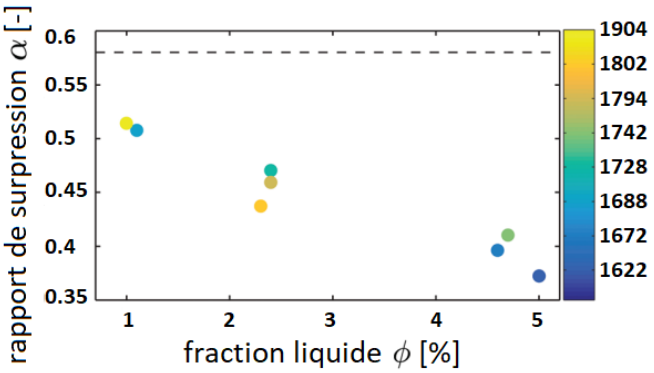

FIGURE 3.3.4 – Rapport de surpression $\alpha = P_4/P_1$ en fonction de la fraction liquide Φ pour une mousse composée de diazote N_2. Les couleurs indiquent le diamètre des bulles en micromètres pour chaque expérience. Le diamètre moyen est de $D = 1740$ µm. Les lignes en pointillés représentent les ratios α_{ref} associés à l'atténuation géométrique. Tiré de [MONLOUBOU et al., 2016].

3.4 Efforts de modélisation du phénomène

De nombreux travaux expérimentaux ont exploré l'interaction entre une onde de choc et une mousse, contribuant ainsi à une meilleure compréhension des mécanismes impliqués dans la propagation d'une onde de surpression à travers un milieu hétérogène. Dans ce contexte, nous nous intéresserons à différents modèles existants, présentés dans la revue de Britan *et al.* [BRITAN, SHAPIRO, LIVERTS ; BEN-DOR, 2014]. Cette revue examine des études consacrées à la modélisation macro-mécanique pour l'atténuation des ondes de choc dans les mousses. Les trois approches discutées par les auteurs sont : le modèle à phase unique ou pseudo-gaz effectif, le modèle biphasique prenant en compte l'interaction de la phase liquide avec la phase gazeuse et le modèle d'interaction entre une bulle unique et l'onde de choc. Cependant, étant donné que ce dernier modèle est éloigné de notre configuration expérimentale, nous ne le présenterons pas par la suite. Les deux premiers modèles, quant à eux, sont examinés dans la revue de Britan, et leur applicabilité est vérifiée par une comparaison entre les enregistrements expérimentaux des pressions obtenues lors de tests dans des tubes à choc et les résultats des prédictions numériques basées sur ces modèles. Nous présenterons par la suite les deux modèles existants.

3.4.1 Modélisation de la mousse par un pseudo-gaz

Une approche simplifiée consiste à modéliser la mousse comme un pseudo-gaz parfait ou gaz effectif. Cette approximation, qui simplifie les interactions entre les bulles, permet d'étudier la propagation

de l'onde en assimilant les variations volumiques et la réponse des bulles à une loi des gaz parfaits. Ball et East (1999) [Ball ; East, 1999] ont développé cette approche en y intégrant des corrections pour prendre en compte la fraction liquide. Leur modèle présente des résultats satisfaisants pour des fractions liquides supérieures à 1 %. Néanmoins, comme illustré sur la figure 3.4.1, des écarts significatifs avec les données d'essai apparaissent pour les fractions liquides les plus basses. Ces écarts peuvent s'expliquer par l'absence de prise en compte des transferts de chaleur et de quantité de mouvement entre les phases liquide et gazeuse.

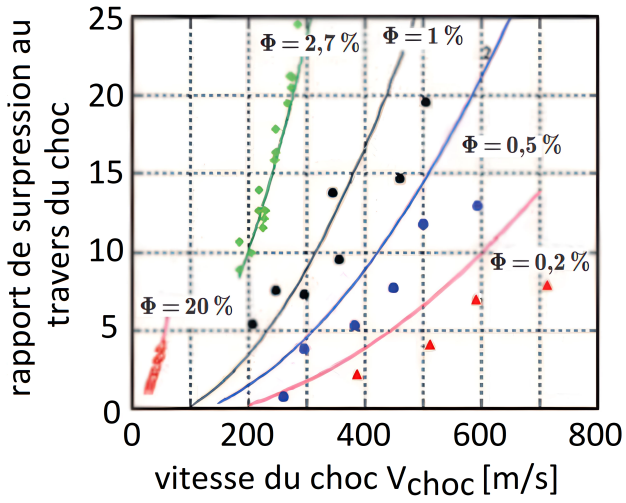

Figure 3.4.1 – Rapport de surpression au travers du choc en fonction de la vitesse de l'onde de choc transmise dans la mousse. Les points représentent des données expérimentales, les lignes en trait plein des ajustements réalisés en appliquant un modèle de gaz effectif à la mousse. Figure extraite de [Britan, Shapiro, Liverts, Ben-Dor et al., 2013].

Bolotnova *et al.* (2020-2021) ont étendu cette approche par son implémentation dans le logiciel libre OpenFoam. Le code simule le comportement d'un écoulement diphasique en introduisant une fraction volumique pour représenter la proportion de chaque phase dans chaque cellule. Des termes d'échange entre les phases, tels que la traînée des gouttelettes et les transferts thermiques, sont également pris en compte afin de décrire les interactions entre les phases gazeuse et liquide de manière plus précise. Une série d'articles [Bolotnova ; Gainullina, 2020][Bolotnova ; Gainullina, 2020][Bolotnova ; Gainullina, 2021] présente la validation de ce modèle par comparaison avec des données expérimentales de la littérature, notamment celles citées dans ce chapitre [Del Prete et al., 2013]. Les cas d'étude couvrent un large spectre de sollicitations, allant du souffle provoqué par la détonation d'une sphère d'explosif [Bolotnova ; Gainullina, 2020] à des ondes de choc de faible à moyenne intensité [Bolotnova ; Gainullina, 2020][Bolotnova ; Gainullina, 2021]. L'analyse des résultats montre en général un bon accord qualitatif avec les expériences (figure 3.4.2). Cependant, d'un point de vue quantitatif, des écarts non négligeables peuvent être observés, en particulier pour les ondes de choc de faible intensité. Ces divergences pourraient s'ex-

pliquer par le choix de certains modèles physiques notamment l'utilisation de l'équation d'état de Peng-Robinson pour modéliser le comportement de l'air [Bolotnova ; Gainullina, 2020]. Cette équation est principalement employée pour décrire des gaz proches de leur point critique, une situation qui ne correspond pas aux conditions du problème étudié ici.

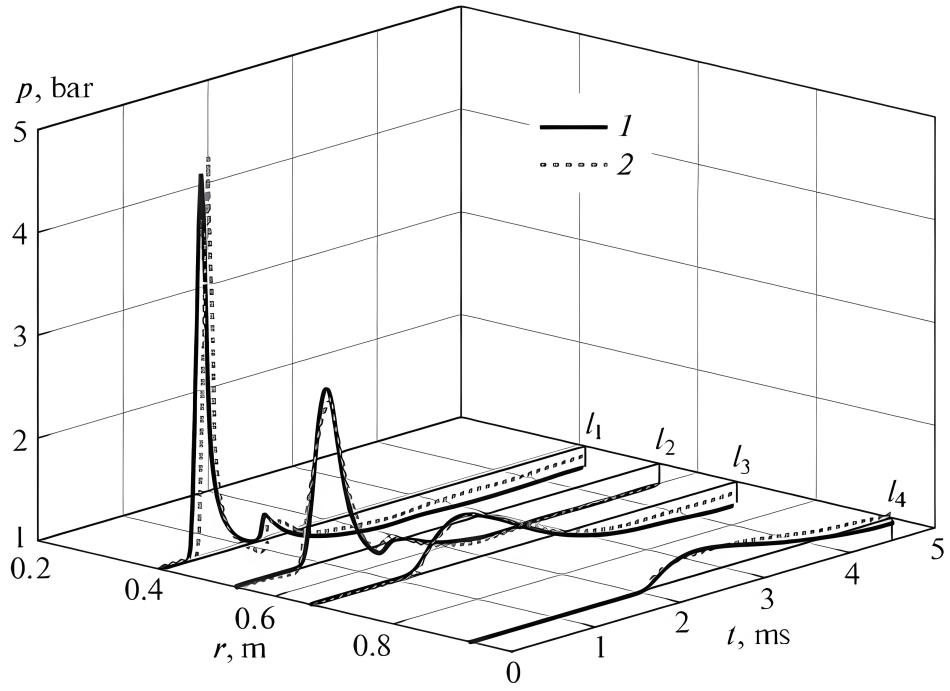

Figure 3.4.2 – Évolution de la surpression dans la mousse pour les capteurs placés aux distances l_1 à l_4 par rapport au centre de l'explosion. *1*, valeurs numériques déterminées à partir du modèle multiphasique *2*, résultats expérimentaux tirés de Del Prete *et al.* [Del Prete et al., 2013]. Figure extraite de [Bolotnova ; Gainullina, 2020].

Ce modèle, basé sur l'hypothèse de la destruction immédiate de la mousse, prend en compte la fraction liquide de celle-ci, mais ne considère pas directement la taille des bulles de la mousse ce qui pourrait expliquer certains écarts quantitatifs.

3.4.2 Modèle prenant en compte l'interaction de la phase liquide et de la phase gazeuse

Une autre approche consiste à utiliser un modèle multiphasique représentant une suspension de gouttelettes dans l'air. Cette approche repose sur l'hypothèse d'une mousse instantanément détruite par le passage de l'onde de choc, laissant place à un nuage de gouttelettes qui évolue dans un milieu gazeux. Contrairement au modèle simplifié du pseudo-gaz parfait, avec cette approche, on considère explicitement les interactions entre les deux phases (gaz et liquide), ainsi que leurs propriétés individuelles (masse, quantité de mouvement, énergie).

Le matériau modélisé est subdivisé en de petits volumes de contrôle, chacun contenant une proportion de gaz et une proportion de liquide. Les équations régissant l'évolution de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sont résolues séparément pour chaque phase. Deux termes de couplage dissipatifs sont intégrés : l'échange thermique entre les phases, ainsi que le transfert de quantité de mouvement, assuré par une force de friction entre les phases gazeuse et liquide. C'est notamment la méthode adoptée par Del Prete dans ses travaux de thèse [Del Prete, 2012]. Il est important de noter que, dans son cas particulier, où la modélisation d'une explosion d'engin explosif est visée, une troisième phase doit être ajoutée pour représenter les produits de détonation provenant de la décomposition de la charge explosive.

Chaque phase (gaz et liquide) est décrite par une équation d'état spécifique permettant de caractériser ses propriétés thermodynamiques. Cependant, plutôt que de résoudre explicitement l'ensemble des équations thermiques pour chaque phase à l'échelle microscopique, le modèle considère la mousse comme un milieu continu effectif. La vitesse du son est ainsi obtenue en moyennant les contributions des deux phases selon un formalisme homogénéisé. Des lois constitutives sont introduites pour modéliser les forces d'interaction entre les phases et les échanges thermiques. La traînée visqueuse, par exemple, est décrite par une loi empirique dépendant de la taille des gouttelettes liquides, des fractions volumiques de gaz et de liquide, du coefficient de traînée, ainsi que de la vitesse relative entre les phases. De manière similaire, les transferts thermiques sont modélisés par une loi proportionnelle à la différence de température entre l'interface liquide-gaz et chaque phase. Ce transfert dépend du coefficient d'échange thermique de chaque phase et de la surface interfaciale disponible. Ainsi, bien que chaque phase conserve une description thermodynamique propre via son équation d'état, les interactions entre elles sont modélisées par des lois constitutives simplifiées, issues de considérations phénoménologiques ou de corrélations empiriques. Le modèle ne résout donc pas explicitement l'évolution thermodynamique fine de chaque phase, mais s'appuie sur des relations moyennées pour décrire les effets dominants à l'échelle macroscopique.

3.5 Mécanismes responsables de l'atténuation

Il est couramment accepté que la mousse peut être pulvérisée lorsqu'un seuil critique de surpression, de l'ordre de la centaine de millibars, est atteint [Raspet ; Griffiths, 1983]. Dans cette étude, on s'intéresse à des ondes atteignant une surpression d'environ 1 bar, ce qui suggère une destruction partielle ou totale de la structure de la mousse. Toutefois, ce comportement n'est pas systématique et dépend fortement des propriétés de l'onde et de la mousse considérée. Lors de sa pulvérisation, la mousse s'effondre à cause de l'étirement de sa structure, ce qui génère de fines gouttelettes liquides. Celles-ci sont rapidement entraînées par l'écoulement gazeux environnant. Des images provenant des travaux de Del Prete [Del Prete, 2012] illustrent ce phénomène d'atomisation du squelette liquide en gouttelettes (figure 3.4.1). Ce processus se déroule en deux phases : d'abord, les films liquides sont pulvérisés sur une échelle de temps d'environ 200 µs, suivis des bords de

Plateau (cf. Chapitre 2, Section 2.1.1.3), plus résistants, qui commencent à bouger après environ 1 ms. Cette dynamique modifie la structure de l'onde de choc à travers la mousse, caractérisée par un choc précurseur de faible surpression suivi d'un front d'onde composé d'ondes de compression [Jourdan, Mariani et al., 2015].

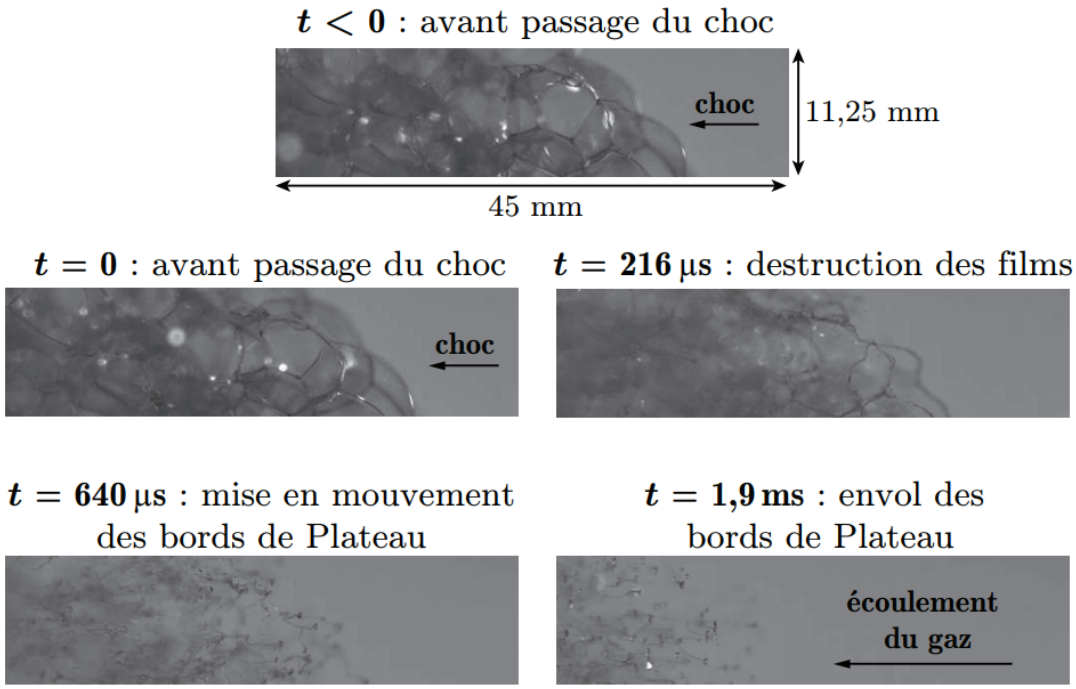

Figure 3.5.1 – Différentes étapes de la fragmentation d'une mousse aqueuse suite à l'impact d'une onde de choc. Tiré de [Del Prete, 2012].

L'évolution de cette structure dépend des propriétés initiales de l'onde de choc et de celles de la mousse. Dans son étude, Del Prete démontre que l'atténuation d'une onde de choc par une mousse aqueuse nécessite un couplage avec des ondes de détente. En effet, elle montre que le choc transféré de l'air vers la mousse présente une surpression plus élevée en raison de l'impédance acoustique plus importante de la mousse par rapport à celle de l'air. Cette surpression diminue au fur et à mesure que les ondes de détente rejoignent le choc et réduisent son pic. Par ailleurs, l'onde de choc transmise évolue progressivement en un train d'ondes de compression, un phénomène déjà observé en 1978 par Borisov *et al.* [Borisov et al., 1978].

Les mousses sont reconnues comme d'excellents systèmes pour dissiper l'énergie, en grande partie grâce à leur viscosité effective, qui peut être plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle de la solution liquide qui les compose [Gopal ; Durian, 1999]. La viscosité effective d'une mousse liquide est une grandeur macroscopique qui reflète sa résistance à l'écoulement [Cantat et al., 2013]. Dans le cadre des modélisations de type milieu effectif, une mousse liquide est souvent assimilée à un fluide rhéofluidifiant dont la viscosité apparente dépend du taux de cisaillement et suit bien une loi de Herschel-Bulkley. Ce comportement implique que, pour de faibles taux de

cisaillement, la viscosité peut atteindre des valeurs très élevées. Toutefois, lors de la propagation d'une onde de choc ou d'une onde de souffle, les taux de cisaillement mis en jeu sont élevés, ce qui réduit considérablement la viscosité apparente. Dans ce contexte, bien que la viscosité effective reste supérieure à celle de l'eau, elle n'atteint pas plusieurs ordres de grandeur au-dessus de la viscosité du liquide pur [Bolotnova ; Gainullina, 2020].

Cependant, les mécanismes de dissipation restent encore mal compris. À ce jour, il n'existe pas de consensus clair sur les mécanismes précis responsables de la dissipation des ondes de choc dans les mousses liquides, ce qui en fait un sujet de recherche toujours actif. Plusieurs hypothèses sont avancées pour expliquer ce phénomène. La traînée visqueuse, résultant de l'écoulement relatif entre le gaz et le liquide, joue un rôle clé, son intensité dépendant de la fraction liquide et de la taille des bulles. Les transferts thermiques entre le gaz confiné dans les bulles et le liquide environnant pourraient également contribuer à la dissipation d'énergie, en particulier pour des ondes de pression rapides. Par ailleurs, la déformation et la rupture des films liquides modifient la structure de la mousse sous l'effet de l'onde, influençant ainsi son efficacité d'atténuation. Enfin, les multiples interfaces des bulles entraînent des réflexions et diffusions successives des ondes, ce qui ralentit leur propagation et disperse l'énergie. Le problème central reste donc un phénomène de diffusion de l'énergie, dont le mode précis est encore mal compris. Identifier les conditions dans lesquelles un mécanisme domine sur les autres est essentiel pour mieux prédire et optimiser l'atténuation des ondes dans les mousses.

3.6 Travail d'unification de la littérature

Comme mentionné précédemment, de nombreuses études ont été menées sur l'atténuation d'une onde de choc par une mousse liquide, chacune explorant des configurations spécifiques avec des paramètres variables pour l'onde de choc et la mousse. Comparer ces différentes approches est une tâche complexe qui nécessite de définir des critères de sélection des études et des paramètres d'analyse les plus pertinents. Afin d'apporter une méthodologie à cette comparaison, Britan *et al.* ont proposé en 2013 une revue en trois parties dédiée à cette problématique. La première partie rassemble et compare les données expérimentales [Britan, Shapiro, Liverts, Ben-Dor et al., 2013], la deuxième évalue la fiabilité des mesures de pression [Britan, Shapiro, Liverts ; Ben-Dor, 2013], et la troisième examine les différents modèles numériques disponibles [Britan, Shapiro, Liverts ; Ben-Dor, 2014], dont nous avons discuté dans la section 3.3.1. Nous nous concentrerons ici sur la première partie, qui se base sur l'analyse des données expérimentales et servira de base à notre objectif d'unifier la littérature et d'illustrer les difficultés associées.

Britan *et al.* proposent dans un premier temps d'étudier l'impact de la fraction liquide sur l'atténuation de l'onde de surpression. Les auteurs définissent alors le coefficient d'atténuation α comme étant [Britan, Liverts ; Ben-Dor, 2009]

$$\alpha = -\frac{1}{H} \ln \left(\frac{\Delta P_{n+1}}{\Delta P_n} \right), \tag{3.6.1}$$

où $\frac{\Delta P_{n+1}}{\Delta P_n}$ représente la pression relative enregistrée entre deux capteurs successifs. H correspond à l'épaisseur de mousse traversée entre les deux capteurs. Les chercheurs représentent ensuite le coefficient d'atténuation α en fonction de la fraction liquide Φ pour plusieurs études. Nous présentons ici (figure 3.6.1) les deux qui nous semblent les plus pertinentes, car elles mettent en exergue des tendances divergentes intéressantes, au centre de notre problématique.

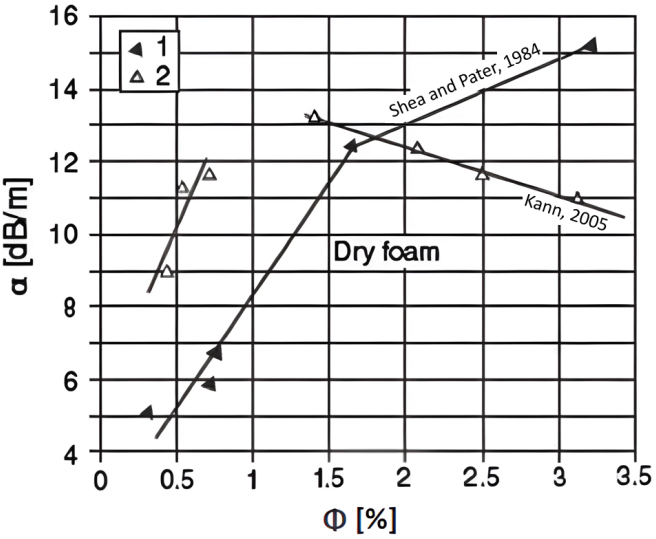

FIGURE 3.6.1 – Coefficient d'atténuation α, défini par l'équation 3.6.1, en fonction de la fraction liquide de la mousse Φ, pour deux configurations différentes : expériences sur les ondes sonores avec des mousses synthétiques [SHEA ; PATER, 1984], et expériences en tube acoustique avec des mousses à base de sulfanol [KANN, 2005]. Figure reproduite et adaptée de [BRITAN, SHAPIRO, LIVERTS, BEN-DOR et al., 2013].

La première étude vise à réduire le bruit généré par la détonation d'un canon à l'aide de mousses liquides [SHEA ; PATER, 1984]. Elle s'intéresse principalement aux ondes acoustiques, les auteurs ayant représenté la réduction du niveau sonore en fonction du rapport d'expansion de la mousse, ce qui confirme qu'ils traitent bien d'ondes acoustiques. Cependant, Britan *et al.* qualifient l'onde étudiée de "blast" en raison de la méthode utilisée pour générer l'onde. Dans la seconde étude, les chercheurs examinent également l'atténuation des ondes acoustiques dans les mousses liquides [KANN, 2005], à travers des expériences menées avec un tube acoustique. Toutefois, dans ces deux études, aucune donnée n'est fournie pour des essais sans mousse, ce qui empêche d'avoir des informations sur les niveaux initiaux de surpression ou sur les amplitudes en décibels des ondes étudiées.

Dans la première étude [SHEA ; PATER, 1984], α augmente avec Φ sur toute la plage explorée. Cela suggère qu'une teneur en liquide plus élevée conduit à une meilleure atténuation de l'onde de pression. Cependant, la deuxième étude [KANN, 2005] montre une tendance différente : l'atténuation n'est pas monotone avec la fraction liquide. Elle augmente d'abord pour $\Phi \leq 1$ % puis diminue pour $\Phi \geq 1$ %. Cette divergence de résultats soulève des questions importantes sur

les causes sous-jacentes de ces écarts. Les auteurs attribuent ces incohérences à des différences dans les configurations expérimentales et les méthodes utilisées, qui sont résumées dans le Tableau 1.

Chaque étude a employé des mousses et des méthodes de génération d'onde différentes, rendant les comparaisons directes difficiles. Par exemple, la première étude a utilisé une mousse synthétique soumise à des ondes de blast, tandis que la seconde a utilisé une mousse de sulfanol à 2 % et des ondes acoustiques. Les ondes acoustiques et les ondes de blast diffèrent fondamentalement. Les premières, linéaires et de faible amplitude, se réfléchissent sans modifier drastiquement le milieu traversé. En revanche, les ondes de blast, non linéaires et à forte pression, génèrent des discontinuités marquées et peuvent détruire la mousse. De plus, certains paramètres critiques, comme la taille des bulles, n'ont pas été systématiquement reportés, une des études ne fournissant pas cette information. Un autre facteur important pouvant expliquer ces divergences est le positionnement des capteurs. Dans la première étude, les capteurs étaient placés à l'extérieur de la mousse, mesurant l'onde après qu'elle ait traversé la mousse. En revanche, dans la deuxième étude, les capteurs étaient positionnés à l'intérieur de la mousse, ce qui peut entraîner des mesures de pression différentes en fonction de la manière dont l'onde se reforme après son passage dans la mousse.

En conclusion, les travaux présentés dans ce chapitre mettent en lumière la complexité inhérente à l'étude de la propagation des ondes de choc dans les mousses liquides, notamment en raison de la diversité des dispositifs expérimentaux et de la variabilité des paramètres qui ne sont pas systématiquement documentés. Cette hétérogénéité rend difficile toute tentative de comparaison rigoureuse entre différentes études. C'est précisément dans ce contexte que s'inscrit notre démarche : en menant une campagne expérimentale systématique, dans laquelle les paramètres caractéristiques de la mousse (fraction liquide, taille de bulle) et de l'onde incidente (niveau de surpression, forme) sont rigoureusement contrôlés. Notre objectif est de constituer une base de données expérimentale suffisamment robuste qui pourra servir de référence pour interpréter ou compléter les résultats d'autres travaux, même lorsque certains paramètres clés n'y sont pas disponibles.

TABLE 1 – Sommaire des données expérimentales utilisées pour les expériences d'atténuation d'onde de blast dans les mousses liquides. Reproduit et adapté de [BRITAN, SHAPIRO, LIVERTS, BEN-DOR et al., 2013].

Investigateurs	Méthode	Épaisseur de l'échantillon [cm]	Diamètre des bulles D [µm]	Fraction liquide Φ [%]	Type de mousse	No
Shea and Pater	Blast Blast	6,35 -	- -	3,2 0,35-1,6	Synthetic	1
Kann	Tube acoustique	5	200	0,45-3,15	2% sulfanol	2

Chapitre 4

Matériel et méthodes

L'étude de l'atténuation des effets de souffle par les mousses liquides nécessite un contrôle rigoureux des paramètres expérimentaux afin de caractériser précisément leur influence. Cependant, l'analyse de la littérature au chapitre précédent a montré que de nombreuses études existantes souffrent d'un manque de maîtrise ou de documentation des paramètres clés, rendant difficile l'interprétation des résultats et la comparaison entre différentes configurations. L'objectif de ce chapitre est de présenter le dispositif expérimental utilisé au cours de cette thèse afin de surmonter ces limitations. Ce montage a été conçu pour permettre une étude paramétrique de l'interaction entre une onde de pression et une mousse liquide, en assurant un contrôle précis et reproductible des conditions expérimentales. Pour cela, il doit répondre à plusieurs exigences essentielles concernant la production et la caractérisation de la mousse ainsi que la génération et les caractéristiques des ondes de pression.

En ce qui concerne la mousse, le montage doit permettre un ajustement précis de la fraction liquide dans l'intervalle $\Phi \in [1 - 10]$ %, correspondant aux valeurs couramment rencontrées dans les applications industrielles. Il doit également produire des mousses avec des bulles de diamètre compris entre 50 µm et 1000 µm, afin de correspondre aux gammes représentatives des systèmes d'atténuation étudiés dans le chapitre 3. La reproductibilité des propriétés de la mousse constitue un objectif central, garantissant que, pour un même ensemble de paramètres de contrôle, les propriétés de la mousse restent constantes. En ce qui concerne la génération des ondes, le montage doit être capable de produire aussi bien des ondes de choc soutenues que des ondes de type blast. Il doit assurer un contrôle précis du nombre de Mach, puisque celui-ci conditionne directement le saut de pression induit par l'onde. La zone de mesure doit être équipée de capteurs de pression permettant de suivre précisément l'évolution de l'onde de pression à l'intérieur et à l'extérieur de la mousse lors de la propagation de l'onde. Enfin, elle doit idéalement limiter les effets de drainage afin de garantir l'homogénéité de la mousse au niveau de sa fraction liquide.

Ce chapitre détaille le fonctionnement du dispositif expérimental, en décrivant les différents éléments permettant de générer et de caractériser la mousse ainsi que les ondes de pression.

4.1 Production et caractérisation de la mousse

4.1.1 Caractérisation de la solution moussante

Au cours de ces travaux, la mousse générée est constituée d'air pour la phase gazeuse et d'une solution liquide composée de 10 % de liquide vaisselle Fairy Dreft, 10 % de glycérol et 80 % d'eau déminéralisée, ces proportions étant exprimées en pourcentages volumiques. L'ajout de glycérol a

pour objectif d'améliorer la stabilité de la mousse en augmentant la viscosité de la phase liquide, ce qui ralentit significativement le drainage gravitationnel. Ainsi, la mousse conserve plus longtemps une structure homogène durant les expériences. Cette composition présente plusieurs avantages par rapport aux solutions moussantes industrielles classiques, notamment celles employées pour la lutte contre les incendies. Contrairement à ces dernières, qui contiennent souvent des fluorosurfactants aux effets toxiques et persistants dans l'environnement [Peshoria et al., 2020], le liquide vaisselle Dreft repose sur un mélange de tensioactifs anioniques (comme le laureth sulfate de sodium) et non ioniques (comme les alkyl polyglucosides), qui assurent une bonne capacité moussante et une stabilité interfaciale efficace. Des conservateurs tels que la benzisothiazolinone et la méthylisothiazolinone sont également présents pour prévenir la prolifération microbienne. Ce choix de formulation présente l'intérêt d'être à la fois performant pour la génération de mousse et plus respectueux de l'environnement, tout en évitant les substances fluorées controversées.

Dans un premier temps, la détermination de la masse volumique du liquide moussant a été réalisée, car cette valeur est essentielle pour de nombreuses analyses, notamment pour le calcul de la fraction liquide de la mousse. Pour cela, la densité du liquide a été mesurée en pesant plusieurs fois un volume connu de solution, ce qui a permis d'obtenir une valeur de (1018 ± 1) kg/m^3. La mesure des autres paramètres (tension de surface, CMC, viscosité cinématique) du liquide moussant a été réalisée grâce à la collaboration du Laboratoire Transformations Intégrées de la Matière Renouvelable (TIMR) et de l'Université de Technologie de Compiègne (UTC), où les expérimentations ont été effectuées.

Dans le cadre de cette thèse, la tension de surface du liquide moussant a été mesurée, car elle constitue un paramètre clé pour la modélisation et la compréhension des phénomènes liés à la génération et à la stabilité de la mousse. Comme évoqué dans le chapitre 2, une tension de surface plus faible facilite la formation de la mousse. La présence de tensioactifs dans le liquide vaisselle Dreft permet précisément d'abaisser cette tension de surface. Un autre paramètre fondamental est la concentration micellaire critique (CMC), qui correspond à la concentration minimale de tensioactifs à partir de laquelle des micelles (agrégats de molécules tensioactives) se forment spontanément dans la solution [Cantat et al., 2013]. Lorsque la concentration en tensioactifs dépasse la CMC, toute quantité supplémentaire ne modifie plus la tension de surface, car la surface du liquide est déjà saturée en tensioactifs. Déterminer la CMC permet ainsi de s'assurer que les concentrations de Dreft et de glycérol utilisées permettent une moussabilité optimale, c'est-à-dire une capacité optimale du liquide à générer une mousse abondante et stable lors de l'agitation. Cette propriété dépend de la quantité et de la nature des tensioactifs présents, ainsi que de leur efficacité à abaisser la tension de surface et à stabiliser les interfaces gaz/liquide.

Pour mesurer ces deux paramètres, la méthode de la lame de Wilhelmy (illustrée sur la figure 4.1.1.a) a été utilisée avec un tensiomètre "Krüss K100" [Ebnesajjad, 2011]. Ce dispositif consiste à plonger une lame suspendue à une microbalance de précision dans le liquide, puis à lentement la faire remonter jusqu'à l'interface eau-air, de façon à former un ménisque. L'angle de contact θ entre la lame et le liquide est supposé nul ($\theta = 0°$), car la lame utilisée est en titane, un matériau hautement mouillable par les solutions aqueuses. Cette propriété garantit une adhésion

complète du liquide à la surface de la lame, ce qui permet de simplifier le calcul de la tension de surface. En effet, dans ce cas, la tension de surface statique γ_l (lorsque le liquide est à l'équilibre), peut être calculée à partir de la force mesurée F et du périmètre mouillé de la lame P selon la relation suivante :

$$F = P\gamma_l cos(\theta) = P\gamma_l, \tag{4.1.1}$$

car $\theta = 0°$. La température de la solution a été maintenue à 20°C grâce à un bain chauffant. Avec la concentration utilisée au cours des essais (10 % Dreft, 10 % glycérol, 80 % eau), la tension de surface statique mesurée est de (24,74±0,06) mN/m, soit une valeur nettement inférieure à celle de l'eau pure (71,97 mN/m à 25°C), confirmant ainsi l'efficacité des tensioactifs.

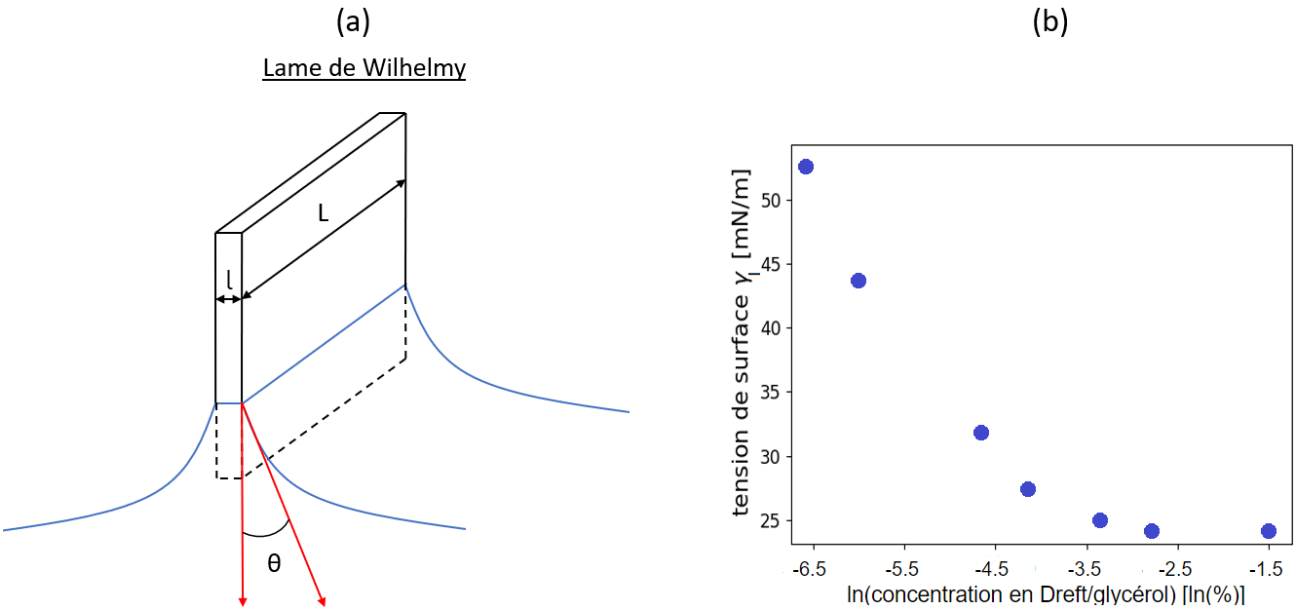

FIGURE 4.1.1 – Schéma expérimental de la mesure de la tension de surface et variation de celle-ci en fonction de la concentration en tensioactifs. (a) Schéma de la méthode de la lame de Wilhelmy : la lame (en noir) est plongée dans le liquide (en bleu), avec L représentant la longueur de la lame et l sa largeur. Le périmètre mouillé P de la lame est donc égal à $P = 2(L+l)$. θ désigne l'angle de contact entre la lame et le liquide. (b) Courbe de la tension de surface γ_l en fonction du logarithme népérien de la concentration en pourcentages volumiques de Dreft et de glycérol dans la solution moussante. Les concentrations relatives sont maintenues constantes, avec une quantité équivalente, en pourcentage volumique, de Dreft et de glycérol dans chaque solution.

La CMC a été déterminée en préparant plusieurs solutions de concentrations variables en Dreft et en glycérol, tout en conservant les fractions volumiques des deux constituants égales. La tension de surface a été mesurée pour chaque dilution, puis tracée en fonction du logarithme népérien de

la concentration en Dreft/glycérol, d'après l'équation d'isotherme d'adsorption de Gibbs (figure 4.1.1.b). Passée une certaine concentration, la tension de surface cesse de varier, ce qui signifie que la surface du liquide est saturée en tensioactifs et que l'excédent de tensioactifs forme des micelles. Il apparaît que la CMC est atteinte pour une concentration de 0,021 % de Dreft et 0,021 % de glycérol. Or, la solution utilisée pour les expériences a une concentration 500 fois supérieure à cette valeur, garantissant ainsi une saturation complète de la surface en tensioactifs et une tension de surface minimale. Le choix de 10 % étant purement arbitraire. Bien que cette concentration élevée assure une excellente moussabilité, il est possible qu'une solution contenant seulement une concentration Dreft/glycérol égale à 10 fois la CMC offre des performances similaires. Si la solution moussante était onéreuse, une réduction de la concentration en Dreft/glycérol pourrait être envisagée pour optimiser les coûts, mais cela n'est pas nécessaire dans notre cas.

Un autre paramètre crucial de la solution moussante est sa viscosité. Il est bien connu en mécanique des fluides qu'un liquide visqueux s'écoule plus lentement qu'un liquide peu visqueux. Par exemple, selon la loi de Poiseuille, le débit d'un fluide dans un tube cylindrique est inversement proportionnel à sa viscosité. Ainsi, un liquide comme le miel, dont la viscosité est bien plus élevée que celle de l'eau, présente naturellement un écoulement beaucoup plus lent. Une viscosité plus élevée est bénéfique lorsqu'on cherche à ralentir le drainage, car un liquide visqueux a plus de difficulté à s'écouler à travers les films de la mousse. Cependant, il est important de noter qu'une viscosité trop élevée peut également freiner la formation de bulles. Cela s'explique par la difficulté accrue du liquide à déplacer ses molécules et à créer des interfaces entre la phase liquide et la phase gazeuse, ce qui pourrait entraîner la formation de bulles plus grosses et moins nombreuses [Cantat et al., 2013].

Dans cette thèse, la viscosité cinématique ν de la solution moussante, maintenue à 20°C à l'aide d'un bain chauffant, a été mesurée à l'aide d'un viscosimètre capillaire (figure 4.1.2). Le viscosimètre utilisé est un modèle Ubbelohde, forme normale (DIN), fabriqué par SI Analytics (réf. 50101). Le principe de cette méthode repose sur la mesure du temps d'écoulement nécessaire pour qu'un liquide traverse un capillaire en verre calibré. La constante K qui dépend du diamètre du capillaire et de la distance entre les points de mesure, permet de calculer précisément la viscosité cinématique. La relation entre la viscosité cinématique et le temps d'écoulement est

$$\nu = Kt, \tag{4.1.2}$$

Dans un premier temps, la constante K a été déterminée en mesurant les temps d'écoulement de l'eau déminéralisée, pour laquelle la viscosité ν est connue, soit 1,007 $\mathrm{mm^2/s}$ à 20°C. La constante K ainsi obtenue est de 0.00552. Une fois cette constante déterminée, le temps d'écoulement de la solution moussante a été mesuré, et la viscosité cinématique correspondante a été calculée. Pour la solution utilisée au cours de cette thèse, la viscosité cinématique mesurée est de $\nu = (1,293 \pm 0,014)$ $\mathrm{mm^2/s}$ à 20°C, ce qui correspond à une viscosité du même ordre de grandeur que celle de l'eau. Par conséquent, l'ajout de glycérol, bien qu'il soit un agent visqueux, n'entraîne pas une augmentation notable de la viscosité et donc une atténuation significative des effets du drainage. Le glycérol est toutefois un composé hygroscopique, c'est-à-dire qu'il a la capacité d'absorber l'humidité de l'air ambiant. Cette propriété contribue à maintenir l'humidité dans les films liquides de la mousse,

ralentissant ainsi leur évaporation et prolongeant la durée de vie de la structure de la mousse [Lide, 2004]. Pour cette raison, le glycérol a été conservé dans la composition de la solution utilisée dans cette étude. Une viscosité basse couplée à une tension de surface faible permettent néanmoins d'assurer une bonne moussabilité.

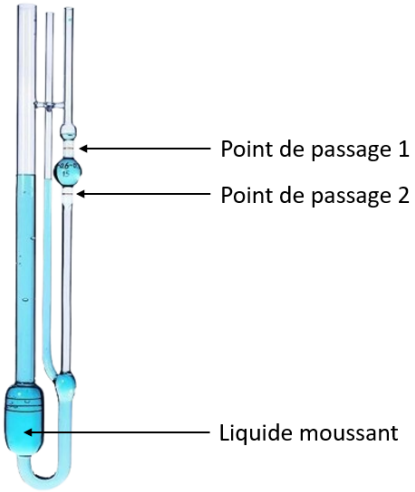

Figure 4.1.2 – Illustration d'un capillaire utilisé pour la mesure de la viscosité, avec en bleu le liquide étudié. Les points de passage représentent les points de mesure permettant de calculer le temps d'écoulement t du liquide.

4.1.2 Génération de la mousse

Le dispositif de production de mousse est représenté sur la figure 4.1.3. Son principe repose sur la dispersion d'une phase liquide dans une phase gazeuse. Dans ce montage, le gaz et le liquide moussant sont injectés simultanément à des débits contrôlés dans un matériau poreux, en l'occurrence un mélangeur statique. Ce système permet alors de contrôler indépendamment la fraction liquide et la taille de bulle initiale moyenne de la mousse. L'installation se compose de trois branches distinctes :

— Branche du liquide moussant : Cette branche comprend une pompe péristaltique doseuse (DULCO flex Control - DFXa) permettant de réguler le débit du liquide moussant. La pompe péristaltique doseuse DULCO flex Control DFXa, fabriquée par ProMinent, offre une plage de débit de 10 ml/h à 30 l/h avec une contre-pression allant jusqu'à 7 bar. Elle est équipée d'un moteur à courant continu sans balais, garantissant un dosage précis et reproductible à ± 1 % après environ 200 tours. Lors des essais, trois débits ont été utilisés : $(2,70 \pm 0,05)$ L/h, $(6,80 \pm 0,05)$ L/h et $(11,30 \pm 0,05)$ L/h, correspondant respectivement à des fractions liquides de 2 %, 5 % et 8 %.

— Branche de contrôle du débit d'air : Cette branche est équipée d'un détendeur Rexroth AS2-RGS, conçu pour réguler avec précision la pression de l'air dans les systèmes pneumatiques. Ce modèle assure une régulation stable et fiable avec une capacité de contrôle allant jusqu'à 16 bars. Il est associé à un manomètre pneumatique Aventics R412004418, permettant de mesurer la pression de l'air, et à un débitmètre Brooks Sho-Rate Model 1355 G, qui mesure le débit d'air et de gaz dans une plage choisissable entre 19,2 et 192 L/h avec une précision de ± 3 % de la valeur choisie. Le détendeur maintient la pression d'air à 4 bars, valeur choisie car le débitmètre a été calibré à cette pression. Le débitmètre permet un contrôle précis du débit d'air, fixé à (129 ± 3) L/h. Ce dispositif garantit un apport d'air constant, essentiel pour produire une mousse homogène.

— Branche du mélangeur statique : La dernière branche est constituée d'un mélangeur statique qui génère la mousse à sa sortie. Ce mélangeur contient des billes en polymère formant un milieu granulaire qui permet de contrôler la taille des bulles indépendamment de la fraction liquide. Les dimensions du mélangeur statique ainsi que les tailles de bulles obtenues sont répertoriées dans le tableau 2. Le diamètre interne du mélangeur contrôle le débit de sortie de la mousse sans affecter la taille des bulles. De même, la grille retenant les billes doit avoir une maille suffisamment fine, mais son influence sur la taille des bulles en sortie reste négligeable. Ce système garantit une taille de bulle initiale moyenne reproductible avec une mousse homogène. La mousse obtenue présente une consistance similaire à celle d'une mousse à raser.

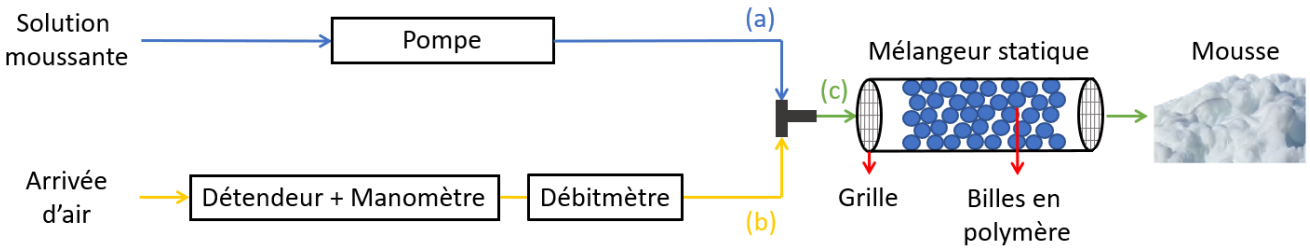

FIGURE 4.1.3 – Schéma du dispositif de production de mousse. (a) Branche du liquide moussant (b) Branche de contrôle du débit d'air (c) Branche du mélangeur statique. Ce dernier contient un milieu granulaire constitué de billes en polymère.

En ajustant le débit de la pompe doseuse, il est possible de modifier facilement la fraction liquide de la mousse en gardant les réglages d'air constants, garantissant ainsi une production continue et reproductible. Pour chaque expérience, la fraction liquide est déterminée en pesant un bécher de 1 L de mousse. Le dispositif permet d'obtenir deux tailles initiales de bulles, 130 et 220 µm, déterminées par les propriétés du mélangeur statique. Cependant, cette plage restreinte ne permet pas d'étudier de manière concluante l'influence de la taille des bulles sur l'atténuation d'une onde de choc. Pour tenter d'élargir cette gamme, différentes tailles de billes ont été testées dans le mélangeur statique. L'utilisation de billes de plus grand diamètre (5 à 10 mm) a conduit à une mousse hétérogène, car l'augmentation de la perméabilité du milieu poreux empêche une fragmentation suffisante. À

l'inverse, des billes de plus petit diamètre (0,1 à 0,25 mm) ont entraîné une diminution du débit de mousse en sortie, ce qui non seulement limite la quantité de mousse produite, mais présente également un risque d'endommagement du montage. Des ajustements tels que l'utilisation de tubes de plus grand diamètre ou de tubes plus courts ont été envisagés pour compenser ces limitations, mais ils se sont révélés insuffisamment efficaces. Pour obtenir des bulles de plus grande taille, on s'est donc appuyé sur l'évolution des mousses au cours du temps, processus détaillé dans le chapitre 2, impliquant le couplage entre le drainage et le mûrissement.

Diamètre de bulle initial [µm]	130	220
Longueur du mélangeur statique [mm]	45	295
Diamètre interne du tube [mm]	16.5	15
Diamètre des billes en polymère [mm]	0,25 - 0,5	2,5 - 3
Dimension des mailles de la grille [mm]	0,1	1,5 - 2

TABLE 2 – Paramètres associés aux mélangeurs statiques.

4.1.3 Caractérisation du drainage

Comme décrit plus en détail dans le chapitre 2, le drainage se produit lorsque la phase liquide s'écoule à travers la mousse sous l'effet de la gravité. L'intensité de ce phénomène dépend directement de la hauteur de la mousse [CANTAT et al., 2013]. Afin d'étudier cette influence, nous avons comparé deux configurations : une configuration horizontale avec un échantillon de mousse de 10 mm de hauteur et 80 mm de largeur à la base, et une configuration verticale avec une hauteur de 80 mm et une largeur de 10 mm à la base (Fig. 4.1.4). L'épaisseur de l'échantillon est de 20 mm dans les deux cas. Ces configurations ont été choisies afin de reproduire les deux conditions de mesure possibles dans notre zone d'essai expérimentale.

Dans chaque cas, nous avons suivi l'évolution de la taille des bulles sur une durée de 10 minutes, correspondant au temps maximal entre l'injection de la mousse et la génération de l'onde de choc. Une image de l'échantillon de mousse était prise toutes les 10 secondes afin de suivre cette évolution. La figure 4.1.4 illustre l'effet du drainage dans les deux configurations après 8 minutes. Dans la configuration verticale avec une mousse de 8 cm de haut (Fig. 4.1.4.b), une accumulation significative de liquide a été observée visuellement au bas de la cellule, indiquant un gradient de fraction liquide important. La partie supérieure de la mousse est nettement plus sèche que la partie inférieure, où la fraction limite d'empilement compact aléatoire des bulles $\Phi^* =$ 36 % est atteinte. Une mousse trop haute ne permet donc pas de garantir un profil homogène de fraction liquide au cours des expériences.

À l'inverse, dans la configuration horizontale avec une mousse de 1 cm de haut (Fig. 4.1.4.a), aucune accumulation de liquide n'a été détectée après 8 minutes. Pour vérifier l'éventuelle présence d'un gradient de fraction liquide, la taille des bulles en contact avec la paroi a été mesurée en haut et en bas de la cellule. Les contours des bulles ont été détectés à l'aide de l'algorithme de détection de contours de Canny, choisi pour sa précision et sa capacité à minimiser les faux

positifs [Canny, 1986]. Un faux positif correspond à la détection erronée d'un contour dans une zone où il n'existe pas réellement. L'aire moyenne des bulles a été déterminée, permettant de déduire un diamètre équivalent. Il est important de noter que ces valeurs ne correspondent pas aux dimensions réelles des bulles dans la mousse, car seules celles en contact avec la paroi ont été étudiées, en les assimilant à des sphères parfaites.

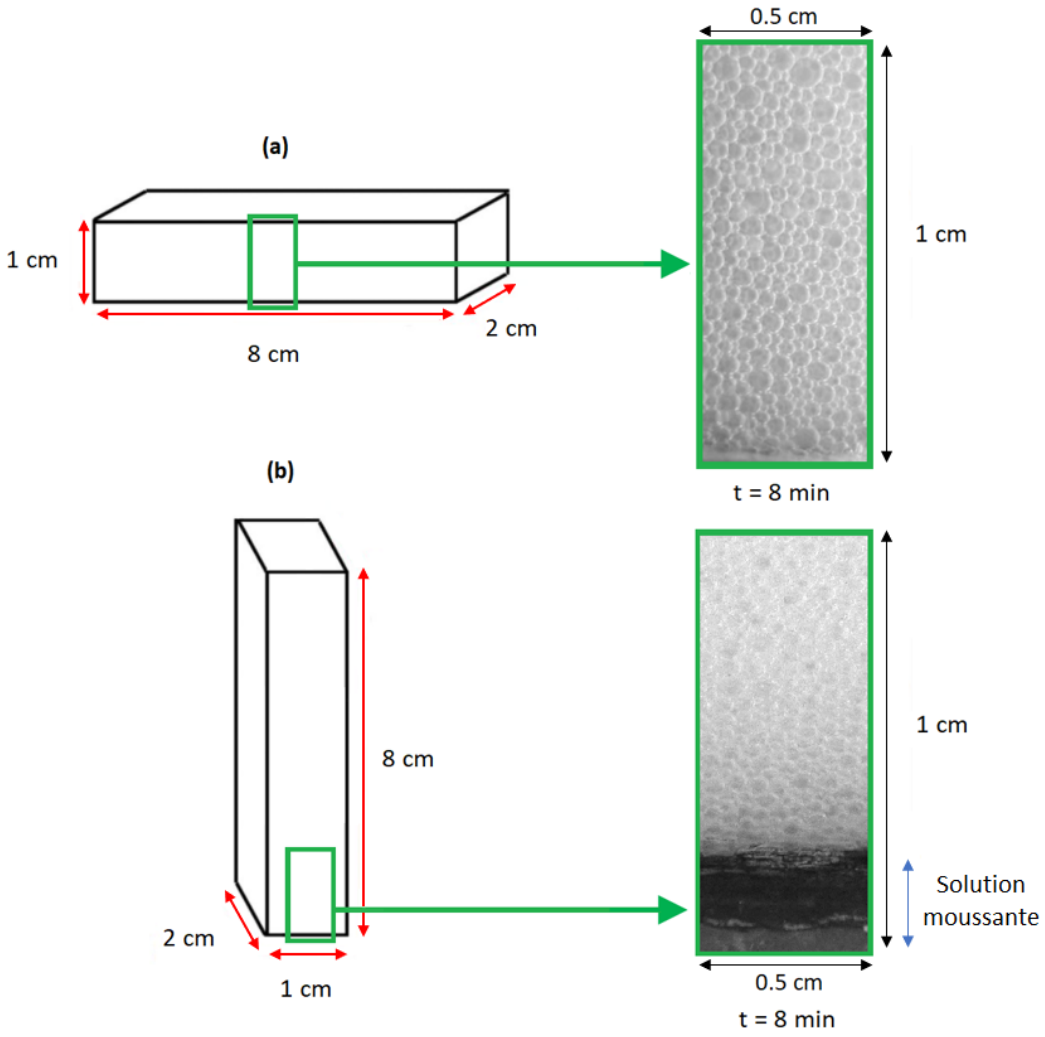

Figure 4.1.4 – Influence de l'orientation de la zone de mesure sur le drainage de la mousse. La zone de visualisation est située à la base de l'échantillon de mousse et a une hauteur de 1 cm dans les deux configurations. **(a)** Dans une configuration où la zone de mesure est à l'horizontale, la hauteur de la mousse est de 1 cm. Une vue rapprochée de l'échantillon de mousse en paroi, présentée à droite après 8 minutes, illustre que le drainage est négligeable. **(b)** Dans une configuration où la zone de mesure est à la verticale, la hauteur de la mousse est de 8 cm. La vue rapprochée à droite, prise après 8 minutes, révèle un volume important de liquide drainé s'accumulant au fond.

Dans le cas d'une configuration horizontale, les mesures ont été effectuées pour trois fractions li-

quides initiales : 2 %, 5 % et 8 %. La figure 4.1.5 présente l'évolution de la taille des bulles à la paroi en fonction du temps pour ces différentes fractions liquides. Quelle que soit la configuration étudiée, l'écart relatif entre la taille des bulles en haut et en bas de l'échantillon n'a jamais dépassé 5 %. Cela indique que la dynamique de mûrissement des bulles était identique aux deux extrémités de la mousse. Comme mentionné dans le chapitre 2, le mûrissement des bulles est directement influencé par la fraction liquide : les mousses plus humides évoluent plus lentement que les mousses sèches. Nous avons ainsi conclu que dans la configuration horizontale (Fig. 4.1.4.a), les variations de fraction liquide étaient négligeables et que les effets du drainage étaient minimes. Cette configuration était donc adaptée pour réaliser des expériences avec une fraction liquide homogène et une taille de bulle ajustable via le temps de mûrissement.

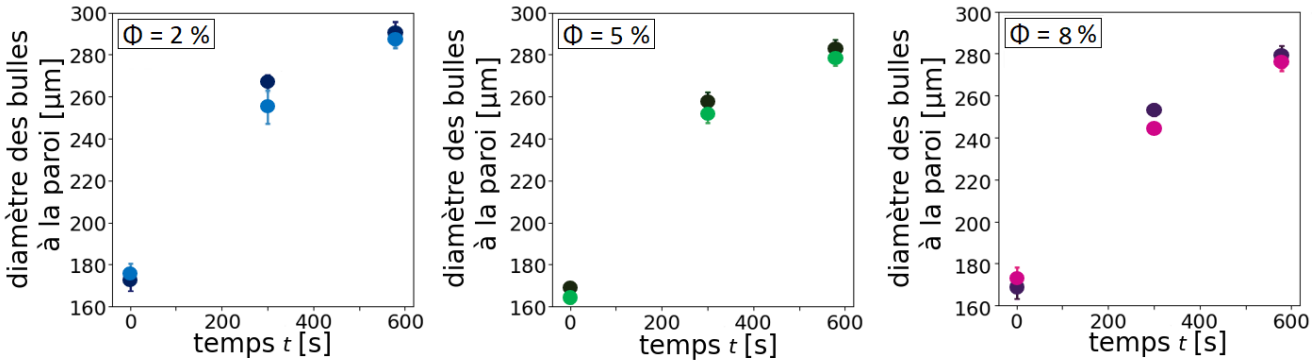

FIGURE 4.1.5 – Tracé de l'évolution de la taille des bulles au cours du temps, dans une configuration où la section de test est placée à l'horizontale, pour trois fractions liquides : en bleu $\Phi = 2$ %, en vert $\Phi = 5$ %, et en rose $\Phi = 8$ %. Les points de couleur foncée représentent les mesures prises en haut de l'échantillon, tandis que les points de couleur claire correspondent aux mesures prises en bas.

4.1.4 Caractérisation de l'évolution de la mousse au cours du temps

Étant donné que le drainage est négligeable, l'évolution de la mousse au cours du temps est uniquement influencée par le mûrissement. Comme discuté dans le chapitre 2, pour une mousse tridimensionnelle, la loi de mûrissement régissant le diamètre moyen des bulles s'écrit

$$\langle D \rangle(t) = \langle D_0 \rangle \sqrt{1 + \frac{t}{t_c}}, \tag{4.1.3}$$

où $\langle D_0 \rangle$ est le diamètre moyen initial des bulles, et t_c est le temps caractéristique de mûrissement [CANTAT et al., 2013]. Pour caractériser l'évolution de la taille des bulles au cours du temps, des échantillons ont été prélevés pendant 10 minutes, avec un intervalle d'échantillonnage de 30 secondes. L'échantillon de mousse est placé sur la surface d'une fine couche de liquide moussant dans une boîte de Petri, en s'assurant qu'une seule couche de bulles flotte à la surface. La boîte de Petri est ensuite positionnée sur un fond sombre uniforme et éclairée radialement par une lumière néon circulaire, avec des photographies prises par-dessus comme montré dans la Fig.4.1.6 [PIERRE,

Elias ; Leroy, 2013]. Pour les mousses tridimensionnelles dont la fraction liquide est $\Phi < \Phi^*$, les bulles prennent une forme non sphérique, tendant à adopter une forme de cellule de Kelvin pour les mousses sèches [Cantat et al., 2013]. Pour rappel, $\Phi^* = 36$ % représente la fraction volumique correspondant à un empilement aléatoire des bulles comme discuté plus en détail dans le chapitre 2. Lorsque le radeau de bulles est placé au-dessus du liquide moussant, une forme sphérique est retrouvée (Fig.4.1.6.b), facilitant ainsi la détection de la forme par traitement d'image. Cependant, la mesure de la taille caractéristique des bulles n'est pas affectée par ce changement de forme, car le volume des bulles reste inchangé.

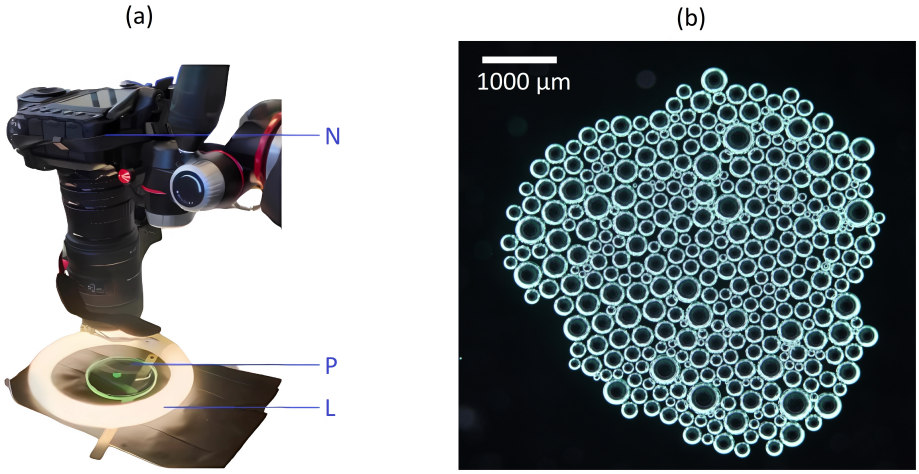

Figure 4.1.6 – (a) Dispositif expérimental pour la mesure de la taille des bulles. L'échantillon est placé dans la boîte de Petri (P) et est éclairé par une lumière néon circulaire (L). Le radeau de bulles est photographié avec un appareil photo Nikon D850 (N) équipé d'un objectif Nikon 105 mm et de bagues d'extension. (b) Photographie d'un radeau de bulles obtenue en utilisant la méthode décrite ci-dessus.

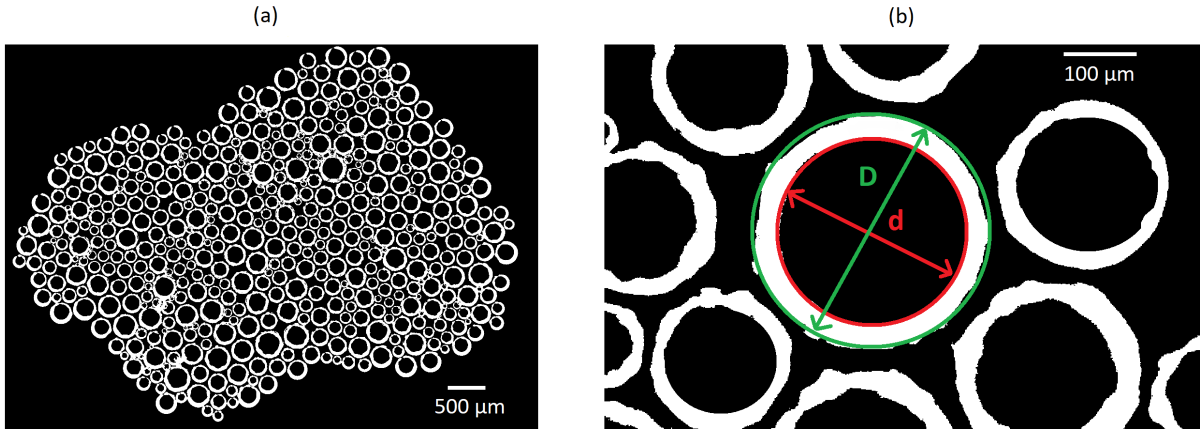

FIGURE 4.1.7 – (a) Photographie d'un radeau de bulles, convertie en format 8 bits et seuillée. (b) Illustration d'une bulle montrant le diamètre intérieur d (centre noir) et le diamètre extérieur D (centre noir + contour).

Étant donné que la valeur de la fraction liquide influence le mûrissement de la mousse, des mesures ont été réalisées pour des fractions liquides de 2 %, 5 % et 8 %. Les images ont été converties au format 8 bits et seuillées, comme illustré dans la Fig. 4.1.7.a. Le centre des bulles apparaît en noir, tandis que le contour est blanc en raison de l'éclairage néon. Le contour blanc doit être pris en compte pour déterminer la taille réelle des bulles. Ainsi, les diamètres intérieur et extérieur, respectivement notés d et D, ont été mesurés manuellement sur environ quinze bulles, comme décrit dans la Fig. 4.1.7.b, en veillant à ce que les bulles significatives les plus petites et les plus grandes soient sélectionnées. Pour les bulles sélectionnées manuellement, le diamètre réel de la bulle D a été tracé en fonction du diamètre intérieur d, comme montré dans la Fig. 4.1.8. La tendance observée est correctement représentée par un ajustement empirique sous la forme d'une loi de puissance

$$D = Ad^B, \tag{4.1.4}$$

où A et B dépendent de la fraction liquide de la mousse et du temps de mûrissement.

L'ajustement par la loi puissance s'est révélé très robuste lorsqu'on fait varier la fraction liquide et le temps de mûrissement. Les coefficients A et B étant recalculés pour chaque photographie afin de garantir une justesse maximale des mesures. Pour toutes les configurations étudiées, le coefficient de détermination de l'ajustement est compris entre 0,964 et 0,991. L'étape suivante dans le traitement des images consiste à détecter la zone intérieure, noire, de toutes les bulles (Fig.4.1.7), à partir de laquelle le diamètre d peut être déduit. En utilisant l'eq.4.1.4, le diamètre réel D de chaque bulle a été calculé, et la distribution des tailles des bulles a été tracée. Les tendances observées sont les mêmes pour les trois fractions liquides étudiées, elle sont illustrées sur la figure 4.1.9 pour $\Phi = 5$ %.

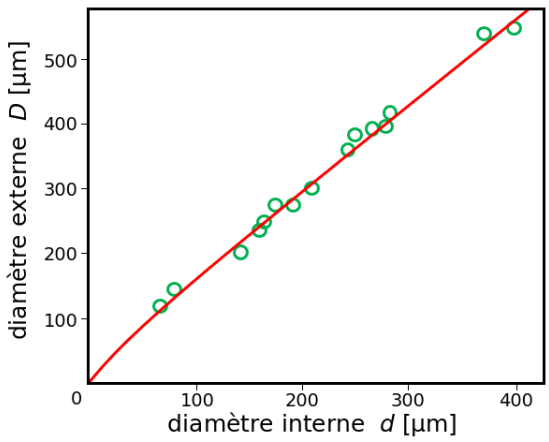

FIGURE 4.1.8 – Diamètre réel D d'une bulle de mousse en fonction de son diamètre intérieur d (voir Fig. 4.1.7 et le texte pour les définitions). Les cercles verts représentent les données expérimentales, la courbe rouge est un ajustement par loi de puissance empirique dont l'équation est $D = 1,93d^{0,95}$. Le coefficient de détermination est $R^2 = 0{,}988$. Les résultats sont présentés pour une mousse de fraction liquide $\Phi = 5$ % générée depuis 30 secondes.

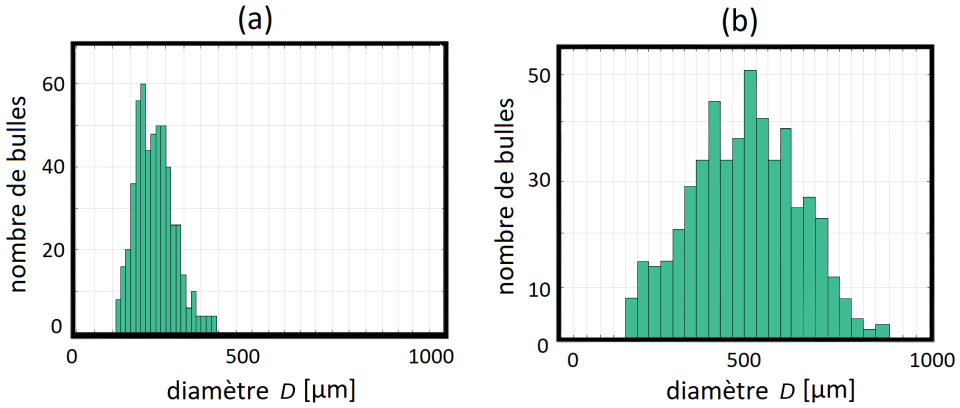

FIGURE 4.1.9 – Distributions typiques des tailles des bulles pour une mousse de fraction liquide $\Phi = 5$ %. (a) Mousse générée depuis 30 secondes. (b) Mousse générée depuis 8 minutes.

La distribution est alors polydisperse, et sa largeur caractéristique dépend du temps de mûrissement. Dans ce qui suit, nous avons choisi de caractériser la taille des bulles de la mousse par le diamètre moyen $\langle D \rangle$ de la distribution. Le diamètre moyen des bulles a été calculé pour chaque échantillon et tracé en fonction du temps, comme illustré dans la Fig. 4.1.10. Les paramètres de mûrissement correspondants sont fournis dans le tableau 3. Après une période de repos de dix minutes, nous avons observé des bulles plus grandes dans les mousses sèches ($\Phi = 2$ %) par rapport aux mousses plus liquides ($\Phi = 8$ %), en accord avec la littérature [CANTAT et al., 2013]. Puisque la fraction liquide reste constante au cours du temps du fait du drainage négligeable, nous pouvons

contrôler avec précision la taille des bulles et la fraction liquide au moment de chaque essai. Sur la base de notre caractérisation du mûrissement de la mousse, nous pouvons considérer dans notre étude de manière fiable des tailles de bulles supérieures à celles obtenues en sortie du générateur de mousse. Nous avons choisi d'ajouter une troisième taille de bulle de 450 µm. Selon la fraction liquide, pour obtenir cette taille de bulle, le temps d'attente entre la fin du remplissage et le tir varie : 6 minutes pour une fraction liquide de 2 %, 7 minutes 20 secondes pour 5 %, et 8 minutes 30 secondes pour 8 %.

