



HAL
open science

Interaction d'une onde de souffle avec une mousse liquide : atténuation et rupture

Martin Monloubou

► **To cite this version:**

Martin Monloubou. Interaction d'une onde de souffle avec une mousse liquide : atténuation et rupture. Autre [cond-mat.other]. Université de Rennes, 2015. Français. NNT : 2015REN1S067 . tel-01280424

HAL Id: tel-01280424

<https://theses.hal.science/tel-01280424>

Submitted on 29 Feb 2016

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

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



THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1
sous le sceau de l'Université Européenne de Bretagne

pour le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1

Mention : Physique

Ecole doctorale Sciences De La Matière (SDLM)

présentée par

Martin Monloubou

préparée à l'unité de recherche UMR 6251
Insitut de Physique de Rennes (IPR)
UFR Sciences et Propriétés de la Matière (SPM)

Interaction d'une
onde de souffle
avec une
mousse liquide :
atténuation et rupture

**Soutenance prévue à Rennes
le 14 octobre 2015**

devant le jury composé de :

Catherine BARENTIN

Professeur - Université de Lyon 1 / *rapportrice*

Cyprien GAY

Chargé de Recherche CNRS - Université Paris 7 /
rapporteur

Christophe CLANET

Directeur de Recherche CNRS - École Polytechnique / *examineur*

Steven KERAMPAN

Enseignant Chercheur - ENSTA Bretagne / *examineur*

Bruno MORTAIGNE

RDS Matériaux, Chimie, Énergie - DGA/MRIS / *examineur*

Arnaud SAINT-JALMES

Directeur de Recherche CNRS - Université Rennes 1
/ *examineur*

Isabelle CANTAT

Professeur - Université Rennes 1 / *directrice de thèse*

Benjamin DOLLET

Chargé de Recherche CNRS - Université Rennes 1 /
co-directeur de thèse

Notations

c_f : vitesse du son dans une mousse.

c_w : vitesse du son issue du modèle de Wood en acoustique linéaire.

e : épaisseur des films de savon.

f, f^* : fréquence.

g : accélération de pesanteur.

ℓ^* : libre parcours moyen dans la mousse.

ℓ_a : longueur d'atténuation.

ℓ_T : longueur thermique.

n : nombre de moles de gaz.

$p(t)$ ou Δp : surpression enregistrée par un capteur.

r : coordonnée radiale en géométrie cylindrique ou sphérique.

s, s_{\max} : surface de la cavité formée dans la mousse par le choc.

t : temps.

u : vitesse matérielle.

u_c : vitesse d'une onde de choc dans l'air.

v_f : vitesse de propagation du front d'onde dans la mousse.

v_g : vitesse de propagation du son dans un gaz considéré.

v_{rupt} : vitesse de propagation du front de rupture dans la mousse.

x : surface moyenne occupée par les films sur les faces d'une bulle.

z : coordonnée verticale.

A : atténuation du signal de pression.

$c_p, c_{p,\ell}$: capacités calorifiques massiques à pression constante du gaz et du liquide, respectivement.

$C_p, C_{p,\ell}$: capacités calorifiques à pression constante du gaz et du liquide, respectivement.

D : diamètre moyen des bulles de la mousse.

\mathcal{D} : diffusivité thermique de la phase gazeuse.

E : énergie ou module d'Young.

F : cadence d'acquisition de la caméra rapide en images par seconde.

G : module de cisaillement de la mousse.

H : distance inter-plaques dans nos dispositifs expérimentaux.

K : module de compression de la mousse, ou taux d'expansion de celle-ci.

Ma : nombre de Mach.

P_0 : pression atmosphérique.

- P_i : amplitude du pic de surpression mesurée au capteur i ($i = 1, \dots, 4$).
 R_i : position spatiale du capteur de pression i ($i = 1, \dots, 4$).
 R : rayon des bulles.
 R^* : distance réduite, en $\text{m}/\text{kg}^{1/3}$.
 R^\dagger : rayon de bulles caractérisant la résonance acoustique en acoustique linéaire.
 \mathcal{R} : constante des gaz parfaits.
 S : entropie.
 T : température, ou période d'oscillation.
 \mathcal{T} : coefficient de transmission de la lumière dans la mousse.
 V_{det} : volume de mousse détruite.
 Z : impédance acoustique.
- α_{exp} : rapport des surpressions du dernier capteur au premier capteur dans la mousse.
 α_{ref} : atténuation de pression sans dissipation visqueuse, dans le régime linéaire.
 β : coefficient de dilatation thermique.
 γ : exposant adiabatique d'un gaz.
 Γ : nombre sans dimension caractérisant un gaz en acoustique non-linéaire.
 $\delta\ell$: distance/longueur caractéristique.
 $\delta Q, \delta W$: échanges de chaleur et travail élémentaires.
 δt : temps caractéristique.
 ε : polydispersité de la distribution de tailles de bulles.
 $\bar{\varepsilon}$: tenseur des déformations dans la mousse.
 $\varepsilon_{rr}, \varepsilon_{\theta\theta}$: déformations élastiques dans la mousse.
 ζ : viscosité dilatationnelle.
 ζ_0 : perturbation microscopique de la surface d'un film de savon.
 η : viscosité de la mousse.
 η_0 : viscosité de la solution moussante.
 κ : conductivité thermique.
 \varkappa : exposant polytropique d'un gaz.
 λ : longueur d'onde ou largeur caractéristique du front d'onde dans la mousse.
 ν_{eff} : viscosité cinématique effective de la mousse.
 ξ : fréquence renormalisée ou hauteur caractéristique de drainage.
 $\rho_\ell, \rho_g, \rho_f$: masses volumiques de la phase liquide, de la phase gazeuse, et de la mousse, respectivement.
 ρ_0 : masse volumique de la mousse au repos.
 σ_0 : tension de surface de la solution moussante.
 τ : temps caractéristique.
 $\bar{\tau}$: tenseur des contraintes de la mousse.
 $\tau_{rr}, \tau_{\theta\theta}$: contraintes élastiques dans la mousse.
 Φ : fraction liquide de la mousse.
 χ_S, χ_T : compressibilités isentropique et isotherme, respectivement.
 ω : pulsation.
 Ω : volume de dissipation d'énergie dans la mousse.