Fraction liquide Φ [%]	$\langle D_0 \rangle$ [µm]	t_c [s]	R^2 [-]
2	222 ± 10	117 ± 11	0,971
5	220 ± 14	142 ± 21	0,964
8	233 ± 9	188 ± 10	0,982

TABLE 3 – Paramètres de mûrissement correspondants aux résultats montrés sur la Fig. 4.1.10. $\langle D_0 \rangle$ est le diamètre moyen initial des bulles, et t_c est le temps caractéristique de mûrissement [CANTAT et al., 2013].

Il est important de noter que la taille de bulle effectivement utilisée dans les essais n'est pas exactement celle produite par le générateur à $t = 0$, en raison des délais expérimentaux nécessaires. En moyenne, le temps d'attente entre la fin du remplissage et le tir est d'une minute pour les petites bulles, ce délai étant incompressible. Bien que nécessaire pour garantir la sécurité lors des essais, ce délai entraîne une légère évolution de la taille des bulles au cours de cette période. Par conséquent, il est crucial de mesurer précisément le temps de remplissage pour chaque essai afin d'assurer la cohérence et la répétabilité des résultats. Au final, les trois tailles de bulle utilisées au cours des essais sont **160**, **260** et **450 µm**.

Cette constance des propriétés de la mousse garantit que la structure de la mousse est bien caractérisée au moment précis où l'onde de pression interagit avec cette dernière, permettant un contrôle précis des conditions expérimentales.

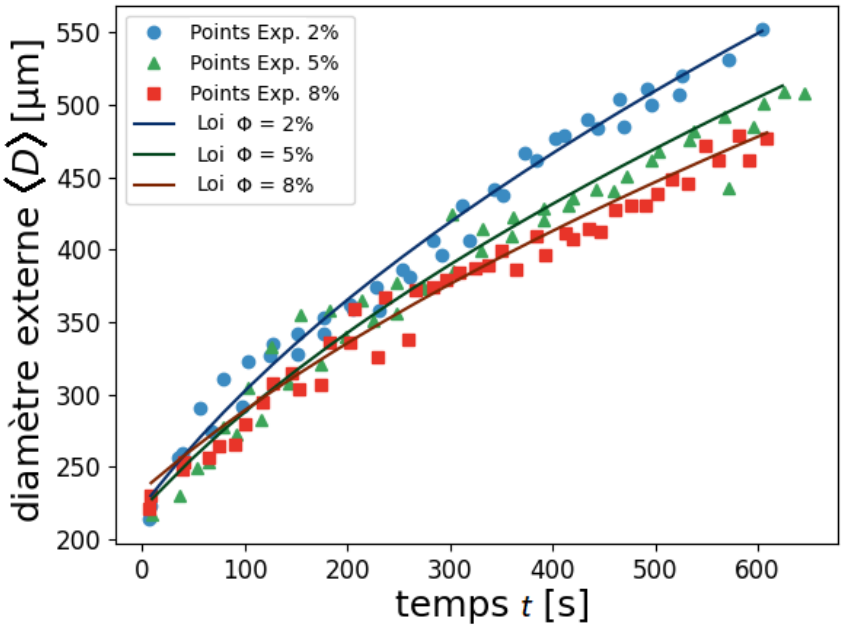

FIGURE 4.1.10 – Lois de vieillissement de la mousse pour des fractions liquides $\Phi = 2$ % (●), $\Phi = 5$ % (▲) et $\Phi = 8$ % (■). Les points représentent les résultats expérimentaux obtenus par traitement d'image. Chaque série de données est bien ajustée par une loi de mûrissement, eq. 4.1.3 (courbes continues).

4.2 Génération et caractérisation de l'onde de choc

4.2.1 Dispositif expérimental

Un schéma du tube à choc utilisé dans les expériences est présenté en Figure 4.2.1.a. Ce dispositif, de section carrée (80 mm × 80 mm), comprend une chambre basse pression de 2,5 mètres de long, suivie d'une zone d'essai de 0,7 mètre. Le tube à choc de l'Institut de Recherche Dupuy De Lôme (IRDL) a été conçu pour répondre à deux exigences principales : la capacité à générer aussi bien des ondes de souffle que des ondes de choc soutenues, tout en garantissant des nombres de Mach équivalents dans les deux cas, et la minimisation des effets de drainage, avec une hauteur de mousse maintenue à 10 mm dans la zone de mesure.

Comme nous cherchons à générer à la fois des ondes de souffle et des ondes de choc soutenues, nous ajustons la taille de la chambre haute pression en fonction du type d'onde, conformément aux principes discutés dans la section 2.2.3 au Chapitre 2 : 80 cm pour une onde de choc soutenue et 5 cm pour une onde de souffle. Lors de la génération de ces ondes, nous utilisons deux configurations différentes du tube à choc : simple membrane et double membrane. Dans la configuration à simple membrane, la mousse est introduite dans la zone d'essai en

premier, puis la chambre motrice est remplie. Cet ordre permet de minimiser les risques liés à une rupture prématurée involontaire de la membrane. Toutefois, cette configuration présente l'inconvénient d'un temps de mûrissement plus long de la mousse, ce qui affecte le diamètre des bulles.

À l'inverse, la configuration à double membrane permet un meilleur contrôle des pressions, tout en garantissant une sécurité accrue. Dans cette configuration, la chambre motrice est remplie en premier, avant l'introduction de la mousse. Une fois que les pressions dans la chambre haute pression et la zone tampon sont stabilisées, l'expérience peut être réalisée immédiatement après le remplissage de la section d'essai avec la mousse, réduisant ainsi le temps de mûrissement de la mousse.

Les membranes utilisées dans le tube à choc sont en Mylar, avec différentes épaisseurs, permettant de régler précisément la pression de rupture. Dans le cas de la configuration à double membrane, une zone tampon de 5 cm sépare la chambre haute pression et la chambre basse pression (Figure 4.2.1.b). Cette zone tampon joue un rôle crucial dans le contrôle des pressions. La pression dans la zone tampon P_{T} doit être régulée de manière à garantir que les différences de pression entre la chambre basse pression P_1, la zone tampon P_{T} et la chambre haute pression P_5 restent suffisamment faibles pour éviter la rupture prématurée des membranes. La différence de pression entre P_5 et P_1 doit être suffisante pour entraîner la rupture simultanée des membranes. Lorsque la zone tampon est vidée brusquement, sa pression s'aligne sur celle de la chambre basse pression ($P_{\mathrm{T}} \approx P_1$), ce qui entraîne la rupture séquentielle des membranes et génère l'onde de choc. Un réglage optimal de P_{T} à environ la moitié de P_5 permet d'optimiser ce processus [Jaumotte et al., 1973].

Afin de garantir des ondes de souffle et de choc avec un nombre de Mach similaire, la surpression dans la chambre haute pression est ajustée pour que la surpression maximale à l'entrée de la veine d'essai soit identique dans les deux cas.

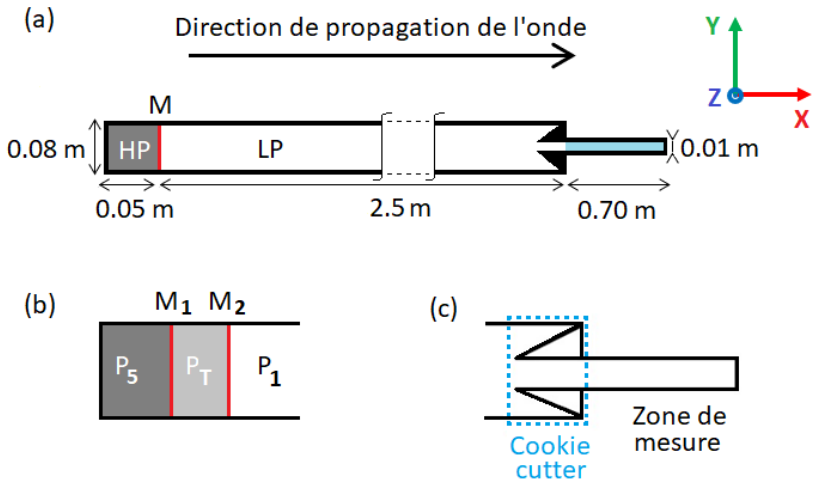

FIGURE 4.2.1 – (a) Dimensions du tube à choc. En gris foncé, la chambre haute pression (HP). En blanc, la chambre basse pression (LP). En bleu clair, la veine d'essai, qui constitue une extension de la chambre basse pression. La longueur de la chambre HP correspond à la configuration souffle. (b) Schéma de la configuration à double membrane. En blanc, la chambre basse pression, en gris clair, la zone tampon, et en gris foncé, la chambre haute pression. M1 et M2 désignent respectivement la première et la deuxième membrane. (c) Principe du changement de section par le « cookie cutter » entre le tube à choc principal (section 80 mm × 80 mm) et la veine étroite (section 80 mm × 10 mm).

À l'extrémité de la chambre basse pression, une réduction de section brusque (80 mm × 10 mm) est imposée par un dispositif de type "cookie-cutter" (Figure 4.2.1.c). Cette réduction est essentielle pour limiter la hauteur de mousse à 10 mm, réduisant ainsi les effets de drainage, comme démontré dans la section précédente. La zone de mesure, où la mousse est placée, est transparente afin de permettre l'acquisition d'images à haute vitesse. Un système de guillotines empêche la mousse d'atteindre le rétrécissement et permet d'ajuster précisément l'épaisseur de la mousse, garantissant ainsi une interface air-mousse quasi plane caractérisée à l'œil nu (Figure 4.2.2). Cette condition est essentielle pour assurer une transmission d'onde optimale. C'est également dans cette section que les capteurs de pression sont disposés afin de suivre l'évolution de l'onde.

L'instrumentation du tube à choc est concentrée exclusivement dans la section aval du rétrécissement, aucun capteur n'étant placé dans la zone de découpe de l'onde. Onze capteurs de pression PCB 113B21 sont utilisés, avec une sensibilité de 0,36 V/bar, un temps de réponse inférieur à 1 µs et une pression maximale de 13,8 bars. Le temps de montée correspond au temps nécessaire pour que le signal passe de 10 % à 90 % de sa valeur finale. Concrètement, cela signifie que pour des variations de pression très rapides, comme celles observées lors des expériences en tube à choc ou des explosions, le capteur a pu capturer avec précision les transitoires rapides, à condition qu'elles se produisent sur des échelles de temps supérieures à 1 µs. Ces caractéristiques

ont rendu ces capteurs particulièrement adaptés à l'enregistrement des variations de pression typiques des ondes de souffle et des ondes de choc. Bien que leur plage de mesure puisse sembler relativement large, cela a permis de garantir leur polyvalence et d'éviter des changements fréquents entre les expériences [Britan, Shapiro, Liverts ; Ben-Dor, 2013]. Le premier capteur (S_1) sert de référence dans l'air, tandis que les dix autres (S_2-S_{11}) sont disposés de manière à suivre l'évolution de la pression à travers la mousse (Figure 4.2.2). Le capteur situé en bout de section (S_{11}), mesure la pression réfléchie. Ce dispositif garantit un suivi précis de l'onde, depuis son passage à l'interface air-mousse (entre les capteurs 1 et 2) jusqu'à sa propagation dans la mousse.

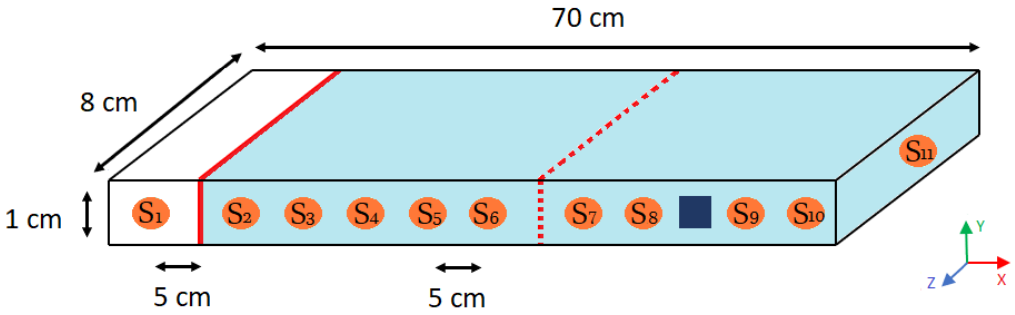

Figure 4.2.2 – Schéma de la section d'essai à l'extrémité de la chambre basse pression du tube à choc. Les cercles marron indiquent les emplacements des capteurs de pression. Les deux guillotines sont représentées par des lignes rouges épaisses (ligne pleine si la guillotine est en place, ligne en pointillés sinon). Le carré bleu foncé indique l'emplacement de l'injection de mousse. La zone bleu clair représente l'échantillon de mousse, qui a pu occuper au maximum un volume allant de la première guillotine jusqu'à l'extrémité du tube.

Les capteurs sont connectés à des conditionneurs de signal PCB Piezo modèle 482C, répartis sur trois unités couvrant l'ensemble des onze capteurs. L'acquisition des données est assurée par une baie National Instruments PXie-1073, avec une fréquence d'échantillonnage minimale de 1 MHz pour capturer correctement la montée rapide de la pression. En pratique, l'échantillonnage est réalisé à 20 MHz sur une durée de 20 ms, garantissant ainsi une résolution suffisante pour une analyse précise des signaux mesurés. Les signaux de pression sont traités a posteriori à l'aide d'un filtre de Savitzky-Golay afin d'améliorer la précision sans altérer la tendance du signal. Une fenêtre de 51 points (2,5 µs) avec un polynôme d'ordre 3 est retenue, ce dernier permettant de préserver les points d'inflexion. Après plusieurs essais, une fenêtre de 51 points s'est révélée optimale pour maintenir la cohérence des tendances du signal tout en éliminant les oscillations parasites [Savitzky ; Golay, 1964].

Le temps caractéristique entre le début de l'injection de mousse et le remplissage complet de la section d'essai est d'environ 30 secondes, tandis que l'intervalle entre la fin du remplissage et la rupture des membranes est d'une minute. Ce laps de temps est nécessaire pour refermer le point d'injection de la mousse, situé entre les capteurs S_8 et S_9. Étant donné que la mousse évolue au cours du temps par mûrissement, ce temps de remplissage a été systématiquement mesuré.

Grâce aux lois de vieillissement (Figure 4.1.10), la taille des bulles au moment de l'interaction avec l'onde de pression a pu être précisément déterminée, garantissant ainsi une caractérisation rigoureuse des propriétés structurales de la mousse. Une mesure de la température est réalisée à chaque essai à l'aide d'un thermomètre ambiant installé dans la salle où sont réalisés les essais. Enfin, une extension du tube en PVC d'une longueur d'1 mètre a également été conçue et utilisée, comme illustré sur la figure 4.2.3. Elle est placée après la zone de mesure et possède une section identique à celle-ci. Bien qu'il ne soit pas possible d'y installer des capteurs pour effectuer des mesures, cette extension a permis, pour certains essais, d'augmenter la longueur du tube afin de retarder la réflexion de l'onde en fond de veine.

Cette configuration expérimentale permet ainsi de capturer avec une grande précision l'évolution des ondes de souffle et des ondes de choc dans un milieu diphasique complexe, tout en assurant un excellent contrôle des conditions initiales.

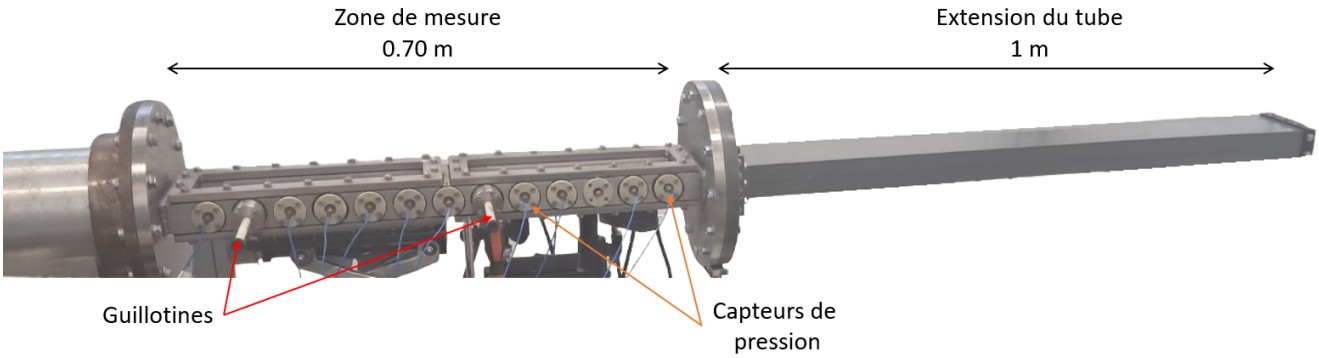

FIGURE 4.2.3 – Illustration de l'extension du tube placée après la zone de mesure. D'une longueur de 1 m et réalisée en PVC pour des raisons de rapidité de fabrication, elle possède la même section (80 × 10 mm) que la zone de mesure mais ne comporte aucun capteur. Son rôle est de retarder l'arrivée de l'onde réfléchie en fond de veine.

4.2.2 Caractérisation expérimentale des ondes de pression dans l'air

Les premiers résultats obtenus dans l'air sont présentés dans cette partie. Sur la figure 4.2.4.a, on observe le profil d'un choc soutenu dans l'air de Mach 1,35 à l'entrée de la veine d'essais (S_1). Il est immédiatement apparent que le profil n'est pas satisfaisant. Le plateau de choc n'est pas maintenu et on remarque une décroissance 1 ms après la montée en pression. En théorie, un plateau de choc stable était attendu. Cependant, la surpression mesurée entre 0 et 1 ms après la montée brusque de pression correspond à la valeur théorique attendue. Un pic de surpression à 0,7 ms, qui ne correspond pas à un choc classique, est également observé. Ces phénomènes n'ayant pas été observés dans les études antérieures réalisées avec le tube à choc de l'IRDL, ils sont imputables à la nouvelle section d'essai. Cette dernière n'a pas été réalisée spécifiquement pour cette thèse, mais héritée de travaux précédents. Elle a jusqu'alors été peu utilisée, et n'a pas fait l'objet d'une caractérisation détaillée. Après investigation, plusieurs défauts de réalisation ont

été identifiés et corrigés, notamment :

— Bouchage des trous de vis : Des trous de vis permettant de fixer les hublots, localisés dans la zone de mesure, ont été comblés avec de la résine époxy afin d'éviter toute fuite potentielle de la mousse et de minimiser les perturbations lors des essais.

— Correction du positionnement des hublots : Les hublots n'étaient pas correctement alignés avec la veine d'essai, ce qui entraînait des sections de veine de 8-9 mm au lieu des 10 mm initialement prévus. Ces écarts créaient des marches dans la veine. En utilisant du clinquant entre les hublots et la paroi de la veine, les hublots ont été repositionnés. La veine présente maintenant une section uniforme de 10 mm sur toute sa longueur.

— Enfin, la modification la plus importante a consisté à changer le cookie cutter. Un écart significatif avait été constaté, comme le montre la figure 4.2.4.b, entre la hauteur du cookie cutter (environ 76 mm) et la hauteur de la veine (80 mm). Une nouvelle pièce en acier a été modélisée et fabriquée à l'atelier de l'ENSTA. Des mesures précises ont été effectuées et des pièces adaptatives ont été mises en place pour garantir un placement précis et ajustable du cookie cutter.

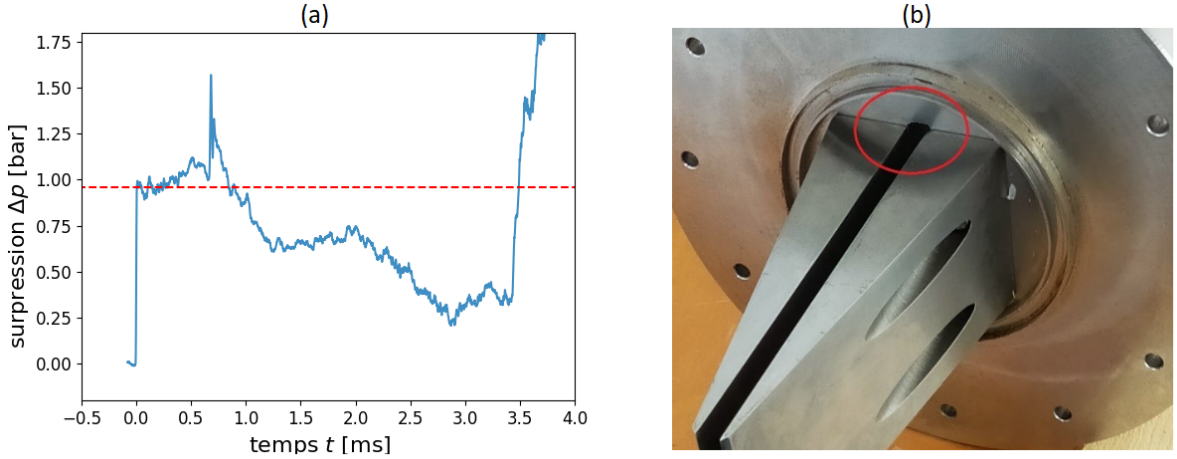

FIGURE 4.2.4 – (a) Profil de pression mesuré à l'entrée de la veine dans son état au début de l'étude au niveau du capteur S_1 pour un choc de Mach 1,35 dans l'air. Les tirets rouges indiquent la surpression théorique attendue, égale à 0,96 bar. (b) Comparaison entre la hauteur du cookie cutter (76 mm) et celle de la veine (80 mm), montrant un écart non négligeable.

Après les modifications de la zone de mesure, les profils de pression obtenus avec le cookie cutter pour une onde de souffle et une onde de choc soutenue avec un nombre de Mach de 1,45 sont présentés dans la Figure 4.2.5. Trois signaux ont été superposés pour chaque configuration et ont montré une excellente reproductibilité pour chaque cas. Les signaux de pression considérés dans cette analyse sont ceux du premier capteur S_1, positionné à l'entrée de la veine d'essai, juste après

le cookie cutter. Les surpressions moyennes, correspondant au saut de pression engendré par le passage de l'onde de choc, observées pour les ondes de choc soutenues et de souffle sont identiques. On mesure pour un blast $\Delta p_{\max} = (1{,}25 \pm 0{,}02)$ et une surpression de saut $\Delta p_2 = (1{,}27 \pm 0{,}01)$ pour un choc soutenu, garantissant au niveau du capteur S_1 un nombre de Mach constant entre les deux configurations.

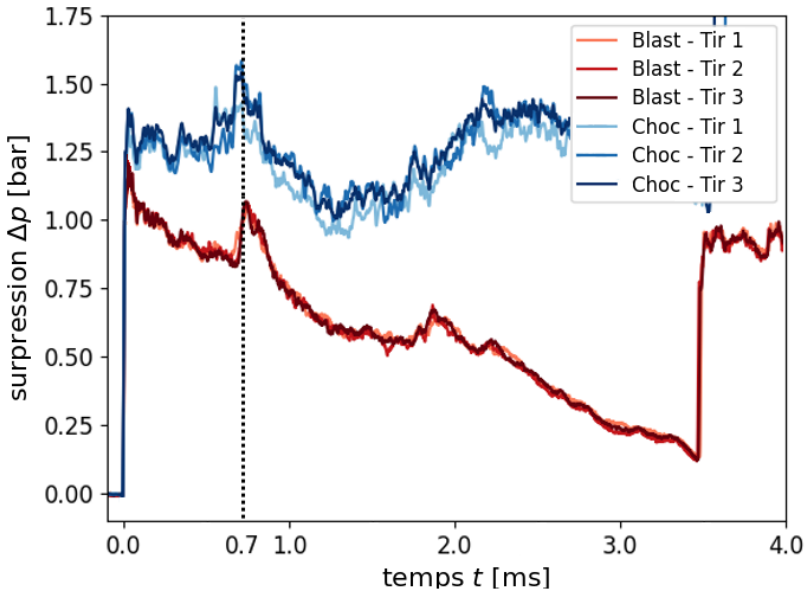

FIGURE 4.2.5 – Signaux de pression typiques obtenus pour une onde de choc soutenue (en bleu) et une onde de souffle (en rouge) au premier capteur de pression. La surpression incidente est identique pour les deux configurations. Le nombre de Mach de l'onde est de 1,45 au début de la section d'essai.

Les allures attendues pour un profil de pression correspondant à un choc soutenu ou à un blast sont globalement observées. Dans chaque cas, une onde de choc supplémentaire a été observée environ 3,5 ms après la discontinuité initiale, correspondant à l'onde réfléchie à l'extrémité de la veine d'essai. En raison de cette onde réfléchie, la phase négative de l'onde de souffle n'est pas visible sur le signal. Cependant, les deux profils présentent une compression inattendue aux environs de $t = 0{,}7$ ms. Dans le cas de l'onde de choc soutenue, cette perturbation apparaît pendant la phase de pression constante, tandis qu'elle se produit pendant la décroissance de pression pour l'onde de souffle. Cette similarité suggère que la perturbation est liée à la réduction abrupte de section causée par le cookie cutter. Il convient de noter que, pour l'onde de choc soutenue, le plateau de pression n'est pas parfaitement constant, mais présente une certaine variabilité, ce qui pourrait également être attribué au cookie cutter. Les modifications apportées ont cependant permis d'améliorer la qualité des signaux, en réduisant notamment les perturbations importantes observées au cours des premières mesures.

Trois configurations distinctes ont été testées pour confirmer que le cookie cutter (CC) est

à l'origine des perturbations observées, comme illustré dans la Figure 4.2.6.

— Sans CC : Dans cette configuration, la réduction de section est brutale, passant directement d'une section carrée de 80 mm × 80 mm à une section de 80 mm × 10 mm. Cela permet d'évaluer si le retrait du cookie cutter pourrait suffire à produire les formes d'onde souhaitées sans provoquer de perturbations.

— CC seul : Cette configuration inclut le cookie cutter pour observer directement les effets de la réduction brutale de section qu'il génère.

— CC avec mousse acoustique : Dans cette dernière configuration, de la mousse acoustique en polyuréthane souple a été ajoutée sur les faces externes du cookie cutter. L'objectif est de déterminer si les perturbations observées proviennent des ondes qui se propagent et se réfléchissent à l'extérieur du cookie cutter, et finissent par atteindre la zone de mesure.

Les résultats obtenus ont été comparés à la valeur théorique calculée en utilisant les relations de Rankine-Hugoniot (chapitre 2, section 2.2.1).

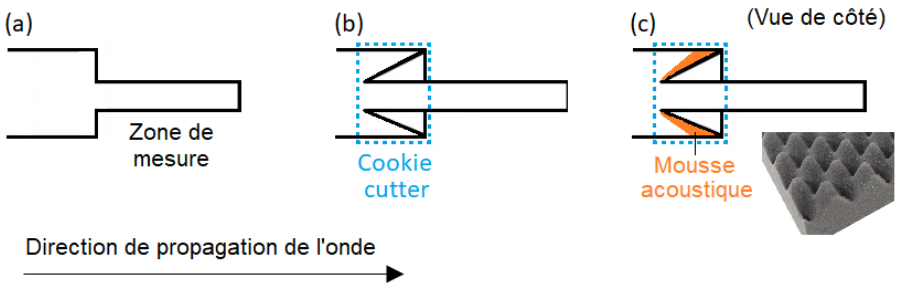

FIGURE 4.2.6 – Configurations testées pour étudier l'impact du cookie cutter (CC) sur le profil de l'onde. (a) Sans CC, (b) CC seul, (c) CC et mousse acoustique en polyuréthane souple.

Les signaux de pression obtenus au début de la veine d'essai sont présentés sur la figure 4.2.7. L'absence de cookie cutter a entraîné une surpression plus grande que celle théoriquement attendue, accompagnée de variations de pression significatives. Cette surpression accrue s'explique par le phénomène de réflexion et de renforcement du choc au niveau du changement de section. L'onde de choc incidente se réfléchit sur la paroi présente à l'extrémité de la section principale de la chambre basse pression. Le choc réfléchi (rétrograde) pénètre dans la section réduite par diffraction aux bords du changement de section. Cette deuxième onde rattrape rapidement la première, amplifiant la pression derrière elle et entraînant une augmentation notable de la pression au niveau du capteur S_1. Cet effet de renforcement, causé par l'interaction entre les chocs primaire et réfléchi, conduit à la surpression observée [ANDERSON, 2003]. Cela confirme la nécessité d'utiliser un cookie cutter dans notre dispositif.

Lorsque le cookie cutter est inséré, des perturbations apparaissent vers $t = 0{,}7$ ms, qui ont

pu être efficacement atténuées par l'introduction de mousse acoustique. Les signaux enregistrés avec et sans la mousse acoustique sont identiques et correspondent raisonnablement bien à ce qui était attendu théoriquement, à l'exception de la présence de la perturbation. Cela démontre alors que la perturbation provient des ondes se propageant le long des côtés du cookie cutter.

Un autre paramètre à considérer est l'effet de la section étroite sur le comportement de l'onde de choc au fur et à mesure de sa propagation. Des couches limites se forment le long des parois internes de la veine d'essai à mesure que l'onde de choc se propage, entraînant une dissipation d'énergie et une réduction de l'intensité du choc. Cet effet devient de plus en plus prononcé dans des sections transversales plus étroites, car la contribution relative de la couche limite à la résistance totale à l'écoulement est plus importante dans les géométries confinées [Jaumotte et al., 1973], comme discuté dans le chapitre 2. Étant donné que le tube à choc utilisé pour les expériences permet de modifier la section d'essai, nous avons étudié plusieurs configurations. Pour ce faire, nous avons comparé les signaux obtenus pour une zone de mesure avec une petite section (80 x 10 mm) à ceux obtenus avec une grande section (80 x 80 mm). Les dimensions de la grande section correspondent aux dimensions de la section principale du tube. La grande section n'incluait donc pas de cookie cutter. Cette comparaison a permis de confirmer que les perturbations étaient bien causées par le cookie cutter tout en vérifiant si la réduction de la section entraînait une plus grande atténuation naturelle dans la plus petite section.

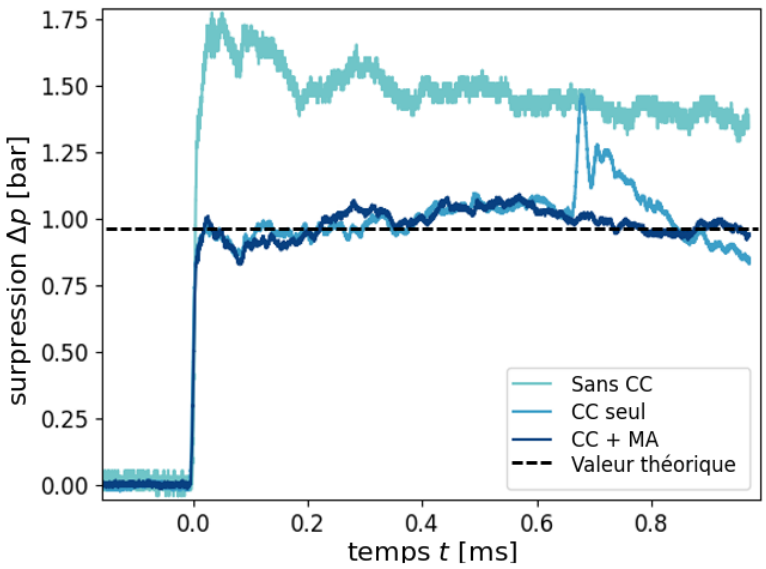

Figure 4.2.7 – Comparaison des signaux obtenus sans cookie cutter (CC) en bleu clair, avec le cookie cutter en bleu, et avec un cookie cutter et de la mousse acoustique (MA) en bleu foncé. La valeur théorique attendue est représentée par la ligne pointillée noire. Les signaux correspondent à ceux obtenus au capteur S_1 pour un choc soutenu avec un nombre de Mach de 1,35.

Les signaux de pression pour une onde de choc soutenue sont tracés pour les deux sections trans-

versales considérées dans la figure 4.2.8. Dans chaque cas, les signaux de deux capteurs espacés de 30 cm ont été affichés. Pour la petite section, il s'agit des capteurs S_1 et S_6. Dans le cas de la grande section, les capteurs sélectionnés sont positionnés à une distance équivalente depuis l'entrée de la veine. Les signaux sont conformes à la valeur théorique pour la grande section et restent principalement stables. Le nombre de Mach calculé est de $(1,36 \pm 0,02)$, correspondant à la valeur attendue. L'incertitude correspond à l'écart-type par rapport à la valeur moyenne. Lors de l'analyse des données du capteur S_1 situé dans la petite section, une perturbation est observée à environ 0,7 ms. De plus, la surpression maximale diminue au second capteur pour la petite section, tandis que la perturbation persiste. En conséquence, le nombre de Mach n'est pas constant et diminue à mesure que l'onde se propage. À la fin de la section d'essai, le nombre de Mach est d'environ $(1,31 \pm 0,03)$.

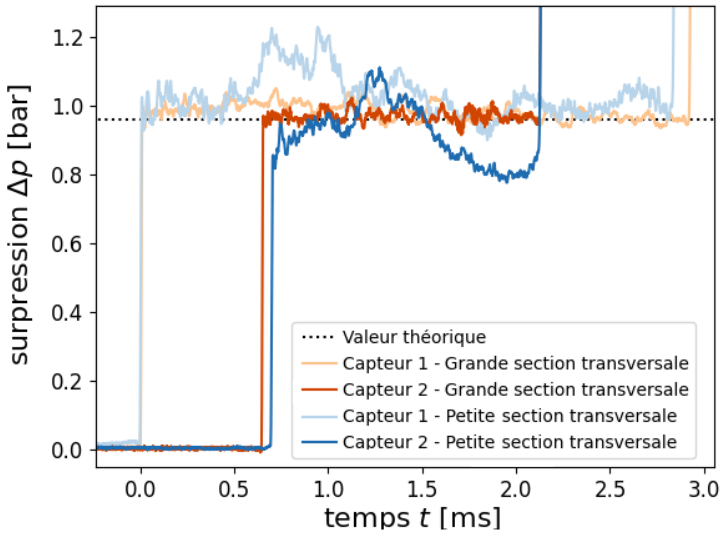

FIGURE 4.2.8 – Comparaison des signaux obtenus dans la petite section transversale (80 x 10 mm) en bleu et dans la grande section transversale (80 x 80 mm) en orange. La valeur théorique attendue est représentée par la ligne noire en pointillés. Les signaux sont tracés pour deux capteurs espacés de 30 cm. Les signaux correspondent à ceux obtenus pour un choc soutenu avec un nombre de Mach de 1,35.

En résumé, la réduction de section causée par le cookie cutter introduit deux phénomènes importants. Tout d'abord, la présence du cookie cutter, bien qu'essentielle pour couper l'onde, introduit des perturbations du signal. Bien que ces perturbations ne soient pas très fortes par rapport au signal global, elles peuvent affecter la précision des mesures. Cependant, ces perturbations ont pu être atténuées par l'application de mousse acoustique sur les côtés du cookie cutter. Il est attendu que les perturbations introduites par le cookie cutter soient également atténuées lors des expériences impliquant des mousses liquides. Deuxièmement, une section plus petite augmente l'atténuation naturelle due aux effets de couche limite, qui s'intensifient dans les sections plus étroites. À titre indicatif, on estime, d'après l'analyse de nos signaux de pression, que l'atténuation naturelle est

trois fois plus importante dans la petite section comparée à celle dans la grande section. Cette atténuation naturelle modifie le nombre de Mach et la surpression mesurée, que ce soit dans les configurations de blast ou de choc. Lors des essais avec la mousse, cet effet doit être pris en compte pour distinguer l'atténuation causée par le montage expérimental de celle résultant de la mousse elle-même. En fin de compte, bien que les signaux soient imparfaits, ils restent reproductibles et proches des valeurs théoriques attendues.

4.2.3 Analyse numérique de l'écoulement dans la région du cookie cutter

Étant donné que les expériences ont démontré la reproductibilité de l'intégralité du signal de pression, y compris les perturbations dues au cookie cutter, des simulations ont été réalisées pour mieux comprendre et expliquer les phénomènes observés. Ces simulations ont permis de mieux appréhender la formation et la propagation des perturbations, permettant ainsi une analyse approfondie de leur impact sur les caractéristiques de l'onde de choc. Les simulations se sont principalement concentrées sur ces aspects et n'ont pas exploré les effets de l'atténuation naturelle dans la veine dus à la viscosité.

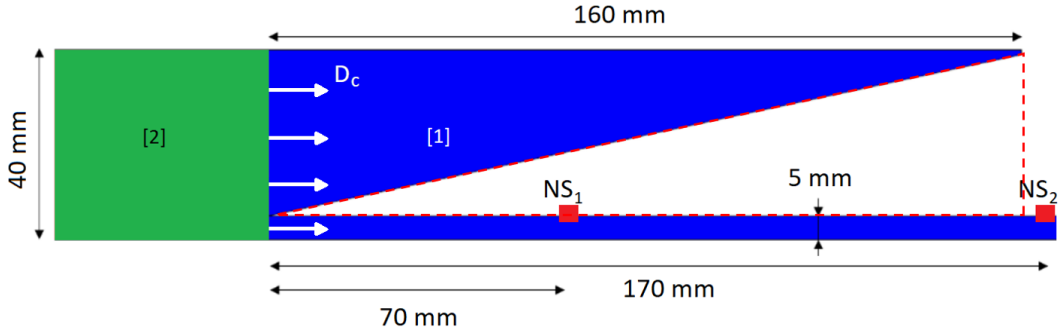

FIGURE 4.2.9 – Conditions initiales à proximité du cookie cutter. Les états [1] et [2] correspondent respectivement aux conditions atmosphériques ($P_0 = 1$ bar, $T_0 = 300$ K) et à l'état donné par les relations de Rankine-Hugoniot pour un nombre de Mach de 1,402. D_c représente la vitesse de l'onde de choc (480 m.s^{-1}). NS_1 et NS_2 désignent la position des capteurs. Les lignes rouges en pointillés indiquent la position du cookie cutter.

Les simulations ont été réalisées à l'aide du logiciel CFD Star CCM+ développé par Siemens. Les simulations effectuées utilisent le formalisme des volumes finis et ont été réalisées pour un régime instationnaire. Afin de maintenir des temps de calcul acceptables, les simulations de l'écoulement dans la veine ont été réalisées sur une géométrie bidimensionnelle, ne considérant que la moitié de la hauteur de la veine. Pour les mêmes raisons, le cas d'un fluide parfait a été considéré, bien que la littérature indique que les effets visqueux pourraient jouer un rôle non négligeable [AUSTIN ; BODONY, 2011]. La longueur totale du domaine de calcul est de 1,1 m. Le maillage initial est structuré, avec une taille de maillage maximale de 1 mm, qui diminue dans la zone située entre la paroi externe du tube et le cookie cutter afin de maintenir la structure du maillage. Une adaptation dynamique a été appliquée en fonction de la valeur locale du gradient de pression, permettant de

diviser la taille du maillage par quatre dans les régions avec des gradients élevés (ondes de choc). Le schéma d'intégration spatiale est un schéma couplé d'ordre trois (MUSCL), et un solveur de Riemann de type AUSM a été utilisé pour calculer les flux inter-cellules. L'intégration temporelle est explicite et d'ordre deux. Les dimensions du domaine ont été définies de manière à ce qu'au cours de toute la durée de la simulation (jusqu'à 4 ms), aucune onde réfléchie par les conditions aux limites ne puisse atteindre la zone d'intérêt entre l'extrémité du cookie cutter et le troisième capteur de pression numérique (NS_3), situé à 17 cm en aval de l'entrée de la veine à section réduite). Les conditions initiales considèrent une onde de choc placée à la frontière du cookie cutter (voir Figure 4.2.9). Un nombre de Mach de choc de 1,402, représentatif d'une valeur moyenne observée lors des tests, a été retenu pour les simulations. Le saut de pression à travers l'onde de choc séparant les états [1] et [2] est régi par la relation de Rankine-Hugoniot. Les valeurs des grandeurs physiques correspondant à ces états sont résumées dans le tableau 4. Des conditions aux frontières fixant les conditions génératrices (entrée) ou statiques (sortie) ont été imposées pour implémenter ces valeurs aux frontières du fluide du domaine de calcul. L'origine du temps a été choisie comme étant le temps d'arrivée de l'onde de choc sur le cookie cutter. Deux capteurs de pression (NS_1 et NS_2) ont été positionnés sur le plan de symétrie à des abscisses correspondant à celles des deux premiers de l'ensemble, à 7 et 12 cm de l'extrémité du "cookie cutter". Une strioscopie numérique a également été effectuée pour suivre la propagation des ondes.

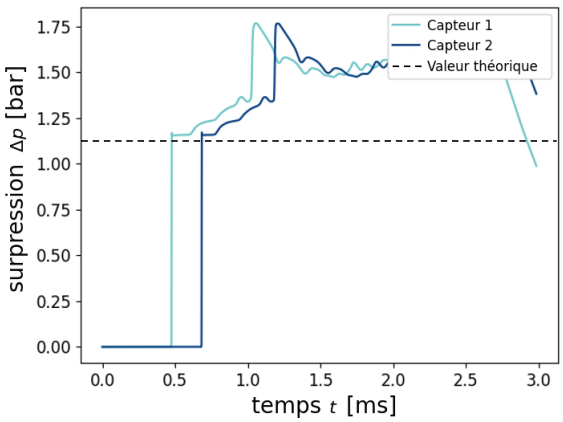

FIGURE 4.2.10 – Évolution temporelle de la surpression pour une onde de choc avec un nombre de Mach de 1,402. Les capteurs numériques NS_1 et NS_2 sont positionnés respectivement à 7 et 12 cm de l'entrée du cookie cutter. La ligne noire en pointillés indique le niveau de pression théorique.

États	1	2
Pression [bar]	1	2,12
Température [K]	300	367,7
Vitesse [$m.s^{-1}$]	0	195,9

TABLE 4 – Valeurs initiales des grandeurs pour une onde de choc de nombre de Mach 1,402, utilisées dans la simulation CFD décrite dans la section 3.2.

La figure 4.2.10 présente les signaux enregistrés par les capteurs numériques NS_1 et NS_2. Comme on peut le voir, l'écoulement est plus complexe que celui observé dans un tube à choc conventionnel. En particulier, les images de strioscopie numériques de la figure 4.2.11 révèlent qu'une constriction du jet se produit à l'entrée de la veine d'essai, induite par une fine zone de recirculation en l'absence de couches limites (t = 0,53 ms).

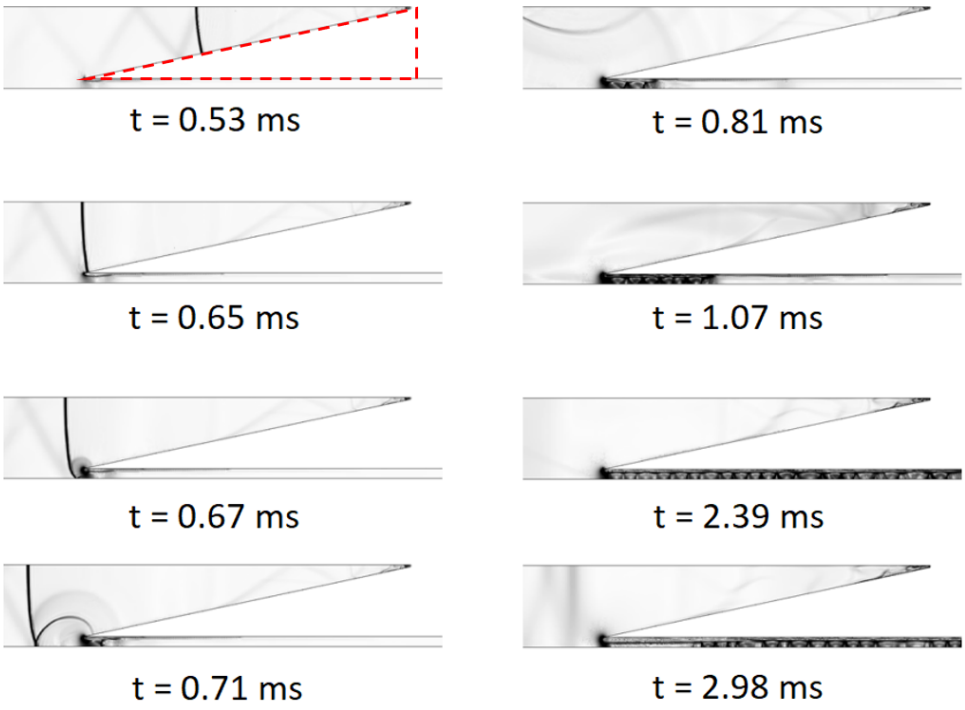

FIGURE 4.2.11 – Strioscopies numériques de l'écoulement pour une onde de choc incidente avec un nombre de Mach de 1,402. Les lignes rouges en pointillés indiquent la position du cookie cutter.



FIGURE 4.2.12 – Agrandissement des strioscopies autour de l'extrémité du cookie cutter pour une onde de choc incidente avec un nombre de Mach de 1,402. (a) Zone de recirculation (b) Flux subsonique similaire à un jet supersonique avec un motif en forme de diamant.

La longueur de cette zone augmente tout au long de la simulation. Le passage de la partie rétrograde de l'onde de choc, réfléchie sur le plan de symétrie (de forme sphérique), dans cette partie de l'écoulement provoque l'apparition d'un jet, qui se développe à partir de t = 0,7 ms (Fig. 4.2.12). Bien que ce jet ressemble à un jet supersonique avec un motif en forme de diamant, l'écoulement

est subsonique. La structure observée résulte probablement d'une onde de choc oblique réfléchie sur le plan de symétrie et la paroi supérieure, plutôt que des causes habituelles des motifs de jets supersoniques. Cette structure se dissiperait probablement rapidement si les effets visqueux avaient été inclus dans les simulations.

Un ajustement de l'échelle temporelle est nécessaire pour comparer les résultats de la simulation avec les signaux expérimentaux de manière précise. Cela implique un décalage de l'axe temporel de sorte que l'instant d'arrivée au premier capteur, initialement à $t = 0{,}5$ ms dans la simulation, corresponde à $t = 0$ ms dans les signaux expérimentaux.
Lors de la comparaison des signaux calculés avec les signaux expérimentaux (Figure 4.2.13), on constate que la surpression après l'arrivée de l'onde est presque identique et conforme aux prévisions théoriques. De plus, le calcul a également révélé une perturbation autour de $t = 0{,}6$ ms, ce qui est cohérent avec la perturbation observée dans les signaux réels autour de $t = 0{,}7$ ms, confirmant ainsi l'effet du cookie cutter. La différence de temps entre les signaux de simulation et les signaux expérimentaux pourrait être expliquée par la propagation de l'onde latérale le long du cookie cutter. Cette onde pourrait avoir été ralentie par les effets de la couche limite, qui n'ont pas été pris en compte dans la simulation. Par conséquent, la perturbation causée par cette onde latérale arriverait plus tôt dans la simulation que dans le signal réel, qui a été retardé en raison de ces effets non modélisés. Cette différence pourrait également être attribuée à des différences géométriques entre le cas expérimental (3D) et les simulations (2D).

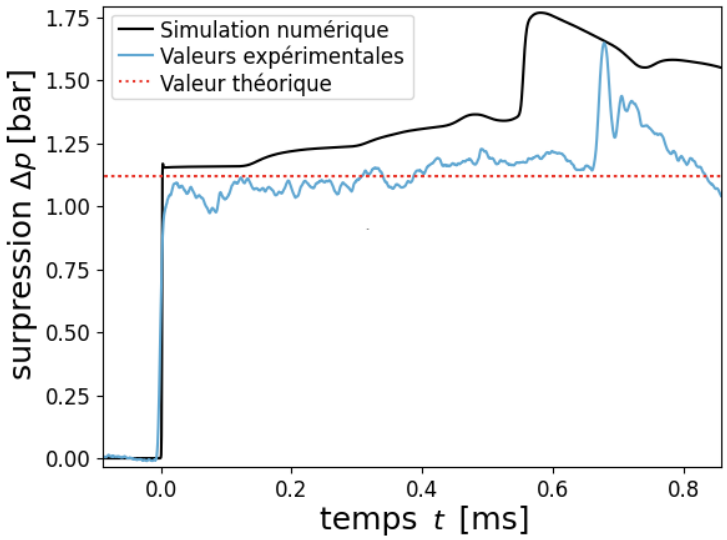

FIGURE 4.2.13 – Évolution temporelle de la surpression pour une onde de choc avec un nombre de Mach de 1,402. En noir, les signaux numériques obtenus au capteur NS_3. En bleu, les signaux expérimentaux obtenus pour une onde de choc avec le cookie cutter au capteur S_1. La ligne pointillée rouge représente le niveau de pression théorique.

En conclusion, les simulations et la strioscopie numérique ont confirmé la présence de perturbations générées par le cookie cutter. Ces perturbations sont cohérentes avec le signal global et peuvent être atténuées en utilisant de la mousse acoustique sur les faces extérieures du cookie cutter. Les résultats ont montré que les signaux demeurent proches des valeurs théoriques attendues malgré ces imperfections et sont suffisamment reproductibles pour des études ultérieures avec des mousses liquides. La caractérisation du tube a mis en évidence à la fois la reproductibilité des signaux et la nécessité de mesurer l'atténuation naturelle sans mousse. La prise en compte de cet effet est cruciale pour isoler l'atténuation causée par les mousses liquides elles-mêmes, en particulier dans la configuration de blast.
Enfin, à l'aide de simulations prenant en compte les effets visqueux, il serait également possible de mener une étude paramétrique de l'impact des dimensions du cookie cutter, en particulier pour quantifier leur influence sur la dynamique de l'onde latérale et sur l'amplitude de la perturbation secondaire observée après le passage du front principal.

Chapitre 5

Atténuation des ondes de choc et de souffle dans les mousses liquides

Au cours de cette thèse, deux profils d'onde ont été étudiés afin d'analyser l'atténuation d'une onde de surpression modérée dans les mousses liquides : une onde de choc soutenue et une onde de blast. Au total, environ 200 essais ont été réalisés pour chaque profil d'onde, en plus des tests de calibration à vide dans l'air présentés au chapitre 4. Les essais sur la propagation d'une onde de choc soutenue dans la mousse ont notamment servi à s'assurer que les tendances observées étaient cohérentes avec celles rapportées dans la littérature. L'analyse des résultats débutera par cette première série d'expériences.

Les essais traitant de blast dans la mousse, quant à eux, présentent un intérêt particulier en raison de leur proximité avec des situations réelles, comme lors de l'éclatement d'un réservoir de gaz comprimé ou d'un engin explosif improvisé. Bien que l'atténuation des ondes de blast par les mousses liquides ait été étudiée dans la littérature, l'influence précise de certains paramètres, comme la taille des bulles, reste à clarifier [Britan, Shapiro, Liverts, Ben-Dor et al., 2013].

Ce chapitre vise donc à mener une analyse complète de l'influence de chaque paramètre sur les différentes grandeurs caractéristiques du signal de pression, que ce soit pour l'atténuation d'une onde de blast ou d'une onde de choc soutenue. Cette approche permet d'alimenter la conception d'un outil de dimensionnement, présenté dans le chapitre 7.

Les paramètres expérimentaux ont été systématiquement variés afin d'étudier leur influence sur l'atténuation. Trois tailles de bulles ont été étudiées : (160 ± 6) µm, (260 ± 7) µm et (450 ± 4) µm. La fraction liquide visée était de 2, 5 et 8 %, avec des valeurs moyennes mesurées respectivement de $(2{,}06 \pm 0{,}08)$ %, $(4{,}97 \pm 0{,}07)$ % et $(8{,}05 \pm 0{,}09)$ %, confirmées par pesée. De même, les expériences ont été menées pour trois nombres de Mach cibles : 1,15, 1,35 et 1,45, correspondant aux valeurs mesurées de $(1{,}14 \pm 0{,}03)$, $(1{,}37 \pm 0{,}03)$ et $(1{,}45 \pm 0{,}02)$. Les surpressions associées sont respectivement de $(0{,}35 \pm 0{,}08)$ bar, $(1{,}02 \pm 0{,}10)$ bar et $(1{,}28 \pm 0{,}06)$ bar. Le choix de l'ensemble de ces valeurs expérimentales est détaillé dans le chapitre 4.

Les capteurs de pression ont été soigneusement étalonnés avant la première campagne expérimentale afin de garantir la fiabilité et la précision des mesures acquises.

Afin de faciliter la lecture et l'interprétation des résultats, une nomenclature spécifique a été adoptée pour identifier chaque configuration expérimentale. Celle-ci suit le format [**M**] - [**Type d'onde**] - [Φ] - [**D bulle**], où **M** correspond au nombre de Mach incident dans l'air, **Type**

d'onde indique si l'essai concerne un choc (**C**) ou un blast (**B**), Φ représente la fraction liquide en %, et **D bulle** désigne le diamètre des bulles en µm. Par exemple, un essai noté **1.35 - C - 5 - 260** correspond à une onde de choc soutenue générée avec un nombre de Mach de 1,35, se propageant dans une mousse liquide avec une fraction liquide de 5 % et des bulles de 260 µm. Chaque configuration expérimentale a été reproduite 5 fois afin de s'assurer de la reproductibilité des mesures.

5.1 Propagation d'une onde de choc soutenue dans une mousse liquide

Pour analyser l'évolution de l'onde de choc soutenue au sein de la mousse, nous présentons un jeu de signaux enregistrés pour la configuration cible 1.45-C-5-450 sur la figure 5.1.1.a. Pour des raisons de lisibilité, tous les capteurs ne sont pas affichés. En plus du premier capteur situé dans l'air (S_1), seuls 4 capteurs espacés entre eux de 10 cm, à partir du premier capteur immergé dans la mousse (S_2), ainsi que l'avant-dernier capteur avant la réflexion en fond de veine (S_{10}), sont représentés, soit 6 signaux sur les 11 disponibles. La position exacte des capteurs est référencée dans le chapitre 4.

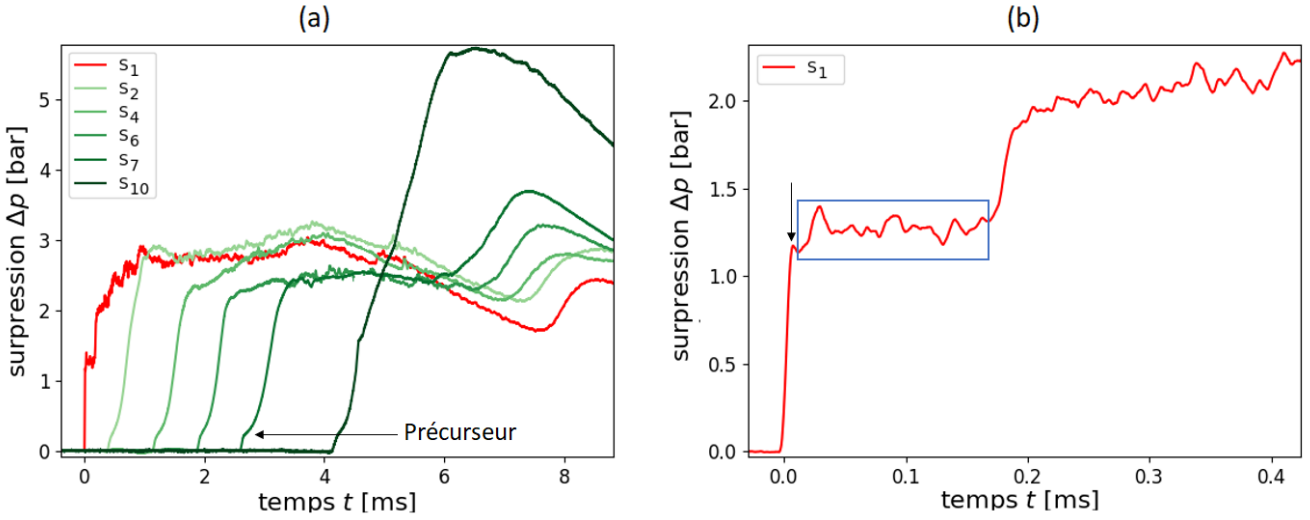

FIGURE 5.1.1 – Évolution du signal de pression pour un choc soutenue incident de nombre de Mach 1,42 se propageant dans une mousse de fraction liquide Φ = 5,07 % et une taille de bulle de 450 µm. (a) En plus du premier capteur situé dans l'air (S_1), en rouge, seuls 4 capteurs espacés entre eux de 10 cm, à partir du premier capteur immergé dans la mousse (S_2), ainsi que l'avant-dernier capteur avant la réflexion en fond de veine (S_{10}), sont représentés. (b) Agrandissement sur le premier capteur situé dans l'air avant le bloc de mousse. La flèche noire indique la surpression relevée après le saut de pression. Le rectangle bleu indique la position du plateau de choc et les surpressions considérées pour calculer la valeur de la surpression moyenne de celui-ci.

Nous commençons par examiner la morphologie du signal incident arrivant sur la mousse, mesuré au capteur S_1, représenté en rouge sur la figure 5.1.1.b. On observe une première montée en pression brusque, caractéristique du passage de l'onde de choc, atteignant environ 1,2 bars, avant de se stabiliser autour de cette valeur. Cette partie du profil correspond à celui attendu pour une onde de choc soutenue dans l'air. Ensuite, après environ 0,2 ms, une seconde montée en pression brusque est observée, atteignant environ 2 bars. Cela traduit le passage de l'onde réfléchie à l'interface air/mousse. Après cette montée brusque, la pression continue d'augmenter progressivement, jusqu'à atteindre un plateau stabilisé aux alentours de 2,6 bars (figure 5.1.1.a). Cette morphologie de signal était attendue pour le capteur situé dans l'air avant le bloc de mousse et correspond à ce qui a été observé dans la littérature [Breda ; Jourdan, Mariani et al., 2015 ; 2015].

On cherche dans un premier temps à vérifier la valeur du nombre de Mach de l'onde incidente afin de s'assurer qu'il corresponde au nombre de Mach souhaité. Lorsqu'on considère le signal enregistré par le capteur S_1, comme montré sur la figure 5.1.1.b, un problème se pose après la montée en pression brusque : la valeur moyenne de la surpression du plateau de choc, indiquée par un rectangle bleu sur la figure, semble plus élevée que la surpression atteinte après le saut de pression, indiquée par une flèche noire sur la figure. Cela soulève une question importante : quelle pression faut-il prendre pour calculer le nombre de Mach de l'onde de choc soutenue à partir des relations de saut présentées dans la section 2.2.1 du chapitre 2 ?

Nous allons tester deux cas : la pression moyenne du plateau de choc et la pression juste après la montée en pression brusque. Après la montée en pression brusque, la variation de pression (Δp) est de 1,17 bars. En considérant la pression moyenne du plateau de choc (qui se situe entre la première et la seconde montée en pression brusque, soit entre environ 0 ms et 0,17 ms), nous obtenons une valeur moyenne de 1,25 bars pour la surpression. En utilisant ces valeurs, nous calculons le nombre de Mach pour chaque cas : respectivement 1,42 et 1,44. L'écart entre les deux valeurs est faible et comparable à la dispersion généralement observée d'un essai à l'autre, indépendamment du nombre de Mach visé. Pour caractériser au mieux le saut de pression, nous avons choisi pour chaque essai de prendre la pression juste après la montée en pression brusque pour calculer la valeur du nombre de Mach de l'onde incidente arrivant sur la mousse.

L'évolution de l'onde de choc soutenue à mesure qu'elle se propage dans la mousse révèle plusieurs éléments intéressants (figure 5.1.1.a). Tout d'abord, la croissance en pression est moins brusque que dans l'air et peut être décomposée en deux composantes. Une première, appelée précurseur, traduisant une montée en pression brusque jusqu'à une surpression d'environ 0,2 bars. L'amplitude de ce précurseur semble constante à mesure que l'onde se propage. La suite de la montée en pression après le précurseur est plus progressive jusqu'à atteindre la pression du plateau de choc. La présence d'un précurseur au cours de la montée en pression n'a rien de surprenant et avait déjà été observée dans la littérature comme discuté dans le chapitre 3 [Del Prete ; Jourdan, Mariani et al., 2012 ; 2015]. On constate également que la pression moyenne du plateau de choc diminue au fur et à mesure que l'onde progresse à travers la mousse. Toutefois, cette diminution semble moins marquée entre les capteurs S_6 et S_7. Il est important de rappeler que l'on observait déjà une atténuation naturelle de la valeur moyenne du plateau de

choc dans l'air, comme discuté dans la section 4.2.2 du chapitre 4. Une diminution d'environ 8 % de la valeur moyenne du plateau de choc avait été mesurée entre les capteurs S_1 et S_6, séparés par une distance de 30 cm. L'onde incidente est réfléchie au fond de la veine d'essais au bout de 5 ms environ comme le montre la montée en pression continue relevée sur le capteur S_{10} situé juste avant la réflexion. Cette croissance continue de la pression résulte de la superposition de deux phénomènes : l'augmentation initiale due au passage de l'onde incidente, et la montée en pression liée à l'onde réfléchie depuis le fond de la veine. En raison du temps de montée relativement long dans la mousse, la pression associée à l'onde réfléchie n'est pas perçue de manière instantanée, ce qui explique cette évolution étalée du signal.

Avant de se pencher plus en détail sur l'amplitude du précurseur et l'atténuation de la surpression du plateau de choc, il est pertinent d'examiner l'impact de certains paramètres, comme la fraction liquide et la taille de bulle sur la propagation de l'onde de choc soutenue, afin d'identifier d'autres caractéristiques de l'onde à analyser.

La figure 5.1.2.a présente les profils de pression d'ondes de choc soutenue obtenus au niveau du capteur S_6 après 25 cm de propagation dans la mousse, en maintenant une taille de bulle constante de 450 µm tout en faisant varier la fraction liquide. L'onde de choc incidente a un nombre de Mach cible $M = 1,45$. On observe, pour chaque signal, une montée en pression en deux temps avec la présence d'un précurseur d'amplitude constante d'environ 0,2 bars, quelle que soit la fraction liquide.

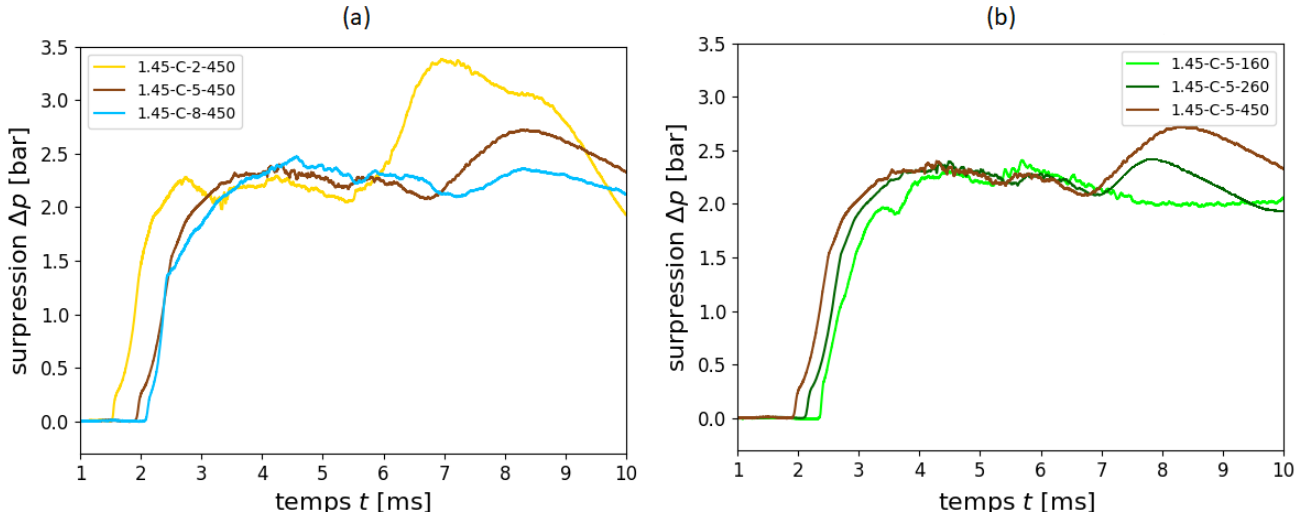

FIGURE 5.1.2 – Représentation des profils de pression obtenus après 25 cm de mousse pour un choc soutenue incident de Mach cible M = 1,45. (a) La taille des bulles est constante et fixée à 450 µm, tandis que la fraction liquide varie avec trois valeurs : 2 % (jaune), 5 % (marron) et 8 % (bleu). (b) La fraction liquide est maintenue constante à 5 %, et l'effet de la taille des bulles est étudié pour trois valeurs : 160 µm (vert clair), 260 µm (vert foncé) et 450 µm (marron).

Le plateau de choc est relativement facile à identifier pour $\Phi = 2$ % et $\Phi = 5$ %, mais sa définition

devient plus délicate pour $\Phi = 8$ %. Afin d'étudier l'évolution de la surpression moyenne du plateau de choc, les critères de calcul de cette valeur seront définis précisément par la suite. Au-delà de 6 ms, une nouvelle augmentation de pression apparaît, correspondant au passage de l'onde réfléchie au fond de la veine d'essais. Le temps d'arrivée de l'onde incidente reste proche pour $\Phi = 5$ % et $\Phi = 8$ %, alors qu'un décalage plus net est observé entre $\Phi = 2$ % et $\Phi = 5$ %, indiquant l'impact de la fraction liquide sur la vitesse de propagation, un effet qui mérite d'être exploré plus en détail. On observe également que plus la fraction liquide est élevée, plus l'onde réfléchie arrive tardivement. Par ailleurs, la surpression de l'onde réfléchie diminue à mesure que la fraction liquide augmente, ce qui suggère un rôle atténuateur de celle-ci sur l'atténuation de la surpression de l'onde.

La figure 5.1.2.b illustre l'influence de la taille des bulles sur l'atténuation de l'onde de choc soutenue après 25 cm de propagation, en maintenant une fraction liquide cible constante de 5 % et en faisant varier le diamètre des bulles. L'onde de choc initiale a un nombre de Mach cible $M = 1,45$. À première vue, la taille des bulles n'a pas d'impact significatif sur l'atténuation de la surpression du plateau de choc ni sur l'amplitude du précurseur. En revanche, elle influe sur la vitesse de propagation de l'onde : l'onde incidente se propage plus rapidement dans une mousse contenant de grosses bulles (450 µm) que dans une mousse constituée de petites bulles (160 µm).

5.1.1 Atténuation d'une onde de choc soutenue

On s'intéresse ici à l'atténuation de l'onde de choc soutenue à mesure qu'elle se propage dans la mousse. Pour la caractériser, on considère la valeur de la surpression de saut, comme indiquée sur la figure 5.1.1.b, qui constitue un indicateur pertinent de l'intensité de l'onde. Bien qu'il soit possible d'envisager l'utilisation de la surpression moyenne sur le plateau, cette méthode présente des limites pratiques : le plateau est rarement bien défini et constant, ce qui complique le choix d'une durée de mesure représentative. À l'inverse, la surpression de saut est plus facile à identifier. Sa détermination a également montré de bons résultats dans l'analyse de l'onde incidente dans l'air. Pour extraire sa valeur, on détermine automatiquement la plus grande valeur de surpression dans une zone temporelle définie manuellement par l'utilisateur, comme illustré sur la figure 5.1.3. Dans les cas où il est difficile de définir une plage de mesure fiable, aucune valeur n'est retenue. Néanmoins, chaque configuration ayant fait l'objet de cinq tirs répétés, et le nombre de tirs inexploitables se limitant à un ou deux par configuration, le volume de données recueilli demeure suffisant pour garantir une analyse robuste.

Une fois la valeur de surpression déterminée, on s'intéresse à leur évolution au cours de la propagation dans la mousse. Toutefois, la surpression mesurée au niveau du capteur S_2 diffère selon la fraction liquide, même lorsque l'onde incidente présente le même nombre de Mach. Cette différence s'explique par la variation de l'impédance acoustique de la mousse en fonction de la fraction liquide, qui modifie le coefficient de transmission air/mousse (voir section 2.1.3 du chapitre 2). Pour comparer l'atténuation entre les différentes configurations, on introduit le coefficient d'atténuation au niveau du $i^{\text{ème}}$ capteur $\alpha_{\text{choc},i}$ défini comme

$$\alpha_{\text{choc},i} = \frac{\Delta p_{\text{saut},i}}{\Delta p_{\text{saut, ref}}} \tag{5.1.1}$$

où $\Delta p_{\text{saut},i}$ est la surpression de saut mesurée au niveau du $i^{\text{ème}}$ capteur et $\Delta p_{\text{saut, ref}}$ celle mesurée au niveau du capteur de référence (le premier capteur dans la mousse, S_2).

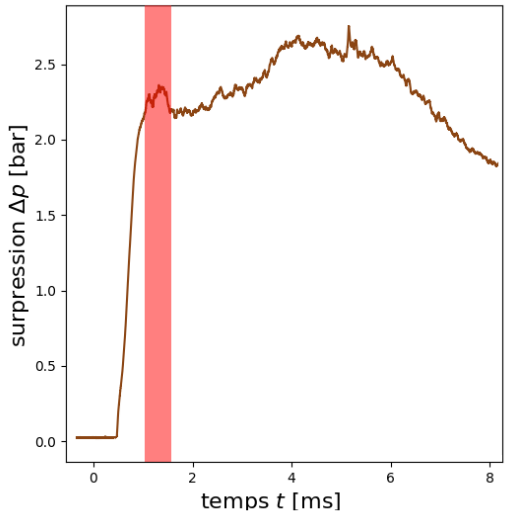

FIGURE 5.1.3 – Détermination de la surpression de saut pour un choc soutenue après 5 cm de mousse pour un essai correspondant à la config 1.45-C-5-450. La zone rouge représente les points sélectionnés afin de déterminer la surpression de saut.

L'évolution de ce coefficient d'atténuation en fonction de la distance adimensionnée dans la mousse x/h_{mousse} est présentée sur la figure 5.1.4, avec h_{mousse} la longueur de mousse entre la première guillotine et le capteur S_{10} (soit 55 cm comme illustré sur la figure 4.2.2 dans le chapitre 4). On constate que la taille de bulle n'a pas d'influence significative sur l'atténuation de l'onde de choc soutenue : pour une fraction liquide donnée, les valeurs de α_{choc} sont très proches quelle que soit la taille des bulles (figures 5.1.4.a à 5.1.4.c). En revanche, la fraction liquide joue un rôle important : pour une taille de bulle fixée, les mousses à $\Phi = 8$ % atténuent plus efficacement l'onde de pression que celles à $\Phi = 2$ ou 5 % (figure 5.1.4.d). Par exemple, au niveau du capteur S_7, après 35 cm de mousse (soit une distance adimensionnée d'environ 0,6), pour une taille de bulle fixe de 160 µm, on obtient un coefficient $\alpha_{\text{choc}} = (0{,}72 \pm 0{,}05)$ pour une mousse à $\Phi = 8$ % contre $\alpha_{\text{choc}} = (0{,}81 \pm 0{,}02)$ pour une mousse à $\Phi = 2$ %. Il est cependant important de souligner que cette atténuation globale résulte à la fois de l'atténuation naturelle, liée notamment aux effets visqueux induits par les couches limites comme discuté dans la section 4.2.2 du chapitre 4, et de l'atténuation spécifique due à la mousse.

Nos résultats sont en accord avec ceux de Goldfarb *et al.*, présentés dans la section 3.1 du chapitre 3, qui observaient une atténuation plus marquée de l'onde de choc lorsque la fraction

liquide de la mousse augmentait [Goldfarb et al., 1997]. En revanche, ils n'avaient pas pu conclure quant à l'effet de la taille de bulle, leur dispositif ne permettant pas une analyse fine de ce paramètre. Il convient toutefois de nuancer la comparaison, dans la mesure où leurs expériences portaient sur des ondes de choc beaucoup plus faibles (surpression comprise entre 0,03 et 0,1 bar) que celles explorées dans notre étude.

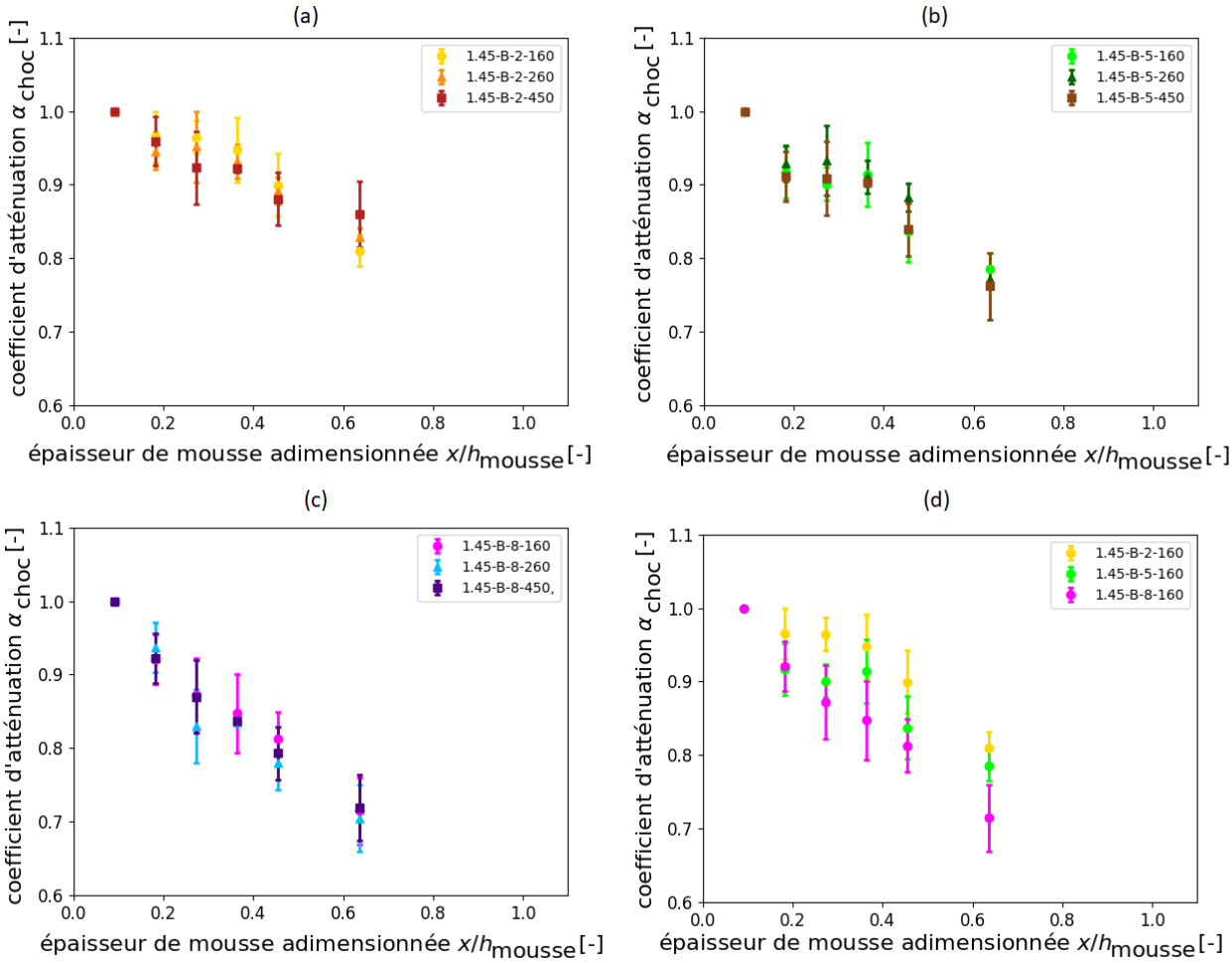

Figure 5.1.4 – Évolution du coefficient d'atténuation α_{choc} de l'onde de choc soutenue en fonction de l'épaisseur adimensionnée de mousse traversée. Ces mesures correspondent à un choc soutenu se propageant avec un Mach cible de 1,45 en entrée de veine. Les résultats sont présentés à fraction liquide constante pour trois tailles de bulles : (a) $\Phi = 2$ %, (b) $\Phi = 5$ % et (c) $\Phi = 8$ %, avec respectivement des symboles ronds pour des bulles de diamètre 160 µm, triangulaires pour 260 µm et carrés pour 450 µm. (d) La taille de bulle est maintenue constante à 160 µm tandis que la fraction liquide est variable. Cinq essais ont été effectués pour chaque configuration.

5.1.2 Vitesse de propagation dans la mousse

La figure 5.1.5 présente l'évolution du temps d'arrivée t_a de l'onde en fonction de l'épaisseur de mousse adimensionnée x/h_{mousse}. Le temps d'arrivée est arbitrairement déterminé comme l'instant où la pression dépasse un seuil de surpression fixé à 0,05 bars, seuil choisi pour minimiser les erreurs dues au bruit tout en restant le plus bas possible.

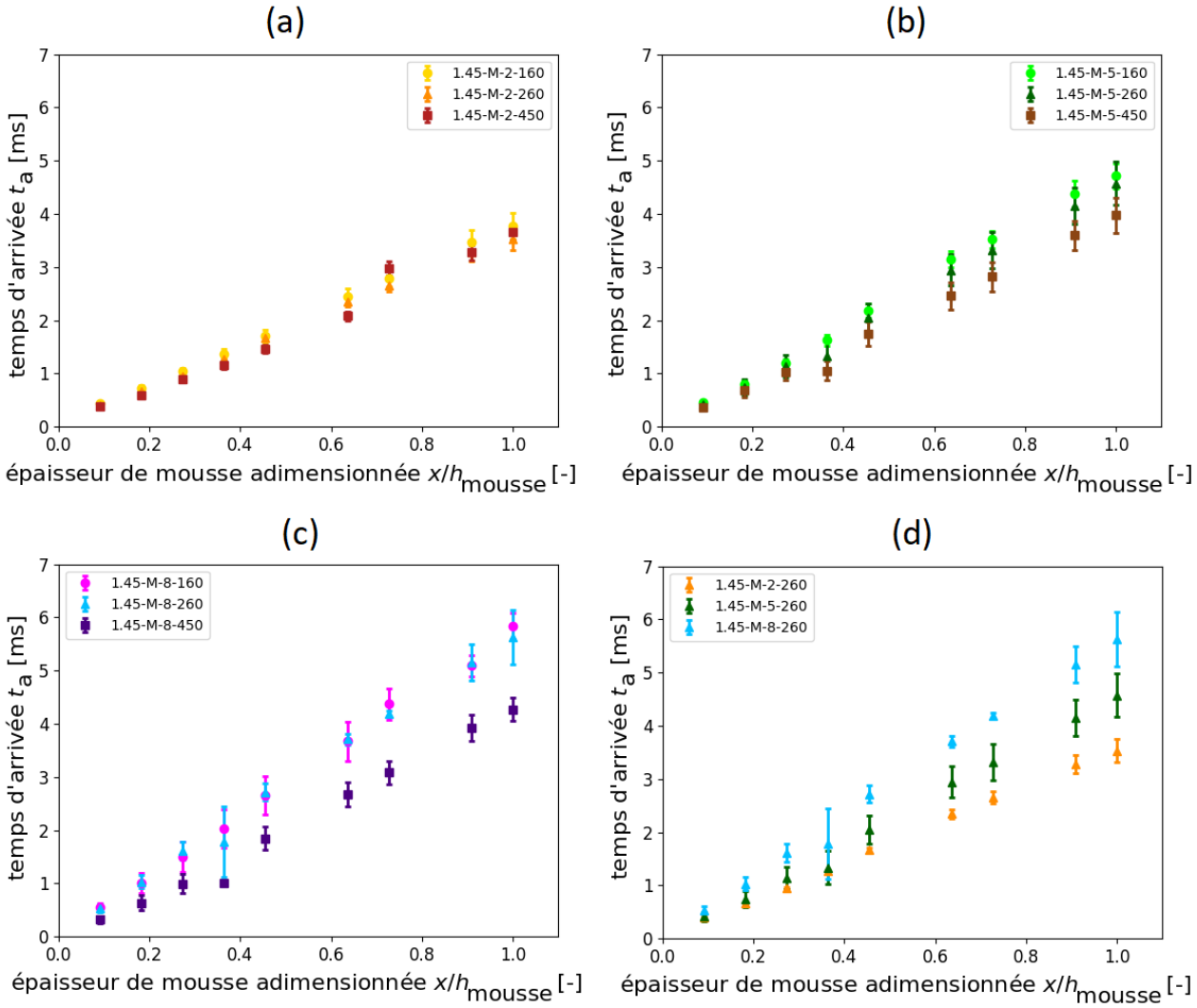

FIGURE 5.1.5 – Évolution du temps d'arrivée t_a de l'onde de choc soutenue en fonction de l'épaisseur adimensionnée de mousse traversée. Ces mesures correspondent à un choc soutenu se propageant avec un Mach cible de 1,45 en entrée de veine. Les résultats sont présentés à fraction liquide constante pour trois tailles de bulles : (a) $\Phi = 2$ %, (b) $\Phi = 5$ % et (c) $\Phi = 8$ %, avec respectivement des symboles ronds pour des bulles de diamètre 160 µm, triangulaires pour 260 µm et carrés pour 450 µm. (d) La taille de bulle est maintenue constante à 260 µm tandis que la fraction liquide est variable.

On s'intéresse tout d'abord à l'influence de la taille des bulles sur la propagation de l'onde de choc dans la mousse. Les figures 5.1.5.a, 5.1.5.b et 5.1.5.c représentent l'évolution du temps d'arrivée de l'onde dans la mousse pour des fractions liquides de 2 %, 5 % et 8 %, respectivement. L'analyse montre que la taille des bulles a un impact notable sur la vitesse de propagation de l'onde. Pour $\Phi = 5$ % et $\Phi = 8$ %, l'onde se propage plus rapidement lorsque les bulles sont plus grandes. En particulier, pour $\Phi = 8$ % (figure 5.1.5.c), après une épaisseur adimensionnée de mousse de 1, le temps d'arrivée est environ 50 % plus important pour des bulles de 160 µm comparé à des bulles de 450 µm. Il est cependant intéressant de noter que, quelle que soit la fraction liquide, les temps d'arrivée des ondes pour des bulles de 160 µm et de 260 µm restent comparables, sans écarts significatifs. De plus, pour $\Phi = 2$ %, aucun effet marqué de la taille des bulles sur le temps d'arrivée n'est observé. Lorsqu'on fixe la taille des bulles (figure 5.1.5.d), on observe que la fraction liquide influence significativement la vitesse de propagation de l'onde. Plus la mousse est humide, plus l'onde est ralentie, un phénomène déjà rapporté dans la littérature [Del Prete, 2012]. Ainsi, la propagation de l'onde de choc est affectée à la fois par la taille des bulles et par la fraction liquide. Une mousse humide composée de petites bulles présente une succession plus dense d'interfaces liquide-gaz, avec une épaisseur de film plus importante. À l'inverse, une mousse sèche constituée de grandes bulles possède des films liquides plus fins et un nombre d'interfaces réduit, ce qui pourrait expliquer une propagation plus rapide de l'onde dans ce type de milieu et donc un temps d'arrivée moins important.

5.1.3 Amplitude du précurseur

L'amplitude du précurseur Δp_c est donc définie comme la rupture de pente observée au cours de la montée en pression. Pour la détecter, on exploite la dérivée première du signal de pression, qui correspond à la vitesse de variation instantanée de la pression en fonction du temps.

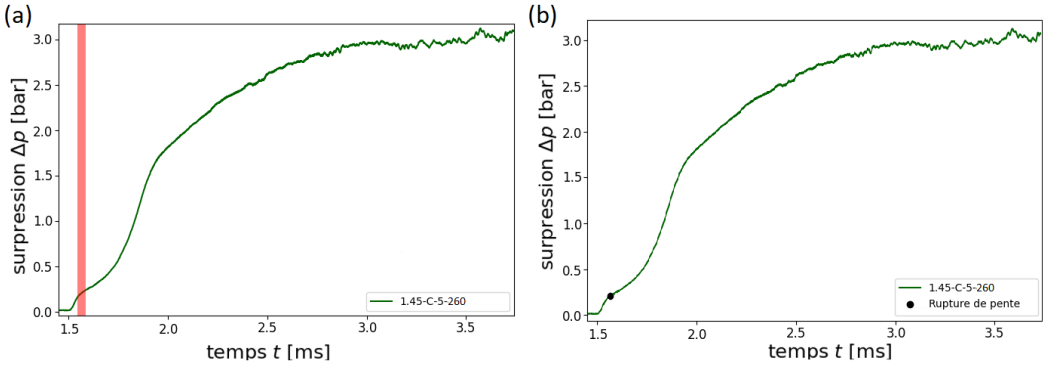

Figure 5.1.6 – Détermination de l'amplitude de précurseur après 25 cm de mousse pour un essai correspondant à la config 1.45-C-5-260. (a) La zone rouge représente les points sélectionnés afin de déterminer l'amplitude du précurseur. (b) Le point noir représente la position de l'amplitude du précurseur déterminée à partir de la dérivée du signal. Dans ce cas précis l'amplitude déterminée est de 0,210 bar.

Cette approche permet de mettre en évidence les variations brusques du signal et ainsi d'identifier

le point où la rupture de pente est la plus marquée, servant de critère pour estimer Δp_c. Toutefois, cette détection n'est pas toujours triviale : des ruptures de pente parasites, indépendantes du précurseur, peuvent être présentes lors de la montée en pression. Afin d'éviter ces erreurs, un protocole spécifique est mis en place. Il consiste à sélectionner manuellement la zone d'analyse pertinente, comme illustré sur la figure 5.1.6.a. Bien que cette approche soit plus chronophage et dépende de l'expérimentateur, elle garantit une meilleure robustesse des valeurs obtenues. Au cours de l'analyse, un phénomène de double rupture de pente a été identifié (figure 5.1.7). Au niveau du capteur S_3, après 15 cm de mousse, une première rupture de pente apparaît aux environs de 0,2 bar, suivie d'une seconde aux alentours de 0,7 bar (figure 5.1.7.b).

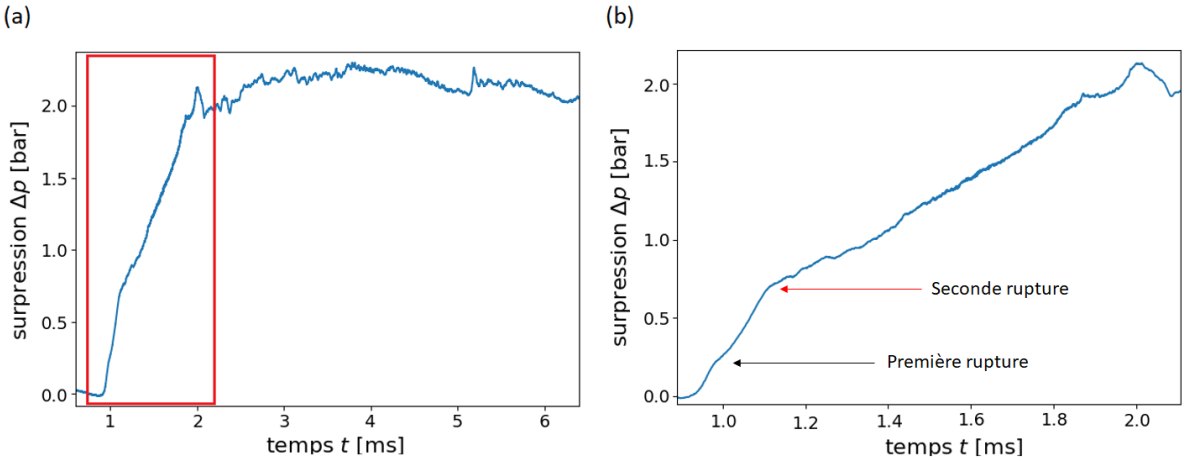

FIGURE 5.1.7 – (a) Signal de pression obtenu après 15 cm de mousse pour une configuration 1.45-C-8-260. Le rectangle rouge représente la partie agrandie. (b) Partie du signal agrandie. La flèche noire indique la première rupture de pente et la flèche rouge, la seconde.

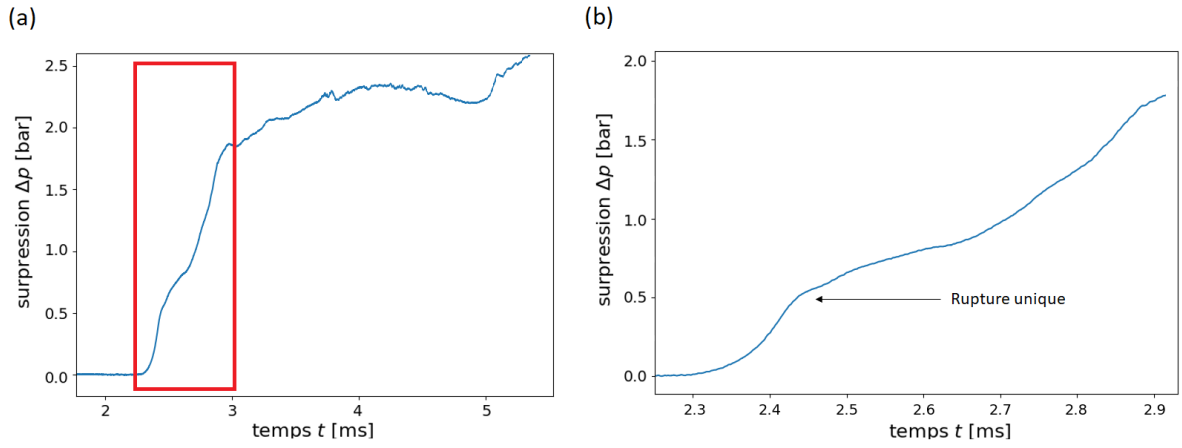

FIGURE 5.1.8 – (a) Signal de pression obtenu après 35 cm de mousse pour une configuration 1.45-C-8-260. Le rectangle rouge représente la partie agrandie. (b) Partie du signal agrandie. La flèche noire indique la rupture de pente.

La première correspond bien au précurseur, tandis que la seconde, non documentée dans la littérature, semble spécifique à notre configuration expérimentale. Ce phénomène a été observé pour les trois fractions liquides pour des tailles de bulles de 160 et 260 µm. Une hypothèse pour expliquer ce phénomène est la présence d'une onde parasite engendrée par l'utilisation du cookie cutter ayant rattrapé le front de choc et venant s'additionner à l'onde précurseur. Cette hypothèse est confortée par la figure 5.1.8.b, qui montre qu'après une plus grande épaisseur de mousse (35 cm), la double rupture de pente disparaît, laissant place à une rupture unique à une pression plus élevée que celle attendue pour le précurseur. La valeur de pression de cette rupture unique est comprise entre 0,5 et 0,8 bar. Le phénomène de double rupture de pente semble donc lié à notre configuration expérimentale, expliquant pourquoi il n'est pas retrouvé dans la littérature, et doit être pris en compte lors de la détermination de l'amplitude du précurseur. Dans les cas où une double rupture de pente est visible, notamment sur les premiers signaux dans la mousse, l'amplitude du précurseur a été déterminée à partir de la première rupture de pente. En revanche, lorsque cette double rupture de pente n'était plus identifiable, la mesure de l'amplitude du précurseur n'a pas été retenue, car elle dépassait 0,4 bar et était considérée comme invalide en raison d'une possible perturbation du signal.

Les figures 5.1.9.a, 5.1.9.b et 5.1.9.c représentent l'évolution de l'amplitude du précurseur dans la mousse pour des fractions liquides de 2 %, 5 % et 8 %, respectivement. La figure 5.1.9.d représente l'évolution de l'amplitude du précurseur dans la mousse en fonction de la fraction liquide pour une taille de bulle de 160 µm.

La fraction liquide ne semble pas influencer l'amplitude du précurseur. En effet, pour des bulles de 450 µm de diamètre, cette amplitude reste constante aux alentours de 0,2 bar tout au long de la propagation de l'onde dans la mousse, indépendamment de la fraction liquide. En revanche, pour des bulles plus petites, de 160 µm de diamètre, l'amplitude du précurseur est plus élevée, avoisinant 0,3 bar, et demeure également constante quelle que soit la fraction liquide (figure 5.1.9.d), à l'exception d'un écart observé pour la configuration 1.45-C-8-160 à une distance adimensionnée de 0,2. Enfin, pour des bulles de diamètre 260 µm, l'amplitude du précurseur est constante et comprise entre 0,25 et 0,3 bar pour $\Phi = 2$ % et avoisine 0,3 bar pour $\Phi = 5$ % et $\Phi = 8$ %. Pour une taille de bulle donnée, on note donc un léger écart en fonction de la fraction liquide, mais cet écart peut être expliqué par des incertitudes de mesure importantes du fait de la difficulté de détection du précurseur.

Ces résultats indiquent que, dans notre cas, l'amplitude du précurseur est principalement gouvernée par la taille des bulles. Nous n'avons pas constaté d'effet du nombre de Mach sur l'amplitude du précurseur. Toutefois, la gamme de nombres de Mach explorée étant relativement restreinte, il n'est pas possible de conclure quant à l'influence de ce paramètre. Il a cependant été montré dans la littérature, pour des configurations similaires à la nôtre notamment par Jourdan *et al.* [Jourdan, Mariani et al., 2015], que le nombre de Mach n'a pas d'influence significative sur l'amplitude du précurseur pour des valeurs comprises entre 1,3 et 1,8.

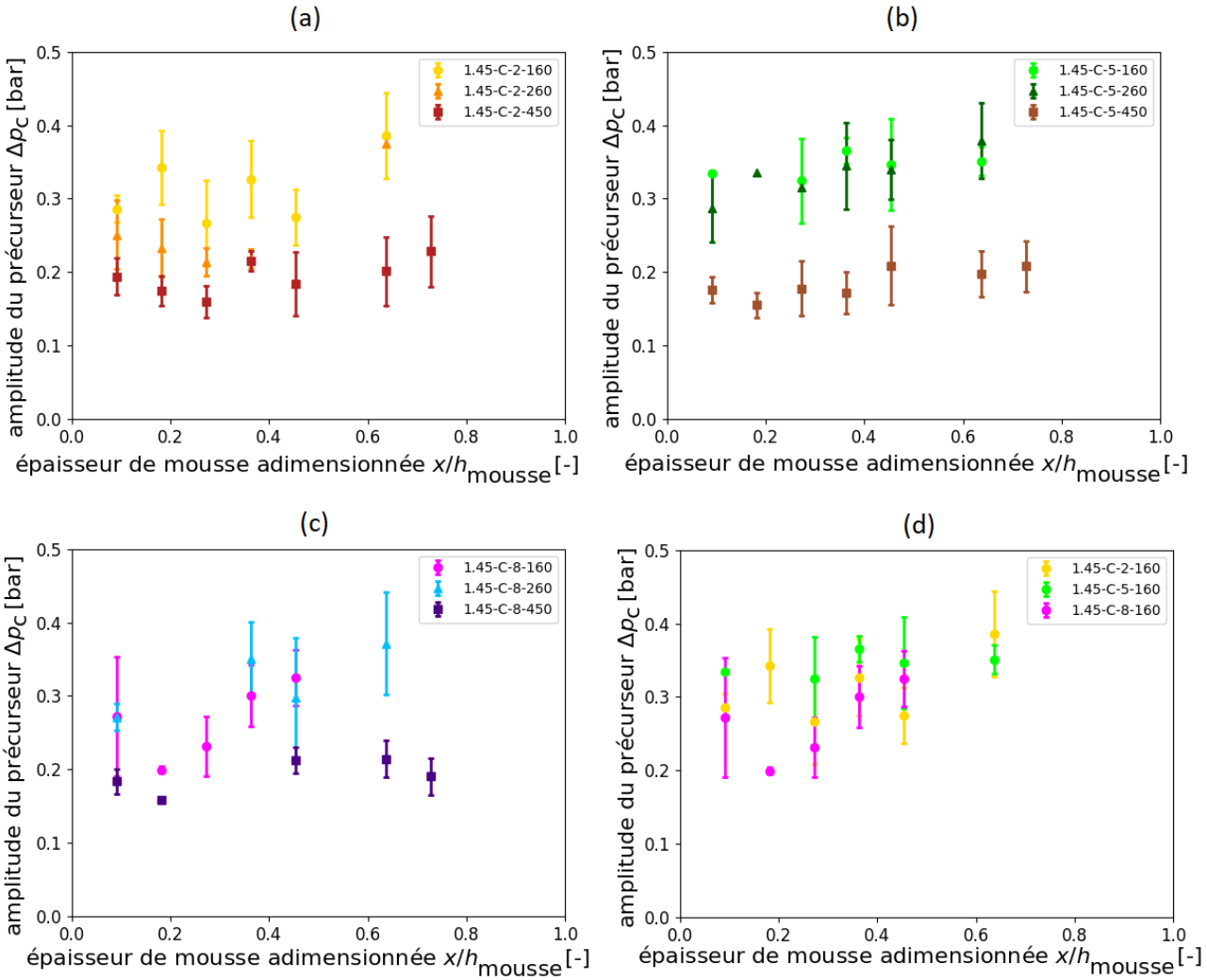

FIGURE 5.1.9 – Évolution de l'amplitude du précurseur Δp_c en fonction de l'épaisseur adimensionnée de mousse traversée. Ces mesures correspondent à un choc soutenu se propageant avec un nombre de Mach cible M = 1,45 en entrée de veine. Les résultats sont présentés à fraction liquide constante pour trois tailles de bulles : (a) Φ = 2 %, (b) Φ = 5 % et (c) Φ = 8 %, avec respectivement des symboles ronds pour des bulles de diamètre 160 µm, triangulaires pour 260 µm et carrés pour 450 µm. (d) La taille de bulle est maintenue constante à 160 µm tandis que la fraction liquide est variable.

Bréda [BREDA, 2015] a également observé un effet de la taille de bulle sur l'amplitude du précurseur dans ses travaux de thèse. Elle étudie la propagation d'une onde de choc soutenue, pour des nombres de Mach de 1,35 et 1,6, dans une mousse composée d'un mélange de 40 % de liquide moussant Écopol et de 60 % d'eau pour la phase liquide et composée d'air pour la phase gazeuse. Dans le cas de bulles de 2,8 mm de diamètre — soit entre 5 et 6 fois plus grandes que notre plus grand diamètre — elle observe un précurseur d'amplitude initiale d'environ 1,05 bar après 4 cm de mousse, qui

décroît jusqu'à atteindre 0,4 bar après 34 cm de mousse. Cependant, pour des bulles de 400 µm de diamètre, Bréda ne détecte pas de précurseur, ce qui interpelle. Comme elle le souligne elle-même, des précurseurs ont été rapportés pour des diamètres similaires, voire plus faibles, dans les travaux de Del Prete [Del Prete, 2012] et de Jourdan *et al.* [Jourdan, Mariani et al., 2015]. Ces résultats soulèvent plusieurs interrogations. En particulier, notre étude met en évidence une diminution de l'amplitude du précurseur lorsque la taille des bulles augmente. On pourrait donc s'attendre, pour de très grandes bulles, à une amplitude inférieure ou au moins comparable à celles observées dans nos essais. Par ailleurs, Bréda observe un effet du nombre de Mach sur l'amplitude du précurseur, ce qui semble contredire les résultats de Jourdan et al. [Jourdan, Mariani et al., 2015]. Cela pose la question de l'identification du précurseur au cours de ses essais, et plus largement, du rôle éventuel d'un seuil de taille de bulle au-delà duquel l'amplitude du précurseur pourrait devenir dépendante du nombre de Mach.
Afin d'aller plus loin dans l'interprétation, nous avons comparé nos essais avec ceux de Jourdan *et al.* sur la figure 5.1.10, dont les configurations sont relativement proches des nôtres [Jourdan, Mariani et al., 2015] (Voir section 3.1 dans le chapitre 3). Dans les deux études, les phases gazeuses sont constituées d'air, les tailles de bulles sont du même ordre de grandeur et les fractions liquides se situent dans une gamme similaire. Seule la composition de la phase liquide diffère. Cette comparaison met en évidence une bonne correspondance, pour la valeur de Δp_c, entre notre configuration 1.45-C-2-260 et la valeur moyenne obtenue au cours des essais de Jourdan *et al.*, essais réalisés avec une configuration [1.3,1.5,1.8]-C-1.25-256. En revanche, un écart significatif apparaît entre nos configurations 1.45-C-2-160 et 1.45-C-5-160 et leurs essais avec une configuration [1.3,1.5,1.8]-C-3.3-130.

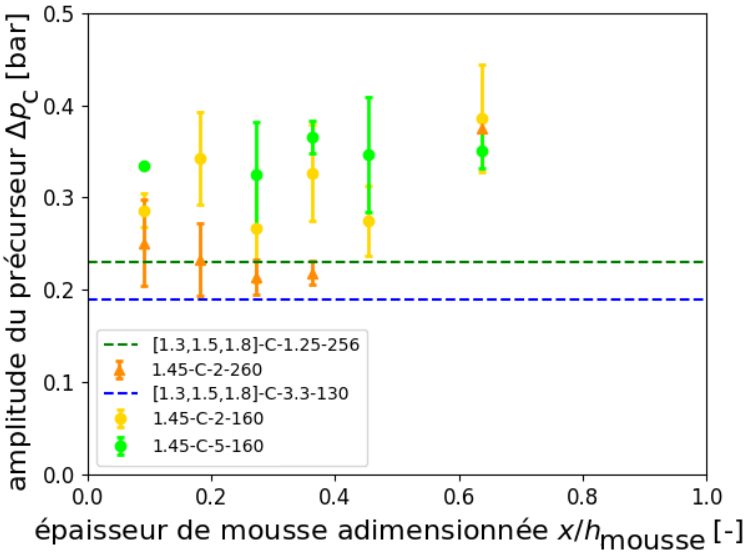

Figure 5.1.10 – Comparaison des résultats obtenus pour l'amplitude du précurseur en fonction de la distance adimensionnée de mousse par rapport à ceux de Jourdan *et al.* [Jourdan, Mariani et al., 2015].

Cet écart ne peut être attribué aux différences de fraction liquide, nos essais tendant à montrer qu'elle n'influe pas sur l'amplitude de précurseur. Les tendances observées dans nos essais, notamment l'augmentation de l'amplitude du précurseur lorsque la taille des bulles diminue, sont reproductibles. Cependant, leur origine mérite d'être questionnée : résultent-elles des propriétés intrinsèques de la mousse ou sont-elles induites par des spécificités de notre configuration expérimentale ? Une hypothèse pour expliquer ces écarts repose sur l'influence de la taille des bulles sur le ralentissement du front de choc, comme illustré sur la figure 5.1.2. Lorsque les bulles sont plus petites, le front de choc est davantage freiné, ce qui permet à l'onde perturbatrice générée par le cookie cutter de rattraper le front de l'onde et d'interagir avec le précurseur. Cette hypothèse expliquerait non seulement les écarts constatés avec la littérature, mais aussi pourquoi cette tendance est observée pour certaines tailles de bulles et pas pour d'autres. Cependant, si cette hypothèse était correcte, on s'attendrait à observer une augmentation progressive de l'amplitude du précurseur au cours de la propagation de l'onde dans la mousse. En particulier, à de faibles distances adimensionnées, l'amplitude du précurseur devrait être proche de 0,2 bar, avec l'apparition de doubles ruptures de pente, comme illustré sur la figure 5.1.8.b. Or, ce n'est pas le cas ici : bien qu'une double rupture de pente soit effectivement observée, l'amplitude du précurseur atteint directement 0,3 bar dès une distance adimensionnée de 0,1, et ce, indépendamment de la fraction liquide pour une taille de bulle de 160 µm (figure 5.1.9.d). Cette différence est illustrée sur la figure 5.1.11, où l'on constate bien une amplitude de précurseur plus importante pour de plus petites bulles au niveau du premier capteur. Cette différence ne peut pas être causée par l'onde perturbatrice, celle-ci se manifestant plus tard sur les signaux de pression comme démontré dans la section 4.2.2 du chapitre 4. Cette observation remet en question une explication basée uniquement sur l'interaction entre l'onde perturbatrice et le précurseur et suggère l'intervention d'un autre phénomène.

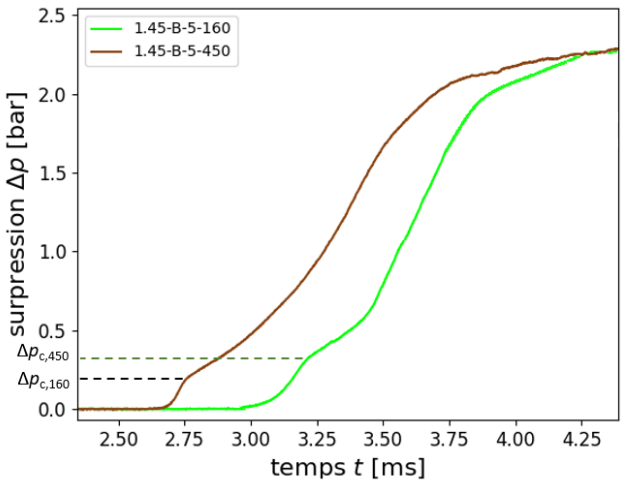

FIGURE 5.1.11 – Signaux de pressions obtenus après 5 cm de mousse pour une mousse de fraction liquide 5 % et un choc de Mach 1,45 en entrée de veine. En vert clair, pour un diamètre de bulle de 160 µm, et en marron, pour un diamètre de bulle de 450 µm.

La fraction liquide n'ayant pas varié, il est possible qu'il s'agisse d'un phénomène intrinsèque à la mousse comme un effet de structure du milieu. Lorsqu'on regarde plus en détail les résultats de Jourdan *et al.* et notamment leurs résultats expérimentaux, on constate que pour des bulles de diamètre 130 µm, malgré une valeur de Δp_c moyenne de 0,23 bar, certains points ont une valeur proche de 0,3 bar (figure 5.1.12). Cette dispersion autour de la moyenne suggère que pour des conditions expérimentales similaires, des valeurs de précurseur comparables aux nôtres sont mesurées. Cela renforce l'idée que la variation de l'amplitude du précurseur en fonction de la taille des bulles n'est pas uniquement imputable à nos conditions expérimentales, mais qu'elle relève bien d'un mécanisme physique sous-jacent. Il est cependant important de rappeler que Jourdan *et al.* attribuaient les différences d'amplitude du précurseur observées entre leurs deux configurations à une variation de la fraction liquide, et non à une variation de la taille des bulles.

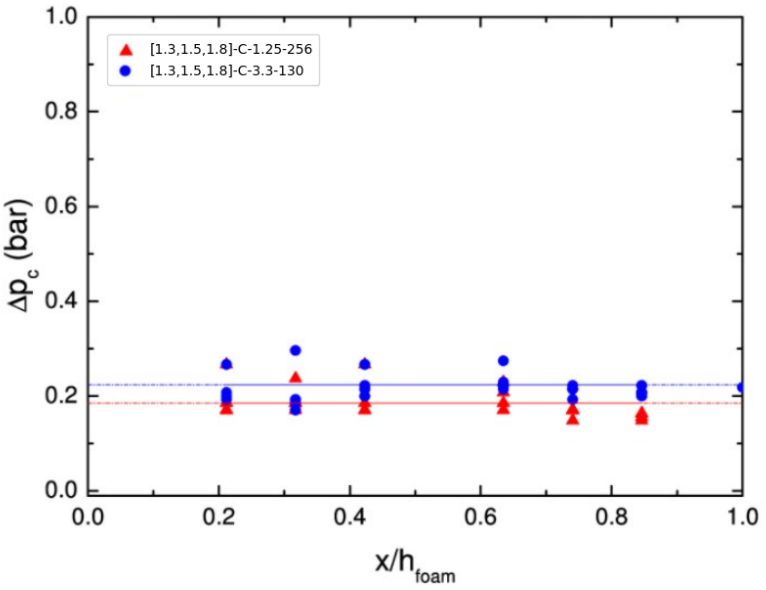

FIGURE 5.1.12 – Amplitude du précurseur enregistrée pour des mousses de fraction liquide Φ = 1,25 %, en rouge, et Φ = 3,3 %, en bleu, en fonction de la distance adimensionnée dans la mousse. Résultats obtenus pour des nombres de Mach de 1,3, 1,5 et 1,8. Figure reproduite de [JOURDAN, MARIANI et al., 2015].

Borisov *et al.* [BORISOV et al., 1978] avaient déjà constaté en 1978 que la composition de la phase gazeuse de la mousse jouait un rôle sur la vitesse de propagation du précurseur. Pour eux, la vitesse du précurseur est fonction de la vitesse de propagation du son dans le gaz considéré. Ils obtiennent une vitesse variant de 200 à 300 m/s pour de l'air, de l'argon et du diazote. Pour l'hélium, la vitesse varie entre 450 et 650 m/s. Enfin, pour du dihydrogène, la vitesse varie entre 655 et 800 m/s. Ils décomposent alors leurs signaux en deux parties, le précurseur et l'onde principale que l'on pourrait assimiler à la compression principale suivant le choc précurseur. Pour une mousse composée de dihydrogène, ils ont une valeur de Δp_c = 0,7 bar pour une surpression d'onde principale de 16 bar comme illustré sur la figure 5.1.13. En revanche, leurs résultats montrent qu'à mesure que l'onde progresse, la distance entre le précurseur et l'onde principale augmente. Une différence

majeure entre les deux études réside dans la nature de l'onde incidente : ils analysent l'atténuation d'une onde de blast, tandis que nos expériences portent sur une onde de choc. Cette distinction pourrait expliquer la divergence des comportements observés. Une autre différence notable concerne les valeurs de surpression maximale mises en jeu, avec un facteur 5 entre notre configuration expérimentale et la leur. Par ailleurs, une hypothèse pour expliquer l'augmentation de la distance précurseur-onde principale dans leur étude pourrait être une célérité du son élevée dans la phase gazeuse comparée à celle de notre étude. Toutefois, ils ne tirent pas de conclusions sur l'influence de la taille des bulles, ni sur l'effet de la composition de la phase gazeuse sur l'amplitude du précurseur. Si la composition de la phase gazeuse joue un rôle dans la vitesse de propagation du précurseur, cela suggérerait que celui-ci ne se propage pas uniquement via les films liquides de la mousse.

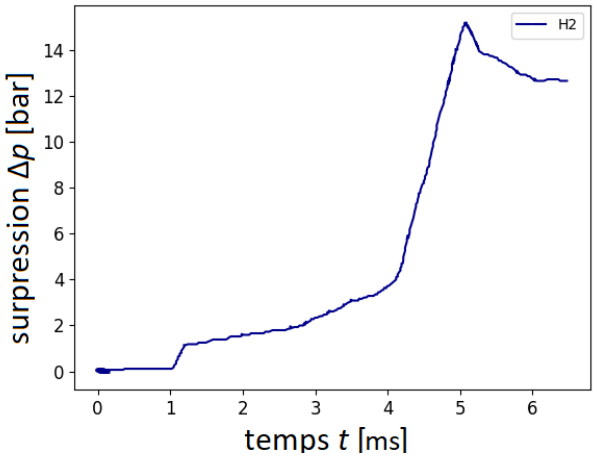

FIGURE 5.1.13 – Signaux de pression obtenus pour une mousse composée de H_2 avec une fraction liquide $\Phi = 1{,}2$ %. L'onde incidente est une onde de blast. Figure extraite et réadaptée de [BORISOV et al., 1978].

Les signaux de pressions obtenus par Borisov *et al.* rappellent ceux obtenus par Petel *et al.* lors de l'étude de la propagation d'une onde de blast dans une mousse solide de polyéthylène, dite mousse à cellules fermées, possédant une masse volumique $\rho = 45$ kg/m^3 [PETEL et al., 2013]. Cette masse volumique est similaire à celle des mousses liquides étudiées dans ces travaux ($\rho_{\text{mousse}} \approx 20$ à 80 kg/m^3). La mousse à cellules fermées est un type de mousse où les "cellules" sont étroitement pressées les unes contre les autres et entièrement fermées. Elle se distingue de la mousse à cellules ouvertes, comme le polyuréthane, dont les cellules sont interconnectées et ouvertes. Dans une mousse à cellules fermées, aucune cellule n'est connectée aux autres, ce qui signifie que chacune contient une minuscule poche de gaz. Cette structure rappelle donc celle qu'on peut obtenir dans une mousse liquide à la différence qu'ici les poches de gaz sont séparées par une phase solide. La détonation de 170 g de C4 permet aux expérimentateurs de générer une onde de blast avec une surpression de (14±1) bar. Lorsque cette onde se propage dans la mousse, elle se décompose

en deux composantes, un précurseur élastique d'amplitude constante et une onde plastique qui s'atténue à mesure que l'onde se propage dans la mousse (figure 5.1.14). La distance augmente entre les deux composantes à mesure que l'onde se propage, rappelant encore une fois les résultats obtenus par Borisov *et al.* dans une mousse liquide. Petel *et al.* constatent alors que l'amplitude du précurseur élastique correspond à deux fois la limite élastique d'Hugoniot de la mousse. Ce terme se réfère à la pression maximale que peut supporter un matériau avant de subir une déformation plastique. Cependant, les auteurs ne testent qu'une seule mousse fermée, il n'est donc pas possible de tirer une conclusion sur la valeur du précurseur élastique en fonction de la taille des cellules composant la mousse.

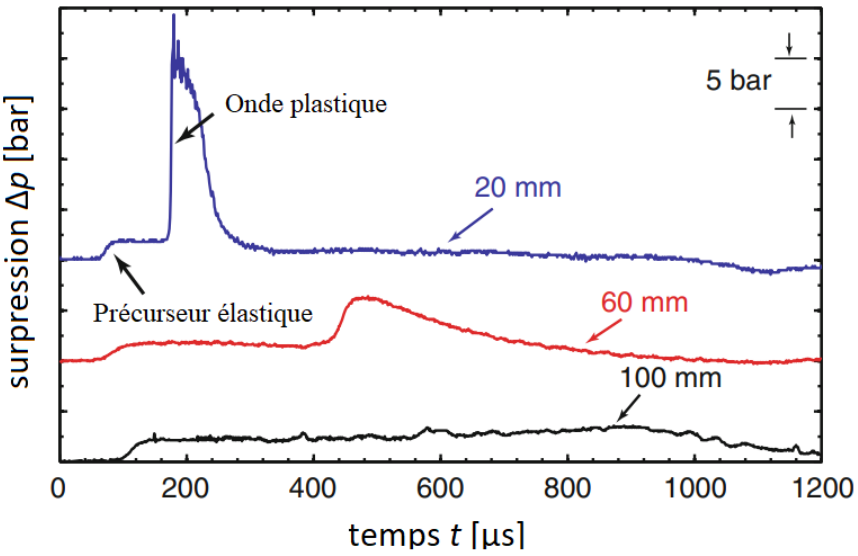

FIGURE 5.1.14 – Historique de pression mesuré pour une onde de blast généré par l'explosion d'une charge de C4 se propageant dans une mousse de polyéthylène ($\rho = 45$ kg/m^3) de 20, 60 et 100 mm d'épaisseur. Les signaux ont eu leur base de temps décalées pour pouvoir tous les représenter sur la même figure. Figure reproduite de [PETEL et al., 2013].

Une étude récente, menée par K. Cwieka et J. Skibinsky, a analysé l'impact de la taille des pores sur les propriétés mécaniques des mousses métalliques à cellules ouvertes [ĆWIEKA ; SKIBIŃSKI, 2022]. Il est important de noter que la structure de ces mousses s'éloigne donc de celle d'une mousse liquide car ici les cellules (i.e les bulles pour une mousse liquide) ne sont pas séparées les unes des autres. Les résultats indiquent que, pour une porosité comprise entre 74 % et 98 %, une augmentation de la taille des pores entraîne une diminution du module de Young et du coefficient de Poisson, respectivement d'environ 25–30 % et 10–25 %. Le module de Young est une mesure de la rigidité d'un matériau, c'est-à-dire de sa capacité à résister à la déformation sous une contrainte donnée. Ainsi, plus le module de Young est faible, plus le matériau est facilement déformable. Cette observation suggère que, à porosité constante, la structure interne et la taille des pores jouent un rôle crucial dans la détermination de la rigidité et de la déformabilité du matériau. Bien que ces résultats concernent des mousses métalliques, ils peuvent offrir des pistes de réflexion pour

l'étude des mousses liquides. Par exemple, il serait pertinent d'examiner si une augmentation de la taille des bulles dans une mousse liquide conduit à une diminution de son élasticité globale. Nous avons déjà mentionné dans le chapitre 2 que la contrainte seuil σ_y au-delà de laquelle une mousse commence à s'écouler est inversement proportionnelle à sa taille de bulle. Cela suggère qu'une mousse formée de bulles plus grosses serait mécaniquement moins élastique, ce qui se traduirait par une amplitude de précurseur plus faible, ce qui est une tendance conforme à ce que nous avons observé expérimentalement. Cette hypothèse reste à confirmer en élargissant la gamme de tailles de bulles utilisée.

5.2 Propagation d'une onde de blast dans une mousse liquide

Maintenant que nous avons validé le montage en étudiant la propagation d'une onde de choc soutenue dans la mousse, nous analysons le rôle des paramètres de la mousse sur l'atténuation d'une onde de blast. L'objectif est de mieux comprendre comment des caractéristiques telles que la taille des bulles et la fraction liquide ont un effet sur l'atténuation et la transformation du signal de pression au sein du milieu diphasique. Comme pour le choc soutenu, nous analysons dans un premier temps l'évolution de l'onde de blast au sein de la mousse en présentant un ensemble de signaux enregistrés pour la configuration cible 1.45-B-2-450 (figure 5.2.1.a). Afin de préserver la lisibilité, tous les capteurs ne sont pas affichés. Seuls sont représentés : le premier capteur dans l'air S_1, quatre capteurs immergés dans la mousse espacés d'une distance fixe de 10 cm à partir de S_2, ainsi que l'avant-dernier capteur avant la réflexion en fond de veine S_{10}.

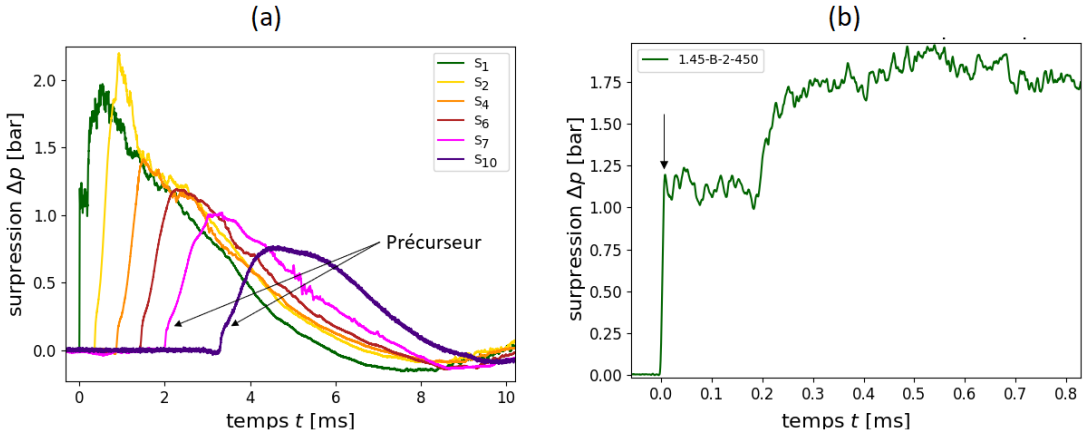

FIGURE 5.2.1 – Évolution du signal de pression pour un blast incident de nombre de Mach M = (1,43 ± 0,01) se propageant dans une mousse de fraction liquide Φ = 2,02 % et une taille de bulle de 450 µm. (a) En plus du premier capteur situé dans l'air (S_1), en vert, seuls 4 capteurs espacés entre eux de 10 cm, à partir du premier capteur immergé dans la mousse (S_2), ainsi que l'avant-dernier capteur avant la réflexion en fond de veine (S_{10}), sont représentés. (b) Agrandissement sur le premier capteur situé dans l'air avant le bloc de mousse. La flèche noire indique la surpression relevée après le saut de pression.

Nous commençons par examiner la morphologie du signal incident, relevé au capteur S_1 dans l'air, représenté en vert sur la figure 5.2.1.b. On observe une première montée en pression brusque, caractéristique du passage de l'onde de choc, atteignant une surpression égale à $\Delta p = (1{,}20 \pm 0{,}02)$ bar. L'incertitude sur la surpression est déterminée à partir de l'incertitude de mesure des capteurs de pression. A partir de cette surpression qui correspond à la surpression de saut, on calcule la valeur du nombre de Mach de l'onde incidente, suivant les relations de saut présentées dans la section 2.2.1 du chapitre 2. Nous calculons alors un nombre de Mach M = (1,43 ± 0,01), proche de la valeur cible M = 1,45. Après le passage de l'onde de choc, on observe une diminution de la surpression. Ensuite, quelques dixièmes de milliseconde plus tard, une seconde montée en pression brusque est observée, atteignant environ 1,75 bars. Elle traduit le passage de l'onde réfléchie à l'interface air/mousse. Cette morphologie de signal pour un blast était attendue au niveau du capteur S_1.

L'évolution de l'onde de blast à mesure qu'elle se propage dans la mousse révèle plusieurs éléments intéressants (figure 5.2.1.a). Tout d'abord, la montée en pression est moins brusque que dans l'air et peut être décomposée en deux composantes. Une première, appelée précurseur, traduisant une montée en pression brusque jusqu'à une surpression d'environ 0.2 bars. L'amplitude de ce précurseur semble constante à mesure que l'onde se propage. La suite de cette montée en pression est plus progressive jusqu'à atteindre la surpression maximale. On constate également que la surpression maximale diminue au fur et à mesure que l'onde progresse à travers la mousse. Il est important de rappeler que l'on observait déjà une atténuation naturelle de la surpression du blast dans l'air, comme discuté dans le chapitre 4. **Par la suite, nous quantifierons l'atténuation causée par la mousse en prenant en compte l'atténuation naturelle.** Enfin, après la surpression maximale, on constate une diminution de la pression jusqu'à atteindre des valeurs de pression inférieures à la pression atmosphérique sur l'intégralité des signaux.

Une question pertinente est de savoir s'il est possible de relier la surpression mesurée par le premier capteur immergé dans la mousse à la surpression de l'onde incidente. Pour répondre à cette question, nous calculons le coefficient de transmission entre l'air et la mousse $T_{\mathrm{r,air/mousse}}$, tel que défini dans la section 2.1.3 du chapitre 2, suivant l'expression

$$T_{\mathrm{r,air/mousse}} = \frac{2Z_{\mathrm{mousse}}}{Z_{\mathrm{air}} + Z_{\mathrm{mousse}}}, \tag{5.2.1}$$

où Z_{air} et Z_{mousse} sont respectivement les impédances acoustiques de l'air et de la mousse. Pour rappel, l'impédance acoustique est définie par $Z = \rho a$, avec ρ la masse volumique du milieu et a la célérité du son dans ce milieu. Pour estimer la vitesse du son au sein de la mousse, nous utilisons la loi de Wood, qui considère la mousse comme un milieu effectif sans prendre en compte la taille des bulles (voir section 2.1.3 du chapitre 2). La température étant mesurée à chaque essai, on a en moyenne $T_{\mathrm{air}} = (18{,}0 \pm 1{,}5)$ °C. L'air étant à pression atmosphérique, la masse volumique de l'air est égale à $\rho_{\mathrm{air}} = (1{,}215 \pm 0{,}120\ )$ et son indice adiabatique $\gamma_{\mathrm{air}} = 1{,}4$. On a alors une vitesse du son dans l'air égale à $a_{\mathrm{air}} = (342 \pm 2)$ m/s. Connaissant la fraction liquide de la mousse, on peut alors calculer les coefficients de transmission théoriques entre l'air et la mousse. Nous renseignons ceux-ci dans le tableau 5.

Fraction liquide Φ [%]	Coefficient de transmission $T_{\mathrm{r,air/mousse}}$ [-]
(2,06 ± 0,08)	(1,60 ± 0,03)
(4,97 ± 0,07)	(1,72 ± 0,02)
(8,05 ± 0,09)	(1,79 ± 0,04)

TABLE 5 – Coefficients de transmission $T_{\mathrm{r,air/mousse}}$ calculés en fonction de la fraction liquide de la mousse suivant l'équation 5.2.1.

En reprenant la valeur de la surpression de l'onde incidente, déterminée à $\Delta p = (1{,}20 \pm 0{,}02)$ bar pour la configuration cible de 1.45-B-2-450 présentée sur la figure 5.2.1, et en tenant compte de la fraction liquide de 2 % de la mousse, on s'attend à ce que la surpression maximale au niveau du capteur 2 atteigne $\Delta p_{\mathrm{théorique}} = (1{,}92 \pm 0{,}06)$ bar. Cependant, en examinant le signal du premier capteur immergé dans la mousse S_2 (signal jaune), on constate que la surpression dépasse nettement les 2 bars et avoisine les 2,2 bars. Cette divergence pourrait résulter de l'inadéquation du modèle de Wood pour estimer la vitesse du son dans la mousse, ou de la présence d'un phénomène indésirable, tel que l'onde perturbatrice présentée et caractérisée dans le chapitre 4.

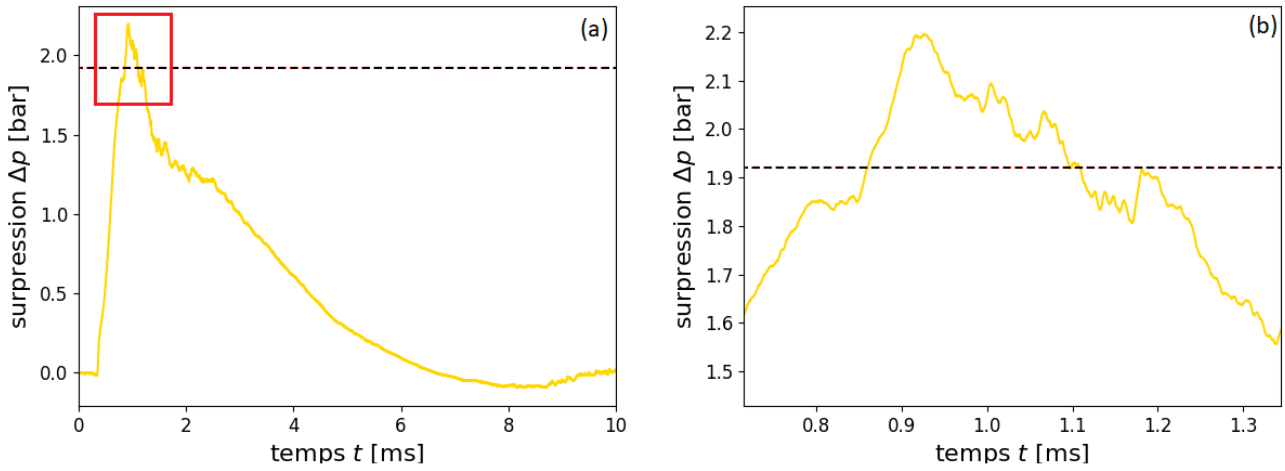

FIGURE 5.2.2 – Signal de pression obtenu pour des paramètres expérimentaux correspondants à 1.45-B-2-450-A. (a) Signal de pression obtenu après 5 cm de mousse au niveau du capteur S_2. L'encadré rouge indique la portion de signal agrandie. Les pointillés noirs indiquent la surpression attendue basée sur la surpression de l'onde incidente et le coefficient de transmission donné dans le tableau 5. (b) Agrandissement sur le sommet du signal de pression.

Pour trouver l'origine de cette divergence, nous traçons sur la figure 5.2.2 le signal de pression mesuré après 5 cm de mousse. Il est clairement visible qu'après une première montée en pression, correspondant au passage de l'onde de choc, la surpression atteint une valeur $\Delta p = (1{,}86 \pm 0{,}02)$ bar, légèrement inférieure à celle attendue théoriquement qui est de $\Delta p_{\mathrm{théorique}} = (1{,}92 \pm 0{,}06)$ bar (figure 5.2.2.b). Une seconde montée en pression s'ensuit,

atteignant une surpression maximale de $\Delta p_{\max} = (2{,}20 \pm 0{,}02)$ bars. Cette seconde montée en pression survient aux alentours de 0,8 ms, un temps correspondant à celui attendu pour l'onde perturbatrice au niveau du capteur S_2 comme discuté dans la section 4.2.2 du chapitre 4. De plus, son amplitude est d'un ordre de grandeur similaire à celle observée pour l'onde perturbatrice.

Le signal de pression au niveau du capteur S_2 semble donc perturbé par l'onde parasite générée par l'utilisation du cookie cutter. Pourtant, au début de chaque campagne de mesure, de la mousse anti-bruit est installée sur les côtés du cookie cutter afin de réduire cet effet (voir section 4.2.2 du chapitre 4). Il est possible que cette mousse se détériore progressivement sous l'effet des tirs répétés, devenant inefficace après un certain nombre de tirs. Pour vérifier cette hypothèse, nous comparons sur la figure 5.2.3 deux tirs réalisés dans des conditions identiques (configuration cible 1.35-B-5-160) : l'un en début de campagne et l'autre en fin de campagne après une centaine de tirs.

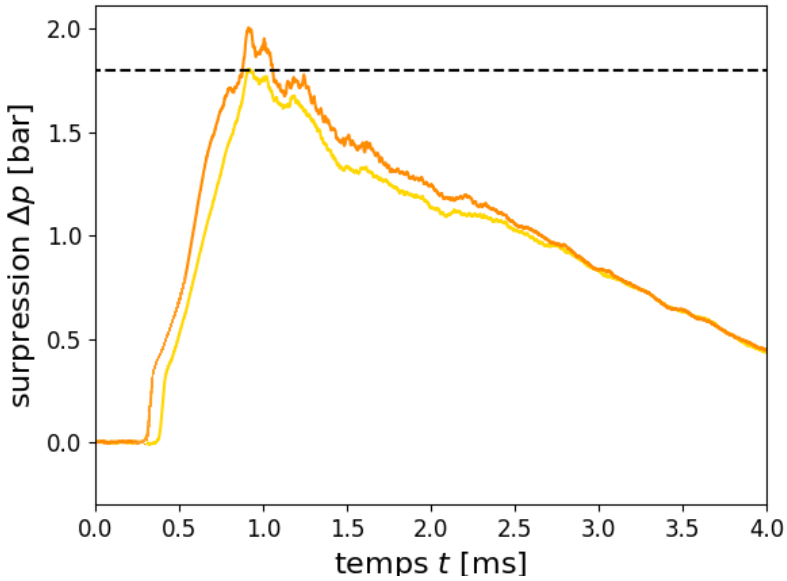

FIGURE 5.2.3 – Signaux de pression obtenus pour des paramètres expérimentaux correspondants à 1.35-B-5-160 au niveau du capteur S_2. En jaune, un essai réalisé en début de campagne. En orange, un essai réalisé en fin de campagne après une centaine de tirs. On relève la même surpression incidente Δp (1,05 ± 0,01) au niveau du capteur S_1. Les pointillés noirs indiquent la surpression attendue (Δp (1,81 ± 0,04)) basée sur le coefficient de transmission donné dans le tableau 5.

Il apparaît effectivement que l'onde perturbatrice influence la valeur de la surpression maximale mesurée au niveau du capteur S_2. Une différence notable de morphologie, caractéristique de la présence de cette onde, est clairement visible avec une montée en pression brusque à un temps $t \approx$ 0,8 ms. En l'absence d'onde perturbatrice, la surpression au capteur S_2 est en accord avec la valeur calculée par contraste d'impédance. On constate également que, hormis l'onde perturbatrice, les

morphologies des signaux sont similaires confirmant le bon contrôle des paramètres expérimentaux. Des tirs à vide étant réalisés en cours de campagne pour vérifier le bon fonctionnement du tube, il est possible de déterminer à partir de quel tir l'onde perturbatrice réapparaît sur les signaux de pression.

Le tableau 6 compare ainsi la surpression maximale théorique de l'onde transmise à l'interface air/mousse avec celle mesurée au capteur S_2 en l'absence d'onde perturbatrice. On se place dans le cas d'un blast incident possédant un nombre de Mach cible M = 1,45. On observe que les valeurs mesurées restent proches des valeurs théoriques attendues, avec un écart relatif inférieur à 10 %. On ne note pas de différence particulière liée à la taille des bulles. Cela confirme que le modèle de Wood est bien adapté pour estimer la vitesse du son dans la mousse et que l'on est capable de prédire la surpression maximale de l'onde transmise en connaissant celle de l'onde incidente.

Fraction liquide Φ [%]	Surpression maximale théorique [bar]	Surpression maximale mesurée D = 160 µm [bar]	Surpression maximale mesurée D = 260 µm [bar]	Surpression maximale mesurée D = 450 µm [bar]
(2,06 ± 0,08)	(2,00 ± 0,03)	NA	(2,01 ± 0,06)	(2,07 ± 0,09)
(4,97 ± 0,07)	(2,15 ± 0,03)	(2,12 ± 0,08)	(2,14 ± 0,05)	(2,21 ± 0,07)
(8,05 ± 0,09)	(2,24 ± 0,05)	NA	NA	(2,27 ± 0,06)

TABLE 6 – Comparaison de la surpression maximale mesurée après 5 cm de mousse pour un blast incident avec un nombre de Mach cible M = 1,45 (soit $\Delta p = (1{,}25 \pm 0{,}02)$ bar) avec la surpression maximale théorique calculée à partir des coefficients de transmission renseignés dans le tableau 5. NA signifie que la valeur de la surpression maximale n'a pas pu être déterminée à cause de la présence de l'onde perturbatrice sur les signaux de pression.

La suite logique consiste alors à s'interroger sur la possibilité de quantifier l'amplitude et l'impulsion de l'onde perturbatrice lorsque celle-ci est présente dans les signaux, afin d'envisager un traitement numérique adapté. Dans un premier temps, après 5 cm de propagation dans la mousse, l'onde perturbatrice reste nettement visible sur le signal de pression (capteur S_2 sur la figure 5.1.1.a). En revanche, après 25 cm de propagation, elle n'est plus détectable (capteur S_6 sur la figure 5.1.1.a), suggérant une coalescence de celle-ci avec le signal principal. Ce phénomène complique l'analyse différenciée des signaux, rendant impossible une correction simple et systématique des perturbations sans introduire de biais.

Face à cette difficulté, nous avons choisi d'adopter une approche simple en mesurant la surpression maximale absolue $\Delta p_{\max}$, sans tenter de discriminer l'onde perturbatrice de l'onde de blast principale. On analyse également l'impulsion positive totale, englobant l'ensemble des contributions du signal mesuré. Dans la discussion des résultats, nous précisons cependant la nature du signal mesuré en fonction de la présence ou non d'ondes perturbatrices. Pour plus de clarté, nous introduisons une notation spécifique dans la nomenclature : les signaux sans onde perturbatrice seront notés **[M] - [B] - [Φ] - [d bulle]**, tandis que ceux obtenus avec une onde

perturbatrice seront notés [**M**] - [**B**] - [Φ] - [**d bulle**] - [**A**]. Cette distinction permettra de mieux interpréter les résultats en fonction des conditions expérimentales et de s'assurer que l'impact des ondes perturbatrices est correctement pris en compte dans l'analyse globale de l'atténuation du blast.

Nous allons à présent étudier l'évolution des grandeurs caractéristiques du blast présentées au chapitre 2, à savoir : la surpression maximale, l'impulsion positive et l'impulsion négative. Les signaux mettant en évidence la présence d'un précurseur, nous analyserons également son amplitude ainsi que les taux de montée de pression avant et après celui-ci. Enfin nous nous intéresserons à la vitesse de propagation de l'onde au sein de la mousse.

5.2.1 Atténuation de la surpression maximale

Nous avons observé sur la figure 5.2.1 que la surpression maximale de l'onde de blast diminue à mesure qu'elle se propage. Comme discuté dans le chapitre 2, la surpression maximale est une grandeur clé pour déterminer le pouvoir destructeur d'une onde souffle. Quantifier l'atténuation de la surpression maximale en fonction des paramètres de la mousse est donc indispensable dans l'objectif de concevoir un outil de dimensionnement de barrière diphasique. Pour déterminer la valeur de la surpression maximale, nous prenons simplement la valeur maximale mesurée sur le signal de pression. Cependant, comme discuté dans la section précédente, pour un même nombre de Mach de l'onde incidente, la surpression mesurée au niveau du capteur S_2 varie à cause du coefficient de transmission air/mousse qui dépend de la fraction liquide. Ainsi, afin d'évaluer la capacité atténuante d'une mousse par rapport à une autre, nous introduisons un coefficient d'atténuation α_i, qui quantifie l'évolution de la surpression mesurée en fonction de la distance de propagation de l'onde dans la mousse. Ce coefficient est défini au niveau du $i^{\text{ème}}$ capteur par

$$\alpha_i = \frac{\Delta p_i}{\Delta p_{\text{ref}}}, \tag{5.2.2}$$

où Δp_i est la surpression mesurée au niveau du capteur i, et Δp_{ref} est la surpression de référence, prise ici, comme celle mesurée au premier capteur situé dans la mousse, soit le capteur S_2.