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Notations | i |
| Introduction | 1 |
| 1 Généralités sur les mousses liquides | 3 |
| 1.1 Propriétés des mousses liquides | 4 |
| 1.1.1 Composition d'une mousse | 4 |
| 1.1.2 Paramètres importants pour l'étude des mousses liquides | 5 |
| 1.1.3 Architecture d'une mousse | 6 |
| 1.1.4 Rhéologie d'une mousse | 7 |
| 1.2 Modalités d'évolution d'une mousse liquide | 9 |
| 1.2.1 Drainage | 10 |
| 1.2.2 Mûrissement | 11 |
| 1.3 Utilisation des mousses liquides | 13 |
| 1.4 Acoustique des mousses liquides | 14 |
| 1.4.1 Modèle de Wood | 14 |
| 1.4.2 Modèle de Kann | 15 |
| 1.4.3 Modèle de Pierre-Dollet-Leroy | 17 |
| 1.4.4 Atténuation du son dans les mousses liquides : résonance acoustique | 20 |
| 2 Chocs dans les mousses : notions de base et état de l'art | 25 |
| 2.1 Notions de base sur les chocs | 26 |
| 2.1.1 Quelques définitions | 26 |
| 2.1.1.1 Onde de choc | 26 |
| 2.1.1.2 Nombre de Mach | 26 |
| 2.1.1.3 Onde de souffle | 27 |
| 2.1.2 Généralités sur le tube à choc | 27 |
| 2.1.2.1 Fonctionnement | 28 |
| 2.1.2.2 Relations entre pressions | 30 |
| 2.1.2.3 Onde de souffle à la sortie d'un tube à choc | 30 |
| 2.2 État de l'art : interactions choc-mousse, rupture et dissipation | 31 |
| 2.2.1 Interactions choc-mousse | 33 |
| 2.2.1.1 Explosions dans les mousses | 33 |
| 2.2.1.2 Chocs produits par tube à choc | 37 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 2.2.1.3 | Modèles existants | 41 |
| 2.2.2 | Rupture d'une mousse liquide | 46 |
| 2.2.2.1 | Déstabilisation d'un film liquide | 46 |
| 2.2.2.2 | Fractures dans les mousses bidimensionnelles | 48 |
| 2.2.3 | Dissipation dans les mousses liquides | 49 |
| 2.2.3.1 | Dissipation en cisaillement oscillatoire | 50 |
| 2.2.3.2 | Dissipation en compression | 51 |
| 2.3 | Positionnement de la thèse | 51 |
| 3 | Matériel et méthodes | 53 |
| 3.1 | Les cellules à mousse | 55 |
| 3.2 | Techniques de moussage | 55 |
| 3.2.1 | Génération de mousse I : le mélange turbulent | 55 |
| 3.2.2 | Génération de mousse II : le rideau de bulles | 56 |
| 3.3 | Caractéristiques de la mousse | 57 |
| 3.3.1 | Composition chimique et propriétés de la solution moussante | 58 |
| 3.3.2 | Mesure et variation de la taille des bulles | 58 |
| 3.3.2.1 | Dispositif expérimental | 58 |
| 3.3.2.2 | Traitement d'images | 59 |
| 3.3.3 | Variation de la taille des bulles créées avec le mélange turbulent | 62 |
| 3.3.4 | Variation de la taille des bulles avec le rideau | 62 |
| 3.3.5 | Mesure de la fraction liquide | 63 |
| 3.4 | Génération de l'onde de choc | 64 |
| 3.4.1 | Et tout commença avec des pétards... | 64 |
| 3.4.1.1 | Caractérisation des pétards | 64 |
| 3.4.1.2 | Visualisation de la dynamique | 65 |
| 3.4.1.3 | Mesures sonores | 66 |
| 3.4.2 | Le tube à choc | 67 |
| 3.4.2.1 | Conception du tube | 67 |
| 3.4.2.2 | Capteurs de pression et oscilloscope | 68 |
| 3.4.2.3 | Caractéristiques du choc dans le tube | 70 |
| 3.4.2.4 | Onde de souffle : comparaison air/mousse | 71 |
| 3.5 | Expériences de choc dans de la mousse : protocole | 75 |
| 3.5.1 | Avec le mélange turbulent | 75 |
| 3.5.2 | Avec le rideau de bulles | 78 |
| 3.6 | Géométrie du problème | 79 |
| 3.6.1 | Symétrie cylindrique | 79 |
| 3.6.2 | Transition cylindrique - sphérique et réflexions de l'onde | 81 |
| 4 | Atténuation d'une onde de pression dans une mousse | 85 |
| 4.1 | Résultats expérimentaux | 86 |
| 4.1.1 | Longueur d'atténuation | 86 |
| 4.1.2 | Balayage en tailles de bulles et en amplitude | 86 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 4.1.3 | Balayage en fraction liquide | 88 |
| 4.1.4 | Validation en géométrie sphérique | 89 |
| 4.2 | Régime linéaire | 90 |
| 4.2.1 | Modèle de dissipation thermique | 91 |
| 4.2.1.1 | Bases du modèle | 91 |
| 4.2.1.2 | Limite adiabatique | 94 |
| 4.2.1.3 | Limite isotherme | 96 |
| 4.2.1.4 | Longueur d'atténuation visqueuse | 97 |
| 4.2.1.5 | Viscosité effective | 98 |
| 4.2.2 | Comparaison expérience - théorie | 99 |
| 4.3 | Régime non linéaire | 100 |
| 4.3.1 | Méthode numérique | 100 |
| 4.3.1.1 | Équations de l'acoustique non linéaire | 100 |
| 4.3.1.2 | Validation du code | 101 |
| 4.3.1.3 | Simulation numérique | 102 |
| 4.3.2 | Comparaison expériences - simulations | 102 |
| 4.3.3 | Conclusion | 104 |
| 4.3.4 | Perspectives | 105 |
| 5 | Vitesse de propagation de l'onde dans la mousse | 107 |
| 5.1 | Traitement des données pour obtenir la vitesse | 108 |
| 5.1.1 | Récupération du profil du front | 108 |
| 5.1.2 | Vitesse de front | 112 |
| 5.2 | Résultats expérimentaux | 113 |
| 5.2.1 | Balayage en fraction liquide | 114 |
| 5.2.2 | Balayage en tailles de bulles et en amplitude | 115 |
| 5.3 | Discussion | 117 |
| 5.3.1 | Régime linéaire loin de la source | 117 |
| 5.3.1.1 | Test des hypothèses sur le modèle de Wood | 117 |
| 5.3.1.2 | Décroissance de la vitesse avec la fraction liquide | 118 |
| 5.3.1.3 | Comportement de la vitesse avec la taille des bulles | 119 |
| 5.3.1.4 | Résonance mécanique | 121 |
| 5.3.1.5 | Conclusion | 121 |
| 5.3.2 | Régime faiblement non linéaire loin de la source du choc | 122 |
| 5.3.2.1 | Correction théorique à la vitesse linéaire | 122 |
| 5.3.2.2 | Simulations numériques | 124 |
| 5.3.3 | Origines de la vitesse $v_{f,1}$ à grande taille de bulles | 124 |
| 5.3.4 | Perspectives : vers la prise en compte de la dispersion | 127 |
| 5.4 | Confrontation aux résultats d'acoustique linéaire | 129 |
| 6 | Rupture de la mousse | 131 |
| 6.1 | Rupture de la mousse | 132 |
| 6.1.1 | Formation de la cavité | 132 |

| | | |
|---------|--|------------|
| 6.1.2 | Inclusion de traceurs dans la mousse | 132 |
| 6.1.3 | Interpolation des signaux de pression | 134 |
| 6.1.4 | Estimation de la quantité de mousse détruite | 136 |
| 6.1.4.1 | Méthode : validation de la technique de suivi des traceurs | 137 |
| 6.1.4.2 | Volume de mousse détruite et vitesse de front de rupture | 141 |
| 6.1.4.3 | Amélioration en grande cellule | 142 |
| 6.1.4.4 | Conclusion | 143 |
| 6.1.5 | Vers la mise en évidence directe du front de rupture : utilisation de mousses sèches | 145 |
| 6.1.6 | Discussion sur la rupture | 147 |
| 6.2 | Dynamique de la cavité | 150 |
| 6.2.1 | Taille maximale de la cavité | 150 |
| 6.2.2 | Oscillations de relaxation | 151 |
| 6.2.2.1 | Résultats expérimentaux | 151 |
| 6.2.2.2 | Comparaison à un modèle de cylindre élastique creux vibrant | 151 |
| 6.2.3 | Vers les cavités polygonales ? | 155 |
| | Conclusion et perspectives | 159 |
| | A Équations de l'acoustique non-linéaire | 165 |
| A.1 | Définitions et acoustique linéaire | 165 |
| A.2 | Acoustique non-linéaire | 167 |
| | Bibliographie | 171 |

Introduction

Des plaisirs du bain moussant dans l'enfance au marin breton contemplant l'écume de la mer d'Iroise, nous avons tous, à un moment ou à un autre, rencontré cet objet mystérieux qu'est une mousse : en se rasant le matin, en se brossant les dents, en faisant la vaisselle, en montant des blancs d'œufs en neige, en dégustant une bière fraîche après une dure journée de thèse (Figure 1), ou encore — de façon plus rare nous l'espérons — en éteignant un incendie avec un extincteur.



Figure 1 – Les mousses sont omniprésentes autour de nous. L'écume attaque sans cesse les phares de la mer d'Iroise (ici les phares d'Ar-Men, à gauche, et de la Jument, à droite), pendant que les plus habiles pâtisseries élaborent de délicieuses meringues ou que les plus jeunes admirent les bulles de savon du bain.

Nous le voyons, les mousses sont très proches de nous au quotidien et présentent de nombreuses applications dans des domaines variés : cosmétique, agroalimentaire, sécurité, défense... Il est de ce fait important de bien comprendre ces systèmes et de bien les caractériser, notamment dans le milieu industriel, afin de répondre aux demandes des consommateurs. On cherchera ainsi à concevoir, par exemple, un shampoing qui mousse bien sans attaquer le cuir chevelu, ou encore une mousse à raser dont la texture plaît à l'utilisateur.

Parmi toutes les propriétés des mousses figure leur excellente capacité à dissiper de l'énergie. Cet effet a été observé dès le début du XX^e siècle. Mallock avait en effet déjà remarqué en 1910 qu'un verre rempli de mousse n'émettait pas de son lorsqu'on tapotait dessus [Mallock, 1910]. Une expérience toute aussi simple consiste à mettre un peu de shampoing sur ses oreilles à l'heure de la douche. Il est alors immédiat de se rendre compte de l'atténuation sonore provoquée par la mousse.

Cette propriété est directement utilisée dans le domaine militaire. Les mousses liquides sont en effet utilisées pour atténuer les ondes de choc issues des explosions. Dans ce contexte, il convient une nouvelle fois de parfaitement comprendre et contrôler les mousses employées dans le but d'optimiser le processus d'atténuation. Cela étant, les mécanismes de dissipation d'énergie au sein d'une mousse restent mal compris de nos jours, et il est dès lors difficile d'identifier les paramètres jouant un rôle important dans la dissipation.

Ce travail de thèse, financé par la Délégation Générale de l'Armement (DGA), s'inscrit dans la problématique générale de la dissipation au sein des mousses liquides, appliquée à l'atténuation d'ondes de choc.

Le présent manuscrit s'articule en six chapitres. Le **chapitre 1** vise à donner quelques généralités sur la physique des mousses liquides. Nous y présentons quelques définitions et concepts importants comme le mûrissement et le drainage. Nous passons également en revue les travaux d'acoustique linéaire des mousses liquides réalisés jusqu'à présent.

Dans **chapitre 2**, nous présentons les notions de base sur les ondes de choc, en introduisant notamment le principe du tube à choc. Nous dressons par la suite un état de l'art sur l'étude des interactions chocs-mousses.