Toutefois, la diminution de la surpression dans la mousse ne résulte pas uniquement de l'atténuation due au milieu lui-même. En effet, comme illustré par les diagrammes x-t de la section 2.2.3 du chapitre 2, pour générer un profil de type blast, l'onde de choc est rattrapée par l'onde de détente, ce qui entraîne une diminution progressive du niveau de surpression maximale à mesure que l'onde de choc se propage. De plus, la présence d'effets visqueux, notamment à travers les couches limites, contribue également à cette atténuation, un phénomène particulièrement marqué dans le cas d'une petite section comme celle utilisée ici. Cette atténuation naturelle est présente même en l'absence de mousse, ce qui peut biaiser l'évaluation de l'atténuation spécifique due à la mousse. Pour quantifier cette atténuation naturelle, nous proposons dans un premier temps de calculer la différence de surpression entre le i-ème capteur dans l'air et un capteur de référence situé en amont. La diminution de la surpression maximale enregistrée entre ces deux capteurs

dans l'air permet ainsi d'estimer l'atténuation naturelle qui a lieu dans la veine d'essai. Cette atténuation est quantifiée pour chaque nombre de Mach selon le calcul suivant

$$\Delta p^{\text{air}}_{\text{naturelle}} = \Delta p^{\text{air}}_{\text{ref}} - \Delta p^{\text{air}}_{i}, \tag{5.2.3}$$

où $\Delta p^{\text{air}}_{\text{ref}}$ et $\Delta p^{\text{air}}_{i}$ sont respectivement la surpression de référence et la surpression mesurée au i-ème capteur dans l'air. L'atténuation naturelle de l'onde de surpression, telle que mesurée expérimentalement, est initialement quantifiée dans l'air, en l'absence de mousse. Une question importante est alors de savoir dans quelle mesure cette atténuation naturelle, mesurée dans l'air, peut être transposée à une configuration contenant de la mousse. En effet, rien ne garantit a priori que les mécanismes naturels d'atténuation, comme les effets visqueux, se traduisent de manière identique dans l'air et dans la mousse.
Pour tenter de relier ces deux cas, nous posons l'hypothèse suivante : si l'on ne considère que les phénomènes d'atténuation naturelle (c'est-à-dire en supposant l'effet atténuateur de la mousse nul), alors la diminution relative de la surpression entre un capteur de référence et un capteur situé plus loin est supposée identique dans l'air et dans la mousse. Autrement dit :

$$\frac{\Delta p^{\text{air}}_{i}}{\Delta p^{\text{air}}_{\text{ref}}} = \frac{\Delta p^{\text{mousse}}_{i}}{\Delta p^{\text{mousse}}_{\text{ref}}}, \tag{5.2.4}$$

Par ailleurs, d'après la définition de l'atténuation naturelle mesurée dans l'air, on peut écrire :

$$\Delta p^{\text{air}}_{\text{ref}} = \Delta p^{\text{air}}_{i} + \Delta p^{\text{air}}_{\text{naturelle}}, \tag{5.2.5}$$

ce qui permet de reformuler l'équation 5.2.4 ainsi :

$$\frac{\Delta p^{\text{air}}_{i}}{\Delta p^{\text{air}}_{i} + \Delta p^{\text{air}}_{\text{naturelle}}} = \frac{\Delta p^{\text{mousse}}_{i}}{\Delta p^{\text{mousse}}_{\text{ref}}}. \tag{5.2.6}$$

Nous introduisons maintenant le facteur de transmission de la mousse, noté $T_{\text{r,air/mousse}}$, qui permet de relier les surpressions mesurées dans l'air et dans la mousse pour un capteur donné, sous l'hypothèse que seule la transmission affecte l'onde de surpression :

$$\Delta p^{\text{mousse}}_{i} = T_{\text{r,air/mousse}} \cdot \Delta p^{\text{air}}_{i}. \tag{5.2.7}$$

En injectant cette expression dans l'équation 5.2.6, on obtient :

$$\Delta p^{\text{mousse}}_{\text{ref}} = T_{\text{r,air/mousse}} \cdot (\Delta p^{\text{air}}_{i} + \Delta p^{\text{air}}_{\text{naturelle}}), \tag{5.2.8}$$

ce qui peut être reformulé comme :

$$\Delta p^{\text{mousse}}_{\text{ref}} - \Delta p^{\text{mousse}}_{i} = T_{\text{r,air/mousse}} \cdot \Delta p^{\text{air}}_{\text{naturelle}}. \tag{5.2.9}$$

On en déduit alors une estimation de l'atténuation naturelle dans la mousse :

$$\Delta p^{\text{mousse}}_{\text{naturelle}} = \Delta p^{\text{mousse}}_{\text{ref}} - \Delta p^{\text{mousse}}_{i} = T_{\text{r,air/mousse}} \cdot \Delta p^{\text{air}}_{\text{naturelle}}. \tag{5.2.10}$$

Cette relation permet ainsi d'estimer l'atténuation naturelle dans la mousse à partir de celle mesurée dans l'air, en tenant compte des propriétés de transmission de la mousse via le facteur $T_{\mathrm{r,air/mousse}}$, qui dépend notamment de la fraction liquide. À notre connaissance, cette méthode d'estimation n'a pas été explicitement décrite dans la littérature. Elle repose toutefois sur des hypothèses raisonnables, notamment l'équivalence relative des mécanismes d'atténuation naturelle dans l'air et dans la mousse en l'absence d'effet atténuateur spécifique de la mousse. Si cette hypothèse ne s'avérait pas parfaitement exacte, nous supposons que la méthode aurait tendance à surestimer légèrement l'atténuation naturelle dans la mousse, ce qui reste acceptable dans une première approche.

Il est donc possible de corriger l'effet de l'atténuation naturelle dans la mousse, en définissant un coefficient d'atténuation corrigé $\alpha_{\mathrm{cor},i}$ qui prend en compte cette atténuation naturelle, selon la relation :

$$\alpha_{\mathrm{cor},i} = \frac{\Delta p_i^{\mathrm{mousse}} + T_{\mathrm{r,air/mousse}}(\Delta p_{\mathrm{ref}}^{\mathrm{air}} - \Delta p_i^{\mathrm{air}})}{\Delta p_{\mathrm{ref}}^{\mathrm{mousse}}} = \frac{\Delta p_i^{\mathrm{mousse}} + \Delta p_{\mathrm{naturelle}}^{\mathrm{mousse}}}{\Delta p_{\mathrm{ref}}^{\mathrm{mousse}}}. \tag{5.2.11}$$

L'ajout du terme $\Delta p_{\mathrm{ref}}^{\mathrm{mousse}}$ permet de définir un coefficient corrigé déterminant uniquement l'atténuation de la surpression grâce à la mousse. Ainsi, si $\alpha_{\mathrm{cor},i} = 0,6$, cela signifie que la surpression a été atténuée de 40 % au $i^{\text{ème}}$ capteur uniquement grâce à la mousse.

La figure 5.2.4 présente l'évolution du coefficient d'atténuation dans l'air α_{air}, du coefficient mesuré dans la mousse α_{mousse}, ainsi que du coefficient corrigé $\alpha_{\mathrm{cor,mousse}}$ en fonction de la distance adimensionnée. Les résultats dans la mousse sont obtenus pour une configuration 1.45-B-5-260. On observe tout d'abord que α_{mousse} est significativement plus faible que α_{air} après une distance réduite de 0,9 : typiquement, $\alpha_{\mathrm{air}} \approx 0,8$, ce qui correspond à une atténuation d'environ 20 % de la surpression, tandis que $\alpha_{\mathrm{mousse}} \approx 0,3$, soit une atténuation de près de 70 %. Cela met en évidence l'effet fortement dissipatif de la mousse. La comparaison entre α_{mousse} et $\alpha_{\mathrm{cor,mousse}}$ montre que les deux coefficients suivent globalement la même tendance, avec une diminution progressive au fur et à mesure de la propagation dans la mousse. Néanmoins, dans l'intervalle de distance adimensionnée compris entre 0,6 et 0,8, $\alpha_{\mathrm{cor,mousse}}$ reste quasi constant, alors que α_{mousse} continue de décroître. Cette stabilité du coefficient corrigé dans cette zone suggère que l'atténuation observée est principalement due à l'atténuation naturelle, et que l'effet propre de la mousse est alors moins marqué. Le coefficient corrigé permet ainsi d'obtenir une estimation plus représentative de l'atténuation induite spécifiquement par la mousse, sans altérer les tendances globales observées sur le signal.

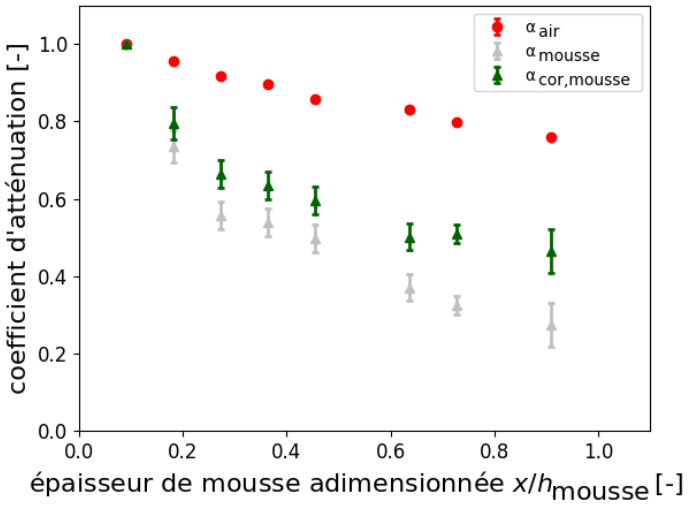

FIGURE 5.2.4 – Évolution du coefficient d'atténuation en fonction de l'épaisseur adimensionnée de mousse traversée. En rouge, le coefficient d'atténuation α_{air} obtenu dans l'air pour un blast avec un nombre de Mach M = 1,45. Les triangles correspondent aux résultats obtenus dans une mousse pour une configuration 1.45-B-5-260. En gris, le coefficient d'atténuation α_{mousse} obtenu sans prise en compte de l'atténuation naturelle. En vert, le coefficient d'atténuation corrigé $\alpha_{\text{cor,mousse}}$ suivant l'équation 5.2.11.

La figure 5.2.5 illustre l'évolution du coefficient d'atténuation corrigé en fonction de la distance adimensionnée dans la mousse. On observe tout d'abord une diminution systématique de α_{cor} au fur et à mesure de la propagation de l'onde de blast, indépendamment des paramètres de la mousse. Cela traduit une atténuation progressive de la surpression, quelle que soit la mousse étudiée. La taille des bulles n'a pas d'impact significatif sur le coefficient α_{cor}, les résultats étant similaires pour les trois tailles de bulles étudiées à fraction liquide constante (figure 5.2.5.a, figure 5.2.5.b, figure 5.2.5.c). Cependant, une influence marquée de la fraction liquide est mise en évidence (figure 5.2.5.d). Après 50 cm de mousse (correspondant à une distance adimensionnée $x/h_{\text{mousse}} \approx 0{,}9$), la surpression a diminué de 60% pour une mousse présentant une fraction liquide de 8% (figure 5.2.5.c) contre seulement 44% pour une fraction liquide de 2% (figure 5.2.5.a) quelle que soit la taille de bulle. Ces résultats indiquent ainsi qu'une mousse plus humide est plus efficace qu'une mousse sèche pour atténuer la surpression de l'onde de blast (figure 5.2.5.d).

Ces observations indiquent que l'atténuation de la surpression dans la mousse est principalement gouvernée par la fraction liquide, tandis que la taille des bulles semble jouer un rôle négligeable dans les conditions expérimentales étudiées. Britan [BRITAN, SHAPIRO, LIVERTS, BEN-DOR et al., 2013] souligne que plusieurs tendances existent dans la littérature concernant l'influence des paramètres de la mousse, mais nos résultats s'accordent plus spécifiquement avec ceux de Shea et Pater [SHEA ; PATER, 1984], ainsi que de Shreiber *et al.* [SHREIBER et al., 2006], qui rapportent une atténuation croissante avec l'augmentation de la fraction liquide.

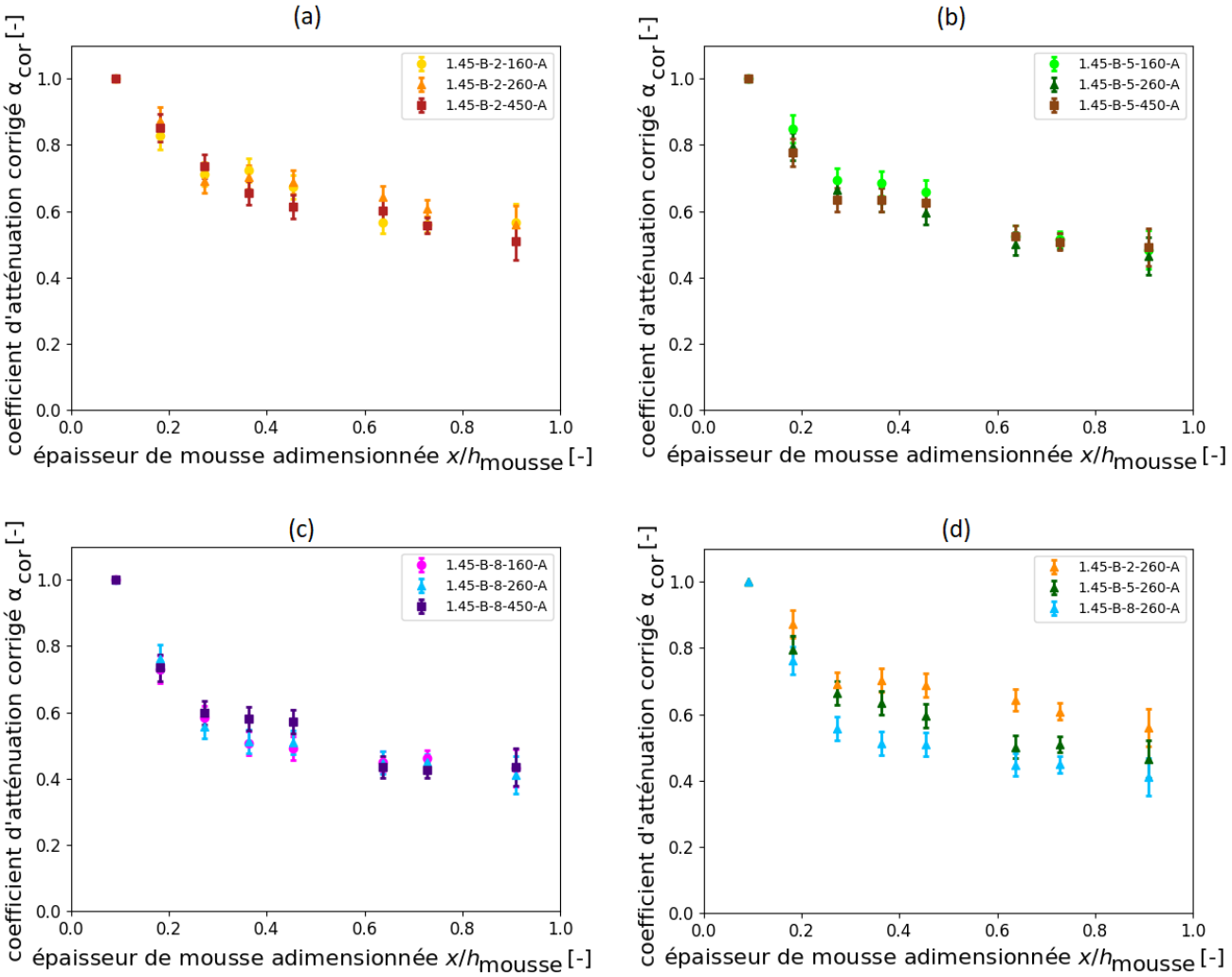

FIGURE 5.2.5 – Évolution du coefficient d'atténuation corrigé α_{cor} en fonction de l'épaisseur adimensionnée de mousse traversée. Ces mesures correspondent à un blast se propageant avec un nombre de Mach cible M = 1,45 en entrée de veine. Les résultats sont présentés à fraction liquide constante pour trois tailles de bulles : (a) $\Phi = 2$ %, (b) $\Phi = 5$ % et (c) $\Phi = 8$ %, avec respectivement des symboles ronds pour des bulles de diamètre 160 µm, triangulaires pour 260 µm et carrés pour 450 µm. En (d), la taille de bulle est maintenue constante à 260 µm tandis que la fraction liquide est variable.

En ce qui concerne la taille des bulles, Monloubou *et al.* [MONLOUBOU et al., 2016] ont, dans une étude antérieure (voir section 3.3 du chapitre 3), mis en évidence un effet marqué en identifiant un diamètre optimal de 900 µm pour maximiser l'atténuation. Toutefois, la gamme de tailles de bulles explorée dans notre étude varie seulement d'un facteur 3, ce qui pourrait ne pas suffire à faire ressortir un effet clair de ce paramètre sur l'atténuation. De plus, l'étude de Monloubou *et al.* a été menée avec des ondes de blast de plus faible nombre de Mach (1,03<M<1,09) que celles considérées ici. La figure 5.2.6 illustre l'influence du nombre de Mach de l'onde incidente sur

l'atténuation de la surpression dans la mousse, pour une taille de bulle constante de 450 µm et trois fractions liquides différentes. Les essais à taille de bulle 160 et 260 µm n'ayant pas été réalisés par manque de temps. Deux nombres de Mach sont comparés ici : 1,15 et 1,45. On observe que, pour des distances adimensionnées inférieures à 0,4, les courbes correspondant aux deux nombres de Mach se superposent, quelle que soit la fraction liquide considérée (figure 5.2.6.a, figure 5.2.6.b, figure 5.2.6.c).

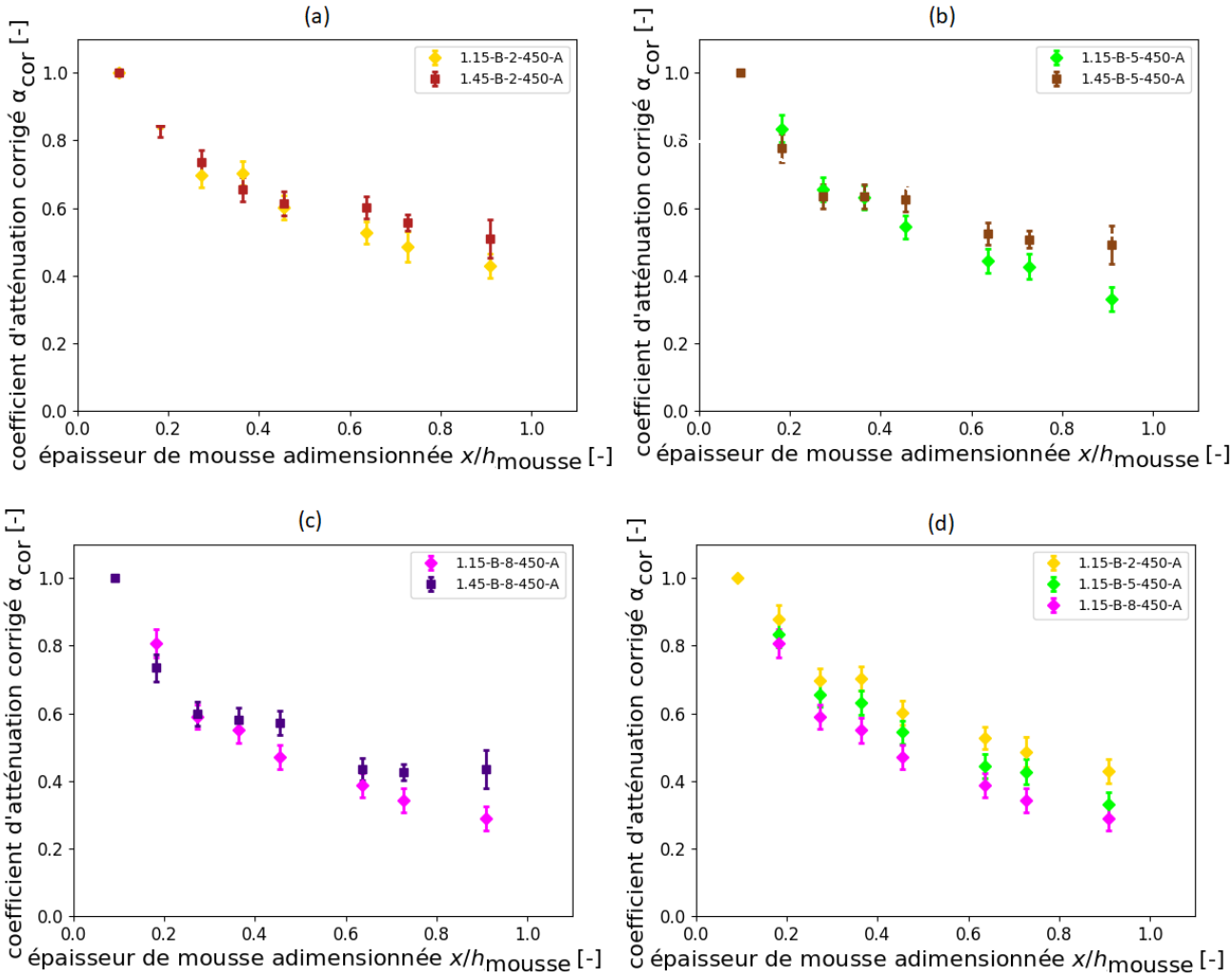

FIGURE 5.2.6 – Évolution du coefficient d'atténuation corrigé α_{cor} en fonction de l'épaisseur adimensionnée de mousse traversée. Les résultats sont présentés pour une taille de bulle de 450 µm pour trois fractions liquides : (a) $\Phi = 2$ %, (b) $\Phi = 5$ % et (c) $\Phi = 8$ % avec respectivement des symboles carrés pour un nombre de Mach cible M = 1,45 en entrée de veine et des symboles losanges pour un nombre de Mach cible M = 1,15 en entrée de veine. En (d), pour un nombre de Mach cible M = 1,15 en entrée de veine, la taille de bulle est maintenue constante à 450 µm tandis que la fraction liquide est variable.

En revanche, au-delà de cette distance adimensionnée de 0,4, une différence notable apparaît : pour une même fraction liquide, l'atténuation est systématiquement plus marquée pour l'onde de nombre de Mach 1,15 que pour celle de nombre de Mach 1,45. Cet écart croissant avec la distance montre que le nombre de Mach influence l'atténuation de l'onde dans la mousse, indépendamment de la fraction liquide. Enfin, pour un nombre de Mach fixe de 1,15, on retrouve également une séparation claire entre les courbes des différentes fractions liquides, comme cela avait déjà été observé pour un nombre de Mach 1,45 (voir figure 5.2.5.d). L'effet de la fraction liquide reste donc bien présent quelle que soit la valeur de M sur la plage explorée.

Ces résultats confirment que si la fraction liquide gouverne l'efficacité dissipative globale de la mousse, le nombre de Mach joue également un rôle non négligeable dans les mécanismes d'atténuation. Une telle dépendance au nombre de Mach a déjà été mise en évidence dans des études antérieures, notamment par Monloubou *et al.* [Monloubou et al., 2016] ainsi que par Parmentier et Kronenberg [Parmentier ; Kronenberg, 1992].

Afin de mettre nos résultats en perspective avec ceux de la littérature, nous avons représenté sur la figure 5.2.7 l'évolution du coefficient d'atténuation corrigé en fonction de la distance adimensionnée dans la mousse en incluant deux études issues de la littérature [Monloubou et al., 2016] [Kronenberg ; Parmentier, 1991] ainsi que nos propres données expérimentales. Les travaux sélectionnés présentent des configurations proches de la nôtre en termes de fraction liquide, de taille de bulle, et de suivi temporel de la pression lors de la propagation d'une onde de blast dans une mousse (voir tableau 7). Par ailleurs, ces études fournissent des informations suffisantes sur l'atténuation naturelle, en présentant notamment des résultats à vide, permettant ainsi un calcul cohérent du coefficient d'atténuation corrigé. Les coefficients de transmission air/mousse ont été recalculés pour chaque étude à partir des informations renseignées sur les mousses utilisées.

En revanche, certaines études n'ont pas été retenues dans cette comparaison. C'est le cas notamment des expériences pour lesquelles seuls des capteurs positionnés en dehors de la mousse étaient disponibles [Hartman, Boughton ; Larsen, 2006], rendant le calcul du coefficient corrigé impossible.

Nos résultats s'accordent bien avec ceux de [Monloubou et al., 2016] pour les points [1] et [2]. On constate un effet de fraction liquide avec les mousses liquides plus efficaces pour atténuer l'onde de blast. Cette concordance peut sembler cohérente, mais elle soulève une contradiction avec Monloubou *et al.* qui avaient mis en évidence un effet de la taille des bulles, identifiant un diamètre optimal pour maximiser l'atténuation (voir section 3.3 du chapitre 3). Plusieurs différences expérimentales sont à noter. D'une part, le dispositif utilisé par les auteurs impliquait une propagation cylindrique de l'onde, ce qui entraînait une atténuation naturelle plus importante que dans notre cas. Cependant, cette différence est prise en compte dans le calcul du coefficient d'atténuation corrigé qui s'adapte à l'atténuation naturelle de la configuration expérimentale. En revanche, l'onde générée présentait un nombre de Mach bien moins important que celui que nous utilisons. D'autre part, leur méthodologie se limitait à une mesure unique sur le dernier capteur,

ne permettant pas de suivre l'évolution progressive de l'atténuation dans la mousse. Par ailleurs, la phase gazeuse de la mousse utilisée dans leur étude était composée de diazote, tandis que la nôtre est composée d'air, ce qui peut induire quelques écarts (voir [Borisov et al., 1978]). Ces éléments suggèrent que la bonne concordance des points observée entre ceux de Monloubou *et al.* et les nôtres ne se poursuivrait pas pour une épaisseur de mousse plus importante.

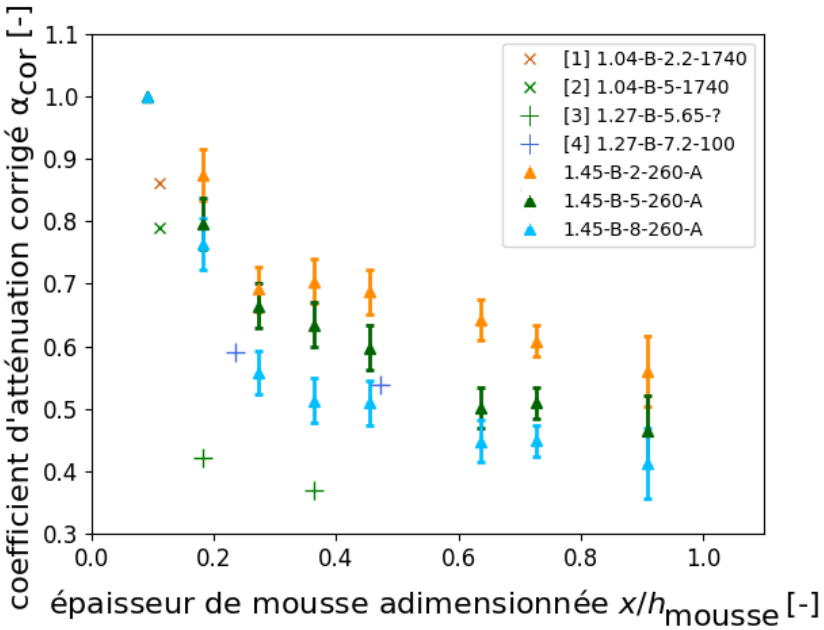

Figure 5.2.7 – Évolution du coefficient d'atténuation corrigé α_{cor} de l'onde de blast en fonction de l'épaisseur adimensionnée de mousse traversée. Le graphique compare les résultats obtenus au cours de nos essais avec ceux obtenus au cours d'études précédentes. Les paramètres expérimentaux de ces études sont renseignés dans le tableau 7.

Les résultats de [Kronenberg ; Parmentier, 1991] sont en accord avec nos données pour les points [4], mais un écart est observé pour les points [3]. Cette différence ne peut être attribuée aux tailles de bulles ou aux fractions liquides, qui restent similaires entre les deux études. Elle pourrait en revanche s'expliquer par la nature de la mousse utilisée : aux points [3], il s'agit de mousse à raser, composée d'un gaz différent de l'air, tandis qu'aux points [4], la mousse est une mousse de polyuréthane non encore solidifiée, ce qui reste relativement éloigné de notre configuration. Une autre explication réside dans le type d'onde générée. Contrairement à notre dispositif, où l'onde est plane, [Kronenberg ; Parmentier, 1991] utilisent des explosifs, ce qui entraîne une onde sphérique et donc une atténuation naturelle plus rapide. Toutefois, cette atténuation est prise en compte dans leur calcul du coefficient d'atténuation corrigé, ce qui permet une comparaison plus rigoureuse avec nos résultats.

En conclusion, nos résultats montrent que, pour une composition de la phase gazeuse identique, une augmentation de la fraction liquide améliore systématique-

ment l'atténuation de la surpression maximale. Nous obtenons des valeurs comparables à certaines études, même si nous n'avons pas constaté d'influence particulière de la taille de bulle. Notre comparaison avec la littérature suggère cependant que la nature du gaz composant la phase gazeuse et la fraction liquide sont deux paramètres importants concernant l'atténuation de la surpression maximale. Ces observations soulignent ainsi l'importance de comparer des systèmes équivalents lorsque l'on étudie les effets des paramètres de la mousse.

TABLE 7 – Sommaire des données expérimentales utilisées pour la comparaison des expériences d'atténuation d'onde de blast dans les mousses liquides.

Investigateurs	Méthode	Diamètre des bulles [µm]	Fraction liquide [%]	Phase liquide	Phase gazeuse	No
Monloubou [MONLOUBOU et al., 2016]	Tube à choc	1622-1904	2	1 % SDS + Eau déminéralisée	N_2	1
Monloubou [MONLOUBOU et al., 2016]	Tube à choc	1622-1904	5	1 % SDS + Eau déminéralisée	N_2	2
Parmentier [KRONENBERG ; PARMENTIER, 1991]	Blast explosion	-	5,65	Polyurethane en cours de cristallisation	-	3
Parmentier [KRONENBERG ; PARMENTIER, 1991]	Blast explosion	100	7,2	Mousse à raser "Gillette"	-	4

5.2.2 Atténuation de l'impulsion positive

Comme discuté dans le chapitre 2, l'impulsion positive I^+ d'un blast est un paramètre important car elle fait référence au chargement en pression pendant la phase de surpression d'une onde de blast. Elle est un facteur clé dans l'évaluation des effets d'une explosion, notamment en ce qui concerne les dégâts causés aux structures ou aux matériaux. Elle est définie comme :

$$I^+ = \int_{t_a}^{t^+} \Delta p dt \tag{5.2.12}$$

avec t_a le temps d'arrivée et t^+ le temps correspondant à la fin de l'impulsion positive. La valeur de l'impulsion positive dépend donc de la surpression maximale atteinte et de la durée entre t_a et t^+. Dans la section précédente, nous avons observé que la surpression maximale de l'onde diminue au fur et à mesure de sa propagation. Mais qu'en est-il de la durée de l'impulsion positive ? Nous analysons ce point sur la figure 5.2.8, pour la configuration 1.45-B-2-450-A.

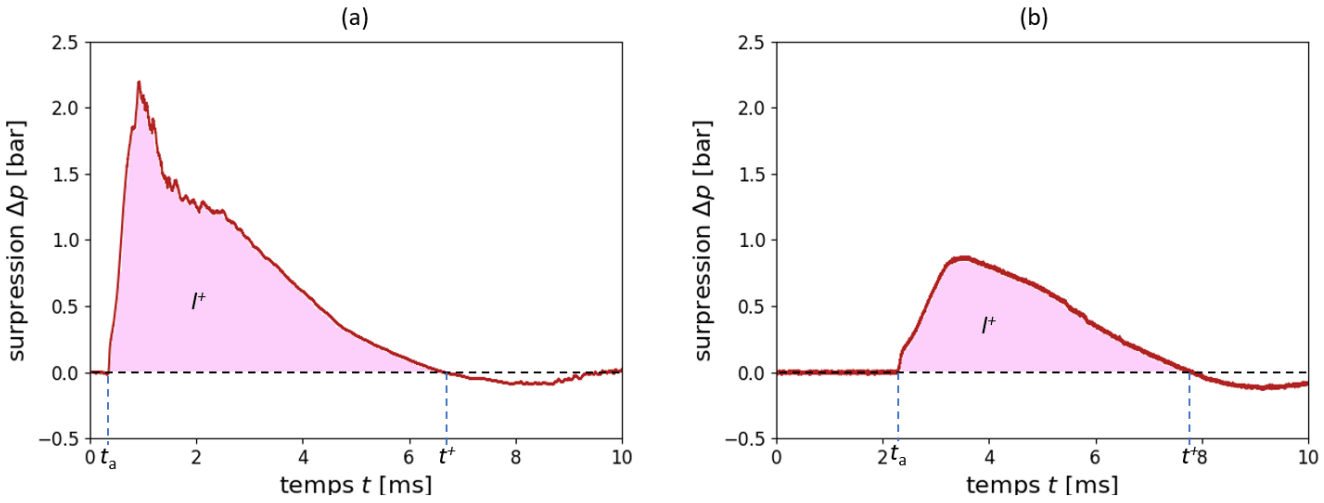

FIGURE 5.2.8 – Comparaison de l'évolution du signal de pression obtenu pour une configuration 1.45-B-2-450-A (a) après 5 cm de mousse, (b) après 40 cm de mousse. L'impulsion positive I^+ est représentée par l'aire colorée en rose clair. t_a indique le temps d'arrivée de l'onde et t^+ le temps correspondant à la fin de l'impulsion positive.

On observe clairement une diminution de la surpression maximale entre 5 cm (figure 5.2.8.a) et 40 cm (figure 5.2.8.b) de mousse traversée. À première vue, cela indique une réduction de la valeur de l'impulsion positive. Cependant, il est difficile de conclure sur l'évolution de la durée de l'impulsion positive. Afin de caractériser l'évolution de l'impulsion positive, une méthode d'analyse automatisée a été mise en place.

Pour déterminer le temps d'arrivée t_a, nous appliquons la même méthode que pour une onde de choc soutenue. Le temps d'arrivée est défini comme l'instant où la pression dépasse un seuil de 0,05 bars, seuil choisi afin de minimiser les erreurs liées au bruit tout en étant le plus bas possible. L'incertitude associée à cette mesure est difficile à quantifier car elle dépend du taux de montée en pression de chaque signal. Toutefois, en utilisant un seuil de 0,02 bars (seuil limite de détection ne permettant pas de détecter le temps d'arrivée sur l'intégralité des signaux), nous obtenons une incertitude moyenne d'environ 0,03 ms sur la valeur de t_a. Pour déterminer t^+, nous prenons le point où la pression de l'onde de blast redevient égale à la pression atmosphérique ($\Delta p = 0$ bar) lors de la décroissance en pression. Cette mesure présente une incertitude de 0,01 ms, liée notamment à la précision des capteurs.

La valeur de l'impulsion positive est déterminée par l'intégration du signal de pression entre t_a et t^+. Cette intégration est réalisée à l'aide de la méthode des trapèzes, mais d'autres méthodes numériques, comme celle de Simpson, ont également été testées et donnent des résultats similaires. L'incertitude sur la détermination de la valeur l'impulsion positive est égale à 0,02 bar·ms. Cette incertitude est négligeable devant l'incertitude liée à l'écart-type de mesure et ainsi seule cette dernière sera utilisée.

Lors de l'analyse de l'impulsion positive I^+, il est essentiel de prendre en compte les interférences pouvant être causées par l'onde réfléchie au fond de la zone de mesure. Cette réflexion peut perturber les signaux de pression enregistrés, en particulier lorsque les capteurs sont positionnés à proximité de la zone de réflexion, compromettant ainsi la mesure précise de I^+. Comme détaillé dans la section 4.2.1 du chapitre 4, une extension du tube à choc a été mise en place en fin de thèse afin de limiter ces interférences. Ce rallongement permet de repousser la zone de réflexion et de préserver une fenêtre temporelle plus longue pour une mesure fiable de l'impulsion. Toutefois, en raison de contraintes temporelles, cette configuration n'a pu être utilisée que pour un nombre limité d'essais, à savoir ceux réalisés avec des bulles de diamètre 450 µm et pour un nombre de Mach M = 1,45. En revanche, ces essais ont bien été effectués pour les trois fractions liquides considérées.

En supposant que l'onde réfléchie se propage à la même vitesse que l'onde incidente, on peut alors calculer un temps d'arrivée théorique de l'onde réfléchie $t_{\text{ar, théorique}}$ sur chacun des capteurs. On prendra pour vitesse de l'onde incidente, la vitesse moyenne mesurée entre les deux derniers capteurs avant la réflexion (S_9 et S_{10}). Cette hypothèse constitue une grosse approximation, dans la mesure où l'onde réfléchie traverse une mousse qui vient d'être atomisée, et se propage dans le sens opposé à l'écoulement induit par le choc. Ainsi, pour chaque capteur, si $t^+ > t_{\text{ar, théorique}}$, alors la mesure d'$I^+$ est exclue de l'analyse car potentiellement faussée par l'onde réfléchie. Ainsi, nous représentons l'évolution de l'impulsion positive I^+ en fonction de la distance adimensionnée de mousse pour des signaux non perturbés par l'onde réfléchie en fond de veine sur la figure 5.2.9.

Sur la figure 5.2.9, on constate qu'indépendamment de la fraction liquide et de la taille des bulles, il y a une diminution de la valeur de l'impulsion positive à mesure que l'onde se propage, ce qui traduit le pouvoir atténuateur de la mousse. Il est important de souligner que cette atténuation résulte d'une combinaison de l'atténuation naturelle et de l'atténuation spécifique à la mousse. Cependant, comme il n'est pas possible de définir l'atténuation naturelle à vide en raison de l'interférence de l'onde réfléchie en fond de tube lors des essais à vide, nous ne sommes pas en mesure de la prendre en compte dans l'analyse de nos mesures. Pour les tailles de bulle de 160 µm et 260 µm, le comportement reste similaire quelle que soit la fraction liquide, mais on observe un écart pour les bulles de 450 µm, à des fractions liquides de 5 % et 8 % (figure 5.2.9.b, figure 5.2.9.c). En effet, pour ces fractions liquides, l'atténuation de l'impulsion positive est moins marquée pour les bulles de 450 µm comparée à celle mesurée pour des bulles de 160 et 260 µm. On observe également un effet clair de la fraction liquide : **pour une même taille de bulle, les mousses les plus humides atténuent davantage l'impulsion que les mousses plus sèches** (figure 5.2.9.d).

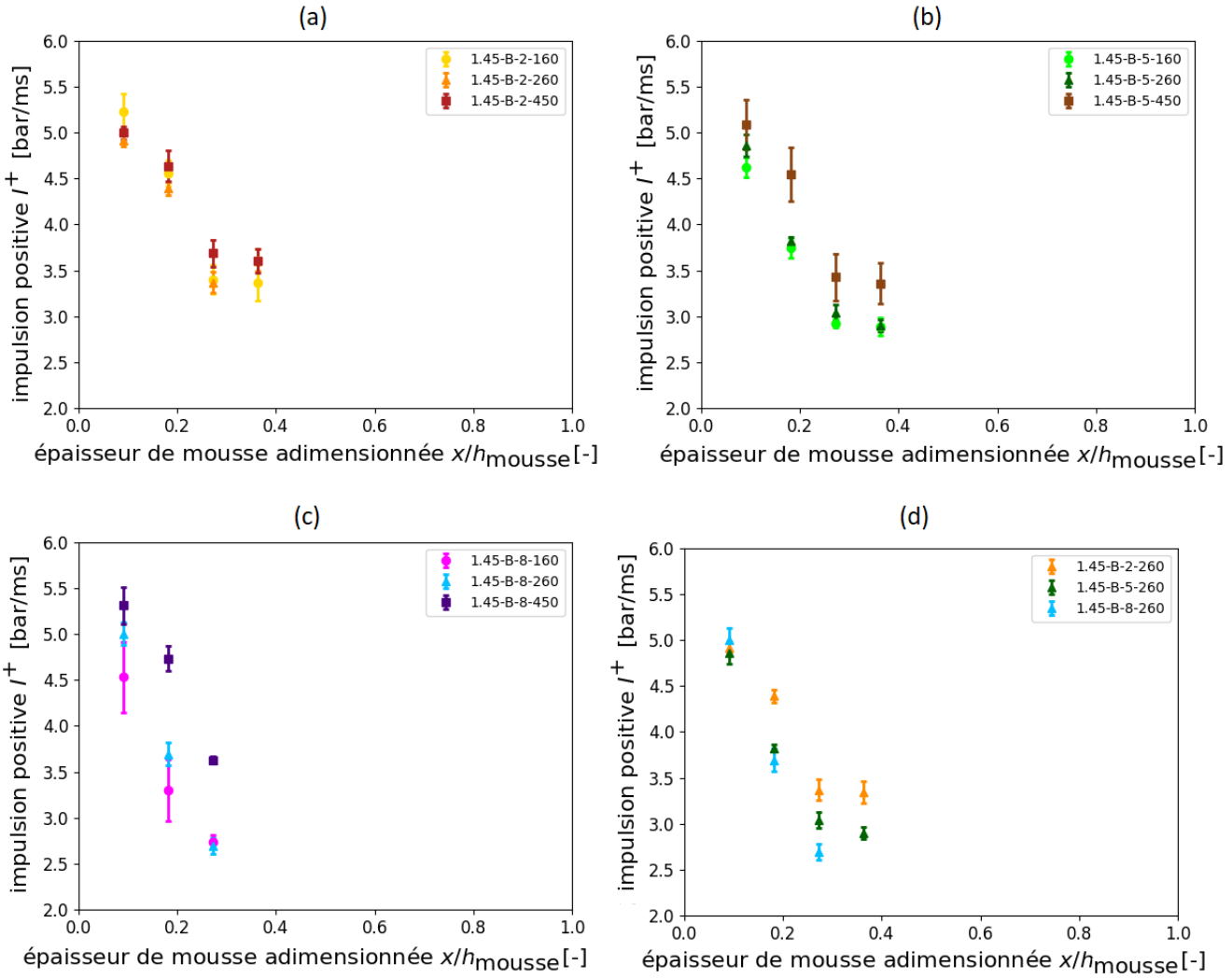

FIGURE 5.2.9 – Évolution de l'impulsion positive I^+ en fonction de l'épaisseur adimensionnée de mousse traversée. Ces mesures correspondent à un blast se propageant avec un nombre de Mach cible M = 1,45 en entrée de veine. Les résultats sont présentés à fraction liquide constante pour trois tailles de bulles : (a) $\Phi = 2$ %, (b) $\Phi = 5$ % et (c) $\Phi = 8$ %, avec respectivement des symboles ronds pour des bulles de diamètre 160 µm, triangulaires pour 260 µm et carrés pour 450 µm. En (d), la taille de bulle est maintenue constante à 260 µm tandis que la fraction liquide est variable.

Pour une onde incidente de nombre de Mach M = 1,15, on observe également une atténuation de l'impulsion positive au sein de la mousse, confirmant que l'atténuation ne se limite pas aux ondes plus intenses. Un effet de la fraction liquide est également visible, avec des impulsions plus fortement atténuées dans les mousses les plus humides, ce qui est en accord avec les tendances observées à nombre de Mach M = 1,45. En revanche, aucune conclusion ne peut être tirée concernant l'influence de la taille de bulle à ce nombre de Mach, les essais ayant uniquement été réalisés avec des bulles de diamètre 450 µm.

Il est intéressant de noter que l'atténuation plus marquée de l'impulsion positive avec l'augmentation de la fraction liquide, que nous observons systématiquement dans nos résultats, n'est pas retrouvée dans toutes les études de la littérature. En particulier, les essais réalisés avec des charges explosives par Hartman *et al.* [Hartman, Boughton ; Larsen, 2006] (voir chapitre 3) suggèrent l'existence d'une gamme optimale de fraction liquide, comprise entre 0,5 % et 1,85 %, pour maximiser l'atténuation de l'impulsion positive. Au-delà de cette plage, une augmentation de la fraction liquide conduit au contraire à une atténuation moins efficace, avec des impulsions mesurées de plus en plus élevées. Toutefois, il est important de souligner que, dans leur configuration expérimentale, les capteurs de pression sont placés en dehors de la mousse, ce qui introduit un effet supplémentaire lié à la traversée de l'interface mousse/air, susceptible d'altérer la mesure de l'impulsion.

5.2.3 Évolution de l'impulsion négative

Comme discuté dans le chapitre 2, l'impulsion négative I^- d'un blast est un paramètre important car elle fait référence à la dépression suivant l'impulsion positive. Elle représente ainsi la durée et l'intensité pendant lesquelles la pression reste en-dessous de la pression atmosphérique. Elle est définie comme :

$$I^- = \int_{t^+}^{t^-} \Delta p dt \tag{5.2.13}$$

avec t^- le temps correspondant à la fin de l'impulsion négative.

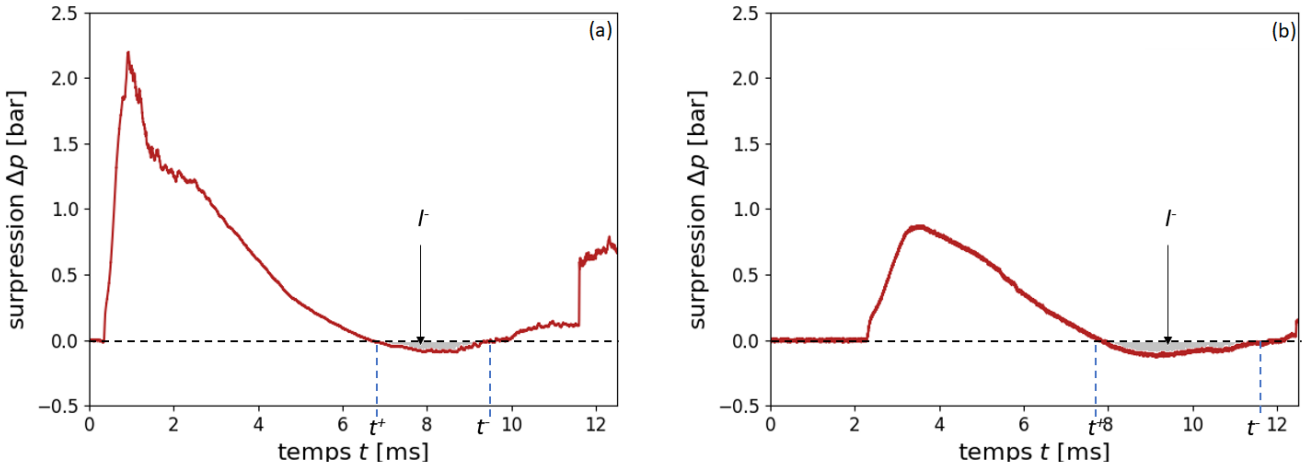

Figure 5.2.10 – Comparaison de l'évolution du signal de pression obtenu pour une configuration 1.45-B-2-450-A (a) après 5 cm de mousse, (b) après 40 cm de mousse. L'impulsion négative I^- est représentée par la zone colorée en gris clair. t^+ indique le temps de début de l'impulsion négative et t^- le temps correspondant à la fin de l'impulsion négative.

On se propose dans un premier temps, avant de quantifier sa valeur, d'étudier l'évolution de l'impulsion négative sur la figure 5.2.10, pour la configuration 1.45-B-2-450-A. Il est difficile de tirer une conclusion définitive concernant l'évolution de l'impulsion négative entre 5 cm (figure 5.2.8.a)

et 40 cm (figure 5.2.8.b) de mousse traversée. Cependant, on observe que la durée entre t^+ et t^- semble augmenter après une plus grande épaisseur de mousse, ce qui pourrait indiquer un étalement de la phase négative de l'onde. Une analyse plus approfondie, nécessitant la détermination de la valeur de t^-, est nécessaire pour confirmer cette tendance. Pour déterminer t^-, nous prenons le point où la pression de l'onde de blast redevient égale à la pression atmosphérique ($\Delta p = 0$ bar) pour des temps supérieurs à t^+. L'incertitude associée à cette mesure est de l'ordre de 0,02 ms, en raison des limitations liées à la précision des capteurs. Pour déterminer l'impulsion négative, nous intégrons le signal de pression entre t^+ et t^-. La méthode des trapèzes est utilisée pour cette intégration.
Au cours des premiers essais réalisés sans rallongement de la zone de mesure (voir chapitre 4), une disparition systématique de la phase négative, après une épaisseur de mousse donnée, a été observée sur les signaux de pression. Afin d'identifier l'origine de ce phénomène, et de déterminer si celui-ci est lié à la mousse ou bien à la configuration expérimentale, la figure 5.2.11 compare les signaux obtenus dans une même configuration expérimentale, après 25 cm de mousse pour la configuration 1.45-B-8-450. On constate alors une disparition de la phase négative dans les tirs réalisés sans rallongement de la zone de mesure. En revanche, avec le rallongement, l'impulsion négative est bien visible. La seule différence entre ces deux configurations réside dans le fait que, sans rallongement, l'onde réfléchie au fond de la veine d'essais est réfléchie plus tôt qu'avec le rallongement. Cependant, en analysant les signaux de pression sans rallongement, aucune montée en pression caractéristique du passage de l'onde réfléchie n'est observée. En réalité, cette onde réfléchie atteint le capteur au même moment que l'onde de détente, entraînant ainsi une superposition des deux effets (voir section 2.2.3 du chapitre 2). C'est cette combinaison qui explique la disparition apparente de la phase négative, sans pour autant qu'une montée brusque de surpression ne soit détectée.

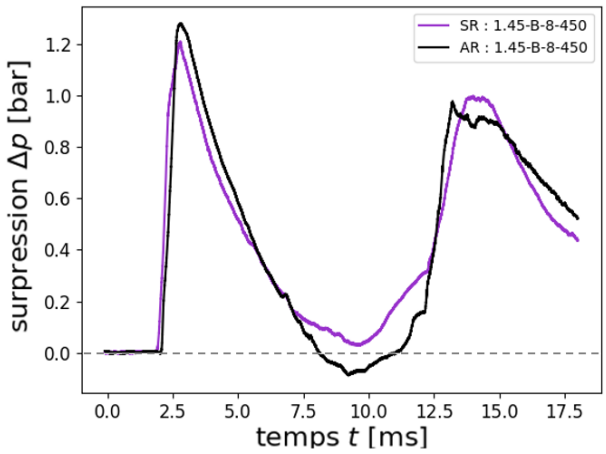

FIGURE 5.2.11 – Comparaison des signaux de pression obtenus après 25 cm de mousse, correspondant à une distance adimensionnée $x/h_{\text{mousse}} = 0{,}45$, sans rallongement (SR) en violet et avec rallongement (AR) en noir. Les signaux correspondent aux même conditions expérimentales : 1.45-B-8-450.

Ce phénomène complique l'interprétation des résultats, rendant difficile la distinction entre une atténuation de l'impulsion négative et une perturbation de la mesure due à l'onde réfléchie. En

supposant que l'onde réfléchie se propage à la même vitesse que l'onde incidente, et que l'extension du tube est entièrement remplie de mousse (impossible à vérifier car celle-ci est opaque), on peut alors calculer un temps d'arrivée théorique de l'onde réfléchie $t_{\text{ar, théorique}}$ sur chacun des capteurs. On prendra pour vitesse de l'onde incidente, la vitesse mesurée entre les deux derniers capteurs avant l'extension du tube (S_9 et S_{10}). Cette hypothèse constitue une grosse approximation, dans la mesure où l'onde réfléchie traverse une mousse qui vient d'être atomisée, et se propage dans le sens opposé à l'écoulement induit par le choc. Ainsi, pour chaque capteur, si $t^{-}{>}t_{\text{ar, théorique}}$, alors la mesure est exclue de l'analyse. Ainsi, suivant ce critère d'exclusion, nous ne présentons que les données obtenues avec le rallongement, pour des bulles de diamètre $D = 450$ µm et trois fractions liquides.

La figure 5.2.12 illustre l'évolution de la valeur de l'impulsion négative en fonction de la distance adimensionnée dans la mousse. On observe que cette valeur reste constante pour les trois premiers capteurs pour $\Phi = 2$ %, mais diminue à mesure que l'onde se propage pour $\Phi = 5$ % et 8 %. On constate que la valeur de l'impulsion négative est équivalente pour des fractions liquides de 5 et 8 %. En revanche, la valeur de cette impulsion est moins importante pour une fraction liquide de 2 %. On a donc un effet de la fraction liquide sur la valeur de l'impulsion négative et sur son atténuation. Ces résultats sont cependant à nuancer car les barres d'erreur sont importantes.

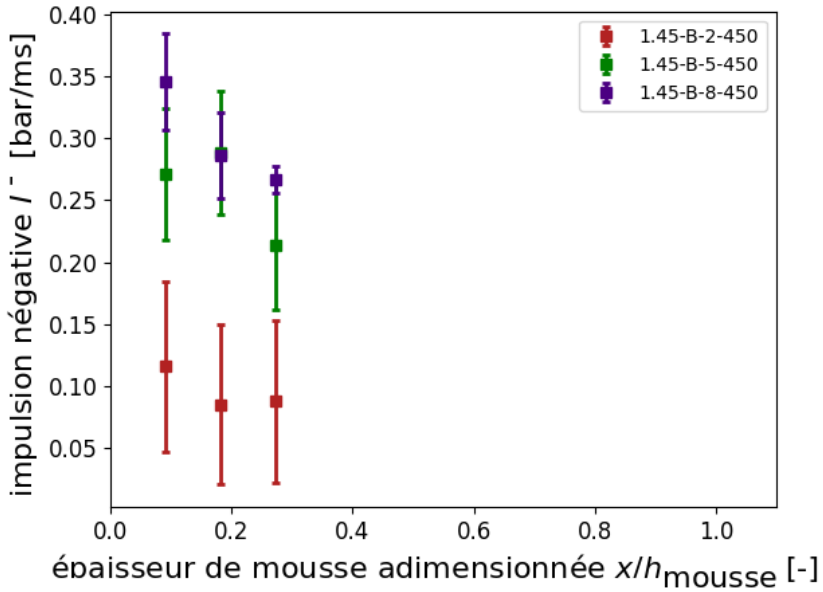

FIGURE 5.2.12 – Évolution de la la valeur de l'impulsion négative en fonction de la distance adimensionnée dans la mousse. L'onde incidente est un blast de Mach 1,45. Résultats obtenus pour une taille de bulle constante de 450 µm et une fraction liquide variable.

5.2.4 Morphologie de l'onde de blast transmise dans la mousse

Comme illustré sur la figure 5.2.1, la montée en pression, dans le cas d'un blast se propageant dans une mousse liquide, peut être divisée en deux phases : une première montée rapide jusqu'à 0,2 bars, correspondant au précurseur, suivie d'une seconde montée plus progressive jusqu'à la surpression maximale. Dans un premier temps, nous nous concentrerons sur l'étude de l'amplitude de ce précurseur.

5.2.4.1 Évolution de l'amplitude de précurseur

Comme pour l'onde de choc soutenue, on observe la présence d'un précurseur sur les signaux de pression d'un blast dans la mousse (figure 5.2.1). La valeur de l'amplitude de celui-ci est déterminée suivant la même méthode que celle utilisée dans le cas de l'onde de choc soutenue. La figure 5.2.13 présente l'évolution de l'amplitude du précurseur Δp_c en fonction de la distance adimensionnée dans la mousse pour un blast de nombre de Mach M = 1,45 en entrée de veine. Comme observé pour une onde de choc soutenue, la fraction liquide n'a pas d'influence significative sur la valeur moyenne de l'amplitude du précurseur (figure 5.2.13.d). En effet, en tenant compte des incertitudes expérimentales, les résultats pour différentes fractions liquides se recouvrent, contrairement aux résultats obtenus pour différentes tailles de bulles, qui montrent une variation marquée.

Les résultats montrent une amplitude de précurseur stable autour de 0,2 bar pour des bulles de 450 µm, tandis qu'elle atteint environ 0,3 bar pour des bulles de 160 et 260 µm, indépendamment de la fraction liquide (figure 5.2.13.a, figure 5.2.13.b, figure 5.2.13.c). Ces résultats sont similaires à ceux obtenus avec une onde de choc soutenue, suggérant que la nature de l'onde (blast ou choc soutenu) n'a pas d'influence notable sur l'amplitude du précurseur. Cela n'est pas surprenant puisque le précurseur apparaît lors du passage de l'onde de choc, qui est une caractéristique commune aux profils de pression d'une onde de blast et d'une onde de choc soutenue. La dépendance de l'amplitude à la taille de bulle a été discutée dans la partie traitant de l'atténuation de l'onde de choc soutenue au sein de la mousse. Expérimentalement, on ne constate aucun effet du nombre de Mach sur l'amplitude du précurseur comme l'avait constaté Jourdan *et al.* dans le cas d'un choc soutenu.

Fait notable, comme pour un choc soutenu, malgré l'atténuation progressive du blast lors de sa propagation dans la mousse, l'amplitude du précurseur reste constante sur l'ensemble des mesures. Cela suggère que la destruction de la mousse se produit systématiquement, et que la surpression critique en deçà de laquelle la mousse ne serait plus atomisée n'a pas été atteinte dans les conditions expérimentales, comme décrit dans la section 3.1 du chapitre 3 [Jourdan, Mariani et al., 2015]. Une manière de confirmer cette hypothèse serait d'examiner l'évolution du précurseur sur des distances plus importantes : si, pour les petites bulles, la surpression maximale du signal mesuré devenait inférieure à 0,3 bar, et que l'on constatait alors l'absence de destruction de la mousse lors du passage de l'onde, cela signifierait que l'onde n'est plus suffisamment intense pour provoquer la rupture de la mousse. Pour s'assurer de cette hypothèse, une visualisation de la propagation de l'onde de blast au sein de la mousse est alors nécessaire.

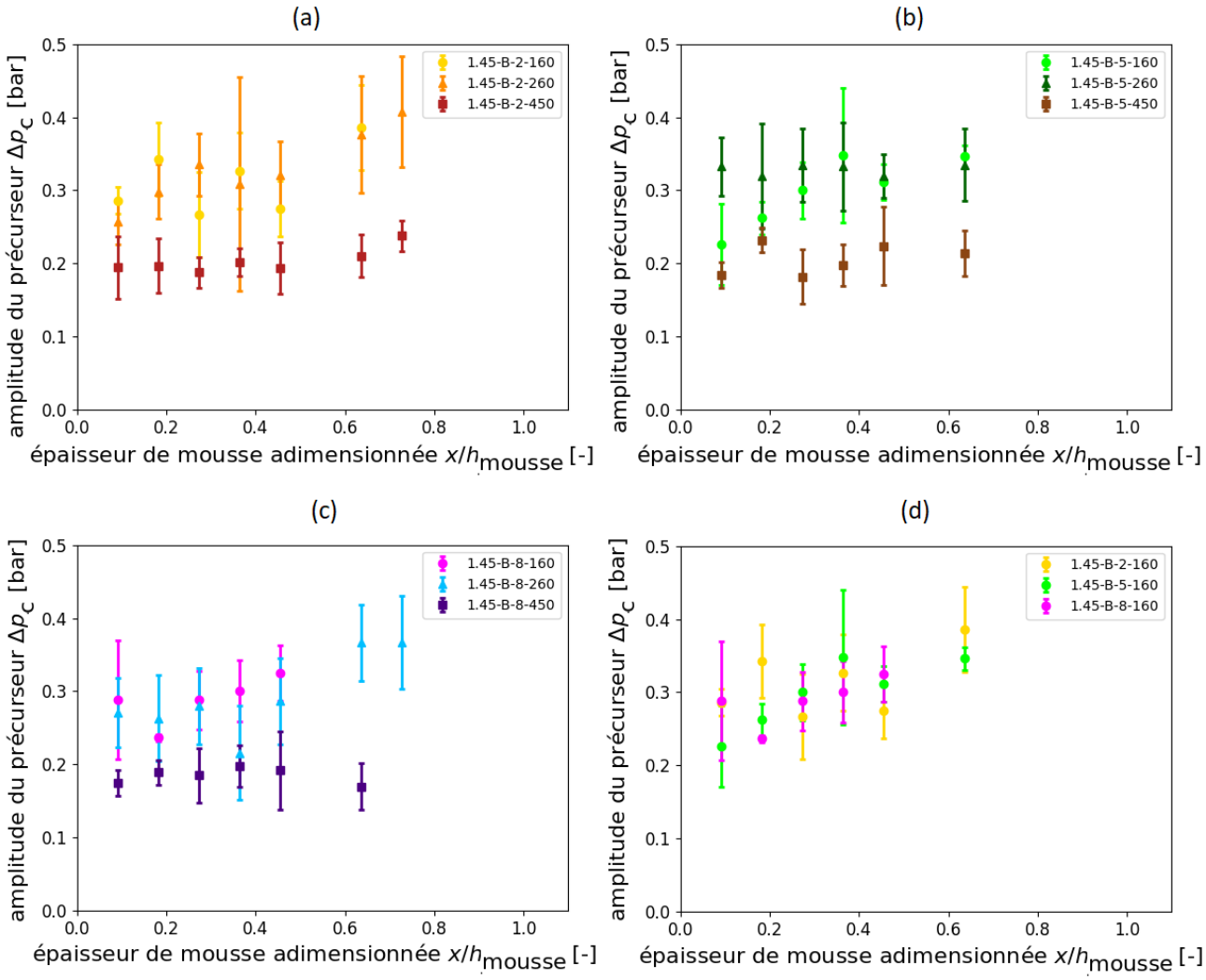

FIGURE 5.2.13 – Évolution de l'amplitude du précurseur Δp_c en fonction de l'épaisseur adimensionnée de mousse traversée. Ces mesures correspondent à un blast se propageant avec un nombre de Mach cible M = 1,45 en entrée de veine. Les résultats sont présentés à fraction liquide constante pour trois tailles de bulles : (a) $\Phi = 2$ %, (b) $\Phi = 5$ % et (c) $\Phi = 8$ %, avec respectivement des symboles ronds pour des bulles de diamètre 160 µm, triangulaires pour 260 µm et carrés pour 450 µm. En (d), la taille de bulle est maintenue constante à 160 µm tandis que la fraction liquide est variable.

En comparant nos résultats avec ceux de la littérature, Bréda [BREDA, 2015] indique dans sa thèse que **la fraction liquide de la mousse n'a pas d'influence significative sur l'amplitude du précurseur** — une observation en accord avec nos propres conclusions. Elle observe en effet des tendances similaires pour la propagation d'une onde de blast générée par un explosif, à des distances réduites à la charge R comprises entre 0,8 et 1,6 m/kg$^{1/3}$ (voir section 3.2 du chapitre 3 pour la définition complète de R), dans deux mousses présentant des fractions liquides de 4,2 % et

6 %, et des diamètres de bulles équivalents de 400 µm. Dans ses essais, l'amplitude du précurseur diminue progressivement, passant d'environ 0,25 bar à R = 0,8 m/kg$^{1/3}$, à environ 0,1 bar à R = 1,6 m/kg$^{1/3}$, une tendance que nous n'observons pas au cours de nos essais. Cette diminution est néanmoins à mettre en perspective avec l'atténuation sphérique naturellement plus marquée dans le cas d'une onde générée par un explosif. Les résultats de Bréda, que ça soit pour les valeurs obtenues ou les tendances observées, s'alignent bien avec ceux de Del Prete *et al.* [Del Prete et al., 2013], qui étudient une mousse de fraction liquide 3,3 % et de diamètre de bulle similaire (environ 400 µm).

Ainsi, l'absence d'effet significatif de la fraction liquide sur l'amplitude du précurseur, que nous constatons dans notre étude, semble cohérente avec les observations rapportées dans la littérature. Cependant, comme pour le cas du choc soutenu, nous ne trouvons aucune mention dans la littérature d'un lien entre le diamètre des bulles et l'amplitude du précurseur.

5.2.4.2 Taux de montée du précurseur et de la compression principale

Comme illustré sur la figure 5.2.14, pour la configuration 1.45-B-2-450-A, aucune variation notable du taux de montée du précurseur (courbe bleue) n'est observée à mesure que l'onde se propage. En revanche, le taux de montée de la compression principale (courbe verte) semble diminuer à mesure que l'onde se propage. Pour vérifier cette tendance, nous allons déterminer ces deux grandeurs. Le taux de montée du précurseur $\mathrm{S_p}$ sera déterminé entre le temps d'arrivée et le point de courbe de la pente suivant la relation

$$\mathrm{S_p} = \frac{\Delta p_\mathrm{c} - \Delta p_\mathrm{ta}}{t_{\Delta p_\mathrm{c}} - t_\mathrm{a}}. \tag{5.2.14}$$

$t_{\Delta p_\mathrm{c}}$ est le temps correspondant au point de rupture de la pente pour une surpression égale à l'amplitude du précurseur Δp_c. Le coefficient Δp_ta est la surpression correspondant au seuil de détection pour la détermination de t_a. Dans notre cas, nous avons donc Δp_ta = 0,05 bar. Quant au taux de montée de la compression principale $\mathrm{S_{main}}$, il sera calculé entre le point de rupture de la pente et la surpression maximale suivant la relation

$$\mathrm{S_{main}} = \frac{\Delta p_\mathrm{max} - \Delta p_\mathrm{c}}{t_{\Delta p_\mathrm{max}} - t_{\Delta p_\mathrm{c}}}. \tag{5.2.15}$$

$t_{\Delta p_\mathrm{max}}$ est le temps correspondant à la surpression maximale Δp_max.

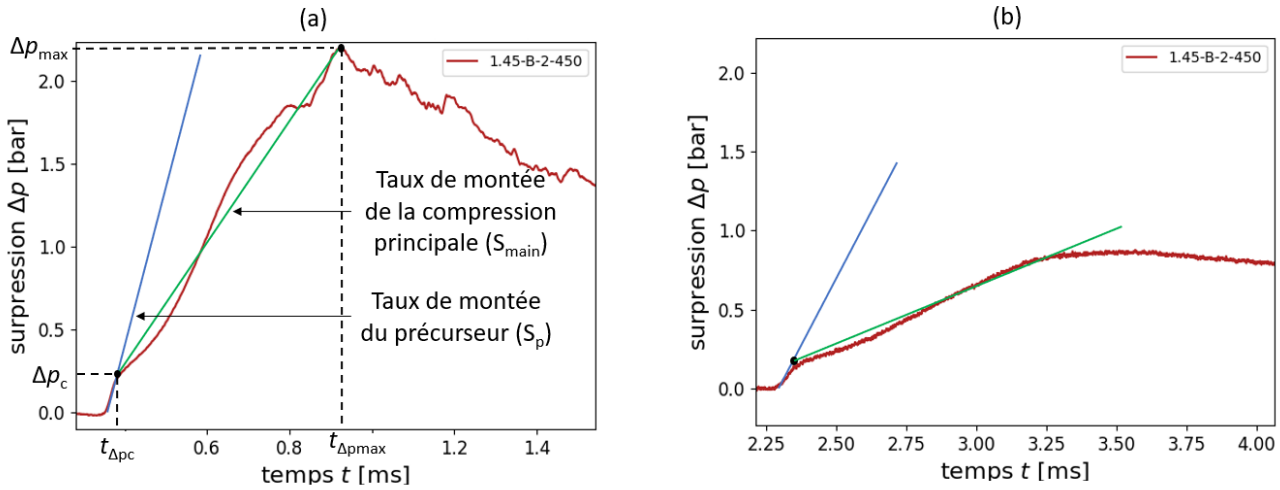

FIGURE 5.2.14 – Comparaison de l'évolution du signal de pression obtenu pour une configuration 1.45-B-2-450-A (a) après 5 cm de mousse, (b) après 40 cm de mousse. Le taux de montée du précurseur est représentée par la courbe bleue. Le taux de montée de la compression principale est représentée par la courbe verte. $t_{\Delta p_c}$ est le temps correspondant au point de rupture de la pente pour une surpression égale à l'amplitude du précurseur Δp_c. $t_{\Delta p_{max}}$ est le temps correspondant à la surpression maximale Δp_{max}.

Le calcul du taux de montée de la compression principale est plus fiable sur les capteurs situés profondément dans la mousse (figure 5.2.14.b), où la montée en pression est plus régulière. À proximité de l'interface air/mousse, l'hétérogénéité du front et la présence de l'onde perturbatrice peuvent entraîner des écarts entre la pente calculée et le signal réel (figure 5.2.14.a). Malgré ces limites, la méthode permet une automatisation efficace du traitement.

La figure 5.2.15 illustre l'influence de la fraction liquide et de la taille de bulle sur le taux de montée du précurseur. L'analyse de l'évolution du taux de montée du précurseur est délicate, notamment en raison des incertitudes importantes. Malgré cela, certaines tendances générales peuvent être identifiées.

On observe systématiquement une diminution du taux de montée du précurseur entre le premier et le sixième point (capteurs S_2 et S_7), quelle que soit la taille de bulle ou la fraction liquide. Cela suggère un adoucissement progressif du précurseur à travers la mousse. Bien que le précurseur soit de faible amplitude, cette atténuation est encourageante car elle traduit une montée en pression plus progressive. On observe également une augmentation systématique du taux de montée du précurseur entre le troisième et le quatrième point de mesure. Ce changement, difficile à relier à un phénomène physique identifiable, semble plutôt indiquer une origine liée à la configuration expérimentale. Cependant, aucune variation notable de l'amplitude du précurseur n'a été constatée à cet endroit (figure 5.2.13). Aucun événement particulier n'a été observé durant les essais, ce qui ne permet pas, à ce stade, d'expliquer ce comportement.