Le **chapitre 3** expose de façon détaillée les dispositifs expérimentaux et les méthodes utilisés au cours de cette thèse.

Le **chapitre 4** porte sur l'atténuation d'une onde de souffle dans une mousse liquide. Nous y étudions l'effet de la taille des bulles sur le processus d'atténuation et montrons l'importance de la dissipation thermique à l'échelle de la bulle.

Dans le **chapitre 5**, nous analysons la vitesse de propagation de l'onde dans la mousse dans les régimes linéaire et faiblement non-linéaire en surpression.

Le **chapitre 6** porte quant à lui sur la rupture de la mousse au passage de l'onde. Nous mettons au point deux méthodes permettant de quantifier le volume de mousse détruite. Nous terminons sur une discussion plus ouverte sur la dynamique de la mousse aux temps longs.

Chapitre 1

Généralités sur les mousses liquides

Ce chapitre donne quelques généralités sur les mousses liquides. Nous introduisons notamment les concepts de drainage et de mûrissement, ces deux processus contrôlant l'évolution d'une mousse dans le temps. Une revue des travaux d'acoustique linéaire dans les mousses est également présentée en fin de chapitre.

Sommaire

| | |
|---|-----------|
| 1.1 Propriétés des mousses liquides | 4 |
| 1.1.1 Composition d'une mousse | 4 |
| 1.1.2 Paramètres importants pour l'étude des mousses liquides | 5 |
| 1.1.3 Architecture d'une mousse | 6 |
| 1.1.4 Rhéologie d'une mousse | 7 |
| 1.2 Modalités d'évolution d'une mousse liquide | 9 |
| 1.2.1 Drainage | 10 |
| 1.2.2 Mûrissement | 11 |
| 1.3 Utilisation des mousses liquides | 13 |
| 1.4 Acoustique des mousses liquides | 14 |
| 1.4.1 Modèle de Wood | 14 |
| 1.4.2 Modèle de Kann | 15 |
| 1.4.3 Modèle de Pierre-Dollet-Leroy | 17 |
| 1.4.4 Atténuation du son dans les mousses liquides : résonance acoustique | 20 |

1.1 Propriétés des mousses liquides

La recette d'une mousse liquide est simple : il suffit de mélanger un peu de solution savonneuse et du gaz. Les liquides s'écoulent spontanément sous l'effet de la gravité et l'air s'écoule furtivement autour de nous en permanence. Et pourtant, le mélange de ces deux fluides crée un objet qui peut prendre une forme propre comme un solide, à l'image d'un échantillon de mousse à raser (Figure 1.1(a)). Cet objet, solide d'apparence, peut cependant se déformer facilement et s'écouler si une force suffisante lui est appliquée. Le meilleur exemple illustrant ce comportement est l'étalement de la mousse à raser sur le visage (Figure 1.1(b)).

Devant la complexité apparente du comportement d'une mousse, les paragraphes suivants visent à expliciter les propriétés de ce matériau particulier.

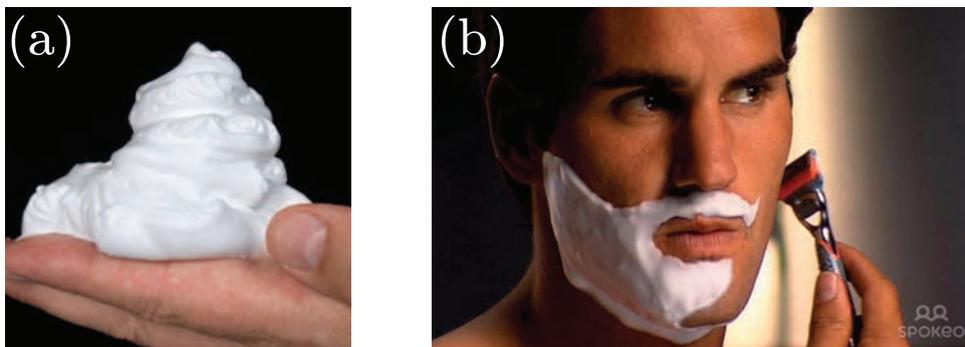


Figure 1.1 – (a) Échantillon de mousse à raser dans la main, illustrant l'aspect solide d'une mousse liquide. (b) Roger Federer, grand tennisman connu de tous, se prête au jeu de l'expérimentateur et montre comment une mousse peut se déformer et s'écouler.

1.1.1 Composition d'une mousse

La création d'une mousse résulte d'un battage d'une phase liquide emprisonnant du gaz [Drenckhan et Saint-Jalmes, 2015]. Une mousse est ainsi un assemblage de bulles de gaz séparées entre elles par un réseau liquide. Il s'agit donc d'un milieu diphasique où la phase gazeuse est discontinue, tandis que la phase liquide est continue.

Cela étant, nous avons tous remarqué qu'une surface d'eau pure agitée ne produisait pas de bulles stables et donc pas de mousse. Pour qu'une mousse soit stable dans le temps, des molécules **tensioactives** doivent être ajoutées dans l'eau. En procédant de la sorte, la tension de surface liquide/air diminue typiquement d'un facteur 2, passant de 72 mN/m pour de l'eau pure à environ 30 mN/m pour un tensioactif de base comme le dodécylsulfate de sodium (SDS).

1.1.2 Paramètres importants pour l'étude des mousses liquides

Avant de rentrer en détails dans les propriétés géométriques et mécaniques des mousses, nous identifions ici les paramètres importants caractérisant une mousse et susceptibles d'influencer son comportement mécanique.

◆ Fraction liquide

La quantité de liquide contenue dans un volume donné de mousse est définie par la **fraction liquide** Φ telle que :

$$\Phi = \frac{V_{\text{liquide}}}{V_{\text{mousse}}}. \quad (1.1)$$

Cette quantité, comprise entre 0 et 1, permet de définir la masse volumique d'une mousse liquide :

$$\rho_f = \Phi \rho_\ell + (1 - \Phi) \rho_g, \quad (1.2)$$

où ρ_ℓ et ρ_g dénotent respectivement les masses volumiques de la phase liquide et de la phase gazeuse.

On distingue différentes structures de la mousse en fonction de la valeur de la fraction liquide [Cantat *et al.*, 2013] (chapitre 2 page 21) : si $\Phi > \Phi^*$, les bulles sont sphériques et ne sont pas en contact. On ne parle alors pas de mousse, mais de **liquide bulleux**. La fraction liquide $\Phi^* = 0,36$ correspond à la fraction volumique d'empilement aléatoire de sphères (ici les bulles). Dans la gamme $0,05 \lesssim \Phi < \Phi^*$, les bulles sont en contact et on parle de **mousse humide**. Enfin, dans la limite $\Phi \lesssim 0,05$, les bulles deviennent polyédriques, donnant ce qu'on appelle une **mousse sèche**.

La fraction liquide modifie la capacité de la mousse à supporter son propre poids. On pourra ainsi fabriquer une colonne de mousse sèche beaucoup plus haute qu'avec une mousse humide (Figure 1.2) [Guillermic *et al.*, 2013].

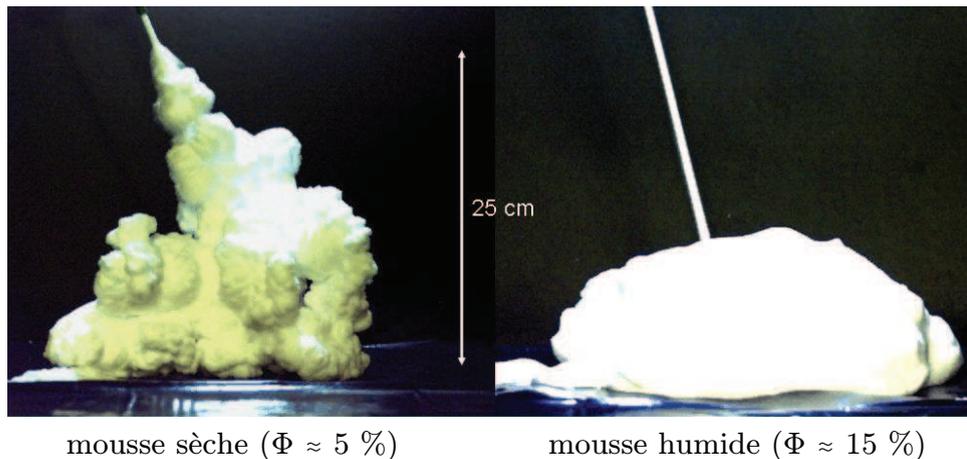


Figure 1.2 – Exemples de mousses (sèche à gauche et humide à droite) fabriquées par la technique de mélange turbulent décrite au paragraphe 3.2.1. Images extraites de vidéos réalisées lors de la thèse de Reine-Marie Guillermic.

◆ Taille des bulles

La taille des bulles est un paramètre très important quant à la réponse d’une mousse à une sollicitation mécanique, comme en acoustique linéaire par exemple. Nous verrons également tout au long de ce manuscrit combien la taille des bulles est importante dans le processus d’atténuation d’une onde de choc.

Une mousse n’a généralement pas une taille de bulles unique mais possède une distribution de tailles avec une certaine largeur. On parle alors de mousse **polydisperse**. La distribution peut être caractérisée par différentes quantités : le rayon médian R_0 , le rayon moyen $\langle R \rangle$, ou encore le rayon de Sauter R_{32} tel que [Cantat *et al.*, 2013] (chapitre 5, page 251) :

$$R_{32} = \frac{\langle R^3 \rangle}{\langle R^2 \rangle}. \quad (1.3)$$

◆ Composition chimique

L’ajout de tensioactifs — ou surfactants¹ — est nécessaire pour avoir une mousse stable dans le temps. Les tensioactifs sont des molécules amphiphiles, qui se présentent, pour les plus simples, sous la forme d’une chaîne carbonée (hydrophobe) au bout de laquelle se trouve une tête polaire (hydrophile), ionique ou non [Le Roux, 2015]. Une fois en solution, les surfactants s’adsorbent aux interfaces liquide/air, diminuant ainsi la tension de surface de l’interface et lui donnant des propriétés dynamiques comme la viscoélasticité interfaciale.

En fonction du (ou des) tensioactif(s) ajoutés pour faire de la mousse, les interfaces liquide/air n’auront pas les mêmes propriétés. On distingue deux classes de tensioactifs : les solubles, et les insolubles. Les premiers s’adsorbent très vite aux interfaces (sur environ 1 ms) et peuvent échanger librement entre l’interface et le volume. Cette caractéristique des tensioactifs solubles rend les interfaces liquide/air mobiles, donnant un écoulement de type “bouchon” dans les canaux liquides [Cantat *et al.*, 2013] (chapitre 3, pages 120-122). À l’inverse, les insolubles s’adsorbent plus lentement aux interfaces, si bien que le nombre de tensioactifs à l’interface reste constant, rendant du coup les interfaces beaucoup plus rigides², changeant la condition de mobilité aux interfaces à une condition de non-glisement. Utiliser l’un ou l’autre type de tensioactifs change donc la façon dont le liquide va s’écouler au sein de la mousse, et donc sur l’évolution de celle-ci au cours du temps.

1.1.3 Architecture d’une mousse

Lorsqu’un échantillon de mousse à raser est posé sur notre main, nous voyons la mousse comme un tout (Figure 1.3(a)), soit dans le jargon un milieu **effectif**. Mais lorsque l’on regarde en détails, la mousse dévoile sa complexe et fascinante architecture. Les bulles

1. cet anglicisme est un diminutif de “**SUR**face-**ACT**ive **Ag**ENT”, littéralement “qui agit sur la surface”.

2. Rigoureusement parlant, une mousse ne peut pas être constituée uniquement de tensioactifs insolubles. Il est nécessaire d’ajouter des tensioactifs solubles qui vont pouvoir piéger les insolubles dans leurs micelles [Golemanov *et al.*, 2008].

de gaz sont connectées par des films et canaux liquides se rejoignant entre eux selon des orientations privilégiées (Figure 1.3(b)).