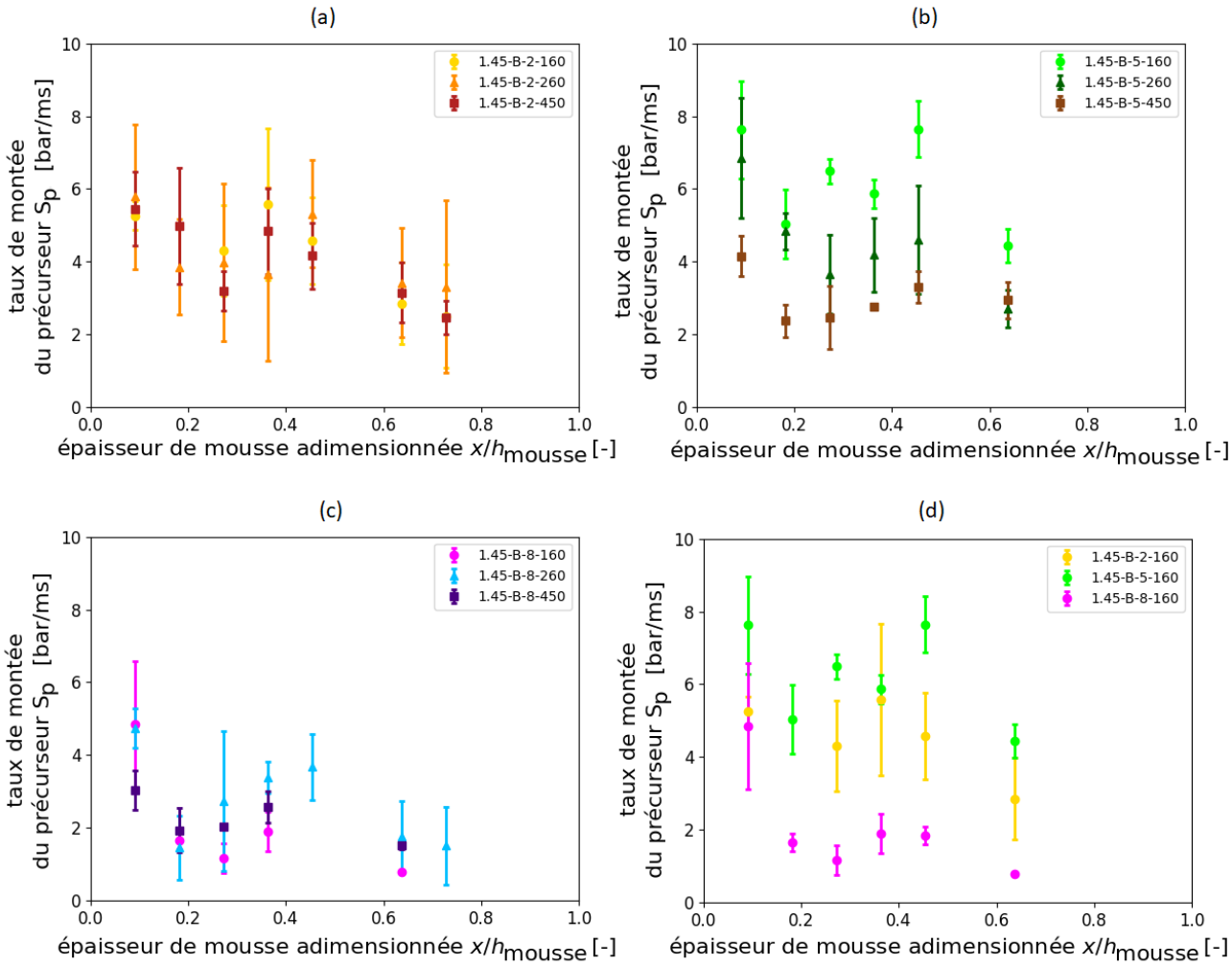

FIGURE 5.2.15 – Évolution du taux de montée du précurseur S_p en fonction de l'épaisseur adimensionnée de mousse traversée. Ces mesures correspondent à un blast se propageant avec un nombre de Mach cible M = 1,45 en entrée de veine. Les résultats sont présentés à fraction liquide constante pour trois tailles de bulles : (a) $\Phi = 2$ %, (b) $\Phi = 5$ % et (c) $\Phi = 8$ %, avec respectivement des symboles ronds pour des bulles de diamètre 160 µm, triangulaires pour 260 µm et carrés pour 450 µm. En (d), la taille de bulle est maintenue constante à 160 µm tandis que la fraction liquide est variable.

En ce qui concerne les effets des paramètres de la mousse, les résultats sont contrastés. Sur les figures 5.2.15.a et 5.2.15.c ($\Phi = 2$ et 8 %), aucune influence nette de la taille de bulle n'est observée. En revanche, la figure 5.2.15.b ($\Phi = 5$ %) montre une pente plus faible pour les grosses bulles (450 µm) par rapport aux petites (160 µm), avec un écart pouvant atteindre un facteur 2 dès le premier capteur.

Un effet de la fraction liquide est constaté pour les bulles de 450 µm : plus la fraction li-

quide augmente, plus le taux de montée du précurseur diminue (voir figures 5.2.15.a à 5.2.15.c). À l'inverse, pour les bulles de 160 µm (figure 5.2.15.d), les valeurs obtenues pour $\Phi = 2$ % se situent entre celles de 5 et 8 %, rendant toute conclusion impossible si ce n'est que le taux de compression du précurseur est plus faible pour $\Phi = 8$ % que pour $\Phi = 2$ et 5 %. Aucune influence notable du nombre de Mach sur le taux de montée du précurseur n'a été observée dans la gamme explorée au cours de cette étude.

Au vu de ces résultats, il n'est pas possible d'identifier de manière claire l'influence respective de la fraction liquide ou de la taille de bulle sur le taux de montée du précurseur. Ces effets pourraient être couplés, ou les écarts observés pourraient simplement découler des incertitudes associées à la méthode de mesure.

Dans le cadre de notre analyse, nous avons comparé nos résultats à ceux de la littérature. Bien que les études portant sur les propriétés du précurseur soient courantes pour les ondes de choc soutenues dans la mousse, elles sont plus rares pour les blasts. Cependant, Bréda [Breda, 2015] calcule un temps de fragmentation qui est similaire à notre calcul du temps entre l'arrivée de l'onde et le point de rupture de la pente $t_{\Delta p_c} - t_a$. À partir de l'amplitude du précurseur et du temps de fragmentation, il est possible de déterminer le taux de montée du précurseur. Nous supposerons que $\Delta p_{ta} = 0{,}05$ bar, faute de précisions sur la méthode exacte utilisée par Bréda pour déterminer t_a. Nous nous sommes également intéressés aux résultats de Del Prete [Del Prete et al., 2013], en supposant à nouveau $\Delta p_{ta} = 0{,}05$ bar. Les conditions expérimentales sont renseignées dans le tableau 8

Bréda présente ses résultats en fonction de la distance réduite à la charge, grandeur présentée dans le chapitre 3. Nous avons représenté ses résultats ainsi que ceux de Del Prete *et al.* sur la figure 5.2.16.

Expérimentateurs	Masse d'explosif m [kg]	Fraction liquide Φ [%]	Diamètre des bulles D [µm]	Composition de la phase gazeuse	Config. N°
Bréda [Breda, 2015]	0,3	4,2	400	Air	[1]
Bréda [Breda, 2015]	0,7	6	400	Air	[2]
Del Prete *et al.* [Del Prete et al., 2013]	22,17	0,8	400	Air	[3]

Table 8 – Paramètres expérimentaux des essais réalisés par Bréda [Breda, 2015] et Del Prete *et al.* [Del Prete et al., 2013].

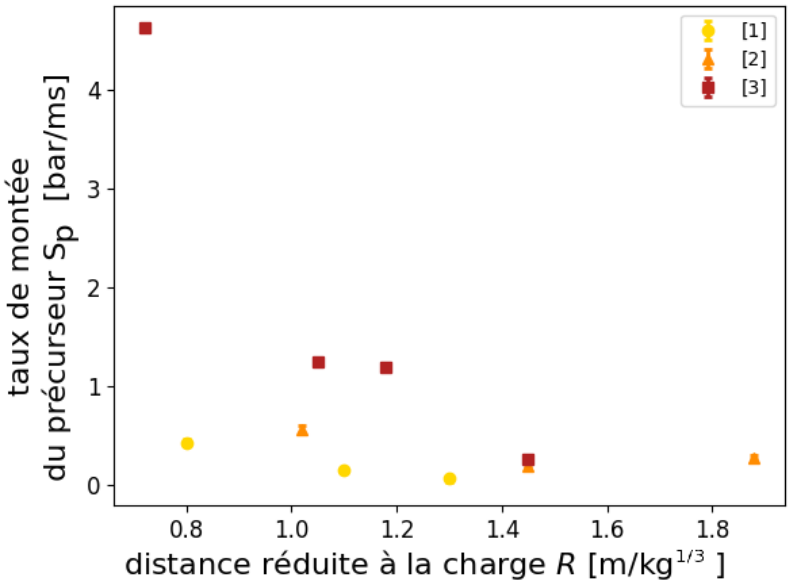

FIGURE 5.2.16 – Évolution du taux de montée du précurseur en fonction de la distance réduite à la charge R. Les conditions expérimentales des données représentées sont renseignées dans le tableau 8.

Les résultats montrent, comme pour nos essais, une diminution du taux de montée du précurseur à mesure que l'onde se propage. Dans le cas des essais de Del Prete (config [3]), pour une distance réduite R comprise entre 0,8 et 1,4 m/kg$^{1/3}$, on observe que, pour une fraction liquide de 0,8 %, le taux de montée du précurseur est plus élevé comparé aux résultats de Bréda pour une fraction liquide de 4,2 et 6 % [1,2]. On note cependant une superposition des points des configurations [2] et [3] à une distance réduite de 1,45 m/kg$^{1/3}$. Il est intéressant de noter que, pour les essais de Bréda, le taux de montée du précurseur tend à diminuer lorsque la fraction liquide diminue. Nous observons une tendance opposée avec un taux de montée plus faible lorsque la fraction liquide augmente. Nous ne savons pas expliquer cette différence.

Nous nous intéressons à présent au taux de montée de la compression principale, calculé selon la méthode décrite en début de section. Son évolution au cours de la propagation de l'onde dans la mousse est représentée sur la figure 5.2.17. On observe une diminution systématique de ce taux quel que soit les paramètres de la mousse, ce qui constitue un résultat intéressant : une baisse du taux de montée de la compression principale signifie que le chargement en pression devient plus progressif. Par exemple, pour la configuration 1.45-B-8-450, on observe un taux de montée de la compression principale environ 4 à 5 fois plus faible après une distance adimensionnée $x/h_{\text{mousse}} \approx 0{,}7$ (soit 40 cm de mousse) comparé à celui mesuré à $x/h_{\text{mousse}} \approx 0{,}1$ (5 cm).

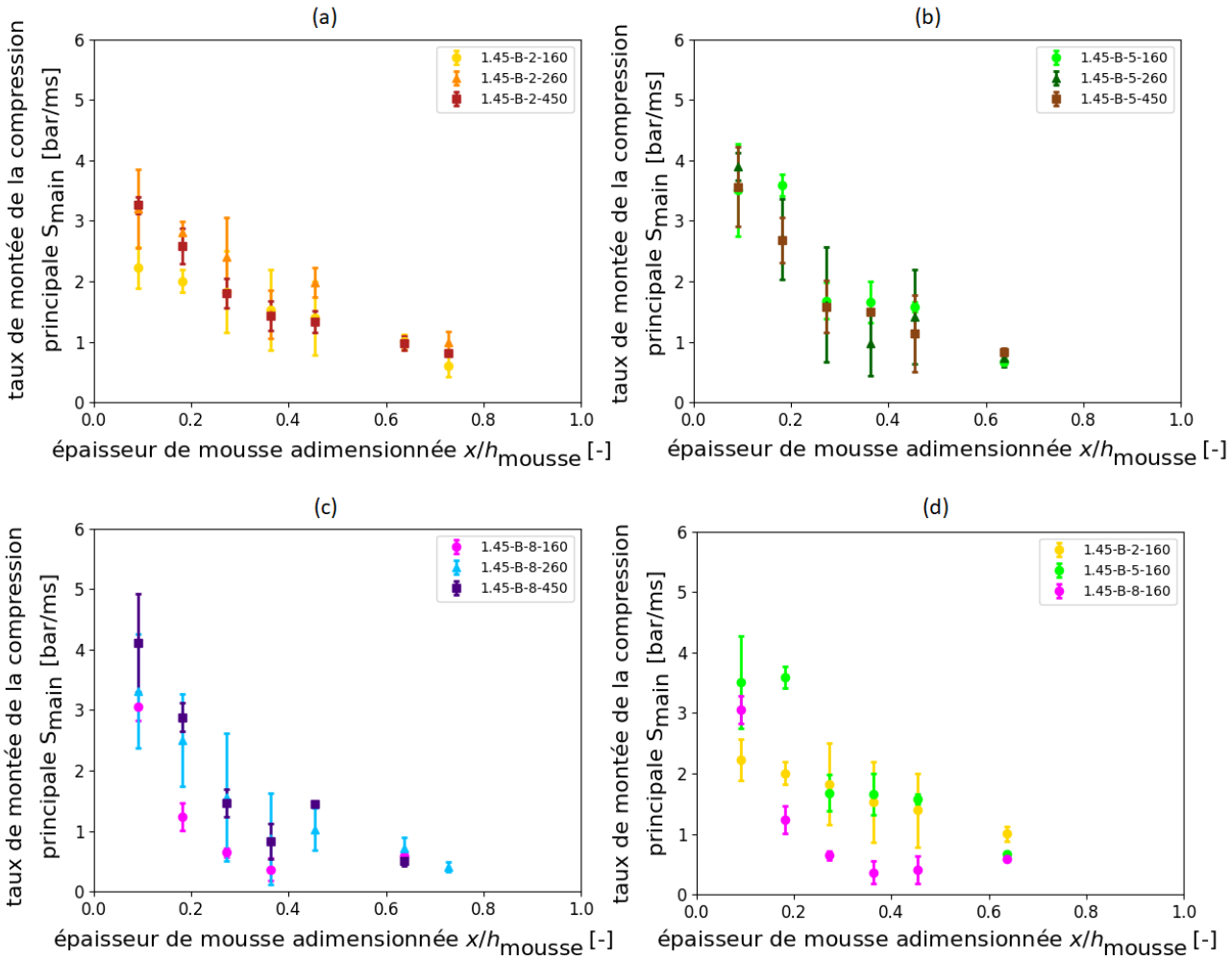

FIGURE 5.2.17 – Évolution du taux de montée de la compression principale S_{main} en fonction de l'épaisseur adimensionnée de mousse traversée. Ces mesures correspondent à un blast se propageant avec un nombre de Mach cible M = 1,45 en entrée de veine. Les résultats sont présentés à fraction liquide constante pour trois tailles de bulles : (a) $\Phi = 2$ %, (b) $\Phi = 5$ % et (c) $\Phi = 8$ %, avec respectivement des symboles ronds pour des bulles de diamètre 160 µm, triangulaires pour 260 µm et carrés pour 450 µm. En (d), la taille de bulle est maintenue constante à 160 µm tandis que la fraction liquide est variable.

Concernant l'influence des paramètres de la mousse, **la taille des bulles n'affecte pas significativement le taux de montée de la compression principale**, comme le montrent les figures 5.2.17.a, 5.2.17.b et 5.2.17.c. L'effet de la fraction liquide est, quant à lui, plus difficile à interpréter. À diamètres de bulles de 260 µm et 450 µm, les barres d'erreur recouvrent l'ensemble des valeurs, ne permettant pas de dégager de tendance claire. En revanche, pour des bulles de 160 µm, une différence apparaît à partir du second point de propagation (5.2.17.d), avec un taux de compression plus faible pour $\Phi = 8$ % que pour $\Phi = 2$ % et 5 %. Cette tendance ne se retrouve

cependant pas au premier et au sixième point de mesure.

L'influence du nombre de Mach sur le taux de montée de la compression principale a également été étudiée. La figure 5.2.18 présente, pour une distance adimensionnée de 0,1, les signaux de pression obtenus pour deux nombres de Mach, M = 1,15 et M = 1,45, dans une mousse identique ($\Phi = 2$ %, $D = 450$ µm). Comme mentionné précédemment, l'amplitude et le taux de montée du précurseur sont similaires dans les deux cas. En revanche, on observe une différence nette sur le taux de montée de la compression principale qui est plus faible pour M = 1,15. Cela suggère un effet du nombre de Mach sur la dynamique de cette seconde phase de compression.

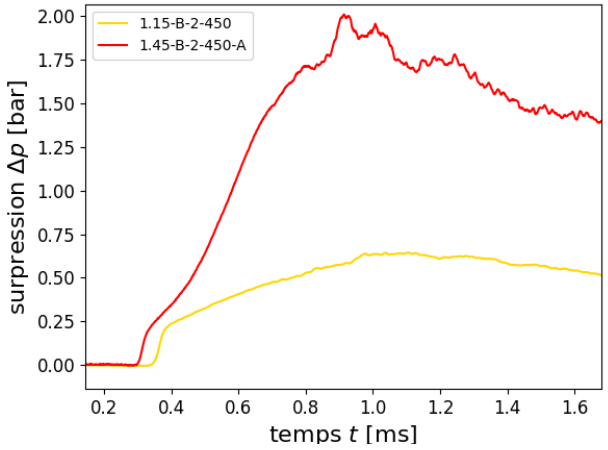

FIGURE 5.2.18 – Comparaison des signaux de pression obtenus après 5 cm de mousse, correspondant à une distance adimensionnée $x/h_{\text{mousse}} \approx 0{,}1$, pour un nombre de Mach de l'onde indente M = 1,15 en jaune et M = 1,45 en rouge. Les deux tirs sont réalisés dans une mousse de fraction liquide 2 % avec une taille de bulle de 450 µm.

Pour approfondir l'analyse, l'évolution du taux de montée de la compression principale en fonction de la distance adimensionnée a été comparée pour deux nombres de Mach. On observe que, quelle que soit la fraction liquide, ce taux de montée est systématiquement plus faible pour M = 1,15 que pour M = 1,45. À une distance adimensionnée de 0,1, l'écart est particulièrement marqué, avec un facteur allant de 3 à 4 entre les deux configurations (voir figures 5.2.19.a, 5.2.19.b et 5.2.19.c). Par ailleurs, la fraction liquide ne semble pas influencer significativement cette évolution, comme le montre la figure 5.2.19.d. On retrouve ainsi des tendances similaires quelle que soit la valeur du nombre de Mach, mais avec des taux de montée de la compression principale plus élevés lorsque le nombre de Mach est plus important.

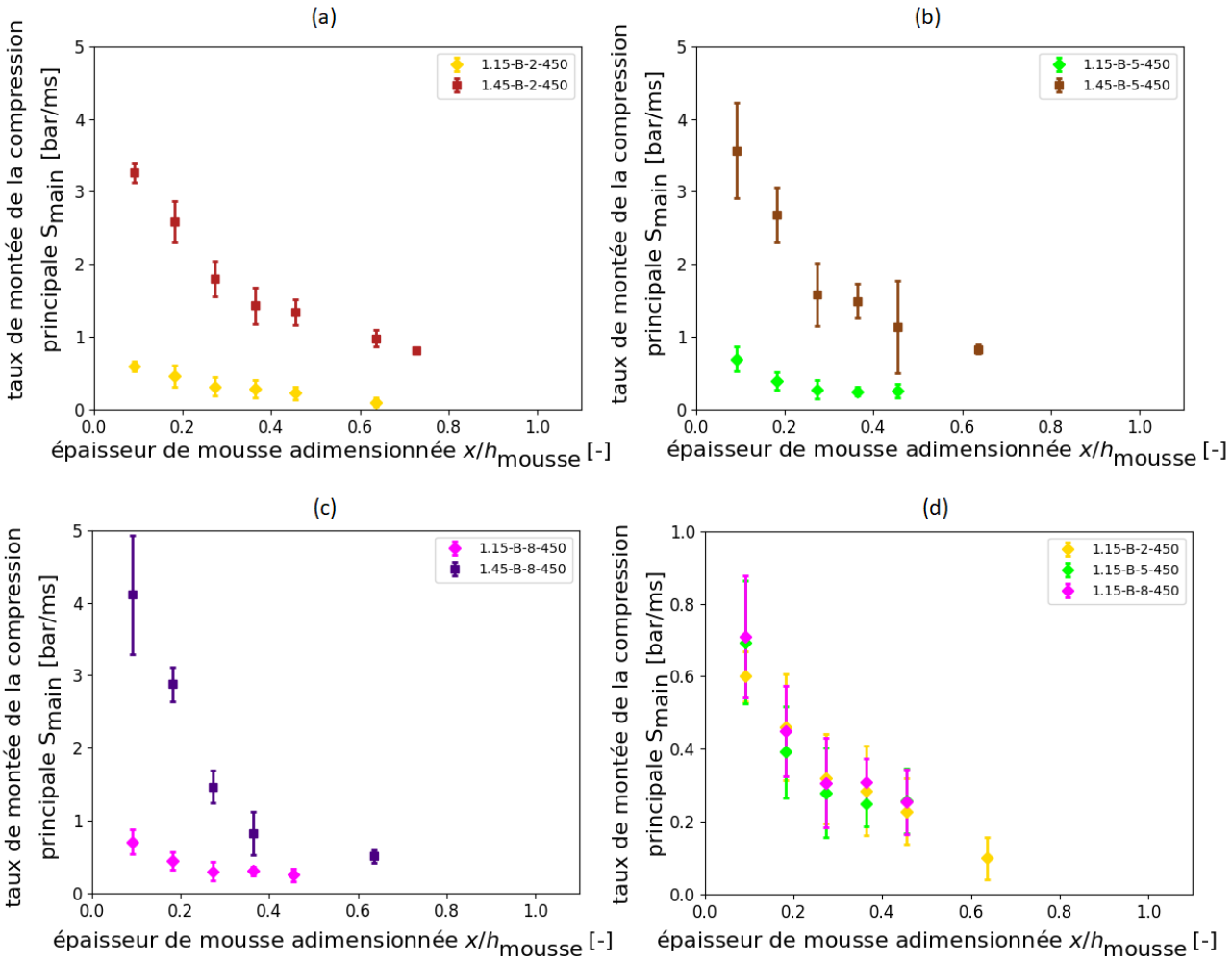

FIGURE 5.2.19 – Évolution du taux de montée de la compression principale S_{main} en fonction de l'épaisseur adimensionnée de mousse traversée. Les résultats sont présentés pour une taille de bulle de 450 µm pour trois fractions liquides : (a) $\Phi = 2$ %, (b) $\Phi = 5$ % et (c) $\Phi = 8$ % avec respectivement des symboles carrés pour un nombre de Mach cible M = 1,45 en entrée de veine et des symboles losanges pour un nombre de Mach cible M = 1,15 en entrée de veine. En (d), pour un nombre de Mach cible M = 1,15 en entrée de veine, la taille de bulle est maintenue constante à 450 µm tandis que la fraction liquide est variable.

En conclusion, malgré quelques variations ponctuelles, **les résultats suggèrent que ni la taille des bulles ni la fraction liquide n'ont d'influence marquée sur le taux de montée de la compression principale.** Ces résultats ne sont pas en accord avec ceux de Bréda [BREDA, 2015], qui montraient que pour une même distance réduite à la charge, le taux de montée de la compression principale dépend de la fraction liquide, et qu'il diminue à mesure que la fraction liquide augmente.

5.2.5 Vitesse de propagation

Pour caractériser la vitesse de propagation de l'onde de blast, il est nécessaire de déterminer le temps d'arrivée de l'onde au niveau de chaque capteur. Celui-ci est déterminé selon la même méthode que pour une onde de choc soutenue, en appliquant un seuil de détection de 0,05 bar.

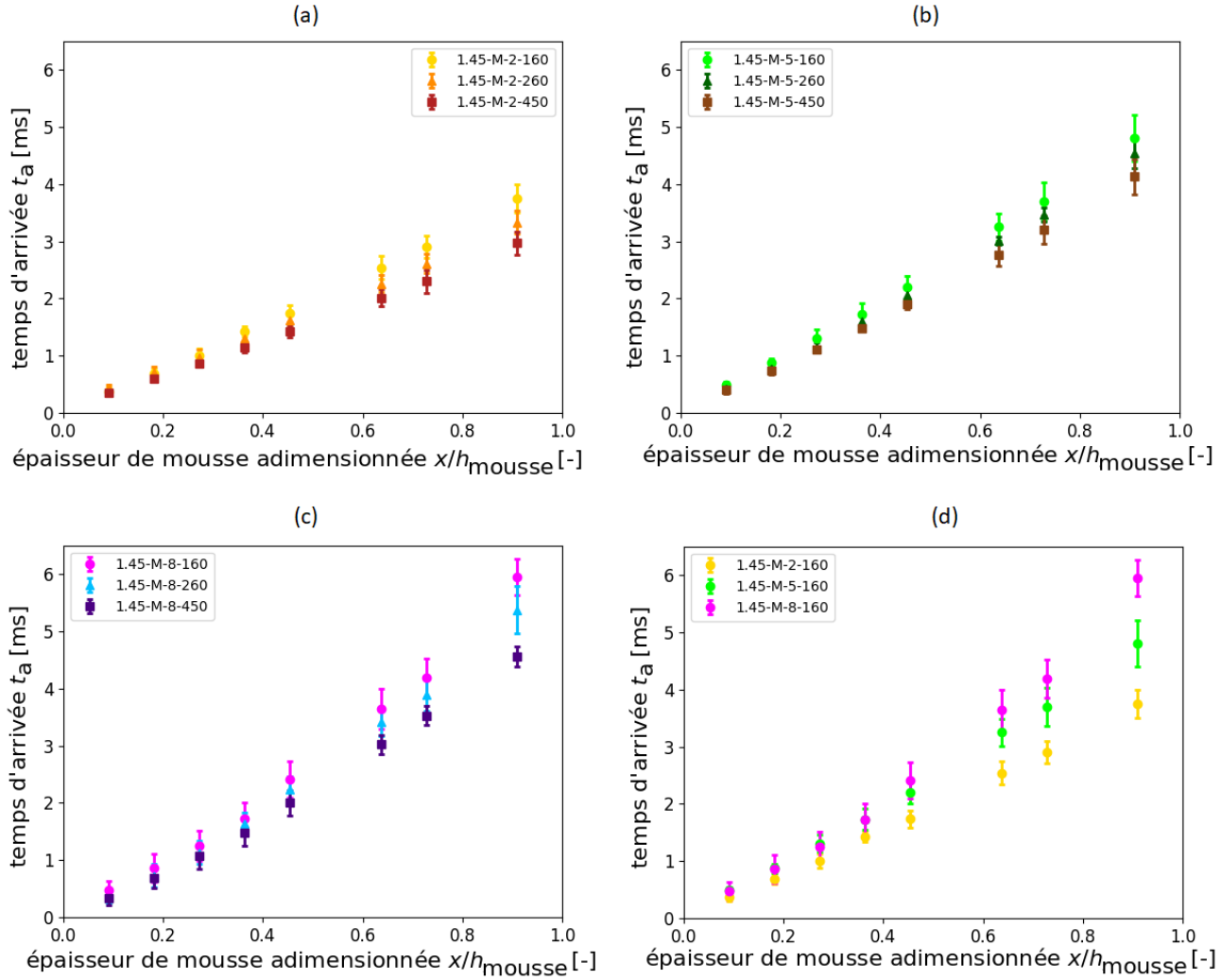

FIGURE 5.2.20 – Évolution du temps d'arrivée t_a en fonction de l'épaisseur adimensionnée de mousse traversée pour un blast se propageant avec un nombre de Mach cible M = 1,45 en entrée de veine. Les résultats sont présentés à fraction liquide constante pour trois tailles de bulles : (a) $\Phi = 2$ %, (b) $\Phi = 5$ % et (c) $\Phi = 8$ %, avec respectivement des symboles ronds pour des bulles de diamètre 160 µm, triangulaires pour 260 µm et carrés pour 450 µm. En (d), la taille de bulle est maintenue constante à 160 µm tandis que la fraction liquide est variable.

La figure 5.2.20 présente l'évolution de ce temps d'arrivée en fonction de l'épaisseur adimensionnée de mousse, pour une onde incidente de nombre de Mach M = 1,45. Les figures 5.2.20.a à 5.2.20.c montrent une influence marquée de la taille des bulles, quelle que soit la fraction liquide : plus les bulles sont grosses, plus l'onde se propage rapidement. La figure 5.2.20.d révèle également l'impact de la fraction liquide : à taille de bulle constante, l'onde se propage plus lentement dans une mousse humide que dans une mousse sèche. En comparant une mousse humide à petites bulles ($\Phi = 8\%$, $D = 160$ µm) avec une mousse sèche à grosses bulles ($\Phi = 2$ %, $D = 450$ µm), on observe un doublement du temps de propagation pour parcourir 50 cm de mousse. Ce ralentissement indique une diminution de la vitesse de propagation de l'onde. Nous proposons donc de comparer cette évolution avec la vitesse prédite par la loi de Wood en définissant le nombre de Mach $\mathrm{M}_{\mathrm{mousse}}$ dans la mousse comme

$$\mathrm{M}_{\mathrm{mousse}} = \frac{v_{\mathrm{propagation}}}{a_{\mathrm{wood}}} \tag{5.2.16}$$

avec a_{wood} la vitesse du son dans la mousse prédite par le modèle de Wood présenté dans la section 2.3 du chapitre 2 [Wood, 1930]. La vitesse de Wood ne dépendant pas de la taille de bulle, elle prend trois valeurs en fonction de la fraction liquide :

- $a_{\mathrm{wood,2\%}} = 83{,}9$ m/s pour $\Phi = 2$ %,
- $a_{\mathrm{wood,5\%}} = 54{,}9$ m/s pour $\Phi = 5$ %,
- $a_{\mathrm{wood,8\%}} = 44{,}3$ m/s pour $\Phi = 8$ %.

$v_{\mathrm{propagation}}$ fait référence à la vitesse de propagation moyenne mesurée entre deux capteurs successifs.

En revanche, pour une fraction liquide de 8 %, le comportement est différent : quelle que soit la taille des bulles, le nombre de Mach tend vers 1 et semble se stabiliser à cette valeur. Ce plateau suggère que l'onde atteint un régime sonique dans la mousse après une distance adimensionnée $x/h_{\mathrm{mousse}} > 0{,}8$. Ce résultat permet de confirmer que le modèle de Wood est adapté pour prédire la vitesse du son dans la mousse.

Enfin, la figure 5.2.21.d met en évidence l'influence de la fraction liquide sur l'évolution du nombre de Mach pour une mousse avec une taille de bulle de 160 µm : à l'entrée du bloc de mousse, plus la fraction liquide est élevée, plus le nombre de Mach est grand. Cette tendance peut s'expliquer par le fait que, pour une même vitesse de propagation dans la mousse, la vitesse de Wood est moins importante pour des fractions liquides élevées, ce qui entraîne un nombre de Mach de l'onde dans la mousse $\mathrm{M}_{\mathrm{mousse}}$ plus élevé. Le nombre de Mach dans la mousse décroît plus rapidement pour $\Phi = 8$ %, comparé à la décroissance observée pour $\Phi = 2$ et 5 %. Ainsi, même si le ralentissement de l'onde est plus marqué à mesure que la fraction liquide augmente (figure 5.2.20.d), lorsque l'on compare ces valeurs à la vitesse de Wood, on observe des tendances différentes en fonction de la fraction liquide.

Nos résultats sont cohérents avec ceux de la littérature. Monloubou avait notamment mon-

tré au cours de sa thèse [Monloubou, 2015] que la vitesse de propagation de l'onde de blast dépendait de la fraction liquide et de la taille des bulles de la mousse. Pour des bulles de diamètre similaire aux nôtres (180 µm) et des fractions liquides similaires aux nôtres (2 à 10 %), il constatait également que ces vitesses tendaient vers celles prédites par Wood.

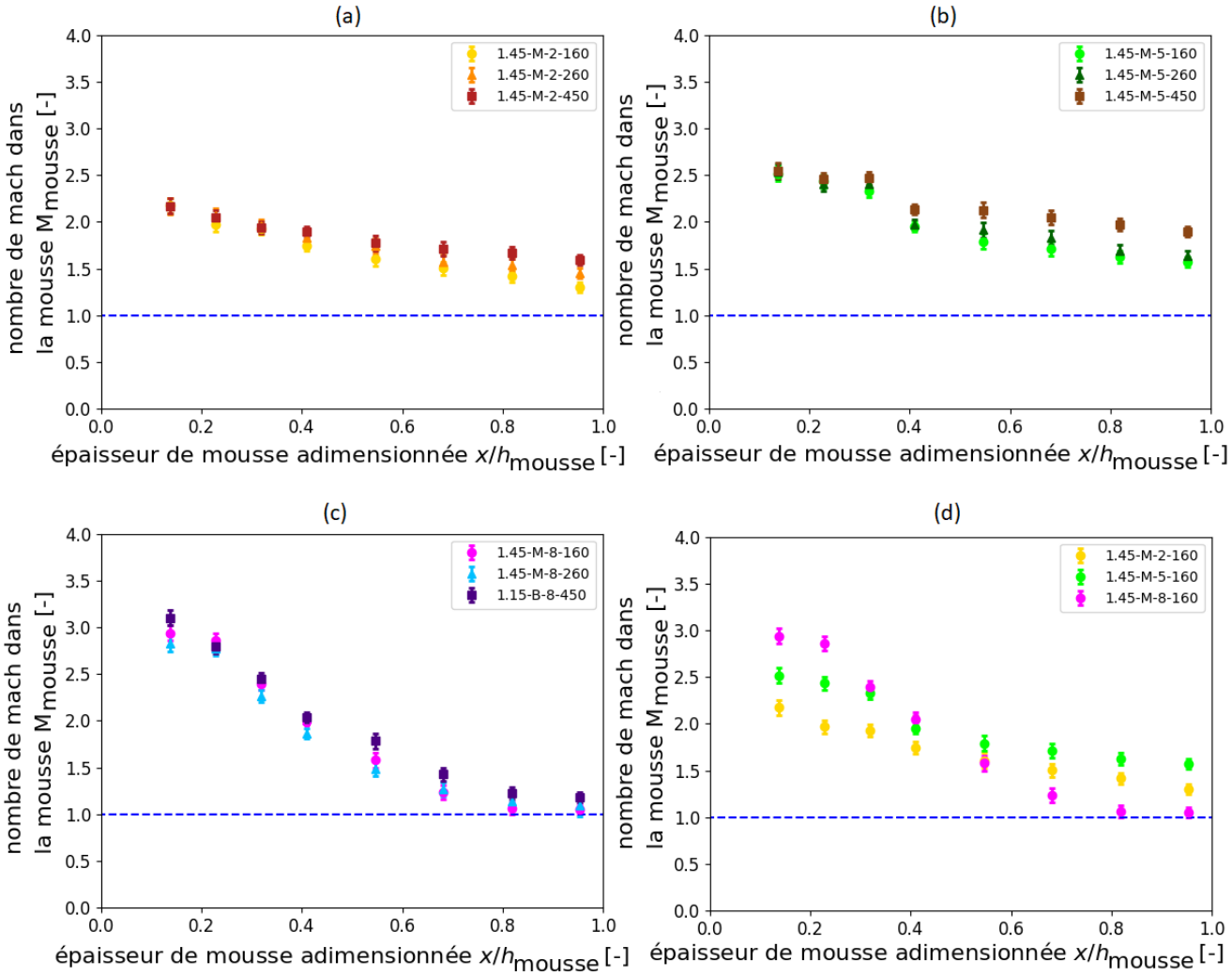

Figure 5.2.21 – Évolution du nombre de Mach dans la mousse M_{mousse} en fonction de l'épaisseur adimensionnée de mousse traversée. Ces mesures correspondent à un blast se propageant avec un nombre de Mach cible M = 1,45 en entrée de veine. Les résultats sont présentés à fraction liquide constante pour trois tailles de bulles : (a) $\Phi = 2$ %, (b) $\Phi = 5$ % et (c) $\Phi = 8$ %, avec respectivement des symboles ronds pour des bulles de diamètre 160 µm, triangulaires pour 260 µm et carrés pour 450 µm. En (d), la taille de bulle est maintenue constante à 160 µm tandis que la fraction liquide est variable. Les pointillés bleus représentent la limite sonique calculée à partir du modèle de Wood.

5.2.6 Conclusion

L'analyse détaillée de la propagation d'une onde de souffle dans des mousses liquides met en évidence l'influence de la taille des bulles et de la fraction liquide, non seulement sur la montée en pression, mais également sur l'évolution de la surpression maximale, l'impulsion positive, ainsi que l'impulsion négative, de l'onde. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 9

S'agissant de l'atténuation de la surpression maximale, les résultats montrent que la fraction liquide joue un rôle déterminant. Pour un blast, l'atténuation est d'autant plus marquée que la mousse est humide, tandis que la taille des bulles n'a pas d'effet significatif. L'évolution de l'impulsion positive lors de la propagation d'une onde de blast dans la mousse montre une décroissance systématique, traduisant une dissipation progressive de l'énergie. Cette décroissance est amplifiée dans les mousses à fraction liquide élevée.

L'amplitude du précurseur est fortement influencée par la taille des bulles : des bulles plus petites conduisent systématiquement à un précurseur avec une amplitude plus importante, quel que soit le type d'onde (blast ou choc soutenu). En revanche, ni le taux de montée du précurseur ni celui de la compression principale ne dépendent de la taille des bulles dans le cas d'un blast. La fraction liquide, quant à elle, exerce un effet notable sur le taux de montée du précurseur, qui diminue plus rapidement à mesure que la mousse devient plus humide. Le taux de montée de la compression principale reste, lui, indépendant de la fraction liquide, mais dépend du nombre de Mach de l'onde incidente : plus celui-ci est faible, plus la montée est adoucie. De manière générale, on observe une tendance à l'adoucissement du taux de montée de la compression principale à travers la mousse, indépendamment des paramètres propres à celle-ci.

Enfin, les résultats montrent que la vitesse de l'onde décroît au cours de sa propagation dans la mousse. Pour une fraction liquide $\Phi = 8$ %, il a été mis en évidence que l'onde tend vers une propagation sonique. Cela suggère que, dans ce régime, le modèle de Wood constitue une bonne approximation pour estimer la vitesse du son au sein de la mousse.

Ces observations permettent de dégager des orientations claires pour le dimensionnement des barrières diphasiques selon les objectifs de protection recherchés. Une mousse sèche à petites bulles ($\Phi = 2$ %, $D = 160$ µm) favorisera une montée en pression rapide et une amplitude de précurseur plus importante. À l'inverse, une mousse plus humide à grandes bulles ($\Phi = 8$ %, $D = 450$ µm), assurera une atténuation plus efficace de la surpression et une amplitude de précurseur moins importante.

L'ensemble de ces observations constitue une base essentielle pour la conception d'un outil de dimensionnement de barrières diphasiques. Ce dernier, présenté au chapitre 7, permettra de prédire l'évolution d'un signal de pression dans une mousse aux caractéristiques connues, en considérant les effets combinés de la taille des bulles, de la fraction liquide et des propriétés de l'onde incidente.

TABLE 9 – Résumé de l'influence des paramètres expérimentaux sur les grandeurs caractéristiques du signal de pression pour un profil de type blast, pour des nombres de Mach compris entre 1,15 et 1,45, des fractions liquides entre 2 % et 8 %, et des tailles de bulle entre 160 µm et 450 µm.

Grandeur	**Fraction liquide**	**Taille des bulles**	**Nombre de Mach de l'onde incidente**	**Épaisseur de mousse**
Surpression maximale	✓	X	✓	✓
Impulsion positive	✓	≈	✓	✓
Impulsion négative	✓	–	–	≈
Amplitude du précurseur	X	✓	X	X
Taux de montée du précurseur	≈	X	X	✓
Taux de montée de la compression principale	≈	X	✓	✓
Nombre de Mach de l'onde dans la mousse	✓	✓	✓	✓

Légende : ✓ Influence nette – effet clair et systématique ; ≈ Influence partielle – observé pour certaines fractions liquides/taille des bulles, tendance modérée ; X Pas d'influence – effet non observé ; – Non Déterminé - Pas suffisamment de données pour déterminer une influence ou non du paramètre.

Chapitre 6

Études complémentaires sur l'interaction blast/mousse

Ce chapitre présente des travaux complémentaires initiés au cours de la thèse, mais dont l'avancement n'a pas permis une intégration au chapitre 5. Ils apportent néanmoins des éléments d'analyse intéressants et ouvrent des perspectives pour de futurs développements. Nous présentons d'abord des observations par imagerie rapide proposant une analyse plus fine de la propagation de l'onde dans la mousse. Ce travail offre une perspective complémentaire aux mesures de pression et a pour but d'identifier d'éventuelles corrélations entre les transformations du signal et les phénomènes physiques visibles.

Ensuite, nous approfondissons l'analyse de l'atténuation d'une onde de souffle par une mousse liquide en nous intéressant à son évolution après avoir traversé le milieu atténuateur. L'objectif principal est d'étudier la reformation de l'onde une fois sortie de la mousse et de comprendre comment l'atténuation qu'elle subit à l'intérieur du matériau se traduit sur ses caractéristiques après la traversée.

Enfin, ce chapitre inclut la mise en place de moyens de génération de mousse et de caractérisation à vide dans le but de réaliser des essais à grande échelle dans une configuration similaire à celle utilisée à l'échelle du laboratoire. L'objectif est d'évaluer les possibles effets d'échelle, et l'applicabilité des résultats obtenus en laboratoire à des scénarios plus représentatifs des conditions opérationnelles.

6.1 Visualisation au sein de la mousse

Comme démontré dans le chapitre 5, la propagation d'une onde de blast dans une mousse liquide se distingue nettement de celle dans l'air, notamment par l'apparition d'un précurseur, un ralentissement de la vitesse de l'onde et une atténuation marquée de la surpression maximale. Ces particularités soulignent l'intérêt de croiser les données issues des capteurs de pression avec des observations visuelles. Il s'agit d'évaluer dans quelle mesure les transformations du signal de pression — en fonction des caractéristiques de la mousse — s'accompagnent de phénomènes dynamiques détectables sur les enregistrements cinématographiques à haute vitesse.

Le montage expérimental est présenté sur la figure 6.1.1. La configuration pour l'acquisition des signaux de pression reste identique à celle décrite précédemment dans la section 4.2 du chapitre 4, en termes de positionnement des capteurs et d'épaisseur de mousse, sans l'extension

de la zone de mesure. La synchronisation entre les mesures de pression et les images est assurée en déclenchant l'acquisition de la caméra au moment où l'onde atteint le premier capteur (S_1), ce qui permet d'aligner précisément les origines temporelles des signaux vidéo et pression. L'enregistrement des images est effectué en transmission : une source lumineuse (projecteur LED) est placée d'un côté de la veine, tandis qu'une caméra rapide Photron FASTCAM SA-X2 est installée de l'autre côté. Une image de référence est prise sans mousse afin de calibrer les distances.

La visualisation en transmission est rendue possible par la faible hauteur de mousse (1 cm), qui permet d'observer la propagation du front d'onde à travers toute la hauteur de la veine sans atténuation optique excessive. Pour quantifier cette capacité de transmission optique, nous définissons un coefficient de transmission optique T_{opt}, dépendant des propriétés de la mousse.

Dans une mousse liquide, la transmission lumineuse est principalement limitée par la diffusion multiple sur les interfaces air/liquide. Le coefficient de transmission peut être estimé de manière empirique par la relation [Cantat et al., 2013]

$$T_{\text{opt}} \approx \frac{D}{2H\sqrt{\Phi}} \tag{6.1.1}$$

avec D le diamètre des bulles et H l'épaisseur de mousse traversée. Les valeurs de T_{opt} obtenues pour les configurations expérimentales présentées dans la suite de ce chapitre sont renseignées dans le tableau 10. La visualisation est donc nettement plus aisée pour une configuration avec une fraction liquide de 2 % et un diamètre de bulle de 450 µm que pour une mousse plus humide avec des bulles plus petites, comme la configuration à 8 % et 160 µm. On observe en effet un facteur d'environ 5 entre les coefficients de transmission optique dans ces deux cas. Pour compenser cette perte de transmission dans les configurations les plus diffusantes, l'intensité de la source lumineuse peut être ajustée. Cela permet d'optimiser la luminosité sur les images sans provoquer de saturation du capteur de la caméra.

Table 10 – Détermination du coefficient de transmission optique T_{opt} en fonction des paramètres des mousses utilisées. T_{opt} est calculé suivant l'équation 6.1.1.

Diamètre des bulles D [µm]	Épaisseur de mousse H [m]	Fraction liquide Φ [%]	Coefficient de transmission optique T_{opt} [-]
160	0,01	8	0,06
450	0,01	8	0,16
450	0,01	2	0,32

L'utilisation de la guillotine garantit une interface air/mousse plane, assurant ainsi une propagation homogène de l'onde au sein de la mousse. L'acquisition des images est effectuée à une cadence de 20 000 images par seconde, soit une image toutes les 50 µs. Cette fréquence est suffisante pour suivre finement la propagation de l'onde de pression sur les 9 cm observés, compte tenu de la vitesse estimée de l'onde dans la mousse, comprise entre 60 et 100 m/s selon la fraction liquide et la taille de bulle (voir figure 5.2.21 du chapitre 5). Cela correspond à une durée de propagation

comprise entre 0,9 et 1,5 ms, ce qui permet d'enregistrer entre 18 et 30 images pendant la traversée de la mousse. Cette résolution temporelle est donc suffisante pour capturer les principales étapes de l'évolution du front d'onde.

Le temps d'obturation est quant à lui fixé à $\approx$ 1 µs. Ce paramètre, qui correspond à la durée pendant laquelle le capteur de la caméra reste exposé à la lumière pour chaque image, est crucial pour éviter le flou de mouvement lors d'un phénomène rapide comme la propagation d'une onde. Un temps d'obturation court permet de figer les détails du front de compression. Bien que le réglage du temps d'obturation puisse théoriquement être utilisé pour ajuster l'exposition et éviter la saturation de l'image, nous avons choisi de le maintenir constant dans l'ensemble des essais. L'intensité lumineuse de la source LED est ajustée en amont pour assurer une exposition correcte sur la caméra, sans perte d'informations ni saturation du signal optique. Ce compromis garantit à la fois une bonne lisibilité des images et une cohérence entre les différents essais.

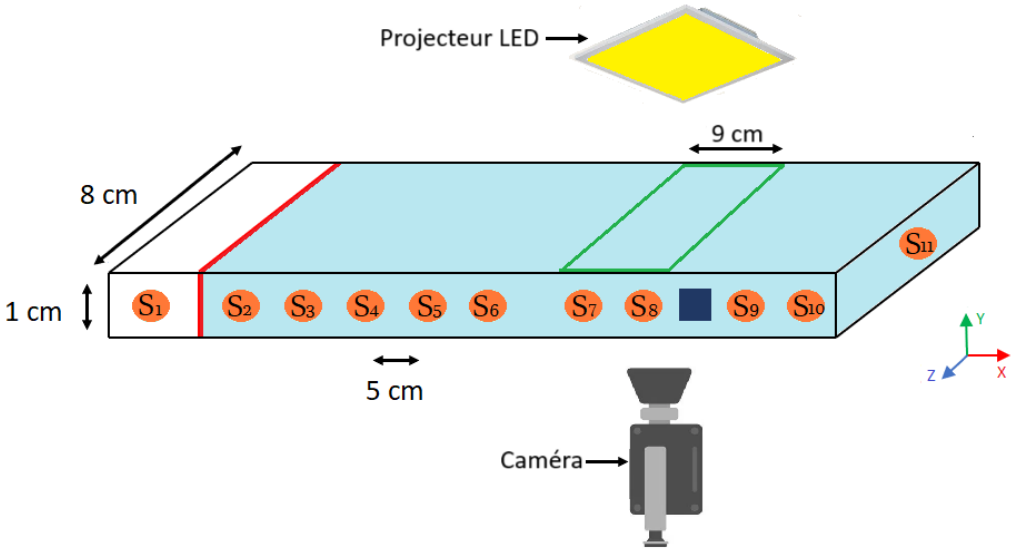

FIGURE 6.1.1 – Schéma de la configuration expérimentale pour la visualisation de la propagation d'une onde de blast dans une mousse liquide. La mousse (en bleu clair) remplit la veine jusqu'à la première guillotine, définissant ainsi une épaisseur de 60 cm. La visualisation est réalisée en transmission, grâce à une source lumineuse placée d'un côté de la veine et une caméra positionnée de l'autre. La zone observée par la caméra, située entre les capteurs S_7 et S_8, est représentée par un rectangle vert.

La figure 6.1.2 illustre l'évolution de l'onde de blast au cours de sa propagation dans la veine d'essais pour une mousse présentant une fraction liquide de 2 % et une taille de bulle de 450 µm. L'onde incidente, de type blast, possède un nombre de Mach de 1,45 à l'entrée de la veine. Afin d'améliorer la visualisation du front de choc, nous avons mis en œuvre plusieurs outils de traitement numérique des images.

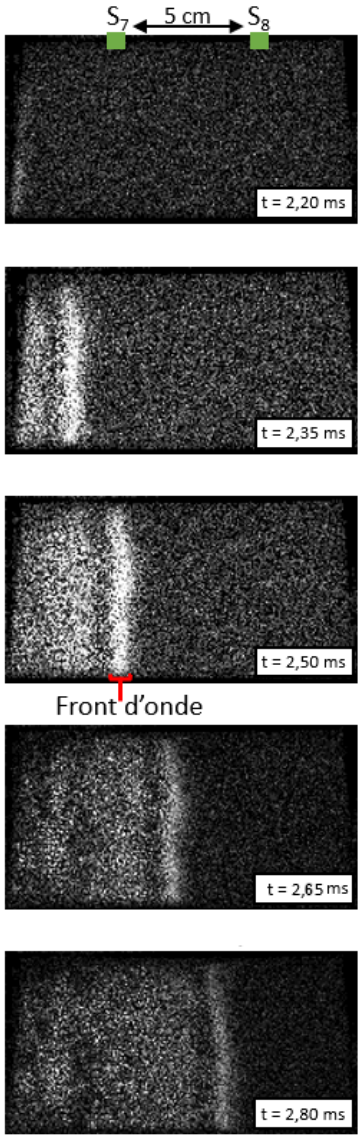

FIGURE 6.1.2 – Visualisation de la propagation d'une onde de blast pour la configuration expérimentale 1.45-B-2-450. Les images sont acquises à une fréquence de 20 000 images par seconde pour un temps d'obturation ≈ 1 µs. Une différence consécutive d'images est appliquée, mettant en évidence la progression du front d'onde qui apparaît sous la forme d'une bande lumineuse rectiligne se déplaçant dans la veine, suivie d'une région plus diffuse indiquant la mise en mouvement de la mousse. S_7 et S_8 indiquent respectivement la positions des capteurs 7 et 8.

Dans un premier temps, nous avons effectué une normalisation des niveaux de gris sur chaque vidéo. Cette étape consiste à ajuster les niveaux de luminosité de l'image pour corriger les variations d'éclairage ou de contraste, garantissant ainsi que les informations visuelles sont homogènes sur toute la séquence. Cette normalisation permet de mieux observer les variations de lumière liées aux déplacements du front de l'onde, rendant les changements de pression plus

visibles. Ensuite, pour mettre en évidence les variations temporelles du front de choc, nous avons appliqué une méthode de différence consécutive d'images. Cette technique consiste à soustraire chaque image de la séquence à l'image précédente, mettant ainsi en évidence les variations temporelles de luminosité et facilitant le suivi du mouvement. Au final, cette méthode documentée par Grégoire *et al.* [Grégoire et al., 2014], revient à appliquer un filtre passe haut sur les vitesses de l'écoulement. Dans le cas présent, chaque pixel de l'image correspond à une longueur d'environ 105 µm, et le temps séparant deux images consécutives est de 50 µs. En supposant qu'un pixel s'illumine ou s'éteigne dès que 50 % de sa surface a été modifiée (en l'absence de bruit), on peut considérer que ce traitement élimine tout élément se déplaçant à une vitesse absolue — indépendamment de sa direction — inférieure à $105/(2\times50)$=1,05 m/s. Pour pouvoir distinguer un signal à travers le bruit numérique, il est en outre nécessaire qu'un groupe d'au moins cinq pixels contigus de même couleur soit détecté. Or, comme évoqué au chapitre 4, les vitesses d'onde qui nous intéressent sont de l'ordre de 50 à 100 m/s, ce qui correspond à une trace visible s'étalant sur 2,5 à 5 mm, soit environ 24 à 48 pixels de largeur sur l'image.

L'acquisition est réalisée entre les capteurs S_7 et S_8 avec un champ de vision large afin de capturer l'évolution globale de l'onde et de visualiser l'intégralité de la largeur de la veine. L'analyse des images révèle la propagation d'un front d'onde globalement droit, accompagné d'un écoulement du fluide dans la direction de propagation du front. Ce front est matérialisé par une bande blanche se déplaçant à travers la veine, suivie d'une région plus diffuse de couleur blanche, témoignant de la mise en mouvement de la mousse. Après 2,5 ms, on observe une atténuation progressive du niveau de gris associé au front d'onde. Cette diminution de contraste ne semble pas directement liée à l'atténuation de l'onde elle-même, mais plutôt aux conditions expérimentales et à une source lumineuse légèrement inhomogène.

On observe également que le front d'onde est visuellement séparé du reste de l'écoulement par une bande foncée. Pour déterminer si ce front correspond au passage du précurseur, nous avons comparé son épaisseur apparente à celle théorique déduite du temps de montée du précurseur observé sur les signaux de pression. Avec un temps de montée de l'ordre de 0,05 ms en moyenne et une vitesse d'onde typique de 100 m/s, on obtient une épaisseur théorique d'environ 5 mm, soit précisément la distance parcourue par l'onde entre deux images à une cadence de 20 kHz. Cette concordance pourrait suggérer que le front observé corresponde effectivement au précurseur. Toutefois, les effets liés au mode d'acquisition - en particulier le traitement par différence d'images - génèrent systématiquement une bande blanche suivie d'une bande noire, dont la largeur dépend directement du déplacement de l'onde entre deux images. Ces artefacts rendent difficile l'interprétation fine de la nature du front observé, et ne permettent pas de conclure avec certitude sur l'existence ou non d'un précurseur dans les images.

Afin d'étudier en détail la propagation de l'onde de blast dans la mousse, un diagramme de marche x-t est tracé. Ce type de représentation, où la position x est reportée en fonction du temps t, permet de visualiser l'évolution spatio-temporelle du front d'onde et d'extraire des informations sur sa dynamique, notamment la vitesse de propagation et les modifications structurelles de la mousse au cours du temps. Pour améliorer la lisibilité du diagramme, une

normalisation des niveaux de gris est réalisée à l'aide du logiciel Videris afin d'homogénéiser les niveaux de gris et d'accentuer le contraste. Le diagramme x-t est ensuite construit à partir d'une ligne située à proximité de la paroi de la veine d'essai, dans la zone où sont positionnés les capteurs (figure 6.1.3.a). Idéalement, cette ligne aurait été placée exactement à la hauteur des capteurs afin de permettre une comparaison directe entre le temps d'arrivée extrait du diagramme x-t et celui mesuré par les capteurs de pression. Cependant, cette configuration est techniquement difficile à mettre en place, en raison des contraintes liées à la visualisation et à l'homogénéité de l'éclairage à proximité immédiate de la surface. Néanmoins, le front d'onde étant rectiligne, on peut raisonnablement supposer que le diagramme obtenu avec cette ligne est représentatif de ce qui aurait été observé à la paroi.

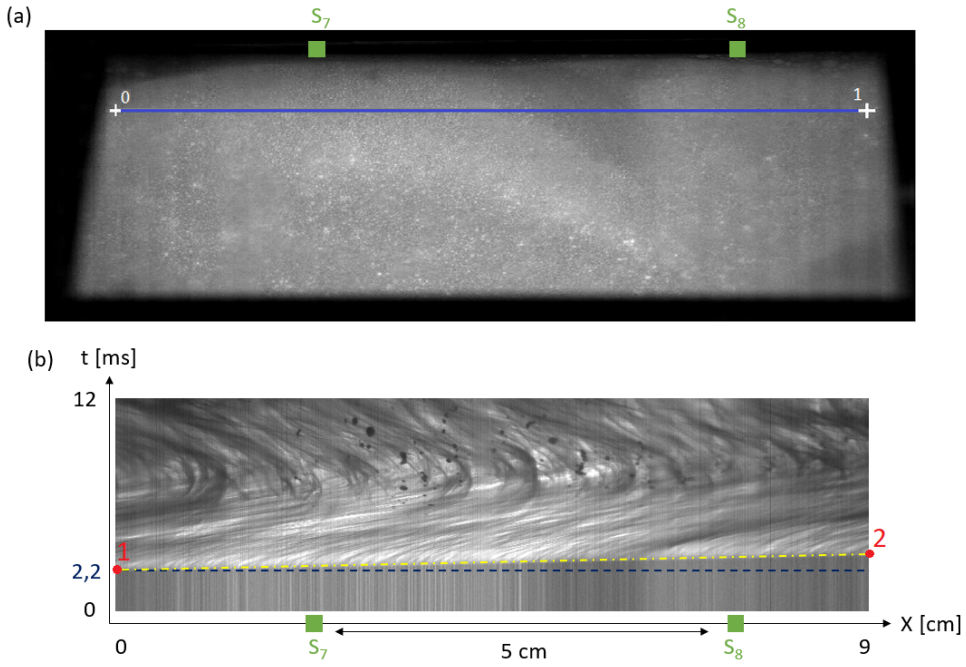

FIGURE 6.1.3 – Recherche de la vitesse de propagation de l'onde de blast pour une configuration 1.45-B-2-450. (a) Schéma de la ligne d'extraction utilisée pour tracer le diagramme x-t, positionnée à proximité de la paroi de la veine où sont situés les capteurs de pression S_7 et S_8 représentés par des carré verts. (b) Diagramme x-t correspondant à la ligne d'extraction, illustrant la propagation de l'onde de blast dans la mousse liquide. La transition entre les deux régions distinctes met en évidence l'arrivée de l'onde et le mouvement induit dans la mousse. La pente de la droite (pointillés jaunes) permet d'estimer la vitesse de propagation du front d'onde.

On constate également sur la figure 6.1.3.a que le niveau de gris de la mousse n'est pas homogène. Si l'on se base sur le coefficient de transmission optique défini par l'équation 6.1.1, cela suggère que la mousse ne serait pas homogène. Cependant, la veine étant en configuration horizontale

(voir section 4.2.1 du chapitre 4), nous pouvons être confiants quant à l'homogénéité de la fraction liquide. Ainsi, les variations observées correspondraient à des changements dans la taille des bulles, les zones foncées étant supposées correspondre à des bulles de plus petit diamètre. En réalité, ces variations de niveau de gris sont principalement dues à l'impact de la lumière ambiante, nécessaire par sécurité, qui perturbe l'homogénéité des niveaux de gris dans les images. De plus, la source lumineuse utilisée étant une source LED, elle peut entraîner des irrégularités dans la distribution lumineuse, créant des zones de lumière non uniforme et perturbant l'homogénéité des niveaux de gris dans les images. Aucune poche d'air entre la mousse et la paroi n'a été observée à l'œil nu.

L'analyse du diagramme x-t (figure 6.1.3.b) met en évidence deux phases distinctes. Avant l'arrivée de l'onde ($t < 2.2$ ms à $x = 0$ cm), la mousse reste immobile, et aucune évolution notable n'est observée. Après l'arrivée de l'onde, un déplacement progressif du fluide est visible dans la direction de propagation du front. Les lignes observées correspondent aux bulles à la paroi, qui agissent comme des traceurs naturels du mouvement de la mousse. Il est également important de noter que la phase gazeuse étant de l'air (donc transparente dans le visible), nous ne pouvons observer que la mise en mouvement de la phase liquide de la mousse.

L'exploitation du diagramme x-t permet d'estimer la vitesse moyenne de propagation du front d'onde en analysant son déplacement au cours du temps. Pour cela, une droite est tracée afin de représenter la trajectoire du front (pointillés jaunes sur la figure 6.1.3). Grâce aux échelles de temps et de position, chaque pixel du diagramme peut être associé à un instant et une position précise. Deux points (notés 1 et 2) sont ainsi sélectionnés aux extrémités de la trajectoire, permettant le calcul de la vitesse moyenne selon la relation :

$$\dot{x}_{\text{front}} = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} \tag{6.1.2}$$

où (x_1, t_1) et (x_2, t_2) correspondent respectivement aux positions et temps des points 1 et 2. Les coordonnées des points sont déterminées à l'aide du logiciel de traitement d'image ImageJ. Cette méthode donne une vitesse de propagation estimée à (132 ± 7) m/s. L'incertitude a été évaluée à partir des incertitudes de mesure, ainsi que de l'écart-type obtenu en répétant le calcul cinq fois à différents endroits le long de la trajectoire du front.

Des mesures effectuées à différentes hauteurs dans la veine ne montrent pas de variation significative de la vitesse : les différences observées restent inférieures à l'incertitude de mesure. Dans la section 5.2.5 du chapitre 5, nous avons mis en évidence un ralentissement progressif de l'onde au fur et à mesure de sa propagation dans la mousse. Pour la configuration 1.45-B-2-450 considérée ici, il a été montré dans le chapitre précédent, qu'à cette position, que la vitesse n'est pas encore parfaitement stabilisée mais se rapproche de la vitesse de Wood : on peut donc considérer qu'elle est quasi constante dans cette zone.

En parallèle, l'analyse des signaux de pression enregistrés par les capteurs fournit une estimation de la vitesse de l'onde légèrement inférieure, de (102 ± 3) m/s entre les deux capteurs soit un écart de 30 % entre la vitesse déterminée via les capteurs de pression et celle avec le diagramme

x-t. Cette divergence peut dans un premier temps s'expliquer par l'approximation d'une vitesse de propagation constante dans le diagramme x-t.

L'écart observé sur la vitesse peut également s'expliquer par la fréquence d'acquisition des images de la vidéo. Pour estimer la vitesse, nous sélectionnons deux points aux extrémités de la trajectoire du front dans le diagramme x-t. Dans notre cas, la distance entre ces deux points est de $x_2 - x_1 = 9$ cm. Pour deux vitesses différentes - 102 m/s et 132 m/s -, on peut calculer les temps $t_2 - t_1$ pour parcourir la distance $x_2 - x_1$ à l'aide de la relation 6.1.2. On a alors un intervalle de temps de 0,88 ms pour 102 m/s, et de 0,68 ms pour 132 m/s, soit un écart de 0,20 ms entre les deux estimations. Si l'on suppose que le premier temps t_1 reste fixe, cela signifie que la position temporelle du second point (t_2) varie selon la vitesse supposée.

Or, dans le diagramme x-t, l'axe des temps est discrétisé par les images de la caméra : chaque image correspond à une nouvelle ligne de pixels sur l'axe temporel. Avec une cadence de 20 000 images par seconde, une image est enregistrée toutes les 0,05 ms. Ainsi, un écart de 0,20 ms entre deux estimations de t_2 correspond à un décalage de 4 pixels verticaux sur le diagramme. Ce décalage n'est pas très significatif et illustre bien pourquoi la vitesse mesurée peut varier selon la précision temporelle de l'acquisition. La vitesse étant mesurée manuellement, elle est également sujette à des variations en fonction de l'opérateur. Une fréquence d'image plus élevée permettrait une mesure plus précise et donc une réduction de l'incertitude de la vitesse de propagation du front.

L'analyse croisée des images et du signal de pression au niveau du capteur S_7 permet d'explorer d'éventuelles correspondances entre les dynamiques observées sur le diagramme x-t, obtenu à 1 cm de la paroi, et la morphologie du signal. L'objectif est d'identifier des comportements spécifiques de la mousse ou du front d'onde pouvant expliquer les variations enregistrées. La figure 6.1.4 illustre cette démarche en présentant, côte à côte, le signal mesuré par le capteur S_7 et l'extrait du diagramme x-t correspondant, centré sur la position du capteur.

Le temps d'arrivée de l'onde au niveau d'un capteur, ici S_7, est déterminé sur le diagramme x-t en croisant la droite représentant le front d'onde avec une droite verticale placée à la position du capteur. Le point d'intersection fournit les coordonnées (x_{S_7}, t_{a,S_7}), où x_{S_7} correspond à la position du capteur S_7 et t_{a,S_7} au temps d'arrivée de l'onde sur ce capteur. Pour le capteur S_7, le temps d'arrivée déterminé sur le diagramme x-t est de 2,5 ms, tandis que celui extrait du signal de pression, arbitrairement déterminé comme l'instant où la pression dépasse un seuil de 0,05 bars, est de $(2{,}45 \pm 0{,}02)$ ms (incertitude estimée à partir des caractéristiques du capteur). Cet écart reste cohérent avec la résolution temporelle des images (0,05 ms) et confirme la bonne concordance entre les mesures optiques et les données de pression.

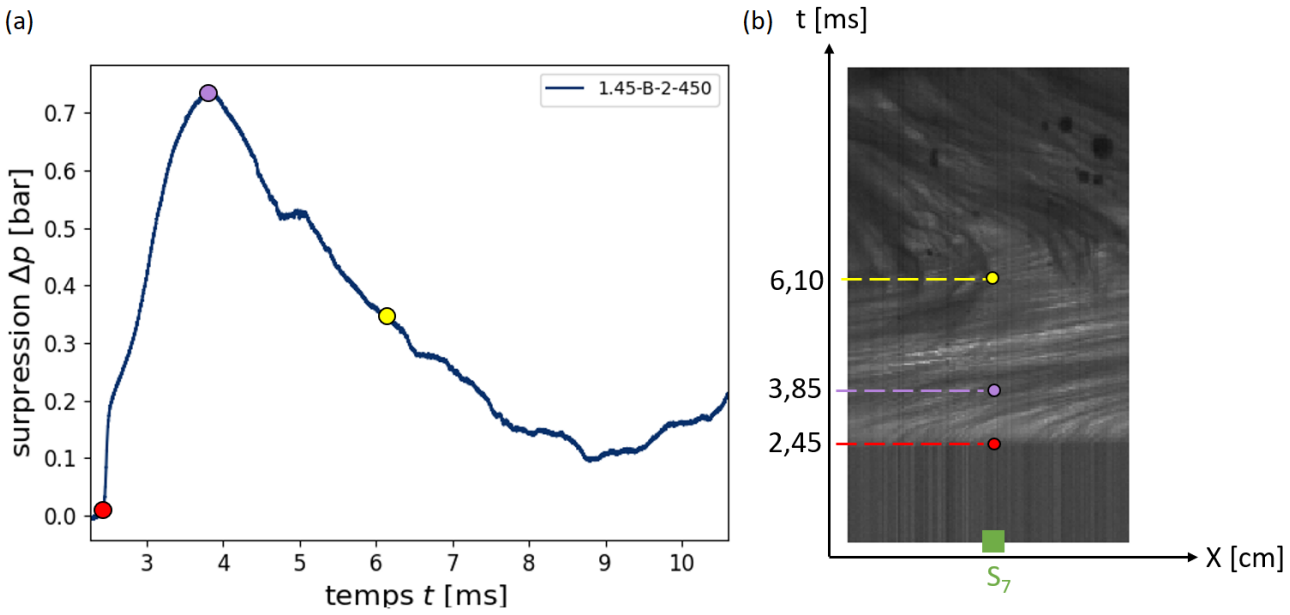

FIGURE 6.1.4 – Corrélation entre le signal de pression mesuré au capteur S_7 et le diagramme x-t correspondant. Résultats obtenus pour une configuration 1.45-B-2-450. (a) Signal de pression enregistré au capteur S_7, avec indication du temps d'arrivée de l'onde (point rouge), du temps correspondant à la surpression maximale $\Delta p_{\max}$ (point violet) et du temps correspondant à l'arrivée de l'onde réfléchie en fond de veine (point jaune). (b) Diagramme x-t extrait à la position S_7 du capteur S_7 (agrandissement de la figure 6.1.3).

En revanche, le temps correspondant à la surpression maximale $\Delta p_{\max}$ (point violet) ne présente pas de signature claire sur le diagramme x-t. Ce type de représentation révèle principalement les mouvements de la phase liquide — visibles à travers le déplacement des bulles en paroi — mais ne permet pas d'accéder directement à l'évolution locale de la pression. Ainsi, bien que le front d'onde soit identifiable visuellement, les variations plus fines de pression, comme le pic de surpression, ne laissent pas nécessairement de trace visible sur le diagramme optique.

Un phénomène intéressant est visible au niveau du point jaune sur le diagramme x-t, où la direction du mouvement de la mousse s'inverse. Ce changement pourrait correspondre à l'arrivée de l'onde réfléchie depuis le fond de la zone de mesure. Bien que ce point ne coïncide pas avec une hausse marquée de pression sur le signal, ce qui serait typique du passage d'une onde réfléchie, une estimation temporelle confirme cette hypothèse : l'onde incidente atteint le fond de la veine vers 3,5 ms, et, en supposant une vitesse constante identique à celle mesurée entre S_7 et S_8 via les signaux de pression, soit (102 ± 3) m/s, l'onde réfléchie met environ 2,5 ms pour revenir au capteur S_7. Elle devrait donc apparaître autour de 6 ms. Or, le signal reste monotone sur cet instant, l'effet de cette possible onde réfléchie est donc indécelable à ce niveau. Cette absence s'explique par la superposition de l'onde réfléchie avec la phase de détente de l'onde incidente, comme vu dans la section 2.2.3 du chapitre 2, ce qui atténue sa signature en pression et se manifeste uniquement par la disparition de la phase négative.

On souhaiterait également positionner sur le diagramme x-t le point correspondant à l'amplitude du précurseur. Cependant, celui-ci se superpose presque entièrement avec le point marquant le temps d'arrivée de l'onde. Comme détaillé au chapitre 5, cela s'explique par le faible temps de montée du précurseur, lié à son amplitude réduite et à son taux de montée élevé. Avec une fréquence d'acquisition limitée, l'amplitude du précurseur est donc difficilement discernable sur le diagramme x-t.

Lorsqu'on examine la mise en mouvement de la mousse sur le diagramme x-t (figure 6.1.5), on observe une mise en mouvement instantanée suivie d'une phase d'accélération progressive, jusqu'à atteindre une vitesse finale constante $\dot{x}_\mathrm{f}$. Pour estimer cette vitesse, on suit manuellement le déplacement d'une particule située au niveau du capteur S_7 (pointillés oranges), en analysant l'image à l'aide du logiciel ImageJ. Ce tracé manuel du trajet est ensuite modélisé par une droite, dont la pente donne la valeur de $\dot{x}_\mathrm{f}$. Il ne s'agit pas d'une détection automatique, la méthode dépend donc de l'interprétation de l'expérimentateur. Pour tenir compte de cette variabilité, l'opération est répétée cinq fois, ce qui permet d'évaluer une incertitude expérimentale. On obtient ainsi une vitesse finale estimée à $\dot{x}_\mathrm{f} = (13,4 \pm 0,8)$ m·s^{-1}.

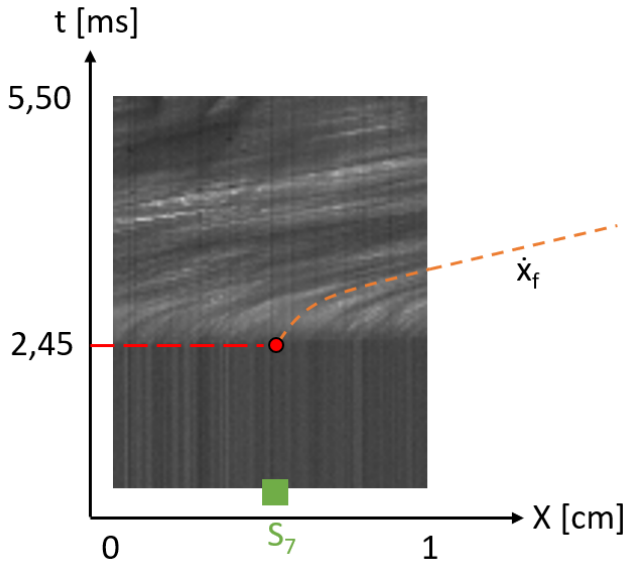

FIGURE 6.1.5 – Diagramme x-t extrait à la position du capteur S_7 (agrandissement de la figure 6.1.3). Le temps d'arrivée de l'onde déterminé à partir des signaux de pression est indiqué par un point rouge. Les pointillés oranges suivent la trajectoire d'une bulle à la paroi au cours du temps. Ce tracé manuel est obtenu en analysant l'image à l'aide du logiciel ImageJ. La bulle est mise en mouvement et accélère jusqu'à atteindre sa vitesse finale $\dot{x}_\mathrm{f}$. Résultats obtenus pour une configuration 1.45-B-2-450.

On se propose à présent de comparer les résultats expérimentaux avec la vitesse matérielle théorique $\dot{x}_\mathrm{p}$ dans le référentiel du laboratoire, juste après le passage de l'onde. Cette vitesse peut être estimée

à partir des relations de Rankine-Hugoniot, présentées dans la section 2.2.1 du chapitre 2, qui supposent un milieu sans effets visqueux ni dissipatifs. On obtient alors [Anderson, 2003]

$$\dot{x}_{\mathrm{p}} = \frac{p_2 - p_1}{\rho_1 \dot{x}_\Omega}, \tag{6.1.3}$$

avec $\dot{x}_\Omega$ vitesse de l'onde de choc. ρ_1 est la masse volumique du milieu traversé, donc dans notre cas $\rho_1 = \rho_{\mathrm{mousse}}$. La masse volumique de la mousse ρ_{mousse} est calculée suivant l'équation 2.1.2 présentée au chapitre 2. $p_2 - p_1$ est la différence de pression traduisant le saut de pression engendré par le passage de l'onde.

Le tableau 11 présente les vitesses matérielles obtenues pour différentes valeurs de $\dot{x}_\Omega$, en distinguant celles calculées à partir des capteurs de pression $\dot{x}_{\Omega,\mathrm{capteur}}$ et celles estimées via le diagramme x-t $\dot{x}_{\Omega,\text{x-t}}$. Pour la différence de pression relevée au niveau du capteur $\Delta p_{\mathrm{capteur}} = p_2 - p_1$, deux valeurs sont considérées : soit la surpression maximale $\Delta p_{\max}$, soit l'amplitude du précurseur Δp_{c}, dans l'hypothèse où celui-ci agirait comme une onde de choc responsable de la mise en mouvement des bulles.

Table 11 – Paramètres utilisés afin de déterminer une vitesse matérielle théorique après le passage de l'onde de blast au niveau du capteur S_7. La vitesse matérielle est déterminée pour plusieurs configurations en fonction de la vitesse de l'onde de choc calculée à partir des capteurs de pression $\dot{x}_{\Omega,\mathrm{capteur}}$ ou via le diagramme x-t $\dot{x}_{\Omega,\text{x-t}}$, mais également de la différence de pression relevée au niveau du capteur en considérant soit la surpression maximale $\Delta p_{\max}$, soit l'amplitude du précurseur Δp_{c}. Résultats obtenus pour une condition expérimentale 1.45-B-2-450. La vitesse finale mesurée sur le diagramme x-t est égale à $\dot{x}_{\mathrm{f}} = (13,4 \pm 0,8)$ m·s^{-1}.

Configuration N°	Surpression au niveau du capteur $\Delta p_{\mathrm{capteur}}$ [Pa]	Densité initiale ρ_1 [kg.m^{-3}]	Vitesse de l'onde de choc $\dot{x}_\Omega$ [m/s]	Vitesse matérielle théorique $\dot{x}_{\mathrm{p}}$ [m/s]
$\Delta p_{\max}$ + $\dot{x}_{\Omega,\text{x-t}}$	72 775	20,36	132	27,1
$\Delta p_{\max}$ + $\dot{x}_{\Omega,\mathrm{capteur}}$	72 775	20,36	102	35,0
Δp_{c} + $\dot{x}_{\Omega,\text{x-t}}$	18 875	20,36	132	7,0
Δp_{c} + $\dot{x}_{\Omega,\mathrm{capteur}}$	18 875	20,36	102	9,1

Les vitesses matérielles calculées à partir des relations de Rankine-Hugoniot sont du même ordre de grandeur que la vitesse finale $\dot{x}_{\mathrm{f}}$ extraite du diagramme x-t. L'écart relatif dépend toutefois du choix de la surpression $\Delta p_{\mathrm{capteur}}$. Si l'on fixe $\dot{x}_\Omega = \dot{x}_{\Omega,\mathrm{capteur}}$, alors l'écart relatif est de : 47 % si $\Delta p_{\mathrm{capteur}} = \Delta p_{\mathrm{c}}$, contre 161 % si $\Delta p_{\mathrm{capteur}} = \Delta p_{\max}$.

Bien que les relations de Rankine-Hugoniot soient valables dans des cas où le front de choc est clairement défini et en l'absence d'effets visqueux significatifs, leur application est donc moins évidente dans notre contexte, où l'onde se propage à travers la mousse liquide. La bonne concordance entre les valeurs de la vitesse matérielle théorique et la vitesse finale mesurée montre que, dans le cas d'une mousse liquide avec $\Phi = 2$ % et $D = 450$ µm, l'accélération de la mousse est principalement liée à l'amplitude du précurseur.

6.1.1 Influence de la fraction liquide

Pour étudier l'impact de la fraction liquide sur les valeurs de $\dot{x}_\mathrm{f}$ et de $\dot{x}_\mathrm{p}$, nous avons représenté sur la figure 6.1.6 le signal de pression ainsi que le diagramme x-t obtenus pour une mousse liquide de fraction liquide de 8 % et une taille de bulle de 450 µm.

La vitesse du front de choc mesurée par les capteurs est de $\dot{x}_{\Omega,\mathrm{capteur}} = (84 \pm 4)$ m/s, tandis que celle extraite du diagramme x-t est de $\dot{x}_{\Omega,\text{x-t}} = (91 \pm 6)$ m/s. Ces valeurs, présentant un écart relatif de 8,3 %, sont cohérentes entre elles, et sont inférieures à celles mesurées pour une mousse de fraction liquide 2 %.

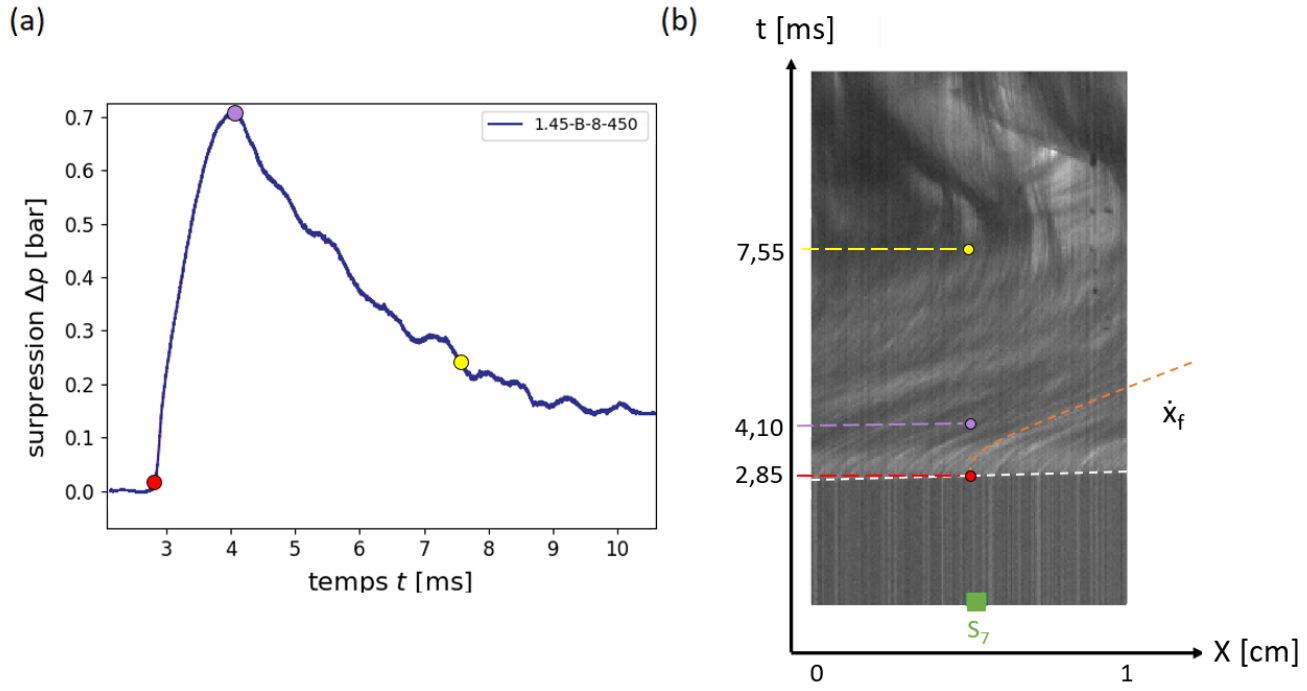

FIGURE 6.1.6 – Corrélation entre le signal de pression mesuré au capteur S_7 et le diagramme x-t correspondant. Résultats obtenus pour une configuration 1.45-B-8-450. (a) Signal de pression enregistré au capteur S_7, avec indication du temps d'arrivée de l'onde (point rouge), du temps correspondant à la surpression maximale Δp_max (point violet) et du temps correspondant à l'arrivée de l'onde réfléchie en fond de veine (point jaune). (b) Diagramme x-t extrait à la position du capteur S_7. Les pointillés oranges suivent la trajectoire d'une particule au cours du temps. La particule est mise en mouvement et accélère jusqu'à atteindre sa vitesse finale $\dot{x}_\mathrm{f}$. Les pointillés blancs indiquent le passage de l'onde de choc et permettent d'estimer sa vitesse.

L'analyse du diagramme x-t (figure 6.1.6.b) montre, comme pour une mousse avec une fraction liquide de 2 %, une mise en mouvement des bulles à la paroi instantanée suivie d'une phase d'accélération, jusqu'à atteindre une vitesse finale constante $\dot{x}_\mathrm{f}$. En procédant à une analyse suivant la même méthode que précédemment, on obtient une vitesse finale de $\dot{x}_\mathrm{f} = (8,1 \pm 0,6)$ m/s,

également plus faible que celle mesurée pour une mousse à $\Phi = 2$ %.

Les vitesses matérielles calculées à partir des relations de Rankine-Hugoniot (voir tableau 12) sont du même ordre de grandeur que la vitesse finale $\dot{x}_\mathrm{f}$ extraite du diagramme x-t. On observe cependant que la vitesse $\dot{x}_\mathrm{p}$ estimée en considérant l'amplitude du précurseur est plus éloignée de la valeur expérimentale que celle obtenue avec la surpression maximale Δp_max. En prenant $\dot{x}_\Omega = \dot{x}_{\Omega,\mathrm{capteur}}$, l'écart relatif atteint 224 % lorsque $\Delta p_\mathrm{capteur}$ est associé à l'amplitude du précurseur, contre 9,1 % si l'on considère la surpression maximale. La bonne concordance entre les valeurs de la vitesse matérielle théorique et la vitesse finale mesurée montre que, dans le cas d'une mousse liquide avec $\Phi = 8$ % et $D = 450$ µm, l'accélération de la mousse est principalement liée à la surpression maximale.

TABLE 12 – Paramètres utilisés afin de déterminer une vitesse matérielle théorique après le passage de l'onde de blast au niveau du capteur S_7. La vitesse matérielle est déterminée pour plusieurs configurations en fonction de la vitesse de l'onde de choc calculée à partir des capteurs de pression $\dot{x}_{\Omega,\mathrm{capteur}}$ ou via le diagramme x-t $\dot{x}_{\Omega,\text{x-t}}$, mais également de la différence de pression relevée au niveau du capteur en considérant soit la surpression maximale Δp_max, soit l'amplitude du précurseur Δp_c. Résultats obtenus pour une condition expérimentale 1.45-B-8-450. La vitesse finale mesurée sur le diagramme x-t est égale à $\dot{x}_\mathrm{f} = (8,1 \pm 0,6)$ m·s^{-1}.

Configuration N°	Surpression au niveau du capteur $\Delta p_\mathrm{capteur}$ [Pa]	Densité initiale ρ_1 [kg.m^{-3}]	Vitesse de l'onde de choc $\dot{x}_\Omega$ [m/s]	Vitesse matérielle théorique $\dot{x}_\mathrm{p}$ [m/s]
Δp_max + $\dot{x}_{\Omega,\text{x-t}}$	69 275	81,44	91	9,3
Δp_max + $\dot{x}_{\Omega,\mathrm{capteur}}$	69 275	81,44	84	10,1
Δp_c + $\dot{x}_{\Omega,\text{x-t}}$	17 075	81,44	91	2,3
Δp_c + $\dot{x}_{\Omega,\mathrm{capteur}}$	17 075	81,44	84	2,5

6.1.2 Influence de la taille de bulle

Pour étudier l'impact de la taille de bulle sur les valeurs de $\dot{x}_\mathrm{f}$ et de $\dot{x}_\mathrm{p}$, nous avons représenté sur la figure 6.1.7, le signal de pression ainsi que le diagramme x-t obtenus au niveau du capteur S_7 pour une mousse liquide de fraction liquide de 8 % et une taille de bulle de 160 µm.

La vitesse du front de choc mesurée par les capteurs est de $\dot{x}_{\Omega,\mathrm{capteur}} = (71 \pm 3)$ m/s, tandis que celle extraite du diagramme x-t est de $\dot{x}_{\Omega,\text{x-t}} = (67 \pm 8)$ m/s. Ces valeurs, présentant un écart relatif de 5,9 %, sont cohérentes entre elles et sont inférieures à celles mesurées pour une même fraction liquide avec des bulles de 450 µm.

L'analyse du diagramme x-t (figure 6.1.6.b) montre, comme pour une mousse avec une taille de bulle de 450 µm, une mise en mouvement des bulles à la paroi instantanée. En revanche, la mousse atteint quasiment immédiatement sa vitesse finale $\dot{x}_\mathrm{f}$. Ce comportement distinct montre un effet significatif de la taille des bulles sur la dynamique d'entraînement de la mousse. L'analyse

du signal de pression ne permet pas d'identifier clairement un précurseur isolé, mais plutôt une coalescence entre ce dernier et l'onde perturbatrice, comme discuté dans la section 5.1.3 du chapitre 5. Ce comportement entraîne une montée en pression brusque jusqu'à une valeur proche de $\Delta p_{\max}$. En procédant à une analyse suivant la même méthode que précédemment, on obtient une vitesse finale de $\dot{x}_{\mathrm{f}} = (15,2 \pm 0,5)$ m/s, soit une valeur supérieure à celle mesurée pour des bulles de 450 µm.

Les vitesses matérielles calculées à partir des relations de Rankine-Hugoniot (voir tableau 13) sont du même ordre de grandeur que la vitesse finale $\dot{x}_{\mathrm{f}}$ extraite du diagramme x-t bien qu'un écart relatif de 30 % entre $\dot{x}_{\mathrm{f}}$ et de $\dot{x}_{\mathrm{p}}$ soit observé en prenant $\dot{x}_{\Omega} = \dot{x}_{\Omega,\mathrm{capteur}}$.

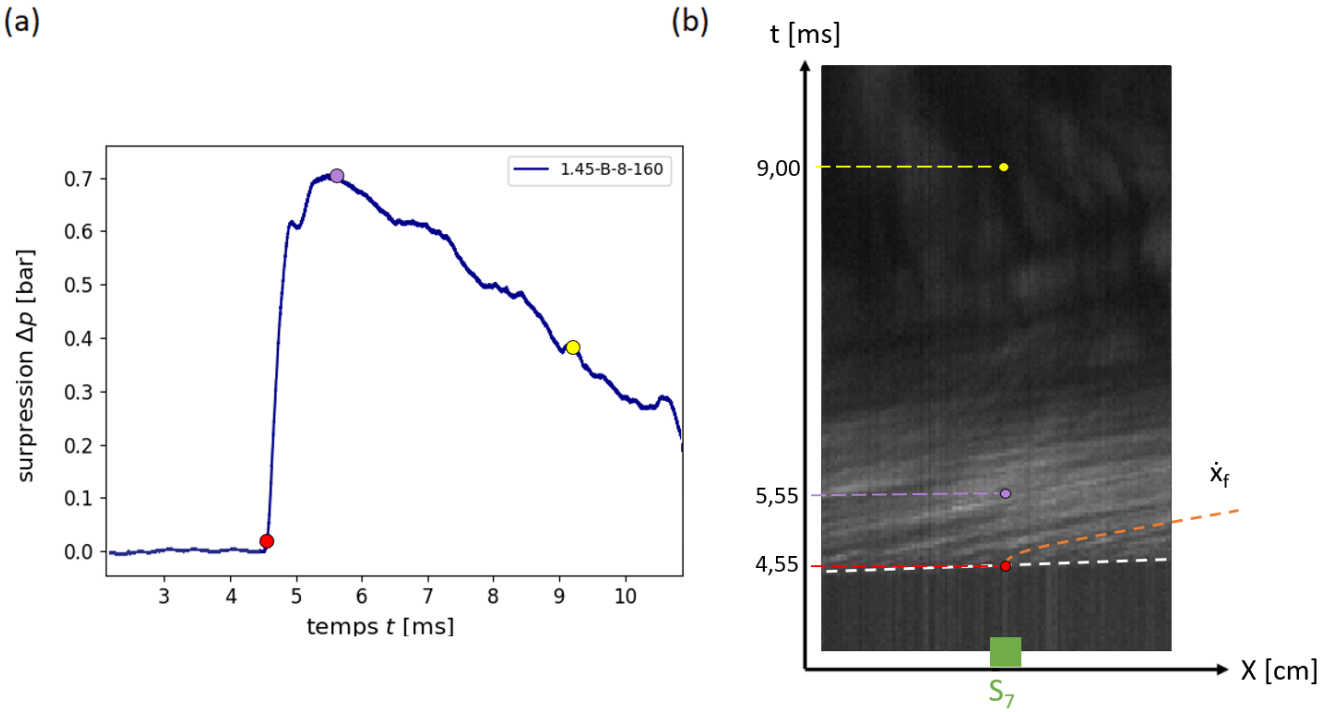

FIGURE 6.1.7 – Corrélation entre le signal de pression mesuré au capteur S_7 et le diagramme x-t correspondant. Résultats obtenus pour une configuration 1.45-B-8-160. (a) Signal de pression enregistré au capteur S_7, avec indication du temps d'arrivée de l'onde (point rouge), du temps correspondant à la surpression maximale $\Delta p_{\max}$ (point violet) et du temps correspondant à l'arrivée de l'onde réfléchie en fond de veine (point jaune). (b) Diagramme x-t extrait à la position du capteur S_7. Les pointillés oranges suivent la trajectoire d'une particule au cours du temps. La particule est mise en mouvement et atteint quasiment instantanément sa vitesse finale $\dot{x}_{\mathrm{f}}$. Les pointillés blancs indiquent le passage de l'onde de choc et permettent d'estimer sa vitesse.

Pour conclure, l'analyse des visualisations réalisées dans la mousse confirme que la vitesse de propagation de l'onde de blast estimée à partir du diagramme x-t est en bon accord avec celle obtenue par les capteurs de pression, sur les quelques essais examinés. Ce travail d'analyse des cinématographies rapides est malheureusement limité par la disponibilité et la qualité des enregistrements vidéo. D'une part, il n'a pas été possible de le systématiser sur l'intégralité des essais

de la thèse, pour des questions de mise au point du dispositif expérimental ou de disponibilité du matériel. D'autre part, la résolution spatio-temporelle limitée des cinématographies rend l'analyse plus complexe et certaines mesures imprécises, dès lors que la vitesse des éléments observés dépasse 50 m/s. Une acquisition plus rapide permettrait d'améliorer la précision, mais au détriment de la résolution spatiale. Les diagrammes x-t toutefois mettent clairement en évidence l'influence de la fraction liquide sur la propagation de l'onde, avec une vitesse plus faible pour $\Phi = 8$ % que pour $\Phi = 2$ %.

TABLE 13 – Paramètres utilisés afin de déterminer une vitesse matérielle théorique après le passage de l'onde de blast au niveau du capteur S_7. La vitesse matérielle est déterminée pour plusieurs configurations en fonction de la vitesse de l'onde de choc calculée à partir des capteurs de pression $\dot{x}_{\Omega,\text{capteur}}$ ou via le diagramme x-t $\dot{x}_{\Omega,\text{x-t}}$, mais également de la différence de pression relevée au niveau du capteur en considérant la surpression maximale $\Delta p_{\max}$. Résultats obtenus pour une condition expérimentale 1.45-B-8-160. La vitesse finale mesurée sur le diagramme x-t est égale à $\dot{x}_\text{f} = (15,2 \pm 0,5)$ m·s^{-1}.

Configuration N°	Surpression au niveau du capteur $\Delta p_{\text{capteur}}$ [Pa]	Densité initiale ρ_1 [kg.m^{-3}]	Vitesse de l'onde de choc $\dot{x}_\Omega$ [m/s]	Vitesse matérielle théorique $\dot{x}_\text{p}$ [m/s]
$\Delta p_{\max}$ + $\dot{x}_{\Omega,\text{x-t}}$	67 375	81,44	67	12,3
$\Delta p_{\max}$ + $\dot{x}_{\Omega,\text{capteur}}$	67 375	81,44	71	11,7

La dynamique de mise en mouvement de la mousse dépend fortement de la taille des bulles. Pour des bulles de grande taille, un précurseur est clairement identifiable sur les signaux de pression, suivi d'une montée progressive en pression. Cette morphologie entraîne une mise en mouvement instantanée de la mousse, puis une accélération graduelle jusqu'à atteindre sa vitesse finale. À l'inverse, lorsque les bulles sont plus petites, la montée en pression est plus abrupte, à cause de la coalescence de l'onde perturbatrice avec le précurseur, sans précurseur distinct, ce qui conduit à une mise en mouvement immédiate de la mousse quasiment à sa vitesse finale. Ce changement de comportement suggère que le mode d'accélération de la mousse est directement influencé par la morphologie de l'onde de pression. La fraction liquide influe également sur la vitesse finale atteinte par la mousse.

Par ailleurs, nous avons analysé la dynamique en entrée de veine afin de détecter une éventuelle formation du précurseur. Aucun changement notable n'a été observé dans les diagrammes x-t, ce qui ne permet pas de conclure à une formation distincte du précurseur ou à une évolution significative du comportement de l'onde le long de la veine. Une expérience complémentaire a été menée sur une mousse très sèche, obtenue après 30 minutes d'attente, favorisant la formation de très grosses bulles (diamètre de l'ordre du millimètre), dans l'objectif de visualiser une éventuelle atomisation de la mousse suite au passage du précurseur. Cependant, la résolution des mesures s'est révélée insuffisante pour observer ce phénomène.

6.2 Reformation de l'onde après la mousse

Après avoir caractérisé en détail la propagation de l'onde de blast au sein de la mousse, tant à travers l'analyse des signaux de pression que par les visualisations, nous nous intéressons désormais à l'onde reformée après le passage dans le bloc de mousse. L'objectif est de déterminer dans quelle mesure la mousse modifie les propriétés de l'onde transmise. Pour cela, les essais ont été réalisés avec un rallongement du tube à choc mesurant 1 m de longueur, présenté dans la section 4.2.1 du chapitre 4, afin d'éviter que l'onde réfléchie au fonde de la zone de mesure n'interfère trop rapidement avec le signal de pression mesuré. L'épaisseur du bloc de mousse a été fixée à 25 cm, valeur déterminée par la distance entre les deux guillotines du dispositif expérimental. Les essais ont été menés pour une seule taille de bulle de 450 µm et trois fractions liquides distinctes : 2 %, 5 % et 8 %. Seules des ondes de blast ont été étudiées, avec un unique nombre de Mach fixé à 1,45. Le dispositif de mesure comprend quatre capteurs de pression positionnés à l'intérieur de la mousse et cinq capteurs supplémentaires disposés après la mousse pour caractériser la reformation de l'onde et analyser les éventuelles modifications de son profil. Cette configuration est illustrée sur la figure 6.2.1.

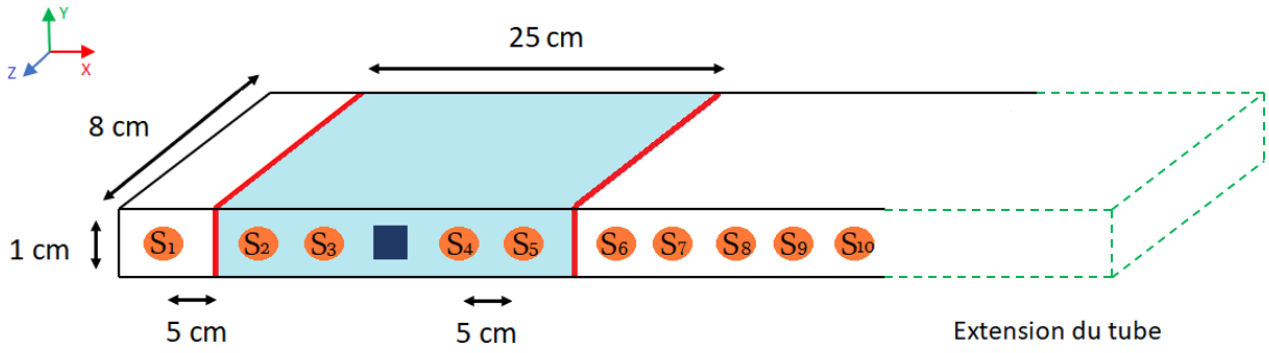

FIGURE 6.2.1 – Schéma de la configuration expérimentale pour l'étude de la reformation de l'onde après la mousse. La mousse (en bleu clair) est encadrée par deux guillotines (en rouge), délimitant une épaisseur fixe de 25 cm. Les capteurs de pression, notés S_1 à S_{10}, sont répartis comme suit : S_1 avant la mousse pour vérifier les paramètres de l'onde incidente S_2 à S_5 à l'intérieur de la mousse pour suivre l'évolution du signal, et S_6 à S_{10} après la mousse pour analyser la reformation de l'onde. L'extension du tube de choc (en pointillés verts) permet de limiter les perturbations liées aux réflexions en fond de tube.

6.2.1 Morphologie du signal

Dans un premier temps, nous analysons l'évolution morphologique du signal de pression entre le dernier capteur situé dans la mousse et le premier capteur placé dans l'air, immédiatement après le bloc de mousse, afin d'étudier la reformation de l'onde après sa traversée de la mousse. La figure 6.2.2 illustre ces deux signaux pour la configuration 1.45-B-8-450. Le signal mesuré au sein de la mousse (figure 6.2.2.a) présente les caractéristiques typiques précédemment observées :

un précurseur, suivi d'une montée en pression progressive jusqu'à la surpression maximale $\Delta p_{\max}$, puis une décroissance de la pression menant à une phase de dépression.

En revanche, le signal enregistré après le bloc de mousse (figure 6.2.2.b) présente une morphologie modifiée. On observe tout d'abord un front de choc raide, dont l'amplitude, de l'ordre de 0,2 bar, est similaire à celle du précurseur observé dans la mousse. Bien que cette première surpression rappelle le précurseur, il ne s'agit plus ici d'un phénomène se propageant dans un milieu diphasique. Il est donc plus pertinent de parler de **pseudo-précurseur** en sortie de mousse.

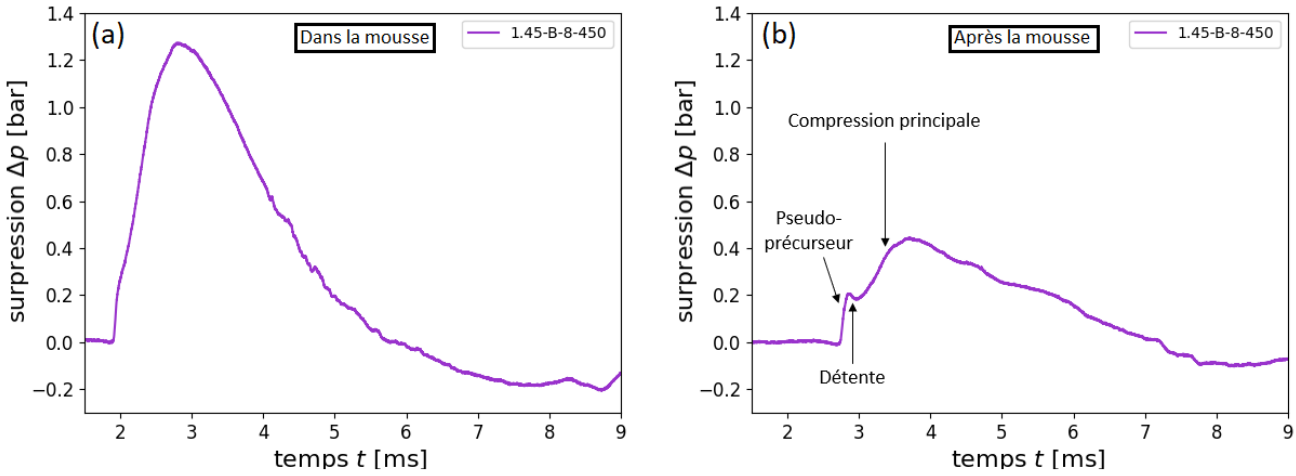

FIGURE 6.2.2 – Comparaison des signaux de pression mesurés dans et après la mousse (config 1.45-B-8-450). (a) Signal enregistré par le dernier capteur situé dans la mousse S_5, présentant un précurseur, une montée en pression progressive jusqu'à $\Delta p_{\max}$ et une phase négative. (b) Signal mesuré après le bloc de mousse au capteur S_6, caractérisé par une montée en pression brusque (pseudo-précurseur) suivis d'une détente de courte durée puis d'une remontée plus progressive de la pression (compression principale), conduisant à une surpression maximale suivie d'une décroissance de la pression conduit à une phase de pression négative.

Ce pseudo-précurseur est suivi d'une phase de détente brève, puis d'une remontée plus progressive de la pression, conduisant à une surpression maximale suivie d'une décroissance de la pression conduisant à une phase de dépression.

La présence d'une détente entre le pseudo-précurseur et la compression principale rappelle les signaux obtenus par Chauvin dans sa thèse [CHAUVIN, 2012], consacrée à l'atténuation d'une onde de choc par un nuage de gouttes. Elle y observe, comme illustré figure 6.2.3, une phase de relaxation sur les signaux de pression, qu'elle décompose en deux parties : τ_{det}, une zone de détente suivant le front de surpression, et τ_{p}, correspondant à la remontée progressive de la pression jusqu'à une surpression d'équilibre. Dans les expériences de Chauvin, menées avec une onde de choc soutenue, aucune décroissance de la pression n'est observée après la surpression

maximale : la pression reste constante au niveau de cette valeur d'équilibre.

Chauvin attribue cette morphologie particulière du signal à l'atomisation des gouttes d'eau sous l'effet du passage de l'onde de choc. En effet, lorsque les forces aérodynamiques générées par l'écoulement deviennent suffisamment intenses, elles provoquent une déformation des gouttes en forme de lentille, durant une phase de durée notée τ_d. Cette déformation augmente leur coefficient de traînée (paramètre qui mesure la résistance de la goutte à l'écoulement). Il en résulte une fragmentation des gouttes initiales en gouttelettes "filles" de plus petites tailles. Tout au long de ce processus, la surface d'échange entre les gouttes et l'écoulement augmente de manière significative, favorisant des transferts accrus de quantité de mouvement et de chaleur. Ces échanges induisent une réduction de la vitesse, de la pression et de la température du gaz environnant. Chauvin associe ainsi la zone de détente observée après le pseudo-précurseur à l'intensification de ces phénomènes de transfert, liés à l'atomisation.

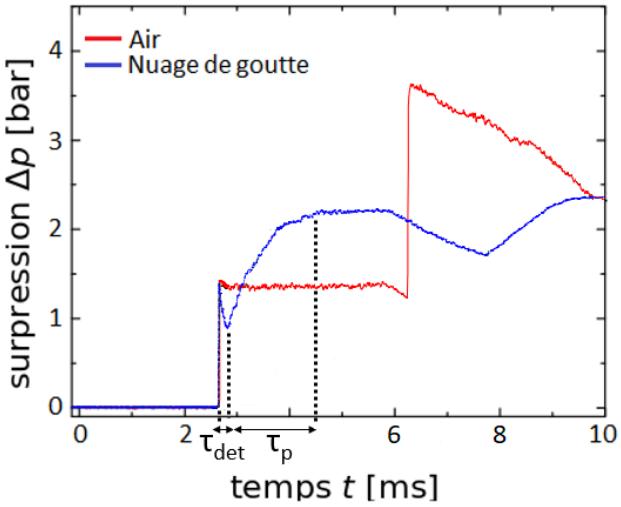

FIGURE 6.2.3 – Signaux de pression obtenus pour une onde de choc de nombre de Mach M = 1,5. En rouge, signal obtenu dans l'air en absence de nuage de goutte. En bleu, signal obtenu après avoir parcouru 11 cm dans un nuage composé de gouttes d'eau de 500 µm de fraction volumique α_d = 1,05 %. La phase de relaxation est composée de deux parties : τ_{det}, une zone de détente suivant le front de surpression, et τ_p, correspondant à la remontée progressive de la pression jusqu'à une surpression d'équilibre. Extrait de [CHAUVIN, 2012].

Une fois ce processus terminé, c'est-à-dire lorsque les gouttelettes filles atteignent une taille stable, la relaxation des vitesses et des températures entre les phases dispersée et gazeuse conduit à une remontée progressive de la pression vers une valeur d'équilibre. Chauvin émet l'hypothèse que cette détente, en se propageant, pourrait rattraper le front de choc et ainsi contribuer à l'atténuation du pic de surpression, que nous qualifions ici de pseudo-précurseur.

Dans notre cas, un phénomène similaire à celui observé par Chauvin est à l'œuvre. À la

sortie du bloc de mousse, l'onde de choc a traversé l'ensemble du milieu, mettant la totalité de la mousse sous contrainte. Les bords des plateaux de mousse sont soumis à des forces aérodynamiques suffisamment importantes pour provoquer une atomisation [Del Prete, 2012]. On se retrouve ainsi avec une onde se propageant non plus dans un milieu structuré, mais au sein d'un nuage de gouttelettes, susceptible lui-même de se fragmenter en gouttes filles plus petites sous l'effet du flux.

Ce changement de milieu, d'une mousse organisée à un aérosol de gouttelettes, explique la morphologie particulière du signal observé après la mousse, et notamment la présence d'une zone de détente suivie d'une réaugmentation progressive de la pression. Lorsqu'on compare la durée de cette zone de détente, notée τ_{det}, entre nos expériences (figure 6.2.2) et celles de Chauvin (figure 6.2.3), on observe des ordres de grandeur similaires, autour de 0,2 ms. Il est à noter toutefois que nous travaillons à fraction liquide $\Phi = 8$ % et Chauvin travaille à fraction volumique $\alpha_{\text{d}} = 1{,}05$ %. La fraction volumique est définie comme le rapport entre le volume de liquide contenu dans les gouttes et le volume total occupé par le nuage de gouttes. Il est alors possible d'établir un parallèle naturel avec la fraction liquide Φ d'une mousse. En supposant que la totalité de la mousse soit atomisée au passage de l'onde de choc, on peut raisonnablement considérer que ce nuage hérite de la fraction liquide initiale. Dans ce cas, une mousse à 8 % de fraction liquide donnerait naissance à un nuage de gouttes de fraction volumique équivalente après atomisation.

Dans ses travaux, Chauvin [Chauvin, 2012] a mis en évidence une influence directe de la fraction volumique sur la morphologie du signal de pression, et en particulier sur la durée de la phase de détente. Elle observe en effet que le temps de détente τ_{det} augmente avec la fraction volumique. Pour examiner si un effet similaire est observable dans notre cas, nous comparons les signaux de pression mesurés après le bloc de mousse pour une même taille de bulles sur la figure 6.2.4, mais avec trois fractions liquides différentes, $\Phi = 2{,}5$ et 8 %.

On constate ainsi une dépendance nette du temps de détente avec la fraction liquide de la mousse. Plus la fraction liquide est élevée, plus la durée de la phase de détente est importante, avec un écart particulièrement visible entre les signaux obtenus pour des fractions liquides de 2 % ($\tau_{\text{det}} \approx 0{,}05$ ms) et 8 % ($\tau_{\text{det}} \approx 0{,}15$ ms). Bien que les fractions volumiques étudiées par Chauvin (entre 0,1 % et 1,05 %) soient plus faibles que les fractions liquides considérées ici, rendant la comparaison quantitative délicate, la tendance générale observée reste cohérente. De plus, Chauvin a également mis en évidence une influence du diamètre des gouttes, pour une même fraction volumique, sur la dynamique du signal de pression. Plus les gouttes sont grandes, plus le temps de détente augmente.

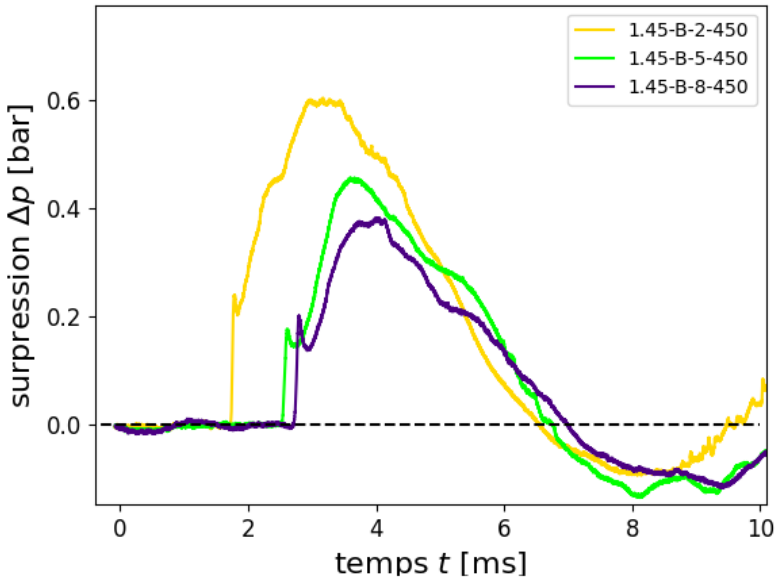

FIGURE 6.2.4 – Comparaison des signaux de pression mesurés au capteur S_6 après la mousse pour trois fractions liquides différentes : $\Phi = 2{,}5$ et 8 %. La taille de bulle est constante et égale à 450 µm. Les signaux sont obtenus pour un blast incident avec un nombre de Mach de 1,45.

On s'intéresse ensuite à l'évolution de la surpression maximale enregistrée après la mousse, autrement dit la valeur maximale de surpression du signal, en fonction de la fraction liquide de la mousse. Pour cela, on introduit le coefficient de transmission de surpression, noté $T_{\text{mousse/air}}$, défini comme :

$$T_{r,\text{mousse/air}} = \frac{2Z_{\text{air}}}{Z_{\text{mousse}} + Z_{\text{air}}}, \tag{6.2.1}$$

Comme décrit dans la section 2.3 du chapitre 2, il dépend de l'impédance acoustique des deux milieux. Les valeurs d'impédance pour l'air (Z_{air}) et pour les mousses étudiées (Z_{mousse}) aux différentes fractions liquides sont données dans la section 5.2 du chapitre 5. Le tableau 14 compare les surpressions mesurées et les valeurs attendues d'après $T_{\text{r,mousse/air}}$. On constate alors des écarts non négligeables entre les valeurs attendues et les valeurs mesurées expérimentalement. Pour une fraction liquide de $\Phi = 8$ %, par exemple, l'écart relatif atteint 61 %, ce qui est significatif. Dans ce cas précis, aucune morphologie particulière qui pourrait indiquer la présence d'un phénomène perturbateur, n'est observée sur le signal de pression enregistré après la mousse. La montée en pression se fait de manière continue, sans rupture ou singularité visible dans le signal. À ce stade, l'origine de cet écart entre la théorie et l'expérience est inexpliquée.

TABLE 14 – Étude de la valeur de la surpression maximale transmise de la mousse à l'air pour trois fractions liquides et pour une taille de bulle de 450 µm. Résultats obtenus pour un blast de nombre de Mach 1,45 en entrée de veine.

Fraction liquide Φ [%]	$\Delta p_{\max}$ dans la mousse (S_5) [bar]	$\Delta p_{\max}$ **mesurée** après le bloc de mousse (S_6) [bar]	$\Delta p_{\max}$ **calculée** après le bloc de mousse [bar]
2	(1,24±0,04)	(0,61±0,04)	(0,49±0,06)
5	(1,30±0.02)	(0,43±0,05)	(0,35±0,04)
8	(1,31±0,05)	(0,45±0,05)	(0,28±0,06)

On constate également que l'amplitude du pseudo-précurseur enregistré juste après la mousse (capteur S_6) est du même ordre de grandeur que celle mesurée dans la mousse, avec une surpression $\Delta p_c \approx 0{,}2$ bar pour les trois fractions liquides.

La figure 6.2.5 montre l'évolution du signal après la mousse pour différentes fractions liquides. Quelle que soit la fraction liquide, la surpression maximale $\Delta p_{\max}$ n'évolue pas de manière significative à mesure que l'onde se propage dans l'air. Cela s'explique par le fait que l'atténuation naturelle est faible comparée à la dissipation observée dans la mousse, et que la distance de mesure est très courte (20 cm). Le pseudo-précurseur est présent pour toutes les fractions liquides. Cependant, son amplitude décroît à mesure que l'onde se propage, et ce, quelle que soit la valeur de Φ. Cette tendance est en accord avec l'hypothèse de Chauvin [CHAUVIN, 2012] selon laquelle la détente observée après le pseudo-précurseur, en se propageant rattrape celui-ci et contribue à son atténuation.

La détente, observée après le pseudo-précurseur, est également présente pour toutes les fractions liquides et se maintient tout au long de la propagation. Toutefois, une évolution notable de la morphologie du signal apparaît : après cette détente, une seconde montée en pression brusque se forme progressivement. Celle-ci est nettement visible sur les capteurs S_8 à S_{10}, alors qu'elle est absente sur les capteurs S_6 et S_7, et ce, quelle que soit la fraction liquide. Ce phénomène est particulièrement marqué pour $\Phi = 2\%$ (figure 6.2.5.a).

Enfin, on s'intéresse à la vitesse de propagation de l'onde après le bloc de mousse. Pour cela, nous déterminons le temps d'arrivée de l'onde sur chaque capteur, en appliquant la même méthode que celle décrite au chapitre 5. La vitesse moyenne de propagation est ensuite calculée entre le premier capteur S_6 et le dernier capteur S_{10} dans l'air. Ce choix permet de réduire l'incertitude de mesure, en augmentant la distance de parcours de l'onde, ce qui est pertinent dans le cas d'une onde supersonique dans l'air. Les vitesses obtenues pour chaque fraction liquide sont les suivantes :

— (390 ± 14) m/s pour $\Phi = 2\%$,

— (417 ± 17) m/s pour $\Phi = 5\%$,

— (454 ± 14) m/s pour $\Phi = 8\%$.

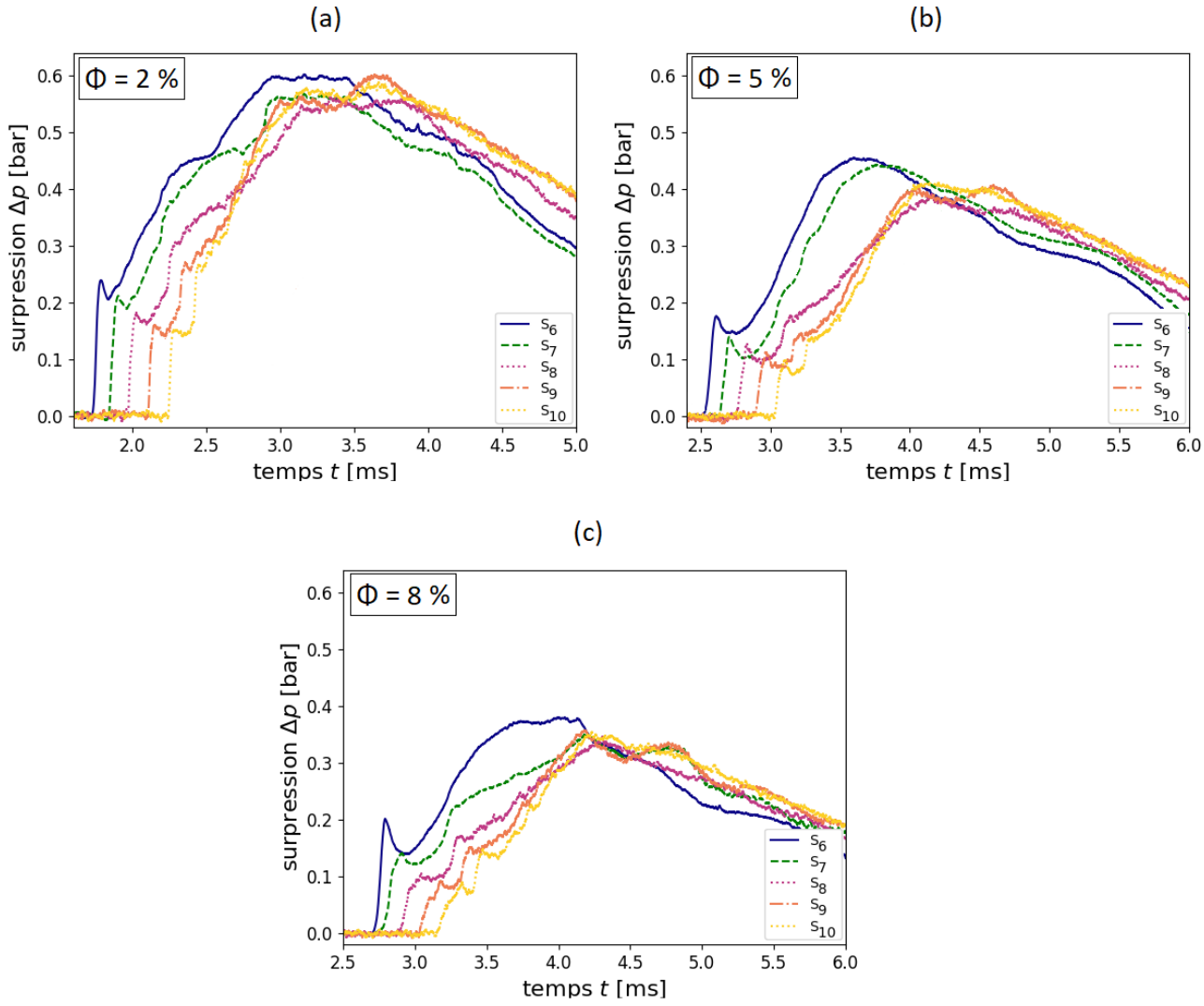

FIGURE 6.2.5 – Évolution du signal de pression après la mousse en fonction de la fraction liquide. Les essais sont réalisés avec une mousse constituée de bulles de 450 µm de diamètre et une onde de blast avec un nombre de Mach de 1,45 en entrée de veine. Les résultats sont présentés pour cinq capteurs, du capteur S_6 au capteur S_{10}, espacés de 5 cm chacun. (a) $\Phi = 2$ %, (b) $\Phi = 5$ %, (c) $\Phi = 8$ %.

Les incertitudes indiquées correspondent aux écarts-types calculés sur cinq essais répétés pour chaque configuration. On note que les vitesses mesurées pour les fractions liquides de 2 % et 5 % sont très proches, avec des nombres de Mach respectifs de (1,15 ± 0,04) et (1,22 ± 0,05). En revanche, pour $\Phi = 8\%$, le nombre de Mach est plus élevé : (1,33 ± 0,04). Cet écart peut

s'expliquer par la morphologie particulière de la montée en pression du pseudo-précurseur, qui complexifie la détection fiable du temps d'arrivée. En effet, pour une fraction liquide de 8 %, on observe une montée en pression plus progressive et étalée dans le temps au fur et à mesure de la propagation de l'onde, ce qui n'est pas le cas pour les fractions plus faibles (2 % et 5 %), où la montée reste plus raide. Ces vitesses relativement élevées correspondent toutefois à des nombres de Mach inférieurs à 1,45, quelle que soit la fraction liquide, ce qui est cohérent avec la diminution de la surpression maximale observée après la mousse. Une surpression plus faible entraîne naturellement une vitesse de propagation réduite.

Après avoir analysé la morphologie du signal de pression, nous nous intéressons à l'évolution de la surpression maximale transmise après la mousse. La mesure de l'impulsion positive est fortement perturbée par la présence d'une onde réfléchie sur le fond de l'extension du tube, ce qui rend son analyse peu pertinente. C'est pourquoi, nous choisissons de nous concentrer uniquement sur la surpression maximale, dont la mesure reste exploitable.

6.2.2 Évolution de la surpression maximale de l'onde retransmise

Nous nous intéressons ici à l'évolution de la surpression maximale de l'onde retransmise dans l'air. La figure 6.2.6 illustre cette évolution en fonction de la distance à la première guillotine pour trois fractions liquides Φ = 2, 5 et 8 % et en l'absence de mousse. L'onde incidente correspond à un blast d'entrée de veine avec un nombre de Mach de 1,45. Dans l'épaisseur de mousse, la surpression maximale décroît d'autant plus rapidement que la fraction liquide est élevée. Cet aspect a été couvert dans le chapitre 5.

On observe que la surpression maximale mesurée au niveau du capteur S_6 est nettement plus faible après le passage dans le bloc de mousse que dans le cas sans mousse, ce qui est conforme aux attentes : la mousse atténue effectivement la surpression de l'onde incidente.

De plus, la surpression retransmise diminue lorsque la fraction liquide augmente, ce qui pourrait suggérer une influence de ce paramètre. Toutefois, il n'est pas possible de conclure formellement à un effet direct de la fraction liquide sur l'atténuation de la surpression maximale de l'onde retransmise, dans la mesure où les valeurs théoriques de la surpression maximale attendues à partir du coefficient de transmission $T_{\mathrm{r,mousse/air}}$ augmentent lorsque la fraction liquide diminue (voir tableau 14). Enfin, on constate également que la surpression maximale de l'onde retransmise dans l'air décroît au fur et à mesure qu'elle se propage, indépendamment de la fraction liquide, ce qui reflète l'atténuation naturelle de l'onde lors de sa propagation.

Cette étude complémentaire a permis de mettre en évidence des comportements similaires entre l'onde reformée après la traversée d'un bloc de mousse par une onde de blast et les signaux observés lors de la propagation d'un choc soutenu dans un nuage de gouttelettes. On observe notamment un effet marqué de la fraction liquide : plus celle-ci augmente, plus la durée de la détente transitoire qui suit le précurseur est prononcée. Dans notre cas, l'influence de la taille des bulles sur l'onde reformée reste cependant à explorer plus en détail. On note néanmoins une

atténuation claire de la surpression maximale de l'onde reformée à l'issue de la traversée du bloc de mousse comparé aux résultats obtenus en l'absence de mousse.

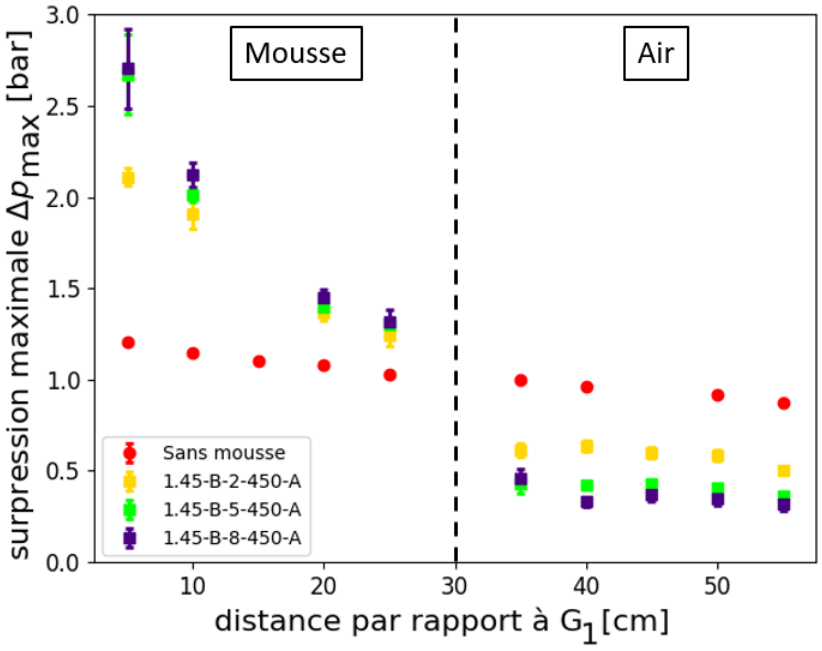

FIGURE 6.2.6 – Évolution de la surpression maximale $\Delta p_{\max}$ en fonction de la distance à la première guillotine G_1 pour un blast de nombre de Mach M = 1,45 en entrée de veine. Les résultats sont donnés pour trois fractions liquides : 2 % en jaune, 5 % en vert et 8 % en violet, avec une taille de bulle de 450 µm. Les résultats obtenus à vide sont représentés en rouge.

6.3 Essais à grande échelle

Dans le but d'évaluer si les résultats obtenus à l'échelle du laboratoire sont transposables à une échelle plus représentative des conditions réelles, une campagne expérimentale à grande échelle a été initiée à l'INERIS (institut national de l'environnement industriel et des risques). L'objectif initial était de réaliser des essais pyrotechniques avec des explosions contrôlées, dans des conditions aussi proches que possible de celles étudiées en laboratoire.

Faute de temps, une étude paramétrique complète n'a pas pu être menée à bien. En revanche, cette campagne a permis de valider le dispositif de mesure en configuration « à vide », c'est-à-dire sans mousse, et surtout de développer une méthode efficace de génération de mousse à grande échelle. Des résultats préliminaires avec de la mousse ont été obtenus. Dans ce qui suit, nous présentons d'abord le système de génération de l'onde, puis le procédé de génération de mousse et enfin les premiers résultats obtenus.

6.3.1 Génération de l'onde de souffle

L'objectif est de reproduire à grande échelle une configuration similaire à celle des essais réalisés en laboratoire. Pour cela, l'idée retenue consiste à concevoir un canon de plus grande taille dans lequel une onde de souffle est générée, et à placer en aval un bloc de mousse afin d'observer son effet atténuateur. L'objectif est de générer une onde de souffle avec une surpression maximale de 1,2 bar arrivant sur la mousse de manière à ce que la surpression de l'onde incidente soit équivalente à celle utilisée au cours des essais à petite échelle pour un blast se propageant à un nombre de Mach 1,45.

Le premier dispositif utilisé lors des essais à vide est constitué d'un canon horizontal assemblé à partir de tubes en acier de 800 mm de diamètre représenté sur la figure 6.3.1. L'ensemble mesure 13 m de long et comprend deux sections de 1,5 m de long en extrémité, chacune équipée de hublots permettant la visualisation du passage de l'onde. Chaque tube équipé de fenêtres dispose de cinq emplacements pour capteurs latéraux à mi-hauteur, ainsi que de trois emplacements en partie supérieure. La mousse est maintenue en place à l'aide de cloisons temporaires durant la phase de remplissage du tube. Ces cloisons sont ensuite retirées juste avant le tir, afin de ne pas perturber la propagation de l'onde. Une vanne de vidange est également installée en bas de la section contenant la mousse pour purger le liquide issu du drainage de la mousse.

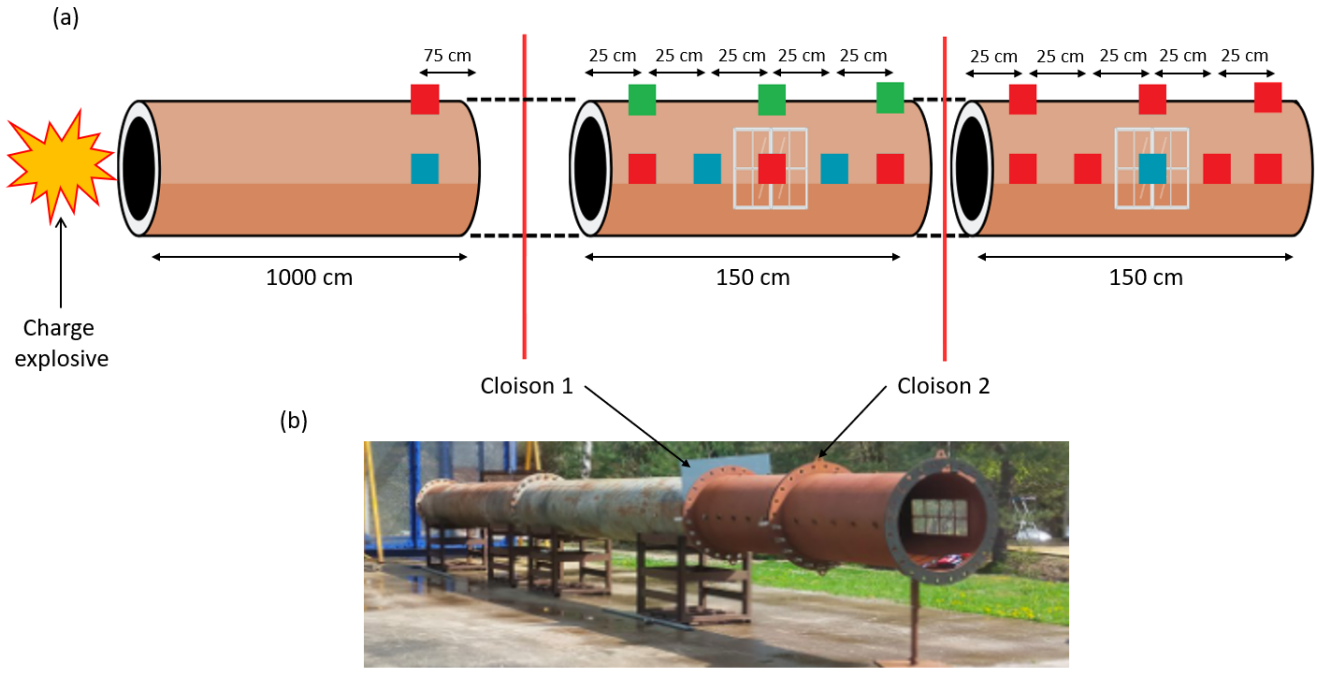

FIGURE 6.3.1 – Dispositif expérimental utilisé au cours des essais de calibration à vide. (a) Schéma du dispositif expérimental. Les carrés bleus représentent les emplacements pouvant accueillir des capteurs de pression. Ces emplacements sont fermés en l'absence de capteur. Les carrés verts représentent les points d'injection de la mousse. (b) Photo du dispositif expérimental.

La charge pyrotechnique est suspendue à mi-hauteur à l'extrémité opposée au bloc de mousse. Cette configuration permet de maintenir une distance suffisante entre la charge et la mousse pour limiter les effets thermiques de l'explosion et garantir la formation d'une onde propre avant interaction. Des capteurs de pression sont positionnés de part et d'autre de la mousse : l'un en amont, pour enregistrer le signal incident, et l'autre en aval, pour mesurer l'onde après son passage dans la mousse. Contrairement aux expériences en laboratoire, les essais sont réalisés en tube ouvert, afin d'éviter les réflexions d'onde sur les extrémités, qui pourraient perturber les mesures.

L'onde de souffle est générée à l'aide de 100 g de plastrite, un explosif secondaire à base de pentrite, associé à un liant composé de gomme et d'huile minérale. L'amorçage est assuré par un explosif primaire, déclenchant la détonation de la charge. Les signaux de pression obtenus avec cette configuration au niveau du capteur situé avant la première cloison (soit avant le bloc de mousse) sont présentés sur la figure 6.3.2 et comparés avec ceux obtenus au niveau du capteur S_1 à l'échelle du laboratoire. Les signaux ayant été préalablement filtrés à l'aide d'un filtre de Savitzky-Golay suivant la méthode présentée dans la section 4.2 du chapitre 4. On y observe un profil caractéristique d'onde de blast, marqué par une montée en pression brutale jusqu'à 1,2 bar, suivie d'une décroissance progressive, puis d'une phase négative. Les surpressions maximales atteintes sont identiques dans les deux cas, ce qui était l'objectif recherché. En revanche, on constate une différence sur la valeur de l'impulsion positive avec une impulsion plus grande dans le cas d'un blast généré par explosif.

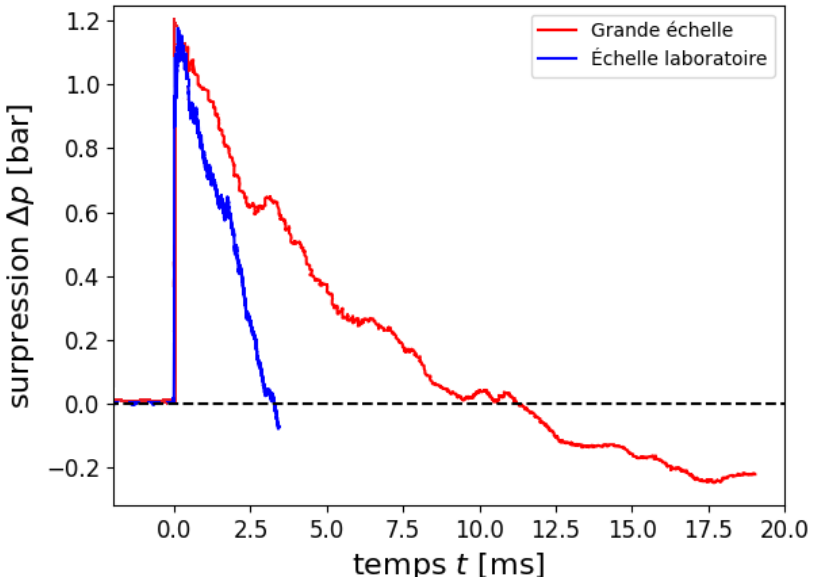

FIGURE 6.3.2 – Comparaison des signaux de pression obtenus à grande échelle avec 100 g de plastrite (en rouge) et à petite échelle pour un blast avec un nombre de Mach de 1,45 au niveau du capteur S_1 en entrée de veine (en bleu).

Au cours des premiers essais avec la mousse, cette configuration horizontale s'est révélée inutilisable : même pour des fractions liquides faibles, de l'ordre de 3 %, la mousse s'écoule sous son propre poids et finit par sortir du canon. Pour pallier à ce problème, une configuration similaire a été mise en place, cette fois orientée verticalement (figure 6.3.3). Dans cette nouvelle configuration, la mousse est placée au fond du tube sur une hauteur de 1,50 m, l'extrémité inférieure étant obturée afin d'empêcher tout écoulement. Un système de purge est néanmoins conservé pour retirer le liquide accumulé au fond du tube par drainage avant le tir. La charge explosive utilisée est un Hexomax, positionnée à 3 m au-dessus de la mousse. Un capteur de pression est placé à 25 cm en amont de la mousse, et des capteurs supplémentaires sont positionnés tous les 25 cm le long de la colonne de mousse. Aucun capteur n'est installé au bout du tube en réflexion.

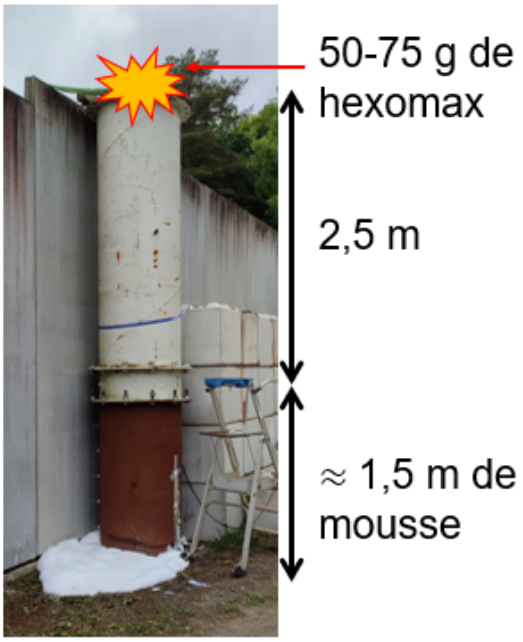

FIGURE 6.3.3 – Dispositif expérimental en configuration verticale utilisé au cours des essais.

La surpression maximale de l'onde incidente est légèrement supérieure à celle observée lors des essais à l'échelle du laboratoire (figure 6.3.4). Le profil de pression obtenu est globalement similaire à celui d'un signal de Friedlander, bien que des fluctuations soient observées, probablement dues à des ondes se propageant dans la paroi du tube.

Bien que ce profil ne corresponde pas exactement à ce qui serait idéalement souhaité pour pouvoir comparer les essais à petite et grande échelle, il reste tout à fait exploitable pour une première série de tirs dans la mousse. Cette configuration étant la seule compatible avec des essais utilisant de la mousse. Une optimisation est toutefois envisageable, notamment en réduisant la masse de la charge explosive, afin de rapprocher la surpression incidente de celle observée lors des essais de laboratoire.