Cette structure de la mousse est déterminée, dans la limite des mousses sèches, par les **lois de Plateau**³. Ces lois sont au nombre de trois et sont les suivantes :

- Un film, constituant une face d'une bulle, a une courbure moyenne constante.
- Les films se rejoignent toujours par trois pour former un **bord de Plateau**. À l'équilibre, ces films sont écartés entre eux d'un angle de 120° .
- Les bords de Plateau se rejoignent en revanche par quatre pour former un nœud (aussi appelé vertex). Toujours à l'équilibre, les bords de Plateau se raccordent avec un angle environ égal à $109,5^\circ$.

De par cette architecture, la phase liquide se trouve essentiellement dans les bords de Plateau et les nœuds. La Figure 1.4(a) illustre schématiquement les lois de Plateau, tandis que la Figure 1.4(b) montre où se trouvent ces éléments au niveau d'une bulle.

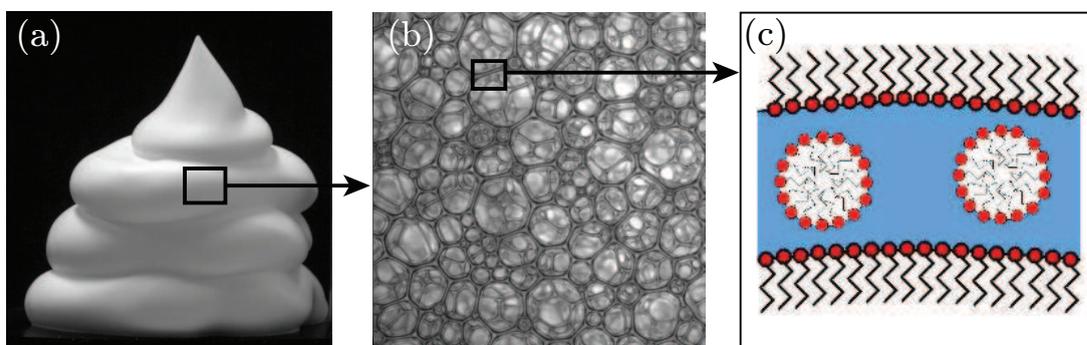


Figure 1.3 – (a) Échantillon de mousse à l'échelle macroscopique. (b) Zoom fictif sur la structure faisant apparaître l'agencement des bulles dans la mousse. (c) Zoom fictif sur un film faisant la jonction entre deux bulles, montrant la répartition des tensioactifs au sein de celui-ci. Les agrégats de tensioactifs en volume sont des micelles.

Un zoom sur l'un des films liquides laisse apparaître un niveau de détails supplémentaire où l'on peut voir les molécules de tensioactifs adsorbées aux interfaces liquide/air (Figure 1.3(c)).

L'ajout de tel ou tel tensioactif peut modifier des propriétés mécaniques de la mousse. En ce sens, les mousses liquides constituent de véritables milieux multi-échelles, où une modification au niveau moléculaire peut affecter le comportement macroscopique du matériau. Comprendre une mousse suppose donc de comprendre la physique à toutes ces échelles.

1.1.4 Rhéologie d'une mousse

L'élasticité des matériaux et la mécanique des fluides newtoniens, c'est-à-dire ayant une viscosité constante quelle que soit la sollicitation mécanique, sont des domaines bien compris de nos jours et ont fait l'objet de nombreuses études au cours des deux derniers

3. Joseph Antoine Ferdinand Plateau (1801-1883), physicien et mathématicien belge.

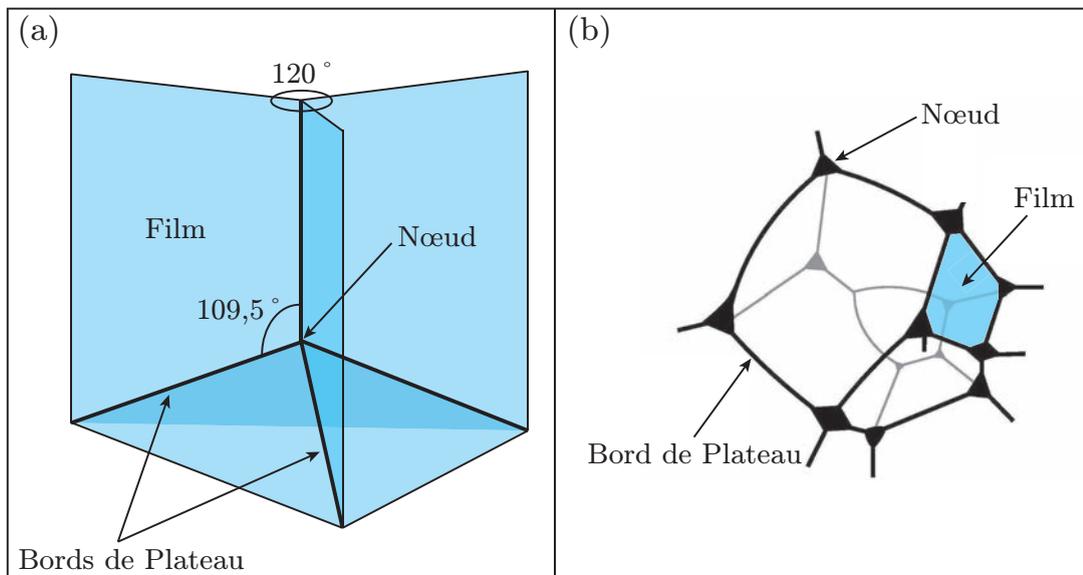


Figure 1.4 – (a) Représentation schématique des lois de Plateau. Image inspirée de [Cantat *et al.*, 2013]. (b) Disposition des films, bords de Plateau et nœuds sur une bulle facettée dans une mousse sèche. Image extraite de [Del Prete, 2012].

siècles. Cela étant, beaucoup de systèmes physiques, appelés **fluides complexes**, ont une réponse mécanique intermédiaire, couplant à la fois des effets élastiques et visqueux. Les mousses font partie de cette catégorie. Le domaine de la physique s'intéressant à la façon dont s'écoule un fluide complexe est appelé la **rhéologie**⁴. Elle permet de caractériser expérimentalement le comportement mécanique d'un système (par rhéométrie), et d'étudier ce comportement à partir de la structure microscopique de celui-ci.

Dans une mousse, le liquide (généralement de l'eau à laquelle un tensioactif est ajouté) et le gaz (azote, gaz carbonique, etc.) la composant sont bien connus en mécanique des fluides pour être des fluides newtoniens. La mousse est en revanche très différente de ce point de vue-là. Nous avons vu par exemple qu'un échantillon de mousse à raser ne s'écoulait pas sous son propre poids. Il faut donc une force, ou une contrainte, minimale à appliquer pour pouvoir mettre la mousse en écoulement. Cette contrainte minimale est appelée **contrainte seuil**. Elle est souvent notée τ_Y , ou τ_c . Cette propriété confère à la mousse le caractère de **fluide à seuil**.

D'autre part, des mesures rhéologiques montrent que la viscosité effective d'une mousse diminue avec le taux de cisaillement (Figure 1.5). On dit alors que la mousse est un fluide non-newtonien à caractère **rhéofluidifiant**. La Figure 1.5 montre par ailleurs que la viscosité effective — ou apparente — d'une mousse peut-être plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle de l'eau, et ce sur une large gamme de sollicitation mécanique.

4. Ce terme a été introduit pour la première fois par Eugene Bingham, chimiste américain (1878 - 1945), et Markus Reiner (1886 - 1976) en 1928.

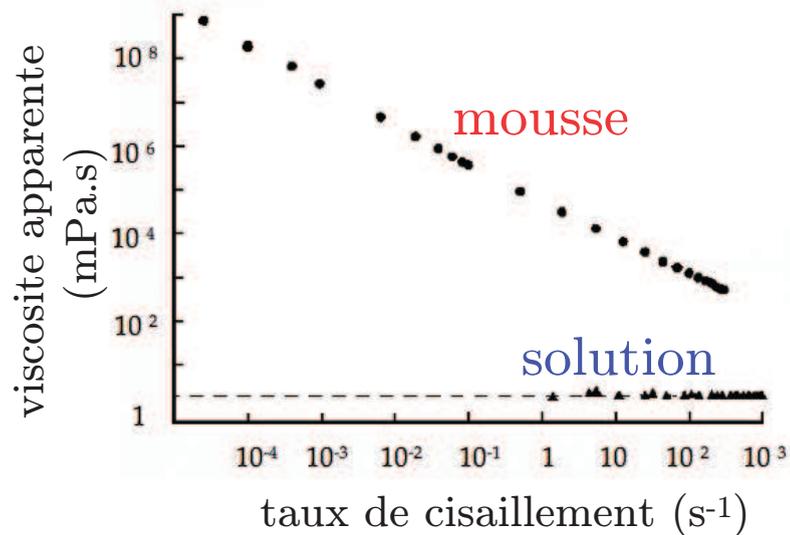


Figure 1.5 – Viscosité apparente d'une mousse en fonction du taux de cisaillement en coordonnées logarithmiques. Figure extraite de [Gopal et Durian, 1999].

Une mousse possède également des propriétés élastiques. Cette élasticité lui est naturellement donnée par sa structure. Lors de l'application d'une contrainte de petite amplitude, les bulles se déforment mais retrouvent leur forme initiale lorsque l'on arrête l'application de la contrainte⁵. La mousse est donc également caractérisée par des grandeurs élastiques, notamment son module de cisaillement G , et son module de compression K . Le premier dépend essentiellement de la tension de surface et de la taille des bulles, si bien qu'en lois d'échelle nous avons $G \sim \frac{\sigma_0}{R}$, où σ_0 est la tension de surface liquide/air et R la taille des bulles [Cantat et al., 2013] (chapitre 4, page 179). Pour une tension de surface de 30 mN/m environ et une taille de bulles de 100 μm , $G \approx 300$ Pa. La valeur du module de compression est quant à elle fixée par la réponse de la phase gazeuse, si bien que $K \approx 10^5$ Pa. Au vu de la petitesse du module de cisaillement devant le module de compression, une mousse peut généralement être considérée comme incompressible, excepté dans les situations où les pressions imposées sont importantes, comme par exemple lors d'impacts d'ondes de choc, que nous allons étudier dans ce manuscrit.

1.2 Modalités d'évolution d'une mousse liquide

Les mousses sont des systèmes évoluant constamment dans le temps depuis leur création. Nous décrivons dans ce paragraphe les modalités d'évolution d'une mousse au cours du temps.

Une mousse peut d'abord subir des phénomènes locaux, comme des **réarrangements topologiques** (changements de voisins entre bulles, disparition de bulles) ou de la **coa-**

⁵. Cette élasticité implique l'absence de réarrangements entre bulles, d'où la nécessité d'avoir de petites déformations.

lescence (rupture d'un film entre deux bulles). Mais une mousse peut aussi être sujette à des effets globaux, comme le **drainage** du liquide ou le **mûrissement** (diffusion du gaz à travers les films). Ces différents phénomènes engendrent une modification de la structure et du comportement mécanique de la mousse.

Si chaque effet mériterait son propre paragraphe, nous ne décrivons ici en détails que les processus de drainage et de mûrissement, dont nous ferons mention tout au long du manuscrit.

1.2.1 Drainage

Quiconque a déjà siroté une bière (brune, blonde ou rousse) s'est rapidement rendu compte de l'assèchement de la mousse couvrant le breuvage, exception faite peut-être pour la Guinness[®] ou la Murphy's[®]. Ce phénomène tient sa source dans le drainage du liquide contenu dans la mousse sous l'effet de la gravité.

Nous introduisons dans cette partie quelques notions de la théorie du drainage dans les mousses qui nous serviront expérimentalement (cf partie 3.3.5).

◆ Définition

Dans une mousse, on définit le drainage gravitaire comme l'écoulement du liquide vers le bas à travers le réseau de bords de Plateau et de nœuds à cause de la gravité. Cet écoulement engendre des gradients de fraction liquide au sein de la mousse : la fraction liquide diminue en haut d'un échantillon, et augmente en bas. Le liquide peut même en venir à sortir de la mousse, ce phénomène conduisant à terme à la séparation complète des phases liquide et gazeuse⁶.