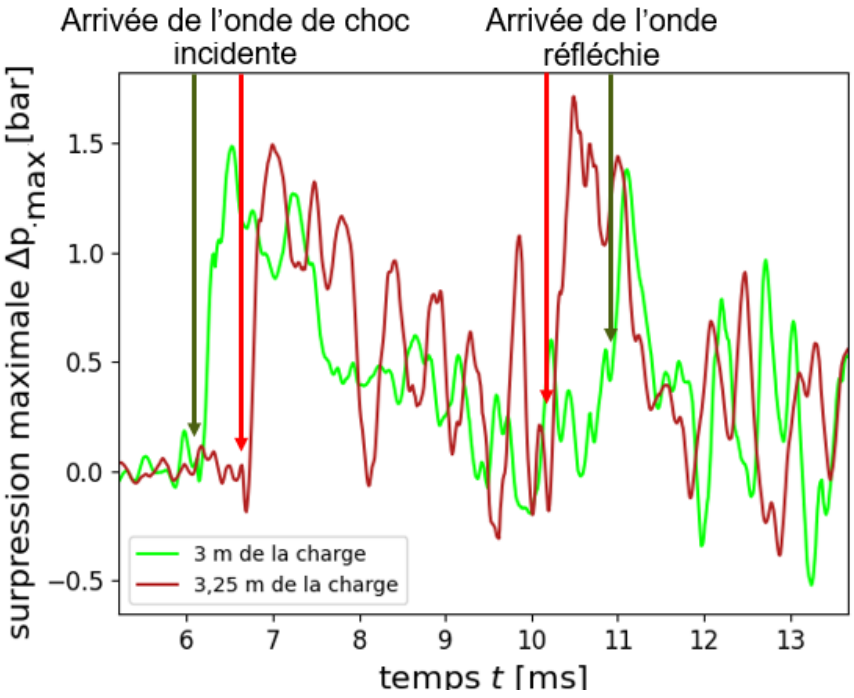

FIGURE 6.3.4 – Signaux de pression obtenus dans l'air à grande échelle avec 50 g d'hexomax à 3 m de la charge (en vert) et à 3,25 m de la charge (en rouge).

6.3.2 Génération de la mousse

Plusieurs paramètres doivent être rigoureusement contrôlés pour garantir la qualité de la mousse. Il est notamment crucial d'obtenir une fraction liquide comprise entre 1 et 10 %, avec une préférence pour les faibles valeurs, car une mousse moins liquide s'écoule moins sous son propre poids (voir chapitre 2). La taille des bulles est également un paramètre à connaître. Idéalement, elle se situe entre 150 et 500 µm, bien que cette plage ne soit pas impérative tant que la taille est mesurée avec précision. Enfin, le remplissage de la zone de mesure doit être suffisamment rapide afin de limiter l'évolution naturelle de la mousse au cours du temps, et ainsi garantir une configuration homogène lors du passage de l'onde. Le volume à remplir étant d'environ 700 litres.

Dans un premier temps, le dispositif envisagé pour générer la mousse était un montage similaire à celui utilisé dans la lutte anti-incendie, composé d'une bonbonne de 200 L reliée à une buse via un tuyau souple. Ce système avait été choisi pour sa capacité à produire un débit important de mousse, ce qui est essentiel pour remplir rapidement de grands volumes. Le principe de fonctionnement est simple : la bonbonne est partiellement remplie de liquide moussant ($\approx$ 50 L), puis le reste de la bonbonne est rempli d'air sous pression (jusqu'à 7 bars). Lors de l'ouverture de la vanne de sortie, l'air comprimé pousse le liquide à travers le tuyau jusqu'à la buse, où la formation de la mousse est censée s'effectuer. Cependant, les premiers essais n'ont pas répondu aux attentes. Une partie importante du liquide ne mousse pas correctement en atteignant la buse, et la mousse produite est trop liquide, se rapprochant davantage d'un liquide bulleux que d'une

mousse. Ce montage ne permet donc pas de générer une mousse répondant aux critères nécessaires pour les essais d'atténuation.

La figure 6.3.5 illustre le montage retenu pour générer la mousse à grande échelle. Ce système s'inspire directement du dispositif utilisé à l'échelle laboratoire (voir section 4.1 du chapitre 4), en conservant le principe d'une injection simultanée d'air et de liquide moussant vers des mélangeurs statiques. Le liquide moussant est contenu dans une bonbonne de 200 L, remplie à hauteur de 100 L de liquide moussant. Le volume restant est mis sous pression avec de l'air comprimé à 7 bars. Cette configuration permet de générer un débit suffisant tout en évitant les limitations rencontrées avec des pompes classiques, qui se sont révélées incapables de fournir un débit adéquat et qui, de plus, induisaient un reflux de liquide au cours des essais. Lors de l'ouverture de la vanne, l'air sous pression pousse le liquide vers les mélangeurs, sans pénétrer dans le réseau.

En parallèle, une ligne d'air sous pression, maintenue à 6 bars à l'aide d'un détendeur couplé à un manomètre, alimente directement les mélangeurs. À l'intersection des deux flux (liquide et air), la mousse se forme grâce à trois mélangeurs statiques montés en parallèle afin d'augmenter le débit de mousse en sortie, comme illustré sur la figure 6.3.6. Les mélangeurs utilisés sont identiques à ceux décrits dans la section 4.1 du chapitre 4 qui permettaient d'obtenir une taille de bulle moyenne de 230 µm en sortie. Une mesure précise de la taille de bulle en sortie des mélangeurs n'a pas été réalisée et est nécessaire. À l'œil nu, l'ordre de grandeur de la taille des bulles est cependant similaire.

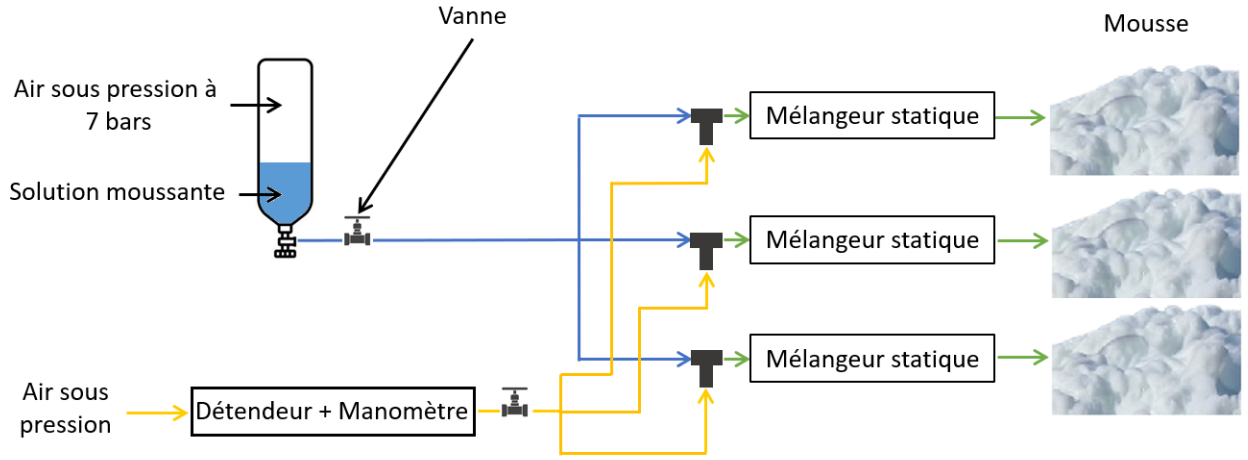

FIGURE 6.3.5 – Schéma du montage utilisé pour générer la mousse au cours des essais à grande échelle. La pression de l'air est réglée à 6 bars à l'aide d'un détendeur couplé à un manomètre. La bonbonne de 200 L contient 100 L de liquide moussant et de l'air à une pression de 7 bars. L'air et le liquide sont ensuite injectés dans des mélangeurs statiques pour former la mousse en sortie.

La fraction liquide n'est pas directement contrôlée, aucun débitmètre n'étant installé sur les lignes

d'air ou de liquide. Elle est donc ajustée de manière qualitative en modulant l'ouverture des vannes. Ce contrôle reste à affiner dans le futur, mais il permet déjà d'obtenir des mousses de fraction liquide comprises entre 3 % et 5 %. La fraction liquide est contrôlée en pesant un volume connu de mousse.

Ce dispositif présente toutefois une limitation notable : le temps de remplissage est relativement long. Il faut environ 45 minutes à 1 heure pour remplir un volume de 700 L, ce qui constitue un frein pour une mise en œuvre rapide dans des configurations d'essais dynamiques. De plus, cette longue durée de remplissage implique une évolution significative des propriétés de la mousse par drainage et mûrissement (voir chapitre 2).

Dans l'objectif de limiter les effets de drainage, l'ajout de gomme de xanthane, un polysaccharide aux propriétés épaississantes, a été envisagé. L'ajout de cet additif a pour objectif d'augmenter la viscosité de la solution moussante, ce qui contribuerait à stabiliser la mousse dans le temps. L'utilisation de la gomme de xanthane dans ce contexte n'est pas nouvelle ; on peut notamment citer les travaux d'Émilie Del Prete, qui employait un mélange composé de 98,8 % d'eau, 1,1 % d'un tensioactif moussant (Glucopon 215) et 0,1 % de gomme de xanthane en poudre alimentaire [Del Prete, 2012]. Dans le cadre de cette étude, la gomme de xanthane utilisée est également une poudre alimentaire, servant à préparer un gel de xanthane. Pour produire 200 g de gel, on commence par mélanger 198,9 g d'eau déminéralisée avec 0,1 g de gomme de xanthane, puis on chauffe le tout jusqu'à 80°C (désigné comme solution 1). En parallèle, une solution de chlorure de calcium ($CaCl_2$) est préparée à partir de 15 % de $CaCl_2$ anhydre et 85 % d'eau déminéralisée. Une fois prête, 1 g de cette solution est ajouté à la solution 1. Après refroidissement, on obtient un gel homogène.



Figure 6.3.6 – Photo d'une mousse correspondant à une fraction liquide de 3 % en sortie de trois mélangeurs statiques.

Ce gel est ensuite incorporé en complément du glycérol et du Dreft dans une proportion similaire à celle des autres composants dans un premier temps. Les résultats obtenus en termes de tension de surface et de viscosité cinématique, mesurées suivant les méthodes présentées dans la section 4.1 du chapitre 4, se sont révélés très proches de ceux mesurés avec la formulation d'origine. Face à cette absence de gain significatif, une autre approche a été testée : réduire la concentration volumique en Dreft tout en maintenant constante celle du glycérol et du xanthane, afin d'observer un éventuel impact sur les propriétés du liquide. Les différentes compositions testées ainsi que les valeurs associées de tension de surface et de viscosité sont présentées dans le tableau 15.

Composition de la solution moussante	Tension de surface statique [mN/m]	Viscosité cinématique [mm^2/s]
10% Dreft, 10% glycérol, 80% Eau déminéralisée	(24,74±0,06)	(1,293±0,014)
10% Dreft, 10% glycérol, 10% gel de xanthane, 70% Eau déminéralisée	(24,70±0,03)	(1,312±0,008)
1% Dreft, 10% glycérol, 10% gel de xanthane, 79% Eau déminéralisée	(24,72±0,06)	(1,357±0,025)

TABLE 15 – Comparaison de la tension de surface et de la viscosité cinématique de la solution moussante en fonction de la composition de celle-ci.

Les mesures de tension de surface statique montrent une constance entre les différentes compositions testées. De même, la viscosité cinématique varie peu et reste globalement similaire d'une formulation à l'autre. Ces résultats indiquent que les modifications apportées n'ont pas significativement affecté la viscosité globale de la solution moussante.

Cependant, lors des essais à grande échelle, des différences notables ont été observées sur le drainage de la mousse. Pour une même fraction liquide initiale de 3 % et une hauteur de mousse comparable, une mesure simple du volume de liquide accumulé dans un bécher après une heure a permis d'évaluer l'impact de la composition sur la stabilité de la mousse. Il en ressort que la mousse avec une solution moussante contenant 2 % de Dreft, 2 % de glycérol, 2 % de gel de xanthane et 94 % d'eau présente un drainage réduit d'environ 15 % par rapport à la solution moussante ne contenant que 2 % de Dreft, 2 % de glycérol et 96 % d'eau. Ces résultats justifient le maintien du gel de xanthane dans la formulation retenue pour les essais à grande échelle, en raison de son effet bénéfique sur la limitation des effets de drainage.

Une formulation avec 2 % en volume de Dreft, 2 % de glycérol, 2 % de gel de xanthane et 94 % d'eau a ainsi été retenue. Cette stratégie permet de réduire la quantité de matière utilisée par essai, tout en limitant les effets de drainage, ce qui est particulièrement pertinent en vue d'applications à grande échelle.

Le dispositif de génération de mousse est opérationnel, mais des améliorations restent nécessaires afin d'augmenter le volume de mousse produit ainsi que la rapidité de production. Un meilleur contrôle de la fraction liquide est également souhaitable, notamment par l'ajout de débitmètres pour contrôler les débits d'air et de liquide moussant. Néanmoins, en l'état, le système permet déjà de produire une mousse comparable à celle obtenue à l'échelle laboratoire, ce qui est tout à fait satisfaisant pour une première phase d'essais comparatifs.

6.3.3 Résultats préliminaires

La comparaison des signaux avec et sans mousse sur la figure 6.3.7 montre une montée en pression légèrement moins brusque dans le cas de la mousse. La surpression maximale de l'onde est également réduite : après 75 cm de propagation dans la mousse liquide, on observe une atténuation d'environ 28 % de la valeur de la surpression maximale. L'onde réfléchie est difficilement identifiable sur les signaux de pression dans la mousse, ce qui traduit une atténuation significative de l'onde de souffle. Le profil de pression reste globalement similaire à celui d'un signal de Friedlander, comme cela avait déjà été observé lors des essais à l'échelle du laboratoire.

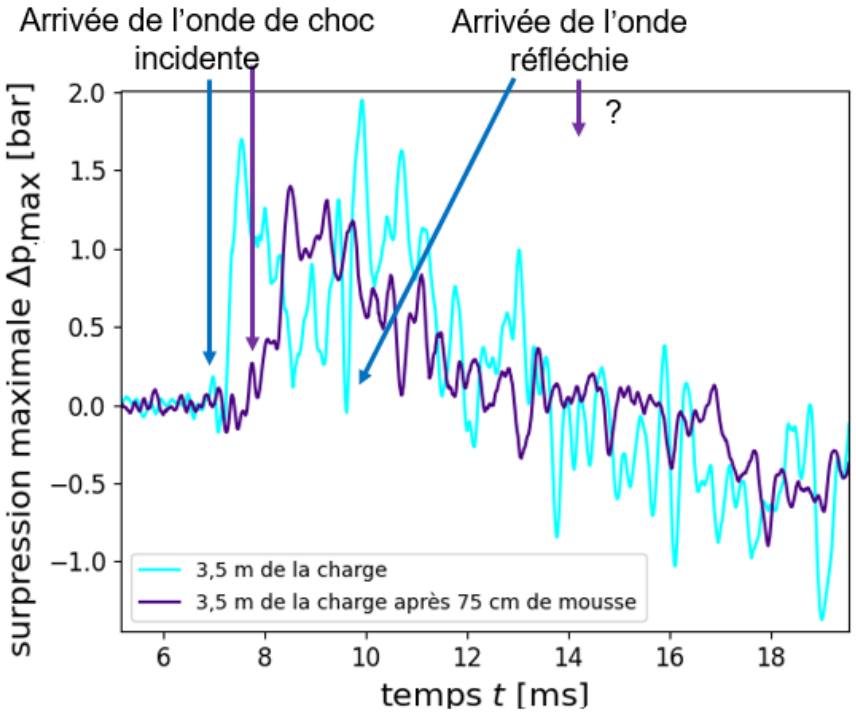

FIGURE 6.3.7 – Comparaison des signaux de pression obtenus à grande échelle avec 75 g d'hexomax à 3,5 m de la charge pour une propagation dans l'air (en bleu) et dans la mousse (en violet). Le signal dans la mousse est obtenu après 75 cm de mousse de fraction liquide 5,6 % et un diamètre de bulle moyen estimé entre 700 et 900 µm à partir des lois de mûrissement (temps d'attente entre le début du remplissage et le tir = 67 min).

En conclusion, ces résultats préliminaires sont prometteurs, mais la comparaison entre les essais

en laboratoire et à grande échelle demeure délicate, en particulier en raison de la non-équivalence des profils de pression initiaux. De plus, la morphologie des signaux mesurés rend impossible une caractérisation fiable de l'évolution de la surpression maximale ou de l'impulsion positive, que ce soit à vide ou dans la mousse. En effet, ces valeurs sont fortement parasitées par la présence d'ondes se propageant dans les parois du tube, ce qui les rend peu représentatives du comportement réel de l'onde dans la mousse. Une étude paramétrique à grande échelle s'avère donc nécessaire pour approfondir ces premières observations, l'étude préliminaire ne reposant pour l'instant que sur deux tirs réalisés avec de la mousse.

Chapitre 7

Développement d'un outil prédictif empirique pour l'atténuation des ondes de souffle

Les chapitres précédents ont confirmé l'efficacité des mousses liquides comme dispositifs de protection contre les ondes de souffle générées par des explosions. Toutefois, l'atténuation des effets dépend d'une interaction complexe entre des propriétés intrinsèques de la mousse et les caractéristiques de l'onde incidente. Par conséquent, prédire avec précision la morphologie de l'onde de pression après une épaisseur donnée de mousse traversée reste un défi scientifique et opérationnel majeur. Pour répondre à ce défi, nous avons développé BAAF – Blast Attenuation in Aqueous Foams , un outil numérique de dimensionnement dont l'objectif est la prédiction de la morphologie de l'onde transmise en sortie de la barrière de mousse, en s'appuyant sur des données expérimentales. Cet outil prend en entrée certains paramètres clés relatifs :

— à la mousse liquide, tels que la fraction liquide, la dimension moyenne des bulles ou l'épaisseur de la barrière,

— et à l'onde de souffle incidente, tels que la masse de la charge et la distance de la barrière de mousse par rapport à celle-ci.

Le modèle génère alors un profil de pression et renseigne sur des caractéristiques d'intérêt, telles que la hauteur du précurseur, la valeur de l'impulsion positive ou encore la surpression maximale.

Bien que des simulations aient permis de prédire ces valeurs dans certaines configurations, notamment pour des chocs [Bolotnova ; Gainullina, 2020], BAAF se distingue par son approche entièrement empirique. Contrairement à d'autres études qui utilisent des modèles de simulation numérique ou théoriques préexistants, notre approche s'appuie sur des observations directes et des données issues de nos propres campagnes d'essais. Cette méthodologie présente l'avantage de pouvoir enrichir l'outil avec de nouvelles données expérimentales.

Ce chapitre du manuscrit se concentre sur les travaux de recherche spécifiques liés au développement du code, au choix des variables d'entrée et de sortie pertinentes, ainsi qu'à l'approche générale adoptée pour ce modèle. Les aspects techniques du développement du code en langage Python, relevant davantage du domaine de l'ingénierie logicielle, sont détaillés en annexe. Dans un premier temps, nous présenterons les paramètres considérés par notre modèle, qu'il s'agisse de la mousse ou de l'onde de souffle. Ensuite, nous exposerons la méthode utilisée pour calculer le signal de pression en sortie, en nous basant exclusivement sur les mesures empiriques.

Enfin, nous comparerons les résultats générés par notre outil avec nos résultats expérimentaux, ainsi qu'avec celles d'autres études disponibles dans la littérature. Cette comparaison permettra de valider la pertinence de notre approche et de démontrer la robustesse de notre modèle face à diverses configurations. Elle mettra également en évidence les pistes d'amélioration de notre outil de dimensionnement. L'objectif final de cet outil est de fournir une prédiction fiable de la performance des barrières de mousse liquide face aux ondes de souffle, en fonction des paramètres spécifiques des expériences. Il vise également à offrir une méthode simple et rapide pour effectuer ces prédictions sans recourir à des modèles de simulation complexes.

7.1 Choix des paramètres d'entrée et création de l'interface

L'outil de développement a été implémenté en langage Python en raison de sa nature opensource et de sa documentation exhaustive. Ce modèle suppose une propagation sphérique de l'onde de souffle dans l'air, tandis qu'une propagation unidimensionnelle plane est considérée dans la mousse, conformément aux observations réalisées lors de nos essais expérimentaux. Préalablement au développement de l'outil de dimensionnement, il est essentiel de définir les paramètres d'entrée, notamment les paramètres physiques de la mousse et de l'onde, qui détermineront les caractéristiques morphologiques du signal se propageant à travers le milieu mousseux.

Concernant les propriétés rhéologiques de la mousse, nous considérons une phase gazeuse toujours composée d'air et une phase liquide invariante, car ce sont les seules conditions expérimentales que nous avons explorées. En revanche, la taille des bulles, facteur déterminant dans les mécanismes de dissipation de l'onde, constitue un paramètre variable de 30 à 1000 µm. Cette amplitude de variation, plus large que celle couverte expérimentalement (160–450 µm), invite à la prudence quant à l'extrapolation des résultats. Néanmoins, elle reste pertinente d'un point de vue opérationnel : il semble en effet difficile, tant sur le plan expérimental que dans une configuration réaliste sur le terrain, de générer de manière contrôlée des bulles de très petite taille en utilisant une méthode de génération de la mousse similaire à celle présentée dans le chapitre 4. Du côté des grandes bulles, les travaux de Bréda [Breda, 2015] suggèrent un changement de régime du comportement atténuateur de la mousse dans ces conditions. Ce point mériterait d'être exploré avec notre configuration, mais n'a pas pu l'être ici en raison des limitations techniques imposées par l'utilisation de mélangeurs statiques (voir section 4.1 du chapitre 4). La fraction liquide est également un paramètre critique, circonscrit entre 1 % et 10 %. Cet intervalle, qui englobe intégralement notre plage expérimentale (2 % à 8 %), assure la robustesse prédictive du modèle développé. L'épaisseur de mousse traversée varie de 5 cm à 100 cm. Nos investigations expérimentales ayant porté sur des épaisseurs atteignant 55 cm, nous sommes confiants en notre capacité à extrapoler la morphologie du signal plus loin dans la mousse. Cette confiance repose sur l'évolution continue des propriétés d'atténuation observées au cours de la propagation, sur les longueurs de mousse considérées dans l'étude.
Concernant l'onde incidente, l'étude se concentre sur une plage de distances réduites comprises entre 1,6 et 8, ce qui correspond à des nombres de Mach incidents allant de 1,05 à 2,0. Cette plage couvre les conditions proches de celles explorées expérimentalement, notamment pour des

ondes de Mach comprises entre 1,15 et 1,45. Néanmoins, il convient de souligner que l'amplitude relativement restreinte des variations expérimentales de ce paramètre pourrait engendrer des écarts entre les prédictions théoriques et les observations empiriques. La distance réduite dépend à la fois de la masse de l'explosif (en équivalent TNT) et de la distance entre la charge et le bloc de mousse. Le logiciel demande actuellement la masse en équivalent TNT comme paramètre d'entrée, mais il est prévu à terme d'intégrer directement la nature de l'explosif, ce qui permettra d'automatiser la conversion en équivalent TNT.

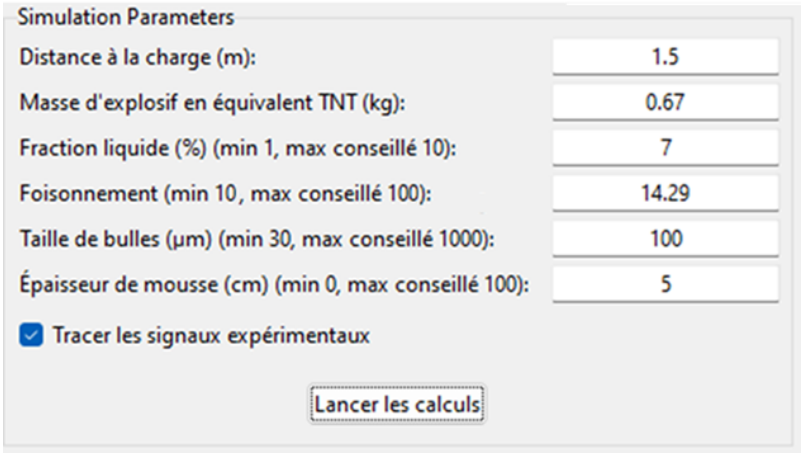

FIGURE 7.1.1 – Interface visible par l'utilisateur après exécution du code. L'utilisateur choisit la masse de la charge, la distance entre celle-ci et la barrière, la fraction liquide (ou le foisonnement), la taille des bulles et l'épaisseur de la mousse et s'il souhaite afficher des signaux expérimentaux correspondant aux paramètres renseignés.

Lors de l'exécution du programme Python, une interface graphique s'affiche (voir figure 7.1.1) . Elle permet de sélectionner les variables d'entrée du code :

— la masse de la charge,

— la distance entre la charge et la barrière diphasique,

— la fraction liquide,

— la taille des bulles

— et l'épaisseur de la mousse.

Ces 5 paramètres fondamentaux sont également ceux qui ont été retenus, avec le nom de l'auteur les ayant publiés, pour construire la base de données expérimentale sur laquelle s'appuie le code. À

partir de la masse et de la distance entre la charge et la barrière, on calcule le nombre de Mach de l'onde incidente sur la mousse à partir des lois de Kinney et Graham [Kinney ; Graham, 1985]. On a adopté une convention de nommage intuitive qui prend la forme suivante « `Mach-1.15_LF-5.0%_BS-450um_TH-5cm_Reinders` », par exemple pour nos essais à Mach 1,15 avec une mousse de fraction liquide de 5 %, une taille moyenne de bulles de 450 µm à une profondeur de mousse de 5 cm. En complément de ces paramètres physiques, l'interface offre la possibilité de représenter les deux signaux expérimentaux de la base de données les plus proches de la configuration étudiée.

7.2 Calcul du profil de pression dans la mousse

7.2.1 L'onde aérienne

Dans un premier temps, le code effectue plusieurs calculs pour obtenir les grandeurs physiques du profil de pression (temps d'arrivée, durée d'impulsion positive). En pratique, on cherche à déterminer la morphologie de l'onde à l'entrée du bloc de mousse. En considérant une propagation sphérique dans l'air, à partir de la masse de la charge et de la distance entre celle-ci et la barrière, on estime la surpression maximale de l'onde incidente dans l'air via les lois de Kinney et Graham [Kinney ; Graham, 1985] :

$$\Delta p_{\max}^{\text{air}} = \frac{808\left[1+\left(\frac{R}{4{,}5}\right)^2\right]}{\sqrt{1+\left(\frac{R}{0{,}048}\right)^2}\cdot\sqrt{1+\left(\frac{R}{0{,}32}\right)^2}\cdot\sqrt{1+\left(\frac{R}{1{,}35}\right)^2}}. \tag{7.2.1}$$

avec R la distance réduite à la charge calculée suivant la relation $R = \dfrac{r}{W^{1/3}}$ avec r la distance entre la charge et la barrière, et W la masse de la charge en équivalent TNT. On calcule également le nombre de Mach à partir de la surpression :

$$\mathrm{M}_1 = \sqrt{\frac{(\gamma+1)(\frac{\Delta p_{\max}^{\text{air}}+p_0}{p_0})+(\gamma-1)}{2\gamma}}. \tag{7.2.2}$$

La décroissance en pression après le passage de l'onde de choc est assimilée à un profil de Friedlander suivant la relation [Friedlander, 1946] :

$$\Delta p(t) = \Delta p_{\max}^{\text{air}}\left(1-\frac{t}{\tau}\right)e^{-bt/\tau}, \tag{7.2.3}$$

avec b un coefficient d'amortissement empirique. Enfin, la durée de l'impulsion positive (τ^{air}) est obtenue à partir des relations de Kinney et Graham [Kinney ; Graham, 1985] :

$$\tau^{\text{air}} = \frac{980\left[1+\left(\frac{R}{0{,}54}\right)^{10}\right]}{\sqrt{1+\left(\frac{R}{0{,}02}\right)^3}\cdot\sqrt{1+\left(\frac{R}{0{,}74}\right)^6}\cdot\sqrt{1+\left(\frac{R}{6{,}9}\right)^2}} \tag{7.2.4}$$

7.2.2 L'interaction choc/mousse

Détermination de l'impédance acoustique

Lorsque l'onde passe de l'air à la mousse, la différence d'impédance acoustique entre l'air et la mousse entraîne un changement dans la valeur de la surpression comme discuté dans le chapitre 5. Pour rappel, l'impédance acoustique d'un milieu est définie comme $Z{=}\rho a$ avec ρ masse volumique du milieu et a la vitesse du son dans celui-ci. Pour estimer l'impédance acoustique de la mousse liquide, nous devons d'abord calculer la masse volumique de la mousse ρ_{mousse} ainsi que la vitesse du son dans la mousse a_{wood}, selon le modèle de Wood [Wood, 1930]. La masse volumique de la mousse est calculée suivant la relation :

$$\rho_{\text{mousse}} = \rho_{\text{liquide}}\Phi + \rho_{\text{air}}(1-\Phi) \tag{7.2.5}$$

Φ représente la fraction liquide en %, ρ_{liquide} et ρ_{air} sont respectivement la masse volumique du liquide moussant et de l'air. La vitesse du son dans la mousse est calculée suivant la relation approchée :

$$a_{\text{wood}} = \frac{a_{\text{air}}}{\sqrt{(1-\Phi)((1-\Phi)+(\dfrac{\rho_{\text{liquide}}\Phi}{\rho_{\text{air}}})}} \tag{7.2.6}$$

avec a_{air} la vitesse du son dans l'air. On peut donc calculer l'impédance acoustique de la mousse suivant la relation :

$$Z_{\text{mousse}} = \rho_{\text{mousse}} a_{\text{wood}} \tag{7.2.7}$$

Surpression maximale de référence dans la mousse

Pour estimer la valeur de la surpression maximale de l'onde transmise au sein de la mousse $\Delta p^{\text{mousse}}_{\text{max,0}}$, nous utilisons comme pour le chapitre 5, le coefficient de transmission acoustique entre l'air et la mousse $T_{\text{r,air/mousse}}$:

$$\Delta p^{\text{mousse}}_{\text{max,0}} = T_{\text{r,air/mousse}} \Delta p^{\text{air}}_{\text{max}} = \frac{2Z_{\text{mousse}}}{Z_{\text{mousse}} + Z_{\text{air}}} \Delta p^{\text{air}}_{\text{max}} \tag{7.2.8}$$

La valeur obtenue correspond donc à $\Delta p^{\text{mousse}}_{\text{max,0}}$ la surpression maximale relevée à l'entrée du bloc de mousse. Dans le cadre de nos travaux, nous étudions un profil de type "blast" dans l'air dont la décroissance après la pression maximale suit une loi linéaire monotone, comme discuté dans le chapitre 4. Pour simplifier le calcul, nous supposons qu'à l'entrée du bloc de mousse, la décroissance de l'onde reste linéaire et similaire à celle observée dans l'air. Il s'agit ensuite de déterminer à une profondeur donnée dans la mousse, la durée de l'impulsion positive ($\tau^{\text{mousse}}_{\text{x}}$) , la surpression maximale ($\Delta p^{\text{mousse}}_{\text{max,x}}$) et le temps d'arrivée de l'onde atténuée ($t^{\text{mousse}}_{a,\text{x}}$), en fonction des propriétés de la mousse.

La durée d'impulsion positive à une profondeur x de mousse

On évalue ensuite la durée de l'impulsion positive, qui est fonction de l'épaisseur de mousse traversée et de la fraction liquide. Dans la section 5.2.2 du chapitre 5, nous avons étudié l'impulsion positive en récupérant les temps d'arrivée et de fin de l'impulsion. A partir de ceux-ci nous étions donc en mesure de déterminer l'évolution de la durée de l'impulsion positive. Nous avons observé une diminution de la durée de l'impulsion positive en fonction de l'épaisseur de la mousse, cette réduction étant également influencée par la fraction liquide de la mousse. Pour une fraction liquide inférieure à 5 %, la durée de l'impulsion diminue de 0,038 ms/cm d'épaisseur de mousse. Pour une fraction liquide supérieure ou égale à 5 %, cette réduction est légèrement plus rapide avec une valeur de 0,05 ms/cm. La durée initiale de l'impulsion à l'entrée du bloc de mousse (τ_0^{mousse}) est prise comme référence pour ajuster la diminution progressive selon l'épaisseur traversée. Pour $\Phi > 5$ %, le calcul de la durée de l'impulsion positive est alors égal à :

$$\tau_{\text{x}}^{\text{mousse}} = \tau_0^{\text{mousse}} - 0,05x \tag{7.2.9}$$

Pour $\Phi < 5$ %, le calcul de la durée de l'impulsion positive est égal à :

$$\tau_{\text{x}}^{\text{mousse}} = \tau_0^{\text{mousse}} - 0,038x \tag{7.2.10}$$

avec x l'épaisseur de mousse traversée.

Taux de montée de la compression principale à une profondeur x de mousse

On détermine le taux de montée de la compression principale en pression S_{main} entre le temps correspondant à la fin du précurseur ($t_{\Delta p,\text{c}}$) et le temps auquel on atteint la surpression maximale ($t_{\Delta p,\text{max}}$) comme présenté dans la section 5.4.2 du chapitre 5. Ce taux de montée est un paramètre clé, qui traduit la rapidité avec laquelle la pression augmente après le passage de l'onde dans la mousse. Les essais ont été réalisés avec des nombres de Mach compris entre 1,15 et 1,45. Entre ces deux valeurs, on choisit de réaliser une interpolation linéaire car celle-ci est la plus adaptée pour représenter les résultats obtenus. Au-delà de ces bornes, on a choisi de ne pas faire d'hypothèse de linéarité et on fixe le taux de montée à une valeur constante de 3453 Pa/ms pour M $\geq$1,45 et 582 Pa/ms pour M $\leq$1,15. Ici encore, des essais avec des nombres de Mach plus variés permettraient de caractériser l'évolution linéaire ou non de ce paramètre pour des nombres de Mach supérieurs à 1,45 et inférieurs à 1,15. Enfin, quel que soit le nombre de Mach, ce taux de montée de la compression principale décroît exponentiellement avec l'épaisseur de mousse traversée, selon un facteur $0,792^{\frac{x-5}{5}}$, illustrant l'atténuation de l'onde au fur et à mesure qu'elle se propage dans la mousse. Au final, pour des nombres de Mach compris entre 1,15 et 1,45,le taux de montée de la compression principale est régi par l'équation :

$$\text{S}_{\text{main}} = \left(3453 - 4400\left(\frac{1,45 - \text{M}}{0,45}\right)\right)\left(0,792^{\dfrac{x-5}{5}}\right) \tag{7.2.11}$$

en dehors de ces bornes, l'équation est :

$$S_{main} = k \left(0,792 \frac{x-5}{5} \right) \tag{7.2.12}$$

avec $k = 582$ si M $\leq$1,15 et $k = 3453$ si M $\geq$1,45

Surpression maximale à une profondeur x de mousse

Comme discuté dans la section 5.2.1 du chapitre 5, l'atténuation de la surpression maximale d'une onde de souffle se propageant dans la mousse dépend principalement de la fraction liquide et de l'épaisseur de mousse traversée. Plusieurs approches ont été considérées pour réaliser un ajustement avec les points expérimentaux afin de prédire la valeur de la surpression maximale en fonction de l'épaisseur de mousse traversée. Dans un premier temps, une approche avec un ajustement à l'aide d'un polynôme du second ordre a été considérée (figure 7.2.1.a).

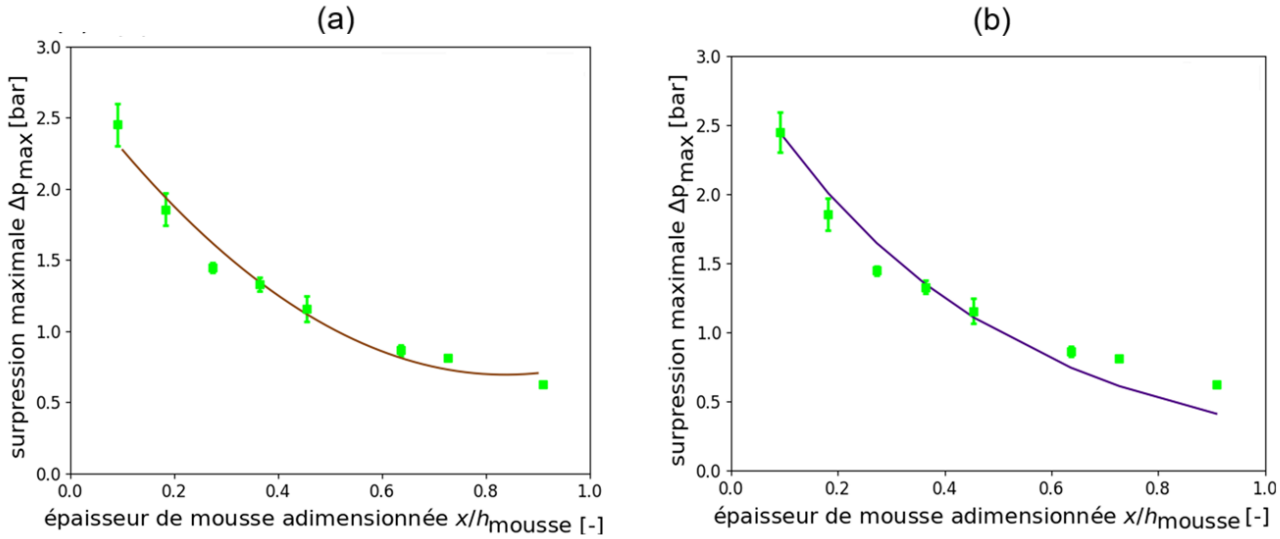

FIGURE 7.2.1 – Comparaison des ajustements avec les points expérimentaux (en vert) pour une mousse de fraction liquide 5 %, un diamètre de bulle 450 µm et un nombre de Mach M=1,45. (a) en marron, ajustement empirique de la forme polynôme du second ordre ayant pour équation : $y = 2,90x^2 - 4,86x + 2,73$ ($R^2 = 0,971$). (b) en violet, ajustement empirique de la forme loi de puissance ayant pour équation : $y_{i+1} = y_i * f$ avec f facteur d'atténuation fonction de la fraction liquide ($R^2 = 0,935$).

Le polynôme du second ordre fournit un bon ajustement aux données expérimentales ($R^2 = 0,971$), mais ses coefficients ne peuvent être extrapolés de manière fiable à des fractions liquides non testées, comme 3,5 %. Il n'est donc pas une bonne approche car trop limitante pour l'outil. Une seconde option consiste à utiliser une loi de puissance (figure 7.2.1.b). La loi de puissance fournit un ajustement satisfaisant aux données expérimentales ($R^2 = 0,935$) et permet d'extrapoler les

facteurs d'atténuation pour des fractions liquides non testées. En effet, dans le cas d'une mousse à 5 % de fraction liquide, la surpression maximale mesurée après 5 cm de propagation représente en moyenne 80 % de celle relevée 5 cm en amont comme discuté dans la section 5.2.1 du chapitre 5. On a alors un facteur d'atténuation $f = 0{,}8$. Pour une mousse avec une fraction liquide de 2 %, nous avons constaté qu'en moyenne, la surpression maximale suit une décroissance avec un facteur d'atténuation de 0,828 par tranche de 5 cm de mousse. Pour une fraction liquide de 8 %, le facteur d'atténuation est de 0,773.

Pour établir les fonctions, nous avons choisi de prendre une fraction liquide de 5 % comme référence. Ensuite, nous avons appliqué une correction pour les autres fractions liquides. Cette approche, justifiée par l'intervalle relativement resserré de la fraction liquide dans nos données actuelles, offre également la flexibilité de modifier facilement les fonctions à mesure que la base de données se développe. Nous avons établi une relation empirique permettant d'estimer la surpression maximale $\Delta p_{\mathrm{max,x}}^{\mathrm{mousse}}$ après une épaisseur donnée de mousse, pour une fraction liquide de 5 % :

$$\Delta p_{\mathrm{max,x}}^{\mathrm{mousse}} = \Delta p_{\mathrm{max,0}}^{\mathrm{mousse}} \, (0,8)^{\dfrac{x-5}{5}} \tag{7.2.13}$$

avec 0,8 le facteur d'atténuation pour une mousse de fraction liquide 5 %. La puissance $\frac{x-5}{5}$ traduit la dépendance de l'atténuation à l'épaisseur de mousse traversée. Pour une mousse de fraction liquide inférieure à 5%, l'expression devient :

$$\Delta p_{\mathrm{max,x}}^{\mathrm{mousse}} = \Delta p_{\mathrm{max,0}}^{\mathrm{mousse}} \left(0,8 \left(1 + 0,035 \left| \frac{\Phi - 0,05}{0,03} \right| \right)\right)^{\dfrac{x-5}{5}} \tag{7.2.14}$$

Pour une fraction liquide supérieure à 5 %, l'expression est :

$$\Delta p_{\mathrm{max,x}}^{\mathrm{mousse}} = \Delta p_{\mathrm{max,0}}^{\mathrm{mousse}} \left(0,8 \left(\frac{1}{1 + 0,035 \left| \dfrac{\Phi - 0,05}{0,03} \right|}\right)\right)^{\dfrac{x-5}{5}} \tag{7.2.15}$$

Cette fonction repose sur le fait que, pour une fraction liquide de 5 %, la valeur de la surpression maximale suit une décroissance avec un facteur d'atténuation de 0,80 par tranche de 5 cm de mousse. Cependant, lorsque la fraction liquide diffère de $\Phi = 5$ %, nous avons observé une légère variation de ce coefficient d'atténuation. Pour prendre en compte cette influence, nous introduisons un facteur correctif sous la forme d'un coefficient multiplicatif ou diviseur.
Lorsque la fraction liquide est inférieure ou égale à 5 %, le coefficient correctif est donné par $\left(0,8 \left(1 + 0,035 \left| \frac{\Phi - 0,05}{0,03} \right| \right)\right)$, ce qui signifie que l'atténuation devient légèrement plus faible à mesure que la fraction liquide diminue. L'expression du coefficient est basée sur le fait que pour une mousse avec une fraction liquide de 2 %, nous avons constaté qu'en moyenne, la surpression maximale suit une décroissance avec un facteur d'atténuation de 0,828 par tranche de 5 cm de

mousse.

Lorsque la fraction liquide dépasse 5 %, nous utilisons le coefficient correctif $\left(0,8\left(\frac{1}{1+0,035\left|\frac{\Phi-0,05}{0,03}\right|}\right)\right)$, traduisant ainsi l'augmentation de l'atténuation pour des fractions liquides plus élevées. L'expression du coefficient est basée sur le fait que pour une mousse avec une fraction liquide de 8 %, nous avons constaté qu'en moyenne, la surpression maximale suit une décroissance avec un facteur d'atténuation de 0,773 par tranche de 5 cm de mousse.

Cette fonction permet donc d'estimer la surpression après une propagation dans la mousse en tenant compte à la fois de l'épaisseur x traversée et de la fraction liquide.

Temps d'arrivée de l'onde

Une fois la surpression maximale après une épaisseur de mousse donnée déterminée, on calcule le temps d'arrivée de l'onde $t_{a,\mathrm{x}}^{\mathrm{mousse}}$, c'est-à-dire le moment où elle atteint un capteur placé à une distance donnée dans la mousse. Comme montré dans la section 5.2.5 du chapitre 5, ce temps dépend de la fraction liquide et de la taille des bulles, car ces paramètres influencent la vitesse de propagation de l'onde dans le milieu diphasique. Les équations suivantes permettent d'estimer ce temps d'arrivée en fonction de ces paramètres.
Si $\Phi < 5$ %

$$t_{a,\mathrm{x}}^{\mathrm{mousse}} = \frac{0,0917}{1+0,35\left(\left|\frac{\Phi-0,05}{0,03}\right|\right)}\left(1+0,12\left(\left|\frac{D-260}{k}\right|\right)\right)x, \tag{7.2.16}$$

dans le cas où $\Phi > 5$ %, on a

$$t_{a,\mathrm{x}}^{\mathrm{mousse}} = 0,0917\left(1+0,1\left|\frac{\Phi-0,05}{0,03}\right|\right)\left(1+0,12\left(\left|\frac{D-260}{k}\right|\right)\right)x, \tag{7.2.17}$$

enfin, si $\Phi = 5$ % **et** $D = 260$ µm, on a

$$t_{a,\mathrm{x}}^{\mathrm{mousse}} = 0,0917x. \tag{7.2.18}$$

Cette approche repose sur le fait qu'expérimentalement l'onde parcourt 1 cm en 0,0917 ms, dans le cas d'une mousse avec une fraction liquide de 5 % et une taille de bulle $D = 260$ µm. Pour tenir compte des variations de fraction liquide et de taille de bulle, des coefficients correctifs sont appliqués. Pour une fraction liquide supérieure à $\Phi = 5$ %, on constate une augmentation du temps d'arrivée, le facteur correctif prend alors la forme d'une multiplication de 0,0917 par $\left(1+0,1\left|\frac{\Phi-0,05}{0,03}\right|\right)$. Pour une fraction liquide inférieure à $\Phi = 5$ %, on constate une diminution du temps d'arrivée, le facteur correctif prend alors la forme d'une division de 0,0917 par $1+0,35\left(\left|\frac{\Phi-0,05}{0,03}\right|\right)$.

L'effet de la taille des bulles est pris en compte par le facteur $\left(1 + 0,12\left(\left|\frac{D-260}{k}\right|\right)\right)$ avec k, un coefficient fonction de la taille de bulle. Si $D > 260$ µm alors $k = 190$, dans le cas inverse, on a $k = 100$. Ces modèles empiriques ont été établis directement à partir des essais et sont susceptibles d'évoluer à mesure que la base de données expérimentale est enrichie.

Le temps d'arrivée de l'onde est proportionnel à l'épaisseur de mousse traversée : plus l'onde doit traverser de mousse, plus elle met de temps à atteindre un capteur donné. On peut raisonnablement supposer que le temps d'arrivée dépend également du nombre de Mach de l'onde incidente. Toutefois, les données expérimentales disponibles à ce stade ne permettent pas d'établir de modèle pour prendre en compte cet aspect. Les résultats expérimentaux ont donc été considérés indépendamment du nombre de Mach pour établir les lois utilisées dans cette sous-partie. Pour y parvenir, il faudrait réaliser des essais supplémentaires avec des nombres de Mach plus variés.

7.3 Construction du profil théorique de surpression dans la mousse

Les quatre phases d'évolution du signal

Pour être capable de construire un signal théorique de surpression dans la mousse, il reste nécessaire de déterminer les pentes de croissance et de décroissance de ce signal. Le signal de suppression théorique calculé à une profondeur x dans la mousse lors de son interaction avec un choc est reconstruit en considérant 4 phases temporelles :

— une première phase de repos, avant l'arrivée du choc, où la surpression est constante et égale à 0,

— une deuxième phase correspondant à l'émergence du précurseur présenté dans le chapitre 5,

— après le précurseur, on observe une phase de montée en pression linéaire jusqu'à la surpression maximale,

— une décroissance suivant un profil de Friedlander décrit dans la section 2.2.1 du chapitre 2.

Le précurseur

L'amplitude du précurseur est déterminée en fonction de la taille des bulles, comme discuté dans la section 5.1.3 du chapitre 5. Nous supposons que cette hauteur reste constante pour des bulles de diamètre supérieur à 450 µm. En revanche, en dessous de 160 µm, les données manquent pour établir une tendance fiable. Par conséquent, nous faisons l'hypothèse que l'amplitude du

précurseur demeure inchangée dans cette plage de tailles, faute de mesures dans notre configuration expérimentale. De même, la pente associée à la montée en pression du précurseur est définie. Dès l'arrivée de l'onde, la surpression commence à augmenter linéairement. Cette première hausse de pression s'exprime pour des valeurs de temps t comprises entre $t_{a,\mathrm{x}}^{\mathrm{mousse}}$ et $t_{\Delta p,\mathrm{c}}$ par :

$$\Delta p_{\mathrm{x}}^{\mathrm{mousse}} = (t - t_{a,\mathrm{x}}^{\mathrm{mousse}})\mathrm{S_p}, \tag{7.3.1}$$

avec $\mathrm{S_p}$ le taux de montée du précurseur. Cette hausse de pression s'étale sur une durée fonction de l'amplitude du précurseur Δp_{c} suivant le calcul :

$$t_{\Delta p,\mathrm{c}} = t_{a,\mathrm{x}}^{\mathrm{mousse}} + \frac{\Delta p_{\mathrm{c}}}{\mathrm{S_p}}. \tag{7.3.2}$$

L'amplitude du précurseur étant fonction de la taille de bulle, avec pour $D >= 260$ µm, $\Delta p_{\mathrm{c}} =$ 0,238 bar et pour $D < 260$ µm, $\Delta p_{\mathrm{c}} = 0{,}314$ bar.

Compression principale

La compression principale s'étend entre le temps correspondant à la fin du précurseur $t_{\Delta p,\mathrm{c}}$ et le temps auquel on atteint la surpression maximale $t_{\Delta p,\mathrm{max}}$. Le temps auquel on atteint la surpression maximale est déterminé par :

$$t_{\Delta p,\mathrm{max}} = t_{\Delta p,\mathrm{c}} + \frac{\Delta p_{\mathrm{max,x}}^{\mathrm{mousse}} - \Delta p_{\mathrm{c}}}{\mathrm{S_{main}}} \tag{7.3.3}$$

Les valeurs de surpression entre le $t_{\Delta p,\mathrm{c}}$ et $t_{\Delta p,\mathrm{max}}$ sont calculées selon la relation :

$$\Delta p_{\mathrm{x}}^{\mathrm{mousse}} = \Delta p_{\mathrm{c}} + \mathrm{S_{main}}(t - t_{\Delta p,\mathrm{c}}) \tag{7.3.4}$$

Décroissance en pression

Après avoir atteint la surpression maximale, la surpression décroît selon une loi exponentielle modifiée, intégrant une décroissance linéaire pour respecter l'impulsion positive observée :

$$\Delta p_{\mathrm{x}}^{\mathrm{mousse}} = \Delta p_{\mathrm{max,x}}^{\mathrm{mousse}} \left(1 - \left(\frac{t - t_{\Delta p,\mathrm{max}}}{\tau_{\mathrm{x}}^{\mathrm{mousse}}}\right)\right) \mathrm{e}^{\frac{t_{\Delta p,\mathrm{max}} - t}{\tau_{\mathrm{x}}^{\mathrm{mousse}}}} \tag{7.3.5}$$

Cette dissipation permet de modéliser une décroissance qui correspond au profil de Friedlander, profil typiquement retrouvé pour nos signaux de pression dans la mousse, comme présenté dans la section 5.2 du chapitre 5.

7.4 Présentation des résultats

La présentation des résultats vise à faciliter leur analyse. Le modèle propose des sorties graphiques et sous forme de tableaux. En particulier, le modèle affiche deux données d'intérêt dans le graphique

pour une compréhension rapide : la surpression maximale atteinte à la profondeur x de mousse considérée et une estimation de l'impulsion positive du signal, calculée par la méthode de Simpson. Deux signaux typiques correspondant aux paramètres 1.45-B-2-450 pour une épaisseur de mousse de 5 et de 20 cm sont présentés sur la figure 7.4.1. La masse de la charge et la distance entre la charge et la barrière ayant été fixées de manière à avoir un profil d'onde incidente sur la mousse le plus proche possible de celui obtenu au cours des essais avec le tube à choc avec un nombre de Mach M=1,45.

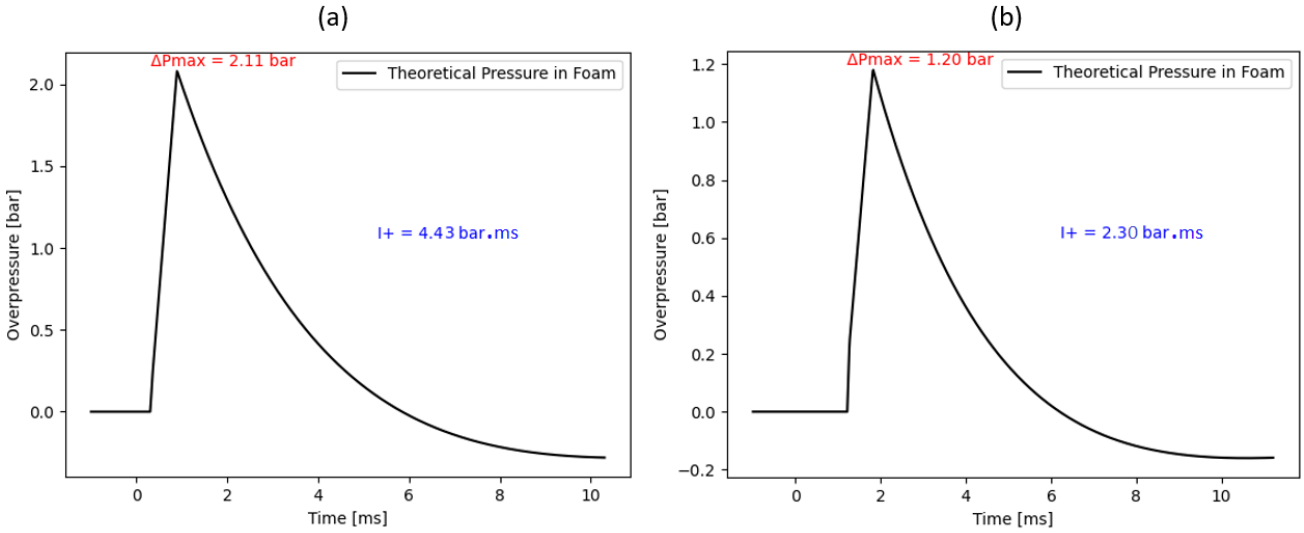

FIGURE 7.4.1 – Signaux de pression théoriques obtenus à l'aide de l'outil de dimensionnement. Les signaux correspondent à une configuration 1.45-B-2-450. (a) après 5 cm de mousse (b) après 20 cm de mousse.

L'analyse des signaux obtenus montre une tendance satisfaisante. On observe une atténuation progressive de la surpression maximale et de l'impulsion positive lorsque l'épaisseur de mousse augmente, ce qui est conforme aux attentes. De plus, le changement de pente après le précurseur est bien visible, traduisant une montée en pression plus progressive, ce qui reflète l'effet d'amortissement exercé par la mousse sur l'onde incidente. Toutefois, une question demeure : dans quelle mesure ces signaux sont-ils en accord avec les résultats expérimentaux ?

Le modèle propose un second type de sortie, qui introduit des courbes expérimentales dans le graphique de sortie afin de permettre une comparaison directe avec la base de données expérimentale. En pratique, le code recherche dans cette base de données, les deux plus proches voisins de la configuration étudiée. On choisit les 2 plus proches voisins en triant par ordre décroissant d'importance les paramètres de Mach, d'épaisseur de mousse traversée, de fraction liquide puis de taille de bulle. Ces paramètres sont rangés en fonction de leur impact sur le signal de sortie final. Néanmoins, le problème étant loin d'être linéaire, l'importance relative des paramètres les uns par rapport aux autres peut aussi varier avec les données d'entrée choisies, ce qui peut remettre en

cause ce choix de classement. Néanmoins, il s'agit ici seulement de tracer des courbes expérimentales pour se donner une base de comparaison clairement référencée. Les signaux finalement choisis n'ont pas d'incidence sur le calcul du profil théorique, seule leur sélection est discutable. On a choisi de retenir les 2 plus proches voisins car dans certains cas on se trouve entre 2 configurations préalablement testées, et dans d'autres le même essai a été réalisé par deux expérimentateurs différents.

L'examen des signaux présentés sur la figure 7.4.2 met en évidence une bonne concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux. Pour une épaisseur de mousse de 5 cm (figure 7.4.2.a), on observe une correspondance satisfaisante, que ce soit en termes de surpression maximale, d'impulsion positive ou encore de la morphologie globale du signal. Cependant, lorsque l'épaisseur de mousse atteint 20 cm (figure 7.4.2.b), bien que la valeur de la surpression maximale reste cohérente entre le modèle théorique et l'expérience, un écart apparaît sur l'impulsion positive. En effet, l'impulsion positive obtenue théoriquement est plus faible que celle mesurée expérimentalement, avec un écart relatif de 35 % entre les deux valeurs, et ce, malgré des valeurs similaires pour la surpression maximale et la durée de l'impulsion positive. Cette différence provient de la morphologie du signal utilisé dans la modélisation. Dans notre approche, la montée en pression après le précurseur est supposée linéaire jusqu'à atteindre la surpression maximale. Or, en pratique, cette montée n'est pas strictement linéaire, ce qui introduit un décalage entre les deux courbes et explique l'écart observé sur l'impulsion positive.

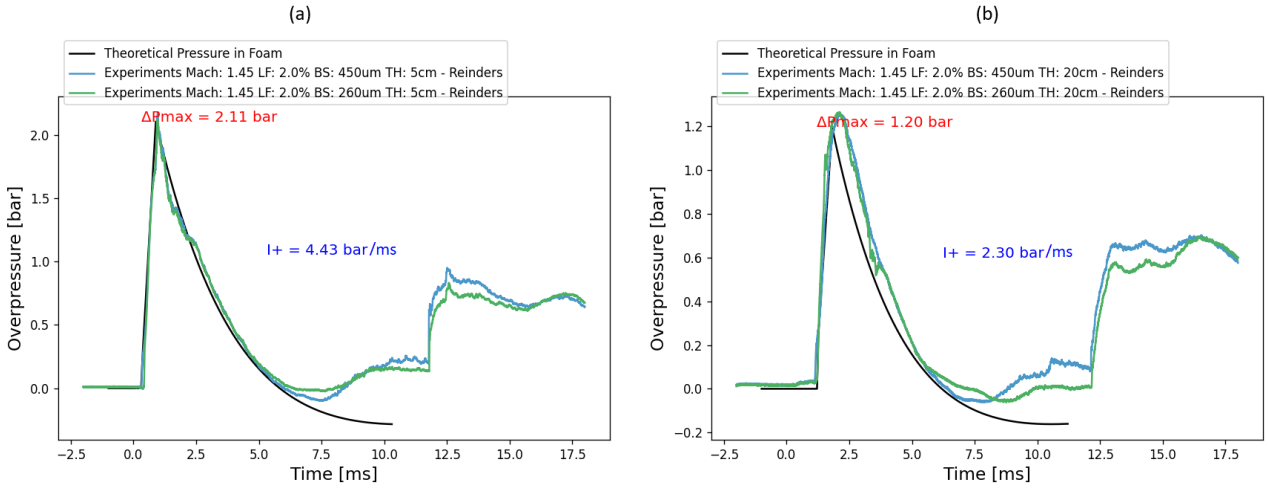

FIGURE 7.4.2 – Comparaison entre les signaux de pression théoriques obtenus à l'aide de l'outil de dimensionnement (en noir) et les signaux de pression obtenus au cours de nos essais (en bleu). Les signaux correspondent à une configuration 1.45-B-2-450. Les valeurs de $\Delta p_{\max}$ et de I^+ correspondent aux valeurs obtenues pour les signaux théoriques. (a) après 5 cm de mousse (b) après 20 cm de mousse.

7.5 Comparaison avec des données publiées

Pour approfondir l'analyse, nous avons comparé notre modèle à des signaux expérimentaux issus des essais de Parmentier *et al.* [Parmentier ; Kronenberg, 1992]. Leur configuration expérimentale consiste en une charge explosive de 500 g de C4 placée à 1,5 m d'un bloc de mousse de 5 cm d'épaisseur (R = 1,72 m/kg$^{1/3}$). Le nombre de Mach de l'onde incidente est calculé à M=1,85. La mousse utilisée est de la mousse à raser, caractérisée par un diamètre de bulle compris entre 50 et 100 µm et une masse volumique de 72 kg/m^3.

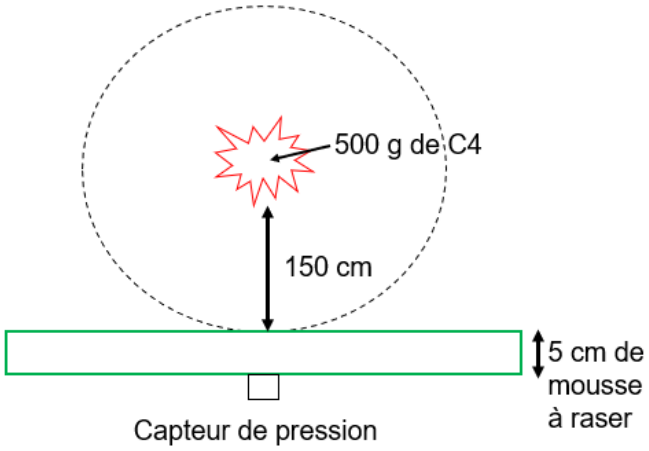

Figure 7.5.1 – Schéma du montage expérimental utilisé au cours des essais de Parmentier *et al.*. Une masse de 500 g de C4 est placée à 1,5 m d'un bloc de mousse à raser. Reproduit et adapté de [Kronenberg ; Parmentier, 1991].

La comparaison entre notre modèle et ces signaux expérimentaux est présentée sur la figure 7.5.2. On observe une similitude entre les courbes en termes de surpression maximale et de décroissance, avec des tendances globalement parallèles. En revanche, un écart significatif apparaît sur la montée en pression avec une montée en pression beaucoup plus brusque au cours des essais expérimentaux. Cet écart peut s'expliquer par le fait que le nombre de Mach de l'onde incidente utilisée au cours des essais de Parmentier et Gronenberg est au-delà de la gamme des nombres de Mach testés au cours de nos essais. On constate également un écart d'environ 20 % sur la valeur de l'impulsion positive.

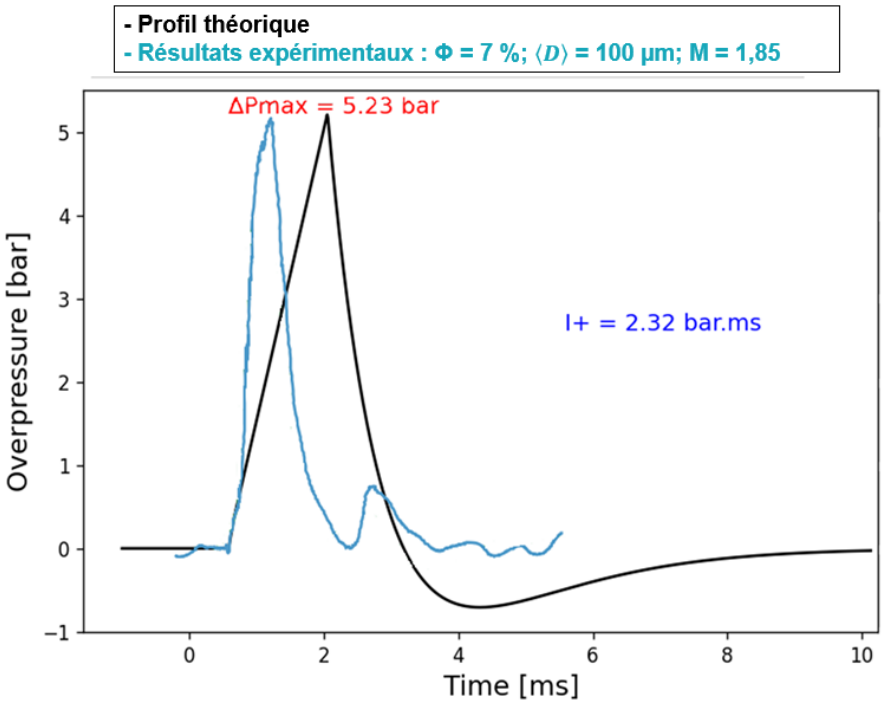

FIGURE 7.5.2 – Comparaison entre les signaux de pression théoriques obtenus à l'aide de l'outil de dimensionnement (en noir) et les signaux de pression obtenus au cours des essais de Parmentier *et al.* (en bleu) [PARMENTIER ; KRONENBERG, 1992]. Les signaux correspondent à une configuration 1.85-B-7-100 après 5 cm de mousse à raser. Les valeurs de $\Delta p_{\max}$ et de I^+ correspondent aux valeurs obtenues pour les signaux théoriques.

Ces résultats montrent que notre modèle, fondé exclusivement sur des données expérimentales, constitue une première approche pertinente pour décrire la morphologie de l'onde dans la mousse. Il permet de reproduire les tendances globales observées et fournit des estimations cohérentes de la surpression et de l'impulsion positive dans des configurations similaires à la nôtre. Par ailleurs, sa structure simple et son accessibilité en open-source offrent une grande souplesse pour enrichir la base de données expérimentale sans nécessiter de re-codage. Il est également facile de modifier individuellement certaines interpolations empiriques, par exemple celles liées au nombre de Mach, pour intégrer de nouveaux résultats expérimentaux au fur et à mesure de leur acquisition.

Enfin, une perspective intéressante serait d'appliquer cette même approche pour comparer les signaux se propageant dans l'air, après avoir traversé de la mousse, afin d'évaluer plus précisément la fidélité du modèle sur l'ensemble du processus d'atténuation.

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

8.1 Conclusion

Les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans un contexte de recherche visant à mieux comprendre et à exploiter les propriétés atténuantes des mousses liquides soumises à des ondes de souffle. Pour cela, deux axes ont guidé l'ensemble de la démarche : d'une part, la mise en place d'une base de données expérimentale rigoureuse et reproductible ; d'autre part, la conception d'un outil de dimensionnement permettant de prédire le comportement d'une mousse soumise à une onde incidente.

Le premier axe, centré sur l'établissement d'une base de données expérimentale, répond à un besoin clairement identifié dans la littérature. En effet, malgré l'abondance d'études sur l'interaction choc-mousse liquide, l'hétérogénéité des dispositifs expérimentaux et l'insuffisance de contrôle de certains paramètres critiques limitent considérablement l'interprétation et l'exploitation des résultats antérieurs. Pour surmonter ces obstacles, un dispositif expérimental original a été conçu, éprouvé et validé. Son principe a été présenté au chapitre 4. Celui-ci permet de maîtriser précisément quelques uns des paramètres influents sur la réponse de la mousse, à savoir la taille des bulles, la fraction liquide, la forme de l'onde incidente (onde de choc soutenue ou souffle), ainsi que son intensité, à travers le contrôle du nombre de Mach. À notre connaissance, aucune étude dans la littérature n'a encore démontré une maîtrise intégrale et simultanée de tous ces paramètres, ce qui confère à cette approche une originalité notable dans l'étude des interactions des ondes de choc avec les mousses liquides. Le dispositif se distingue par l'utilisation d'une veine d'essais mince de section 80×10 mm, ce qui nécessite une réduction de la section initiale du tube à choc (80×80 mm). Cette réduction est réalisée à l'aide d'un cookie cutter, et l'usage d'une veine d'essais mince est essentiel pour minimiser les effets de drainage. Une attention particulière a été portée à la caractérisation fine de la mousse générée, ainsi qu'à l'impact des éléments du dispositif, en particulier le cookie cutter, sur l'état initial de l'onde à l'entrée du bloc de mousse.

Ce dispositif a permis la réalisation d'une campagne expérimentale systématique, dont les résultats ont été présentés au chapitre 5. Lors de la propagation dans la mousse, l'onde est globalement transformée : on observe l'apparition d'un précurseur précédant la compression principale. L'analyse fine des signaux de pression a révélé que la dynamique de propagation dépend de manière différenciée de la taille des bulles et de la fraction liquide. Il apparaît tout d'abord que la vitesse de l'onde – qu'il s'agisse d'un blast ou d'un choc soutenu – est sensible à ces deux paramètres. En ce qui concerne le précurseur, sa présence et son amplitude sont fortement influencées par la taille des bulles : les mousses constituées de petites bulles engendrent systématiquement un précurseur plus marqué. La compression principale, quant à elle, conserve

un comportement relativement indépendant des paramètres de mousse. De façon générale, on observe une tendance à l'adoucissement progressif du signal à travers la mousse, illustrant une dissipation progressive.

Concernant la surpression maximale, les résultats mettent en évidence un rôle prépondérant de la fraction liquide : l'atténuation est d'autant plus importante que la mousse est humide. Ce comportement est observé tant pour les profils blast que pour les chocs soutenus et est cohérent avec la grande majorité des résultats issus de la littérature sur le sujet. À l'inverse, la taille des bulles n'exerce qu'une influence marginale sur ce paramètre sur la gamme explorée. De même, l'analyse de l'impulsion positive révèle une décroissance systématique de son amplitude lors de la propagation dans la mousse, décroissance qui est d'autant plus marquée lorsque la fraction liquide augmente. Ces deux phénomènes s'inscrivent parfaitement dans la problématique de l'étude : en effet, l'objectif principal est double. D'une part, l'utilisation des mousses liquides doit atténuer la surpression générée par l'onde de souffle, et d'autre part, elle doit réduire le chargement en pression donc l'impulsion positive.

En complément des mesures de pression, un dispositif de visualisation a été intégré afin d'observer plus finement les phénomènes d'interaction onde-mousse. Cette approche, encore peu courante dans la littérature, constitue un apport novateur de ce travail. Elle permet non seulement de mieux caractériser la dynamique de l'onde dans le milieu diphasique, mais offre également une piste encourageante : les relations de Rankine-Hugoniot, appliquées à une mousse considérée comme un milieu effectif, donnent des résultats quantitatifs cohérents avec les observations expérimentales.
Une étude de la reformation de l'onde en sortie de mousse, rendue possible par la combinaison de mesures à l'intérieur et à l'extérieur de la mousse, a permis d'analyser l'évolution du signal tout au long de sa propagation. Cette approche met en évidence un phénomène de reconstruction partielle du blast à l'interface mousse/air, dont l'amplitude reste toutefois réduite de 50 % par rapport à une propagation libre dans l'air. Ces observations font écho à certains mécanismes décrits dans des milieux diphasiques dispersés tels que les nuages de gouttes, tout en soulignant les spécificités du comportement des mousses liquides.

Enfin, des essais à grande échelle ont également été préparés afin d'évaluer les performances des mousses dans un contexte plus représentatif des conditions opérationnelles, même s'ils n'ont pas encore pu être réalisés dans le cadre de ce travail. Une attention particulière a été portée à l'homogénéité des conditions expérimentales : la source a été dimensionnée pour délivrer une surpression équivalente à celle utilisée en laboratoire, et la génération de la mousse a été conçue pour reproduire les mêmes caractéristiques (fraction liquide, taille de bulle) que celles obtenues dans les essais à petite échelle.

C'est sur cette base de données robuste et structurée que s'inscrit le second axe de la thèse : la conception d'un outil de dimensionnement de barrière diphasique. L'objectif de cet outil est de permettre, à partir des caractéristiques de la mousse et de l'onde incidente, de reconstituer l'évolution du signal de pression tout au long de sa propagation dans le milieu. Le

modèle développé, de nature empirique, s'appuie sur les tendances dégagées expérimentalement, tout en conservant une structure suffisamment souple pour intégrer progressivement de nouvelles données. Présenté au chapitre 7, cet outil vise à offrir une première réponse concrète aux besoins d'ingénierie : il permet d'évaluer, de façon rapide et ajustable, l'atténuation d'une onde de souffle d'amplitude connue dans un volume de mousse liquide de caractéristiques données.

En somme, ce travail a permis de combler plusieurs lacunes identifiées dans la littérature, en apportant une analyse fine des phénomènes de propagation d'ondes dans les mousses liquides, tout en développant des outils concrets pour leur mise en œuvre en situation réelle. La complémentarité entre rigueur expérimentale et applicabilité opérationnelle constitue l'une des forces de ce projet, et ouvre la voie à de nombreuses perspectives.

8.2 Perspectives

Plusieurs perspectives naturelles se dégagent à l'issue de cette étude. Un premier axe consisterait à compléter la base de données expérimentale, notamment en explorant des tailles de bulles plus variées et en étendant significativement la plage de nombres de Mach étudiés. Ces données supplémentaires permettraient de consolider les tendances observées et d'affiner les lois empiriques établies.

En parallèle, les investigations complémentaires initiées au cours de ce travail pourraient être poursuivies. Du côté de la visualisation, il serait pertinent de développer des dispositifs permettant de capturer les premiers instants de l'interaction onde-mousse, afin d'observer la formation du précurseur et d'approfondir l'analyse de son rôle dans le comportement structurel de la mousse. Ce type de visualisation pourrait aussi être exploité pour approfondir l'analyse de la reformation de l'onde à la sortie de la mousse. Une attention particulière pourrait être portée à l'observation de l'atomisation du liquide à l'interface, et à l'éventuelle réatomisation des gouttelettes formées, afin de confirmer ou d'infirmer le parallèle parfois évoqué avec un nuage de gouttelettes. Dans ces deux volets, le rôle du précurseur reste une question centrale qui doit être approfondie.

Une suite à ce travail consiste à réaliser les essais à grande échelle qui ont été préparés au cours de la thèse. Ces essais visent à tester le comportement des mousses liquides dans des conditions plus représentatives d'un scénario d'explosion réel, et permettraient de valider les observations obtenues en laboratoire. Si des corrélations fiables peuvent être établies entre les résultats obtenus à petite échelle et ceux observés à grande échelle, cela ouvrirait la voie à une stratégie expérimentale efficace, où les essais en laboratoire, bien plus rapides et flexibles, serviraient à orienter les choix de conception avant d'être confirmés par quelques essais en conditions réalistes.

Au-delà de la validation des tendances observées, ces essais grandeur nature offriraient aussi un apport précieux pour enrichir la base de données de l'outil de dimensionnement. En

particulier, ils permettraient d'explorer des régimes de Mach plus élevés, où la surpression maximale est similaire à celle atteinte au laboratoire, mais où l'impulsion positive est nettement plus forte. Ces conditions constitueraient un test pertinent de la robustesse de l'outil développé, en l'exposant à des régimes où les mécanismes d'interaction entre l'onde et la mousse peuvent différer. L'objectif serait de confirmer que les dépendances mises en évidence (avec la taille de bulle, la fraction liquide ou encore le type d'onde) restent valides à des échelles plus proches des applications.

Par ailleurs, il serait intéressant d'étendre les essais à d'autres gaz que l'air, afin d'évaluer l'impact de la composition du milieu gazeux sur la propagation de l'onde dans la mousse. Cela permettrait d'augmenter le domaine de validité de l'outil, et d'en faire un outil plus polyvalent, utilisable dans un éventail plus large de scénarios.

Un autre axe de recherche consisterait à approfondir la comparaison entre les mousses liquides et les mousses solides, souvent évoquée dans la littérature, mais encore peu explorée de manière systématique. Il serait notamment intéressant de mener une campagne expérimentale dédiée avec des mousses solides présentant des tailles de pores équivalentes à celles des bulles utilisées dans ce travail, afin de vérifier si des tendances similaires émergent, en particulier en ce qui concerne la formation et l'amplitude du précurseur. Une telle étude permettrait de mieux cerner l'influence respective de la géométrie du milieu et de sa nature physique (liquide vs. solide) sur la dynamique de propagation de l'onde. Cela constituerait une avancée importante dans la compréhension des mécanismes d'atténuation dans les milieux diphasiques ou poreux, et contribuerait à évaluer plus précisément les possibilités de transposition des résultats obtenus avec les mousses liquides à d'autres types de matériaux.

Annexes

A Documentation du Code BAAF – Blast Attenuation in Aqueous Foams

Ce code permet de simuler le comportement d'une onde de choc (blast) aérienne lorsqu'elle se propage dans une mousse aqueuse. Il intègre à la fois des calculs théoriques basés sur une approche empirique, une interface graphique pour la saisie des paramètres et l'affichage des résultats (graphique et export CSV/image), ainsi que la comparaison avec des données expérimentales.

A.1 Structure générale et modules importés

Le code s'appuie sur plusieurs bibliothèques Python pour les calculs numériques, la manipulation de données et la création d'interfaces graphiques :

- **tkinter et ttk** : pour la création de l'interface graphique.
- **numpy** : pour la gestion de tableaux numériques et les calculs mathématiques.
- **scipy.integrate (simpson) et scipy.signal (savgol_filter)** : pour l'intégration numérique et le filtrage de signaux.
- **matplotlib** : pour le tracé des courbes et l'affichage graphique.
- **pandas** : pour la gestion des données issues de fichiers CSV.
- **csv et os** : pour la lecture et l'écriture des fichiers de résultats.
- **re** : pour le traitement des chaînes de caractères (notamment dans le formatage des noms de fichiers).

```
import tkinter as tk
from tkinter import ttk, messagebox
import numpy as np
import csv
from scipy.integrate import simpson
import matplotlib.pyplot as plt
from matplotlib.figure import Figure
from matplotlib.backends.backend_tkagg import FigureCanvasTkAgg
import os
import pandas as pd
from scipy.signal import savgol_filter
import re


# Constants
GAMMA_AIR = 1.4     # Coefficient polytropique de l'air
```

```
17 RHO_AIR = 1.204      # Densite de l'air en kg/m^3
18 RHO_FL = 1018        # Densite du liquide moussant en kg/m^3
19 P_AMB = 101325       # Pression atmospherique en Pa
```

Listing 1 – Modules Importés et constantes physiques

A.2 Description des Fonctions et Objets de Base

Le langage Python étant construit intégralement autour de la programmation orientée objet (POO), il est avantageux pour des questions de contrôle d'accès aux variables et de robustesse du code d'organiser son écriture autour d'objets de base et de quelques fonctions périphériques. Les objets ont pour but de distinguer les éléments principaux du modèle : les éléments physiques modélisés que sont le blast, la mousse, l'atmosphère et la structure de calcul via l'IHM (Interface Homme Machine) et quelques fonctions utilitaires (formatage de nom, date, ...). Ainsi le code s'articule autour des objets et fonctions résumés dans les paragraphes suivants :

A.2.1 Fonction "date"

— **Rôle** : Générer une chaîne de caractères contenant la version du programme et la date actuelle. Cette chaîne de caractères est ensuite utilisée pour nommer les sorties du code, tracer les travaux et limiter les ambiguïtés sur le travail réaliser.

— **Entrée** : Un argument optionnel nom (string) pour personnaliser la base du nom.

— **Sortie** : Une chaîne au format `BAAFv<VERSION>_<JJ.MM.AAAA>` ou avec le nom fourni.

A.2.2 Classe "atmosphere"

— **But** : Modéliser l'atmosphère en définissant quelques propriétés essentielles de l'air.

— **Attributs** :

1. _g : Coefficient polytropique.
2. _rho : Densité de l'air.
3. _P0 : Pression ambiante.
4. _a : Vitesse du son calculée à partir des autres paramètres (calculée comme

$$\sqrt{\mathrm{g(P0/rho)}} \tag{A.1}$$

— **Utilisation** : Instanciée sous le nom air avec des constantes définies en début de code.

A.2.3 Classe "wave"

— **But** : Représenter une onde de choc (blast) et réaliser des calculs associés.

— **Attributs** :

1. _M : Nombre de Mach.
2. _DP : Surpression (différence de pression par rapport à l'atmosphère).
3. _PID : Durée de l'impulsion positive.

— **Méthodes** :

1. mach_to_overpressure(air) : Calcule la surpression initiale à partir du nombre de Mach et des propriétés de l'air.
2. overpressure_to_mach(air) : Inverse le calcul précédent pour obtenir le nombre de Mach à partir de la surpression.
3. initial_impulsion_duration(Patm) : Calcule la durée de l'impulsion initiale (le calcul est marqué « hidden » dans le code, indiquant une partie non détaillée).

A.2.4 Classe "liquid_foam"

— **But** : Représenter la mousse aqueuse et réaliser divers calculs physiques (impédance acoustique, pression dans la mousse, temps d'arrivée, profil de pression, etc.).

— **Attributs initiaux** :

1. _rhoL : Densité du liquide moussant.
2. _liquid_fraction : Fraction liquide exprimée en pourcentage.
3. _expansion : Rapport de foisonnement calculé à partir de la fraction liquide.
4. _bubble_size : Taille des bulles (en µm).
5. _thickness : Épaisseur de la mousse (en mm).

— **Attributs calculés** :

1. _rho, _a : Densité et vitesse du son calculées de la mousse.
2. _Z : Impédance acoustique.
3. _Pmax et _PatX : Pression maximale devant la mousse et pression à une profondeur X.
4. _AT : Temps d'arrivée du front d'onde dans la mousse.
5. _PID : Durée d'impulsion positive dans la mousse (PID : « Positive Impluse Duration »).
6. _main_slope : Pente principale du profil de pression.

7. _time et _Psignal : Vecteurs temporel et d'amplitude pour le profil de pression calculé dans la mousse.
8. _precursor_height et _precursor_slope : Paramètres pour le précurseur au pied du choc.

— **Méthodes** :

1. expansion_ratio_from_liquid_fraction() et liquid_fraction_from_expansion_ratio() : Conversion entre fraction liquide et foisonnement.
2. acoustic_impedance(air) : Calcul de l'impédance acoustique en fonction de la vitesse du son et de la densité.
3. max_pressure_in_foam(DP, air) et pressure_after_X(X) : Calcul de la pression en fonction de la position dans la mousse (détails masqués).
4. arrival_time() : Détermination du temps d'arrivée du front d'onde dans la mousse.
5. impulsion_duration(blast_PID) : Calcul de la durée d'impulsion dans la mousse.
6. main_slope(mach_number, Patm) : Calcul de la pente principale du profil de pression.
7. build_profile(Patm, n=1000) : Génère le profil temporel de la pression dans la mousse en créant les vecteurs _time et _Psignal. Cette méthode intègre la définition d'un précurseur et la transition vers le maximum de pression, puis la décroissance exponentielle.

A.2.5 Fonctions Utilitaires

— **mach_to_DPbar(M)** : Calcule la surpression initiale (en bar) à partir du nombre de Mach selon une formule théorique.

— **format_legend(filename)** : Utilise une expression régulière pour extraire et formater les paramètres d'un fichier CSV (ex. : nombre de Mach, fraction liquide, taille des bulles, épaisseur de mousse, auteur). Ceci permet d'afficher une légende claire dans les graphiques.

— **create_table_from_csv_filenames(data_folder)** : Parcourt le dossier de données (par défaut ./data) pour identifier tous les fichiers CSV nommés selon un format prédéfini. Pour chaque fichier, les paramètres (Mach, Fraction liquide, Taille des bulles, Épaisseur) ainsi que l'auteur sont extraits et stockés dans une DataFrame. Cette table est utilisée pour trouver les enregistrements expérimentaux les plus proches des paramètres simulés

A.3 Interface Graphique (GUI) – Classe BAAF_GUI

La classe BAAF_GUI gère l'interface utilisateur permettant de modifier les paramètres de simulation, d'afficher les résultats et d'exporter les données.

A.3.1 Organisation de l'Interface

— **Fenêtre Principale** :

1. La fenêtre principale est créée avec un titre et une dimension fixe.
2. Elle est divisée en deux cadres principaux : un cadre de paramètres/résultats à gauche et un cadre graphique à droite.

— **Cadre des Paramètres (input_frame)** :

1. Contient les champs de saisie pour les paramètres de simulation :
   — Nombre de Mach.
   — Surpression maximale.
   — Fraction liquide (%).
   — Foisonnement (calculé automatiquement ou modifiable).
   — Taille de bulles (µm).
   — Épaisseur de mousse (mm).

2. Chaque champ possède une validation lors de la perte du focus pour assurer la cohérence des données saisies.

3. Un bouton « Lancer les calculs » permet de lancer la mise à jour de la simulation.

— **Cadre des Résultats (result_frame)** :

1. Affiche plusieurs résultats calculés tels que :
   — Les noms des deux enregistrements expérimentaux les plus proches.
   — La durée d'impulsion dans l'air et dans la mousse.
   — L'impédance acoustique.
   — Les pressions maximale et finale dans la mousse.
   — La vitesse du son dans la mousse.

2. Les résultats sont mis à jour après chaque simulation.

— **Cadre Graphique (plot_frame)** :

1. Utilise Matplotlib pour afficher le profil de pression simulé.

2. Si l'option « Tracer les signaux expérimentaux » est cochée, les courbes issues des données CSV (après filtrage avec Savitzky-Golay) sont également tracées pour comparaison.

3. Le graphique est annoté avec les valeurs de surpression maximale et l'impulsion positive calculée par intégration numérique.

— **Cadre de Sauvegarde** : Deux boutons permettent d'exporter les résultats :
  — Sauvegarde des données sous forme de CSV (contenant les paramètres, résultats et mesures).
  — Sauvegarde de l'image du graphique sous format PNG.

Au démarrage du code, l'IHM visible par l'utilisateur est le suivant :

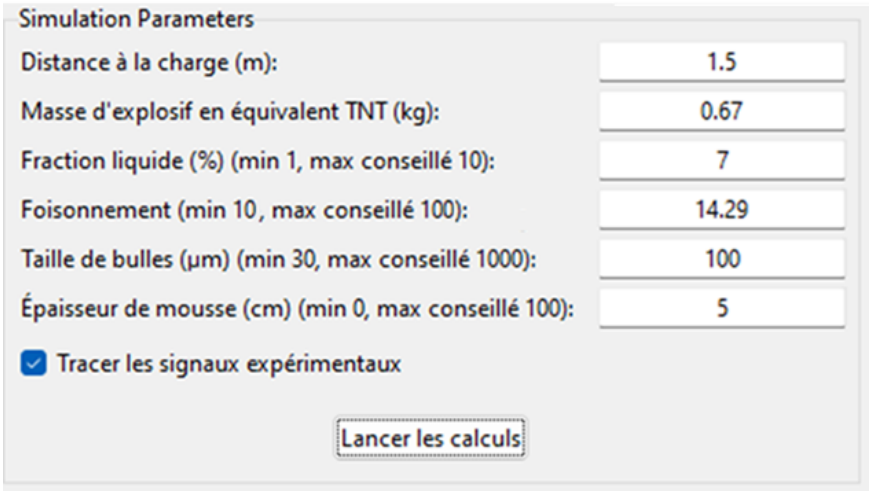

FIGURE A.1 – IHM visible au démarrage de BAAF

A.4 Validation et mise à jour

— **Mécanisme de Conversion** :

1. Lors de la modification du nombre de Mach ou de la surpression, des callbacks (on_mach_focus_out et on_overpressure_focus_out) mettent à jour automatiquement l'autre paramètre en utilisant les fonctions de conversion définies dans la classe wave.

— **Mise à Jour des Paramètres** :

1. La méthode update_parameters valide l'ensemble des champs de saisie, met à jour les objets blast et foam, réalise les calculs nécessaires (ex. : recalcul de l'impédance, des pressions et des durées) et déclenche le tracé graphique.

2. Elle utilise également la fonction find_two_nearest_neighbors pour identifier les enregistrements expérimentaux les plus proches des paramètres simulés.

A.5 Entrées et Sorties du Code

A.5.1 Entrées

— **Saisie Utilisateur via l'Interface Graphique** :

1. **Paramètres de simulation** :
   — **Nombre de Mach** : Valeur flottante, généralement entre 1,05 et 2,0.
   — **Surpression maximale** : Exprimée en bar. Calculé à partir du nombre de Mach, mais également modifiable.
   — **Fraction liquide (%)** : Valeur entre 1 et 10.
   — **Foisonnement** : Calculé à partir de la fraction liquide, mais également modifiable.
   — **Taille de bulles (µm)** : Paramètre physique influençant le comportement de la mousse.
   — **Épaisseur de mousse (mm)** : Paramètre déterminant la profondeur de propagation dans la mousse.
2. **Option d'affichage** : Case à cocher pour afficher ou non les signaux expérimentaux issus des CSV.

A.5.2 Sorties

— **Graphique** :

1. Le profil de pression théorique dans la mousse est tracé en fonction du temps.
2. En option, les courbes expérimentales sont superposées pour comparaison. En pratique, le code cherche dans la base de données les 2 plus proches voisins du cas étudié. Ils sont nommés suivant une convention de nommage permettant de retrouver facilement les données originales. Ces signaux expérimentaux sont filtrés (pour limiter le bruit) puis tracés avec le signal prédit par le code.
3. Des annotations indiquent la surpression maximale et l'impulsion positive (calculée par intégration).

— **Résultats Numériques** :

1. Durées d'impulsion dans l'air et dans la mousse.
2. Valeurs de l'impédance acoustique.
3. Pression maximale devant la mousse et à la profondeur définie (épaisseur).
4. Vitesse du son dans la mousse.

— **Export des Données** :

1. **Fichier CSV** : Contient un récapitulatif des paramètres de simulation, des résultats théoriques et des mesures expérimentales associées aux deux enregistrements les plus proches.
2. **Fichier PNG** : Sauvegarde du graphique généré dans l'interface.

Un exemple de l'IHM visible après un calcul est visible dans la figure A.2

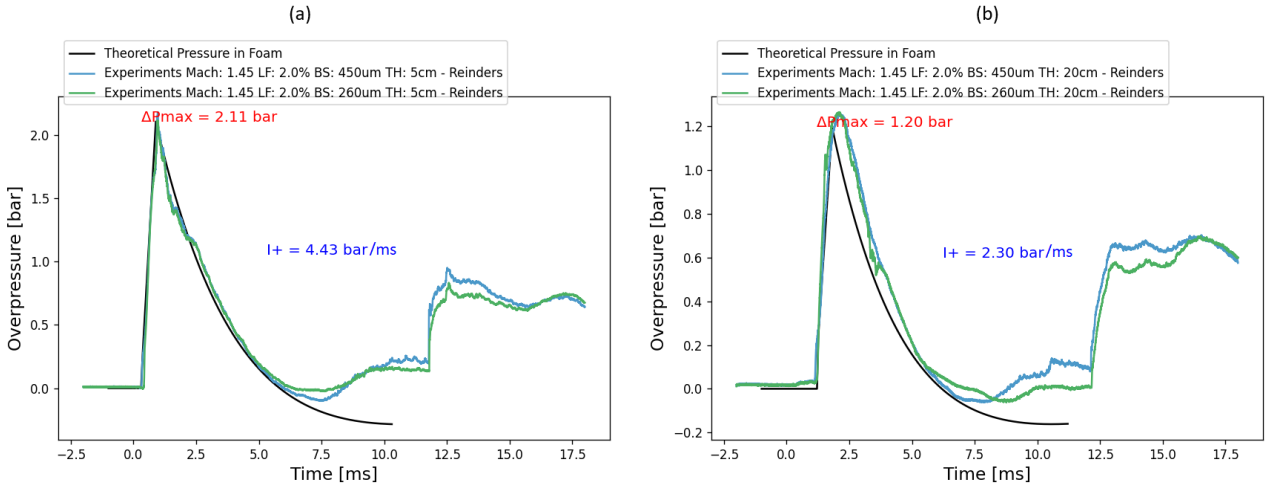

FIGURE A.2 – IHM visible par l'utilisateur après un calcul avec BAAF

A.6 Synthèse

Ce code offre une plateforme complète de simulation et d'analyse en combinant :

1. Des calculs physiques théoriques (propagation d'une onde de choc dans l'air et dans une mousse).
2. Une interface graphique interactive pour ajuster les paramètres et visualiser les résultats.
3. L'intégration de données expérimentales pour valider les modèles théoriques.

La modularité du code (avec les classes atmosphere, wave, liquid_foam et BAAF_GUI) facilite les évolutions futures et l'ajustement de la simulation aux besoins spécifiques de la recherche en physique des fluides.

A.7 Code complet

```
import tkinter as tk
from tkinter import ttk, messagebox
import numpy as np
import csv
from scipy.integrate import simpson
```

```
import matplotlib.pyplot as plt
from matplotlib.figure import Figure
from matplotlib.backends.backend_tkagg import FigureCanvasTkAgg
import os
import pandas as pd
from scipy.signal import savgol_filter
import re

# Constants
GAMMA_AIR = 1.4  # Coefficient polytropique de l'air
RHO_AIR = 1.204  # Densite de l'air en kg/m^3
RHO_FL = 1018  # Densite du liquide moussant en kg/m^3
P_AMB = 101325  # Pression atmospherique en Pa


def date(nom=""):
    VERSION = "1"

    from datetime import datetime
    now = datetime.now()
    if nom == "":
        dt_string = "BAAFv" + VERSION + "_" + now.strftime("%d.%m.%Y")
    else:
        dt_string = nom + "v" + VERSION + "_" + now.strftime("%d.%m.%Y")
    return dt_string


# Objet air
class atmosphere:
    def __init__(self, gamma, rho, P0):
        self._g = gamma  # Coefficient polytropique
        self._rho = rho  # Densite de l'air
        self._P0 = P0  # Pression ambiante
        self._a = np.sqrt(self._g * self._P0 / self._rho)


air = atmosphere(GAMMA_AIR, RHO_AIR, P_AMB)


# Objet blast (vague)
class wave:
    def __init__(self, mach_number, DP, duration, air):
        self._M = mach_number
        self._DP = DP
        self._PID = duration  # Positive Impluse Duration

    #def mach_to_overpressure(self, air):
      #  """Calcul de la surpression initiale en fonction du nombre de Mach."""
      #  return ((2 * air._g * self._M * self._M - air._g + 1) / (air._g + 1))
   * air._P0 - air._P0

    def initial_overpressure (self, R, W):
```

```
        scaled_distance = float(R/(W**(1/3)))
        return 100000*(808*(1+(scaled_distance/4.5)*(scaled_distance/4.5)))/((
    np.sqrt(1+(scaled_distance/0.048)**2)*np.sqrt(1+(scaled_distance/0.32)**2)*
    np.sqrt(1+(scaled_distance/1.35)**2)))

    def overpressure_to_mach(self, air):
        """Calcul du nombre de Mach a partir de la surpression."""
        return pow(((air._g + 1) * (self._DP + air._P0) / air._P0 + air._g - 1)
     / (2 * air._g), 0.5)


    def initial_impulsion_duration(self, R, W):
        """Calculates initial impulsion duration."""
        scaled_distance = R / (W ** (1 / 3))
        self._PID = W ** (1 / 3)*((980*(1+(scaled_distance/0.54)**10))/((1+(
    scaled_distance/0.02)**3)*(1+(scaled_distance/0.74)**6)*(np.sqrt(1+(
    scaled_distance/6.9)**2))))

blast = wave(1.45, 0, 10, air)

# Objet foam (mousse)
class liquid_foam:
    def __init__(self, rhoL, liquid_fraction, bubble_size, thickness):
        # initial data:
        self._rhoL = rhoL
        self._liquid_fraction = liquid_fraction
        self._expansion = 100 / liquid_fraction
        self._bubble_size = bubble_size
        self._thickness = thickness
        # calculation variables:
        self._rho = 0
        self._a = 0
        self._Z = 0
        self._Pmax = 0  # Max pressure at foam's entrance
        self._PatX = 0  # Pressure at a distance X (X=thickness in the present
    case)
        self._AT = 0
        self._PID = 0  # Positive Impulse Duration
        self._main_slope = 0
        self._time = []
        self._Psignal = []
        self._precursor_height = 0
        self._precursor_slope = 0

    def expansion_ratio_from_liquid_fraction(self):
        return 100 / self._liquid_fraction

    def liquid_fraction_from_expansion_ratio(self):
        return 100 / self._expansion

    def acoustic_impedance(self, air):
        """Calculates acoustic impedance for foam based on liquid fraction."""
```

```
        LF = self._liquid_fraction / 100
        self._rho = 1018 * LF + RHO_AIR * (1 - LF)
        self._a = air._a / np.sqrt((1 - LF) * ((1 - LF) + (self._rhoL * LF / air._rho)))
        self._Z = self._a * self._rho

    def max_pressure_in_foam(self, DP, air):
        """Calculates pressure P_FOAM_0 after 0 cm of foam based on impedance ratio."""
        self._Pmax = (2 * self._Z) / (air._rho * air._a + self._Z) * DP

    def pressure_after_X(self, X=None):
        if X == None: X = self._thickness
        """Calculates Px after given foam thickness."""
        LF = self._liquid_fraction / 100
        if LF <= 0.05:
            self._PatX = self._Pmax * (0.80 * (1 + 0.035 * abs((LF - 0.05) / 0.03))) ** ((X - 5) / 5)
        else:
            self._PatX = self._Pmax * (0.80 / (1 + 0.035 * abs((LF - 0.05) / 0.03))) ** ((X - 5) / 5)

    def arrival_time(self):
        """Calculates arrival time based on foam parameters."""
        LF = self._liquid_fraction / 100
        if LF < 0.05 and self._bubble_size <= 260:
            self._AT = 0.0917 / (1 + (0.35 * abs((LF - 0.05) / 0.03))) * (
                        1 + (0.12 * abs((self._bubble_size - 260) / 100))) * self._thickness
        elif LF >= 0.05 and self._bubble_size <= 260:
            self._AT = 0.0917 * (1 + (0.1 * abs((LF - 0.05) / 0.03))) * (
                        1 + (0.12 * abs((self._bubble_size - 260) / 100))) * self._thickness
        elif LF < 0.05 and self._bubble_size > 260:
            self._AT = 0.0917 / (1 + (0.35 * abs((LF - 0.05) / 0.03))) / (
                        1 + (0.12 * abs((self._bubble_size - 260) / 190))) * self._thickness
        elif LF >= 0.05 and self._bubble_size > 260:
            self._AT = 0.0917 * (1 + (0.1 * abs((LF - 0.05) / 0.03))) / (
                        1 + (0.12 * abs((self._bubble_size - 260) / 190))) * self._thickness
        else:
            self._AT = 0.0917 * self._thickness

    def impulsion_duration(self, blast_PID):
        """Calculates impulsion duration based on foam parameters."""
        if self._liquid_fraction / 100 < 0.05:
            self._PID = (self._thickness * (- 0.038)) + blast_PID
        else:
            self._PID = (self._thickness * (- 0.05)) + blast_PID

    def main_slope(self, mach_number, Patm):
```

```
        """Calculates main slope based on mach parameters."""
        if mach_number < 1.15:
            self._main_slope = 582 * Patm * (0.792 ** ((self._thickness - 5) / 5))
        else:
            if mach_number < 1.45:
                self._main_slope = (3453 - 4400 * ((1.45 - mach_number)) / 0.45) * Patm * (
                            0.792 ** ((self._thickness - 5) / 5))
            else:
                self._main_slope = 3453 * Patm * (0.792 ** ((self._thickness - 5) / 5))

    def build_profile(self, Patm, n=1000):
        self._time = np.linspace(-1, self._AT + 10, n)
        self._Psignal = np.zeros_like(self._time)

        # Initial and final overpressure
        if self._bubble_size >= 260:
            self._precursor_height = 0.238 * Patm  # Fixed precursor height in Pa
            self._precursor_slope = 4500 * Patm  # Pa/s
        else:
            self._precursor_height = 0.314 * Patm  # Fixed precursor height in Pa
            self._precursor_slope = 4640 * Patm  # Pa/s

        self._t_precursor_end = self._AT + self._precursor_height / (self._precursor_slope / 1000)
        self._t_rise_end = self._t_precursor_end + (self._PatX - self._precursor_height) / (self._main_slope / 1000)

        self._Psignal[self._time < self._AT] = 0
        self._Psignal[self._time >= self._AT] = (
                (self._time[self._time >= self._AT] - self._AT)
                * (self._precursor_slope / 1000)
        )
        self._Psignal[self._time >= self._t_precursor_end] = (
                self._precursor_height +
                (self._time[self._time >= self._t_precursor_end] - self._t_precursor_end)
                * (self._main_slope / 1000)
        )

        self._Psignal[self._time >= self._t_rise_end] = (
                self._PatX
                * (1 - ((self._time[self._time >= self._t_rise_end] - self._t_rise_end) / self._PID))
                * np.exp((-self._time[self._time >= self._t_rise_end] + self._t_rise_end) / self._PID)
        )

```

```
189
190 foam = liquid_foam(RHO_FL, 8, 360, 10)
191
192
193 # Classe pour l'interface graphique
194 class BAAF_GUI:
195     def __init__(self, master, air, blast, foam):
196         self.master = master
197         self.air = air
198         self.blast = blast
199         self.foam = foam
200         self.updating_conversion = False  # Pour eviter les mises a jour
    recursives
201         self.graph_widget = None
202         self._now = date()
203         self._baseNom = self._now
204         self._dataNames = create_table_from_csv_filenames()
205         self._two_neighbors = []
206
207         self.build_gui()
208
209     def build_gui(self):
210         self.master.title("Blast Attenuation with Acqueous Foams")
211         self.master.geometry("1450x700")
212         # Creer un cadre principal qui contiendra les deux sous-cadres
213         main_frame = ttk.Frame(self.master)
214         main_frame.pack(fill="both", expand=True)
215
216         # Cadre pour les parametres et resultats (cote gauche)
217         left_frame = ttk.Frame(main_frame)
218         left_frame.grid(row=0, column=0, sticky="nsew", padx=5, pady=5)
219
220         # Cadre pour le graphique (cote droit)
221         right_frame = ttk.Frame(main_frame, relief="sunken", borderwidth=1)
222         right_frame.grid(row=0, column=1, sticky="nsew", padx=5, pady=5)
223
224         self.input_frame = ttk.LabelFrame(left_frame, text="Simulation
    Parameters")
225         self.input_frame.pack(fill="x", padx=10, pady=10)
226
227         self.result_frame = ttk.LabelFrame(left_frame, text="Resultats")
228         self.result_frame.pack(fill="x", padx=10, pady=10)
229
230         self.plot_frame = right_frame
231         # Cadre des parametres
232
233         self._tracerExp = tk.BooleanVar()
234
235         # Champ Distance a la charge
236         ttk.Label(self.input_frame, text="Distance a la charge (m):") \
237             .grid(row=0, column=0, sticky="w", padx=5, pady=2)
238         self.distance_entry = ttk.Entry(self.input_frame, justify="center")
```

```
239         self.distance_entry.insert(0, "2")
240         self.distance_entry.grid(row=0, column=1, padx=5, pady=2)
241         #self.distance_entry.bind("<FocusOut>", self.on_mach_focus_out)
242 
243         # Champ Masse d'explosif
244         ttk.Label(self.input_frame, text="Masse d'explosif en equivalent TNT (kg):") \
245             .grid(row=1, column=0, sticky="w", padx=5, pady=2)
246         self.weight_entry = ttk.Entry(self.input_frame, justify="center")
247         self.weight_entry.insert(0, "1")
248         self.weight_entry.grid(row=1, column=1, padx=5, pady=2)
249         #self.weight_entry.bind("<FocusOut>", self.on_overpressure_focus_out)
250 
251         # Autres champs de saisie
252         self.liquid_entry = self.create_input_row("Fraction liquide (%) (min 1, max conseille 10):", "8", 2)
253         self.liquid_entry.bind("<FocusOut>", self.on_liquid_focus_out)
254         self.expansion_entry = self.create_input_row("Foisonnement (min 100, max conseille 10):", "12.5", 3)
255         self.expansion_entry.bind("<FocusOut>", self.on_expansion_focus_out)
256         self.bubble_entry = self.create_input_row("Taille de bulles (um) (min 30, max conseille 1000):", "360", 4)
257         self.thickness_entry = self.create_input_row("epaisseur de mousse (cm) (min 0, max conseille 100):", "10", 5)
258 
259         self.check_tracer_exp = ttk.Checkbutton(self.input_frame, text="Tracer les signaux experimentaux",
260                                                 variable=self._tracerExp)
261         self.check_tracer_exp.grid(row=6, column=0, columnspan=2, sticky="w", padx=5, pady=5)
262 
263         # Bouton de mise a jour
264         self.update_button = ttk.Button(self.input_frame, text="Lancer les calculs", command=self.update_parameters)
265         self.update_button.grid(row=8, column=0, columnspan=2, pady=10)
266 
267         # Cadre pour les boutons de sauvegarde
268         self.save_frame = ttk.Frame(self.master)
269         self.save_frame.pack(fill="x", padx=10, pady=5)
270 
271         self.save_csv_button = ttk.Button(self.save_frame, text="Save CSV", command=self.save_csv)
272         self.save_csv_button.pack(side="left", padx=5)
273 
274         self.save_image_button = ttk.Button(self.save_frame, text="Save Image", command=self.save_image)
275         self.save_image_button.pack(side="left", padx=5)
276 
277         # Pour la mise a jour des resultats, il faut des tk.Stringvar:
278         self._neighbor1 = tk.StringVar()
279         self._neighbor2 = tk.StringVar()
280         self._PID_air = tk.StringVar()
```

```
281         self._PID_foam = tk.StringVar()
282         self._Z = tk.StringVar()
283         self._Pmax = tk.StringVar()
284         self._PatX = tk.StringVar()
285         self._a = tk.StringVar()
286         labels = [
287             ("Plus proches voisin", self._neighbor1),
288             ("2e plus proches voisin", self._neighbor2),
289             ("Duree d'impulsion positive dans l'air", self._PID_air),
290             ("Duree d'impulsion positive dans la mousse", self._PID_foam),
291             ("Impedance Z", self._Z),
292             ("Surpression maximale dans la mousse", self._PatX),
293             ("Vitesse  du son dans la mousse", self._a)
294         ]
295 
296         for text, var in labels:
297             row = ttk.Frame(self.result_frame)
298             row.pack(fill='x', padx=5, pady=2)
299             ttk.Label(row, text=text + " : ").pack(side='left')
300             ttk.Label(row, textvariable=var).pack(side='right')
301 
302     def create_input_row(self, label_text, default_value, row):
303         ttk.Label(self.input_frame, text=label_text) \
304             .grid(row=row, column=0, sticky="w", padx=5, pady=2)
305         entry = ttk.Entry(self.input_frame, justify="center")
306         entry.insert(0, default_value)
307         entry.grid(row=row, column=1, padx=5, pady=2)
308         return entry
309 
310     def on_mach_focus_out(self, event):
311         if self.updating_conversion:
312             return
313         self.updating_conversion = True
314         try:
315             self.blast._M = float(self.mach_entry.get())
316             self.blast._DP = self.blast.mach_to_overpressure(self.air)
317             op_value = self.blast._DP / 1e5
318             self.overpressure_entry.delete(0, tk.END)
319             self.overpressure_entry.insert(0, f"{op_value:.2f}")
320         except ValueError:
321             messagebox.showerror("Erreur", "Le nombre de Mach doit etre un
    nombre valide.")
322         self.updating_conversion = False
323 
324     def on_overpressure_focus_out(self, event):
325         if self.updating_conversion:
326             return
327         self.updating_conversion = True
328         try:
329             W = float(self.weight_entry.get())
330             R = float(self.distance_entry.get())
331             self.blast._DP = self.blast.initial_overpressure(R,W)
```

```
332             self.blast._M = self.blast.overpressure_to_mach(self.air)
333         except ValueError:
334             messagebox.showerror("Erreur", "La surpression max doit etre un
    nombre valide.")
335         self.updating_conversion = False
336 
337     def on_liquid_focus_out(self, event):
338         if self.updating_conversion:
339             return
340         self.updating_conversion = True
341         try:
342             self.foam._liquid_fraction = float(self.liquid_entry.get())
343             self.foam._expansion = self.foam.
    expansion_ratio_from_liquid_fraction()
344             self.expansion_entry.delete(0, tk.END)
345             self.expansion_entry.insert(0, f"{self.foam._expansion:.2f}")
346         except ValueError:
347             messagebox.showerror("Erreur", "La fraction liquide doit etre
    superieure a 1.")
348         self.updating_conversion = False
349 
350     def find_two_nearest_neighbors(self):
351         df = self._dataNames
352         mach = self.blast._M
353         thickness = self.foam._thickness
354         liquid_fraction = self.foam._liquid_fraction
355         bubble_size = self.foam._bubble_size
356         """
357         Retourne les deux enregistrements du DataFrame df dont les valeurs sont
358         les plus proches des parametres donnes, en se basant sur l'ordre de
    priorite :
359         - Mach (le plus important)
360         - Thickness
361         - LiquidFraction
362         - BubbleSize
363 
364         Les differences absolues sont evaluees dans cet ordre de priorite.
365 
366         Parametres :
367           df : DataFrame contenant les colonnes 'Mach', 'Thickness', '
    LiquidFraction', 'BubbleSize', 'Authors'
368           mach : valeur cible pour la colonne Mach (float)
369           thickness : valeur cible pour la colonne Thickness (float)
370           liquid_fraction : valeur cible pour la colonne LiquidFraction (float)
371           bubble_size : valeur cible pour la colonne BubbleSize (float)
372 
373         Retour :
374           DataFrame contenant les deux enregistrements les plus proches.
375         """
376         # Calcul de la "distance" sous forme de tuple de differences absolues
377         df['distance'] = df.apply(
378             lambda row: (
```

```
                abs(row['Mach'] - mach),
                abs(row['Thickness'] - thickness),
                abs(row['LiquidFraction'] - liquid_fraction),
                abs(row['BubbleSize'] - bubble_size)
            ),
            axis=1
        )

        # Tri du DataFrame en fonction du tuple distance (ordre lexicographique)
        df_sorted = df.sort_values(by='distance', key=lambda col: col)

        # Recuperer les 2 meilleurs voisins
        nearest = df_sorted.head(2).copy()

        # Optionnel : retirer la colonne 'distance'
        nearest.drop(columns=['distance'], inplace=True)

        return nearest

    def on_expansion_focus_out(self, event):
        if self.updating_conversion:
            return
        self.updating_conversion = True
        try:
            self.foam._expansion = float(self.expansion_entry.get())
            self.foam._liquid_fraction = self.foam.liquid_fraction_from_expansion_ratio()
            self.liquid_entry.delete(0, tk.END)
            self.liquid_entry.insert(0, f"{self.foam._liquid_fraction:.2f}")
        except ValueError:
            messagebox.showerror("Erreur", "Le foisonnement doit etre inferieur a 100.")
        self.updating_conversion = False

    def validate_float(self, value, min_val, max_val, label):
        try:
            fval = float(value)
        except ValueError:
            messagebox.showerror("Erreur", f"{label} doit etre un nombre valide.")
            return None
        if fval < min_val:
            messagebox.showerror("Erreur", f"{label} ne peut etre inferieur a {min_val}.")
            return None
        if fval > max_val:
            if not messagebox.askokcancel("Attention",
                                          f"{label} depasse {max_val}.\nCeci n'est pas conseille, continuer ?"):
                return None
        return fval
```

```
425
426     def update_results(self):
427         self._neighbor1.set(format_legend(self._two_neighbors.iloc[0]["filename
    "]))
428         self._neighbor2.set(format_legend(self._two_neighbors.iloc[1]["filename
    "]))
429         self._PID_air.set(f"{self.blast._PID:.2f}")  # Format numerique si
    besoin
430         self._PID_foam.set(f"{self.foam._PID:.2f}")
431         self._Z.set(f"{self.foam._Z:.2f}")
432         self._Pmax.set(f"{self.foam._Pmax / 1e5:.2f}")
433         self._PatX.set(f"{self.foam._PatX / 1e5:.2f}")
434         self._a.set(f"{self.foam._a:.2f}")
435
436     def update_parameters(self):
437         # Validation des autres parametres
438         liquid = self.validate_float(self.liquid_entry.get(), 1, 10, "Fraction
    liquide (%)")
439         if liquid is None:
440             return
441         bubble = self.validate_float(self.bubble_entry.get(), 30, 1000, "Taille
     de bulles (um)")
442         if bubble is None:
443             return
444         thickness = self.validate_float(self.thickness_entry.get(), 0, 100, "
    Epaisseur de mousse (cm)")
445         if thickness is None:
446             return
447
448         # Verification de la distance reduite
449         try:
450             R = float(self.distance_entry.get())
451             W = float(self.weight_entry.get())
452         except ValueError:
453             messagebox.showerror("Erreur", "Verifiez les champs Distance /
    Masse.")
454             return
455         scaled_distance = R / (W ** (1 / 3))
456         if scaled_distance >= float(8) or scaled_distance <= float(1.6) :
457             messagebox.showerror("Erreur", "La distance reduite "+str(
    scaled_distance)+" est en dehors des limites (1.6 a 8)")
458             return
459
460         op = self.blast.initial_overpressure (R, W) / 100000
461         self.blast._DP = self.blast.initial_overpressure (R, W)
462         self.blast._M = self.blast.overpressure_to_mach(self.air)
463         mach = self.blast._M
464
465
466         self.foam._liquid_fraction = liquid
467         self.foam._expansion = 100 / liquid
468         self.foam._bubble_size = bubble
```

```
469         self.foam._thickness = thickness
470 
471         print(f"Nombre de Mach: {mach:.2f}")
472         print(f"Surpression max (bar): {op:.2f}")
473         print(f"Fraction liquide (%): {liquid:.2f}")
474         print(f"Foisonnement (-): {self.foam._expansion:.2f}")
475         print(f"Taille de bulles (um): {bubble:.2f}")
476         print(f"Epaisseur de mousse (cm): {thickness:.2f}")
477         self._baseNom = f"{self._now}_M{mach:.2f}_F{liquid}%_{bubble}um_{
    thickness}cm"
478         print(self._baseNom)
479         self.foam.acoustic_impedance(air)
480         self.foam.max_pressure_in_foam(blast._DP, air)
481         self.blast.initial_impulsion_duration(R,W)
482         self.foam.impulsion_duration(blast._PID)
483         self.foam.pressure_after_X()
484         self.foam.arrival_time()
485         self.foam.main_slope(blast._M, air._P0)
486         self.foam.build_profile(air._P0)
487 
488         self._two_neighbors = self.find_two_nearest_neighbors()
489 
490         self.update_results()
491         self.update_plot()
492 
493     def update_plot(self):
494 
495         if self.graph_widget:
496             # Effacer l'axe existant
497             self.ax.clear()
498         else:
499             # Creer un nouvel axe s'il n'existe pas encore
500             fig = Figure(figsize=(8, 5), dpi=120)
501             self.graph_widget = FigureCanvasTkAgg(fig, master=self.plot_frame)
502             self.ax = fig.add_subplot(111)
503 
504         # Creation d'une colormap pour le trace
505         Colormap = plt.cm.Greys(np.linspace(0, 1, 2))
506 
507         # Trace du signal de pression theorique
508         # On suppose que self.foam possede les attributs _time, _Psignal, _AT,
    _PatX et _PID
509         self.ax.plot(self.foam._time, self.foam._Psignal / 1e5,
510                      label="Theoretical Pressure in Foam", linestyle="-", color
    =Colormap[1])
511         if self._tracerExp.get():
512             try:
513                 file_name = self._two_neighbors.iloc[0]["filename"]
514                 df1 = pd.read_csv(file_name)
515                 label_f1 = format_legend(file_name)
516             except FileNotFoundError:
517                 messagebox.showerror("Error", f"The file {file_name} was not
```

```
found")
            except Exception as e:
                messagebox.showerror("Error", f"An error as occured : {e}")
            real_foam_pressure = savgol_filter(df1.iloc[:, 1], 51, 3)
            Colormap = plt.cm.Blues(np.linspace(0.6, 1, 2))
            self.ax.plot(df1.iloc[:, 0], real_foam_pressure, label=f"
Experiments {label_f1}", linestyle="-",
                         color=Colormap[0])

            try:
                file_name = self._two_neighbors.iloc[1]["filename"]
                df2 = pd.read_csv(file_name)
                label_f2 = format_legend(file_name)
            except FileNotFoundError:
                messagebox.showerror("Error", f"The file {file_name} was not
found")
            except Exception as e:
                messagebox.showerror("Error", f"An error as occured : {e}")
            real_foam_pressure2 = savgol_filter(df2.iloc[:, 1], 51, 3)
            Colormap = plt.cm.Greens(np.linspace(0.6, 1, 2))
            self.ax.plot(df2.iloc[:, 0], real_foam_pressure2, label=f"
Experiments {label_f2}", linestyle="-",
                         color=Colormap[0])

        # Annotation du pic de surpression
        self.ax.text(self.foam._AT, self.foam._PatX / 1e5,
                     f'DeltaPmax = {self.foam._PatX / 1e5:.2f} bar', fontsize
=12, color="red")

        # Calcul de l'impulsion positive par integration numerique
        positive_phase_indices = (self.foam._time >= self.foam._AT) & (
                    self.foam._time <= (self.foam._AT + self.foam._PID))
        impulse_positive = simpson(self.foam._Psignal[positive_phase_indices],
self.foam._time[positive_phase_indices])
        self.ax.text(self.foam._AT + 5, self.foam._PatX / 2e5,
                     f'I+ = {impulse_positive / 1e5:.2f} bar.ms', fontsize=12,
color="blue")

        self.ax.set_xlabel("Time [ms]", fontsize=14)
        self.ax.set_ylabel("Overpressure [bar]", fontsize=14)
        self.ax.legend(loc='upper left', bbox_to_anchor=(0, 1.175))

        # # Mise a jour de la zone de trace dans l'interface graphique
        # for widget in self.plot_frame.winfo_children():
        #     widget.destroy()
        # canvas = FigureCanvasTkAgg(fig, master=self.plot_frame)
        # canvas.draw()
        # canvas.get_tk_widget().pack(fill="both", expand=True)

        # Redessiner le graphique
        self.graph_widget.draw()

```

```
563         # Ajouter le widget au canvas
564         self.graph_widget.get_tk_widget().pack(side=tk.TOP, fill=tk.BOTH,
    expand=1)
565 
566     # Si l'on desire completer les sorties du csv, suivre le modele :
567     def save_csv(self):
568         # Sauvegarde des resultats en CSV
569         t = self.foam._time
570         p = self.foam._Psignal
571         df = pd.DataFrame({
572             "Time_ms": t,
573             "Overpressure": p
574         })
575         filename0 = "./results/" + self._baseNom + "_signal.csv"
576         df.to_csv(filename0, index=False)
577 
578         V1 = self._two_neighbors.iloc[0]
579         V2 = self._two_neighbors.iloc[1]
580         DP1 = mach_to_DPbar(V1["Mach"])
581         DP2 = mach_to_DPbar(V2["Mach"])
582         data = [
583             ("Configuration", ["test_actuel", "plus proche voisin", "2e plus
    proche voisin"]),
584             ("Parametres de reference", []),
585             ("Auteur", ["Youser", V1["Authors"], V2["Authors"]]),
586             ("Mach", [self.blast._M, V1["Mach"], V2["Mach"]]),
587             ("Surpression (bar)", [self.blast._DP / 1e5, DP1, DP2]),
588             ("Fraction liquide (%)", [self.foam._liquid_fraction, V1["
    LiquidFraction"], V2["LiquidFraction"]]),
589             ("Taille de bulles (um)", [self.foam._bubble_size, V1["BubbleSize"
    ], V2["BubbleSize"]]),
590             ("Epaisseur de mousse (cm)", [self.foam._thickness, V1["Thickness"
    ], V2["Thickness"]]),
591             ("", []),
592             ("Calculs et mesures", []),
593             ("Pression de reference dans la mousse", [self.foam._Pmax]),
594             ("Pression a la fin de l'epaisseur de mousse", [self.foam._PatX]),
595             ("Duree d'impulsion dans la mousse", [self.foam._PID])
596 
597         ]
598         filename = "./results/" + self._baseNom + ".csv"
599         try:
600             with open(filename, "w", newline="") as csvfile:
601                 writer = csv.writer(csvfile)
602                 for titre, valeurs in data:
603                     writer.writerow([titre] + valeurs)
604             messagebox.showinfo("Sauvegarde CSV", f"Les resultats ont ete
    sauvegardes dans {filename}.")
605         except Exception as e:
606             messagebox.showerror("Erreur", f"Erreur lors de la sauvegarde CSV:
    {e}")
607 
```

```
608     def save_image(self):
609         # Placeholder pour sauvegarder le graphique sous forme d'image
610         filename = "./results/" + self._baseNom + ".png"
611         try:
612             self.graph_widget.figure.savefig(filename)
613             messagebox.showinfo("Sauvegarde Image", f"L'image a ete sauvegardee
    sous {filename}.")
614         except Exception as e:
615             messagebox.showerror("Erreur", f"Erreur lors de la sauvegarde de l'
    image: {e}")
616 
617 
618 def format_legend(filename):
619     # Expression reguliere pour extraire les parties du nom de fichier
620     pattern = r"Mach-([\d\.]+)_LF-([\d\.%]+)_BS-([\d]+um)_TH-([\d]+cm)_([\w]+)
    \.csv"
621     match = re.search(pattern, filename)
622     mach, lf, bs, th, author = match.groups()
623     formatted_name = f"Mach: {mach} LF: {lf} BS: {bs} TH: {th} - {author}"
624     return formatted_name
625 
626 
627 def create_table_from_csv_filenames(data_folder='./data'):
628     """
629     Parcourt le dossier data, lit les noms de fichiers CSV au format :
630     "Mach-<value>_LF-<value>%_BS-<value>um_TH-<value>cm_<Authors>.csv"
631     et retourne une DataFrame avec les colonnes:
632     Mach, LiquidFraction, BubbleSize, Thickness, Authors, filename.
633 
634     Par exemple, pour le fichier:
635     Mach-1.15_LF-3.5%_BS-450um_TH-3cm_Delprete.csv,
636     les valeurs extraites sont: 1.15, 3.5, 450, 3, "Delprete" et filename est
    le nom du fichier.
637     """
638     # Recuperer tous les fichiers CSV dans le dossier
639     files = [f for f in os.listdir(data_folder) if f.endswith('.csv')]
640     records = []
641 
642     for filename in files:
643         # Chemin complet du fichier
644         full_path = os.path.normpath(os.path.join(data_folder, filename))
645         # Supprimer l'extension .csv
646         base_name = os.path.splitext(filename)[0]
647         # Decouper le nom en parties
648         parts = base_name.split("_")
649         if len(parts) < 5:
650             print(f"Format inattendu dans le nom du fichier : {filename}")
651             continue
652 
653         try:
654             mach = float(parts[0].split("-")[1])
655             liquid_fraction = float(parts[1].split("-")[1].replace("%", ""))
```

```
            bubble_size = float(parts[2].split("-")[1].replace("um", ""))
            thickness = float(parts[3].split("-")[1].replace("cm", ""))
            authors = parts[4]
        except Exception as e:
            print(f"Erreur lors du traitement de {filename}: {e}")
            continue

        records.append({
            "Mach": mach,
            "LiquidFraction": liquid_fraction,
            "BubbleSize": bubble_size,
            "Thickness": thickness,
            "Authors": authors,
            "filename": full_path
        })

    # Creer la DataFrame
    df = pd.DataFrame(records)
    return df


def mach_to_DPbar(M):
    """Calcul de la surpression initiale en fonction du nombre de Mach."""
    return ((2 * 1.4 * M * M - 1.4 + 1) / (1.4 + 1)) * 1.01325 - 1.01325

# Creation de la fenetre principale et instanciation de l'interface
if __name__ == "__main__":
    root = tk.Tk()
    app = BAAF_GUI(root, air, blast, foam)
    root.mainloop()
```

Listing 2 – Code BAAF complet

Références

Anderson, J.D. (2003). *Modern Compressible Flow : With Historical Perspective*. McGraw-Hill Education.

Austin, J. M. ; D.J. Bodony (2011) ; « Wave propagation in gaseous small-scale channel flows ». *Shock Waves* **21**(6), 547-557, 2011.

Baker, W.E. (1973). *Explosions in air*. University of Texas Press, Texas.

Bakken, J. et al. (2003) ; « Attenuation of shock waves by granular filters ». *Schock Waves* **13**, 33-40, 2003.

Ball, G.J. ; R.A. East (1999) ; « Shock and blast attenuation by aqueous foam baarriers : influences of barrier geometry ». *Schock Waves* **9**, 37-47, 1999.

Bolotnova, R.KH. ; E.F. Gainullina (2020a) ; « Influence of the dissipative properties of aqueous foams on the dynamics of shock waves ». *J. appl. Mech. Tech. Phys.* **61**(4), 510-516, 2020.

— (2020b) ; « Modeling Dynamics of Shock Impact on Aqueous Foams with Account for Viscoelastic Properties and Syneresis Phenomena ». *Fluid Dyn.* **55**(5), 604-608, 2020.

— (2021) ; « Modeling of weak shock waves propagation in aqueous foam layer ». *J. Phys. Conf. Ser.* **2103**, 012217, 2021.

Borisov, A.A. et al. (1978) ; « Shock waves in water foams ». *Acta Astronaut.* **5**, 1027-1033, 1978.

Breda, C. (2015). « Confinement à l'aide de mousse aqueuse des effets combinés de souffle et de projection de fragments générés par la détonation d'un engin explosif ». Thèse de doctorat. Université de Bretagne Occidentale.

Britan, A., M. Liverts ; G. Ben-Dor (2009) ; « Mitigation of sound waves by wet aqueous foams ». *Colloids Surf., A* **344**, 48-55, 2009.

Britan, A., H. Shapiro, M. Liverts ; G. Ben-Dor (2013) ; « Macro-mechanical modelling of blast wave mitigation in foams. Part II : Reliability of pressure measurements ». *Shock Waves* **23**, 25-38, 2013.

— (2014) ; « Macro-mechanical modelling of blast wave mitigation in foams. Part III : verification of the models ». *Shock Waves* **24**, 241-256, 2014.

Britan, A., H. Shapiro, M. Liverts, G. Ben-Dor et al. (2013) ; « Macro-mechanical modelling of blast wave mitigation in foams. Part I : review of available experiments and models ». *Shock Waves* **23**, 5-23, 2013.

Brouillette, M. (2003) ; « Shock waves at microscales ». *Shock Waves* **13**, 3-12, 2003.

Candel, S. ; M. Barrère (2001). *Mécanique des fluides : cours*. Paris : Dunod.

Canny, J.F. (1986) ; « A Computational Approach To Edge Detection ». *IEEE Trans. Pattern anal. Mach. Intell.* **8**(6), 679-698, 1986.

Cantat, I. et al. (2013). *Foams, Structure and Dynamics*. Oxford University Press.

Chauvin, A. (2012). « Étude expérimentale de l'atténuation d'une onde de choc par un nuage de gouttes et validation numérique ». Thèse de doctorat. École Doctorale Sciences pour l'ingénieur : Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique (Marseille).

Chauvin, A. et al. (2011) ; « Experimental investigation of the propagation of a planar shock wave through a two-phase gas-liquid medium ». *Phys. Fluids* **23**, 113301, 2011.

Chisnell, R.F. (1955). « The Normal Motion of a Shock Wave through a Non-Uniform One-Dimensional Medium ». *Proc. R. Soc. A.* **232**(1190), 350-370. 1955.

Courant, R. ; K.O. Friedrichs (1948). *Supersonic Flow and Shock Waves.* Springer Science et Business Media.

Culick, F.E.C. ; T. Rogers (1983) ; « The Response of Normal Shocks in Diffusers ». *AIAA Journal* **21**(10), 1382-1390, 1983.

Ćwieka, K. ; J. Skibiński (2022) ; « Elastic Properties of Open Cell Metallic Foams—Modeling of Pore Size Variation Effect ». *Materials* **15**(19), 6818, 2022.

Del Prete, E. (2012). « Choc et onde de souffle dans les mousses aqueuses. Étude expérimentale et modélisation numérique. » Thèse de doctorat. Université de Bretagne Occidentale.

Del Prete, E. et al. (2013) ; « Blast wave mitigation by dry aqueous foams ». *Shock Waves* **23**, 39-53, 2013.

Delbos, A., C. Monloup ; A. Langlet (2005) ; « Blast wave mitigation by liquid foams : Influence of physical parameters ». *Shock Waves* **15**(2), 115-122, 2005.

Delery, J. (2008). *Traité d'aérodynamique compressible. Volume 2 : Écoulements monodimensionnels stationnaires et surfaces de discontinuité.* Lavoisier.

Drenckhan, W. ; S. Hutzler (2015) ; « Structure and energy of liquid foams ». *Advances in Colloid and Interface Science*, 2015.

Ebnesajjad, S. (2011) ; « Surface tension and its measurement ». *Handbook of Adhesives and Surface Preparation, Plastics Design Library, William Andrew Publishing, Oxford*, 21-30, 2011.

Friedlander, F.G. (1946) ; « The diffraction of sound pulses I. Diffraction by a semi-infinite plane ». *Proc. R. Soc. Lond. A* **186**, 322-344, 1946.

Glicksman, L.R. (1994) ; « Heat transfer in foams In : Hilyard, N.C., Cunningham, A. (eds) Low density cellular plastics. » *Springer*, 104-152, 1994.

Goldfarb, I. et al. (1997) ; « Sound and weak shock wave propagation in gas-liquid foams ». *Shock Waves* **7**, 77-88, 1997.

Gopal, A.D. ; D.J. Durian (1999) ; « Shear-Induced Melting of an Aqueous Foam ». *J. Colloid Interace Sci.* **213**, 169-178, 1999.

Grégoire, Y. et al. (2014) ; « Cinematographic investigations of the explosively driven dispersion and ignition of solid particles ». *Shock Waves* **24**, 393-402, 2014.

Guillermic, R-M. (2011). « Propriétés physicochimiques des mousses : Etudes approfondies sur des mousses, modèles et études exploratoires sur des nouvelles mousses. » Thèse de doctorat. Université de Rennes 1.

Hartman, W.F., B.A. Boughton ; M.E. Larsen (2006) ; « Blast Mitigation Capabilities of Aqueous Foams ». *Technical report, Sandia National Laboratories*, 2006.

Hermet, F., J. Gressier ; N. Binder (2021) ; « Shock motion inside a varying cross-section channel and consequences on the downstream flow ». *Phys. Rev. Fluids*, 2021.

Herzhaft, B. (1999) ; « Rheology of Aqueous Foams : A litterature Reiew of some experimental Works ». *Oil & Gas Science and Technology-Rev. Institut Français du pétrole* **54**(5), 587-596, 1999.

Hilgenfeldt, S., A. Koehler ; H.A. Stone (2001) ; « Dynamics of Coarsening Foams : Accelerated and Self-Limiting Drainage ». *Phys.Rev.Lett.* **86**(20), 4707, 2001.

Hutzler, S. ; D. Weaire (2000) ; « Foam coarsening under forced drainage ». *Phil.Mag.Lett.* **80**, 419-425, 2000.

Igra, O. et al. (2013) ; « Review of methods to attenuate shock/blast waves ». *Prog. Aerosp. Sci.* **58**, 1-35, 2013.

Jaumotte, A.L. et al. (1973). *Chocs et ondes de choc - Applications techniques· Volume 2*. Masson.

Jourdan, G., L. Biamino et al. (2010) ; « Attenuation of a shock wave passing through a cloud of water droplets ». *Shock Waves* **20**, 285-296, 2010.

Jourdan, G., C. Mariani et al. (2015) ; « Analysis of shock-wave propagation in aqueous foams using shock tube experiments ». *Phys. Fluids* **27**, 056101, 2015.

Kann, K.B. (2005) ; « Sound waves in foams ». *Colloids Surf., A* **263**, 315-319, 2005.

Kann, K.B. ; A. Kislitsyn (2003) ; « A Film Model of Sound Propagation in Gas-Liquid Foams : 1. The Sound Velocity ». *Colloid J.* **65**(1), 2630, 2003.

Kingery, C.N. ; G. Bulmash (1984) ; « Technical report ARBRL-TR-02555 : air blast parameters from TNT spherical air burst and hemispherical burst. AD-B082 713, Aberdeen Proving Ground, MD : U.S. Army Ballistic Research Laboratory. », 1984.

Kinney, G.F. ; K.J. Graham (1985). *Explosive Shocks in Air*. Springer Berlin, Heidelberg.

Kronenberg, G. ; G. Parmentier (1991) ; « Étude de la propagation des ondes de choc dans des milieux diphasiques. 1re partie : Étude à l'aide d'un échelon de pression ». *Rapport Institut Saint Louis*, 1991.

Le Roux, S. (2015). « Effet Marangoni aux interfaces fluide ». Thèse de doctorat. Université de Rennes 1.

Lide, D.R. (2004). *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 85th Edition*. CRC Press.

Liverts, M., O. Ram et al. (2015) ; « Mitigation of exploding-wire-generated blast waves by aqueous foam ». *Phys. Fluids* **27**, 076103, 2015.

Liverts, M., S. Sembian et al. (2016) ; « Plane shock wave interaction with a cylindrical water column ». *Phys. Fluids* **28**, 056102, 2016.

Mirels, H. (1966) ; « Correlation formulas for laminar shock tube boundary layer ». *Phys. Fluids* **9**(7), 1265-1272, 1966.

Mirshekari, G. ; M. Brouillette (2012) ; « Microscale Shock Tube ». *J. Microelectromech. Syst.* **21**(3), 739-748, 2012.

Monloubou, M. (2015) ; « Interaction d'une onde de souffle avec une mousse liquide : atténuation et rupture ». *Thèse de doctorat, Université Européenne de Bretagne*, 2015.

Monloubou, M. et al. (2016) ; « Blast wave attenuation in liquid foams : role of gas and evidence of an optimal bubble size ». *Soft Matter* **12**, 8015-8024, 2016.

Moxon, N.T. et al. (1988) ; « The Attenuation of Acoustic Signals by Aqueous and Particulate Foams ». *Applied Accoustics* **24**, 193-209, 1988.

Mujica, N. ; S. Fauve (2002) ; « Sound velocity and absorption in a coarsening foam ». *Phys. Rev. E* **66**, 021404, 2002.

Parmentier, G. (1993) ; « Synthèse des résultats expérimentaux relatifs aux détonations d'explosifs sphériques ». *rapport Institut Saint-Louis*, 1993.

Parmentier, G. ; G. Kronenberg (1992) ; « Étude de la propagation des ondes de choc dans des milieux diphasiques. 2ème partie : Étude expérimentale à l'aide d'une onde de détonation ». *Rapport Institut Saint Louis*, 1992.

Peshoria, S. et al. (2020) ; « Short-chain and long-chain fluorosurfactants in firefighting foam : a review ». *Env. Chem. Lett.* **18**, 1277-1300, 2020.
Petel, O. et al. (2013) ; « The elastic-plastic behaviour of foam under shock loading ». *Shock Waves* **23**, 55-67, 2013.
Pierre, J., F. Elias ; V. Leroy (2013) ; « A technique for measuring velocity and attenuation of ultrasound in liquid foams ». *Ultrasonics* **53**, 622-629, 2013.
Pierre, J., R.M. Guillermic et al. (2013) ; « Acoustic characterization of liquid foams with an impedance tube ». *Eur. Phys. J. E*, 36 :113, 2013.
Plateau, J.A.F. (1873). *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires*. Editions Gauthiers-Villar.
Raspet, R. ; S.K. Griffiths (1983) ; « The reduction of blast noise with aqueous foam ». *J. Acoust. Soc. Am.* **74**(6), 1757-1763, 1983.
Rudinger, G. (1960) ; « Passage of Shock Waves Through Ducts of Variable Cross Section ». *Phys. Fluids* **3**(3), 1960.
Saint-Jalmes, A., Y. Zhang ; D. Langevin (2004) ; « Quantitative description of foam drainage : Transitions with surface mobility ». *Eur. Phys. J. E* **15**, 53-60, 2004.
Savitzky, A. ; M.J.E. Golay (1964) ; « Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures ». *Anal. Chem.* **8**(36), 1627-1639, 1964.
Sembian, S., M. Liverts ; N. Apazidis (2016) ; « Attenuation of strong external blast by foam barriers ». *Phys. Fluids* **28**, 096105, 2016.
Shea, J.W. ; L.L. Pater (1984) ; « Foam filled muzzle blast reducing device ». *US Patent 4*, 454-798, 1984.
Shreiber, I. et al. (2006) ; « Foam self-clarification phenomenon : an experimental investigation ». *Shock Waves* **15**, 199-204, 2006.
Taylor, G.I. (1950) ; « The formation of a blast wave by a very intense explosion I. Theoretical discussion ». *Proc. R. Soc. Lond. A* **201**, 159-174, 1950.
Trelat, S. (2006). « Impact de fortes explosions sur les bâtiments représentatifs d'une installation industrielle ». Thèse de doctorat. Université d'Orléans.
Whitham, G.B. (1958) ; « On the propagation of shock waves through regions of non-uniform area or flow ». *J. Fluid Mech.* **4**(4), 337, 1958.
Winfield, F.H. ; D.A. Hill (1977) ; « Preliminary results on the physical properties of aqueous foams and their blast characteristics. Technical report, Defense Research Establishment », 1977.
Wood, A.B. (1930). *A Textbook of Sound*. McMillan Company, New-York.

Titre : Développement d'un outil de dimensionnement d'une barrière diphasique en mousse liquide pour l'atténuation des ondes de choc aériennes

Mots clés : mousse, onde de choc, outil de dimensionnement, visualisation

Résumé : Les explosions, qu'elles soient d'origine accidentelle ou intentionnelle, génèrent des ondes de souffle pouvant causer des dommages importants sur les structures et les personnes. Parmi les solutions envisagées pour atténuer ces effets, les mousses liquides apparaissent comme une option intéressante. Cependant, les outils de prédiction et de dimensionnement de barrière diphasique sont aujourd'hui peu développés. Dans ce contexte, les travaux de cette thèse s'organisent selon deux axes : (1) la **constitution d'une base de données expérimentale** robuste sur la propagation des ondes de souffle dans les mousses liquides, et (2) le **développement d'un outil de dimensionnement** permettant de prédire l'atténuation de l'onde en fonction des propriétés de la mousse et de l'onde incidente.

Un dispositif expérimental original a été conçu pour contrôler avec précision les principaux paramètres physiques du problème, tels que la taille des bulles, la fraction liquide de la mousse, la forme de l'onde (blast ou choc soutenu), et son nombre de Mach. Les résultats expérimentaux montrent que la fraction liquide de la mousse joue un rôle central dans l'atténuation de la surpression maximale, tandis que la taille des bulles influence principalement l'amplitude du précurseur. À partir de cette base de données, un modèle empirique a été développé afin de construire un **outil de prédiction** simple, évolutif et opérationnel, capable d'estimer l'évolution d'un signal de pression dans une mousse aux caractéristiques données. Ce modèle constitue une première étape vers un dimensionnement maîtrisé des barrières diphasiques en contexte explosif.

Title : Development of a design tool for liquid foam barriers mitigating airborne shock waves

Keywords : foam, shock wave, design tool, visualisation

Abstract : Explosions, whether accidental or intentional, generate short but intense pressure waves that can cause significant damage. Due to their biphasic structure, liquid foams offer promising potential for mitigating such waves. This thesis is built around two main objectives: first, to establish a **reliable experimental database** by precisely controlling key parameters (bubble size, liquid fraction, wave shape and intensity); second, to develop **an empirical design tool** for foam-based protective barriers. The conducted experiments have led to a deeper understanding of how foam affects wave dynamics, particularly regarding precursor formation and peak pressure attenuation. The observed trends feed into a simple, adaptable model capable of predicting the evolution of a pressure signal as it travels through a given foam