◆ Profil d'équilibre

En réalité, lors du processus de drainage, la succion capillaire s'oppose à la gravité. Il existe donc un profil de fraction liquide d'équilibre résultant de la compensation de ces deux phénomènes. À l'interface entre la mousse et le liquide drainé, les bulles sont sphériques et la fraction liquide est $\Phi^* \approx 0,36$. La capillarité permet une retenue d'eau sur une hauteur caractéristique ξ telle que

$$\xi = \frac{2\sigma_0}{\rho g R}, \quad (1.4)$$

où σ_0 dénote la tension de surface liquide/air de la solution moussante, ρ la masse volumique de la solution, g l'accélération de la pesanteur, et R le rayon des bulles.

On montre alors que le profil d'équilibre en fraction liquide est donné par [Cantat *et al.*, 2013] (chapitre 2, page 54) :

$$\sqrt{\Phi(z)} - \sqrt{\Phi^*} = \frac{z}{\xi}, \quad (1.5)$$

z étant ici la coordonnée verticale ayant pour origine le bas de l'échantillon.

6. Des travaux récents, réalisés en cellule de Hele-Shaw, ont montré que le drainage pouvait être complètement contré par application d'un gradient de température [Miralles *et al.*, 2014].

◆ Vitesse de drainage

Lors du drainage, le liquide s'écoule à travers les bords de Plateau et les nœuds, la mousse jouant alors le rôle d'un milieu poreux particulier où l'on peut associer une perméabilité aux bords de Plateau et aux nœuds. Dans ces conditions, la vitesse de drainage peut s'écrire de façon générale [Saint-Jalmes *et al.*, 2004] :

$$u_{\text{drainage}} = \frac{4}{7,3} \frac{\rho g R^2}{\eta} \Phi \left(\frac{1}{\frac{1}{\mathcal{K}_c} + \frac{\sqrt{\Phi}}{\mathcal{K}_n}} \right), \quad (1.6)$$

où \mathcal{K}_c et \mathcal{K}_n dénotent respectivement les perméabilités adimensionnées des bords de Plateau et des nœuds. Le nombre 7,3 est quant à lui un facteur de structure apparaissant lorsque l'on considère les bulles comme des cellules de Kelvin⁷.

Dans la limite des interfaces rigides (soit dans l'hypothèse d'une condition de non-glissement du liquide aux parois des canaux), la dissipation a lieu majoritairement dans les bords de Plateau et la contribution des nœuds est négligeable. On obtient alors la vitesse de drainage dans le cas où l'hydrodynamique est dominée par les bords de Plateau :

$$u_{\text{drainage, c}} \approx \frac{4\mathcal{K}_c}{7,3} \frac{\rho g R^2}{\eta} \Phi. \quad (1.7)$$

Dans la limite inverse, c'est-à-dire pour les interfaces mobiles, alors la dissipation dans les nœuds devient dominante et la contribution des bords de Plateau est cette fois-ci négligeable. Dans ce cas, la vitesse de drainage est

$$u_{\text{drainage, n}} \approx \frac{4\mathcal{K}_n}{7,3} \frac{\rho g R^2}{\eta} \sqrt{\Phi}. \quad (1.8)$$

1.2.2 Mûrissement

Dans une mousse, une bulle n'a pas nécessairement la même pression que ses voisines, ce phénomène se traduisant par la courbure des faces séparant deux bulles voisines. Cette différence de pression engendre la diffusion du gaz d'une bulle à l'autre à travers les films liquides⁸ et par la même occasion une augmentation de la taille moyenne des bulles dans le temps [Saint-Jalmes, 2006].

Pour une mousse sèche tridimensionnelle, un raisonnement mené sur l'évolution du nombre de bulles dans le temps conduit à une loi de mûrissement pour le diamètre moyen des bulles [Cantat *et al.*, 2013] (chapitre 3, pages 104-109) :

$$D(t) = \langle D \rangle \sqrt{1 + \frac{t}{t_c}}, \quad (1.9)$$

7. Pour une mousse dont la fraction liquide est inférieure à 6% environ, la mousse adopte une structure dite de Kelvin. Une bulle, ou cellule de Kelvin, possède ainsi 8 faces hexagonales, 6 faces carrées et 36 arêtes, toutes de même longueur [Cantat *et al.*, 2013] (chapitre 2, page 61).

8. Ce processus de diffusion peut être plus ou moins aisé en fonction du gaz utilisé. Le gaz carbonique ou l'azote diffusent ainsi très rapidement, contrairement à l'hexafluoréthane (C_2F_6), dont le coefficient de diffusion est très faible, donnant un mûrissement pouvant être 30 fois plus long qu'avec de l'azote [Maurdev *et al.*, 2006].

avec $\langle D \rangle$ le diamètre moyen à l'instant initial et t_c le temps caractéristique de mûrissement, défini par

$$t_c \simeq \frac{e \langle V \rangle_0^{2/3}}{2 b \mathcal{D}_f \text{He} \sigma_0 V_m} \frac{1}{a(\Phi)} \iff t_c \sim \frac{1}{a(\Phi)}. \quad (1.10)$$

La constante b est d'ordre unité et dépend de la distribution de tailles de bulles. Les autres grandeurs apparaissant dans l'expression (1.10) sont listées ci-dessous avec leur signification physique. Elles sont toutes considérées comme constantes.

- $\langle V \rangle_0$: volume initial moyen d'une bulle.
- e : épaisseur des films de savon.
- \mathcal{D}_f : coefficient de diffusion du gaz au sein de la phase liquide.
- He : constante de Henry. Elle décrit la solubilité du gaz dans le liquide.
- σ_0 : tension de surface liquide/air.
- V_m : volume d'une mole de gaz à pression et température ambiantes.

Outre ces constantes, nous voyons que le temps caractéristique de mûrissement dépend de la fraction liquide *via* une fonction $a(\Phi)$. Cette dernière décrit la proportion de la surface des bulles couverte de films minces. C'est en effet par les films que la diffusion du gaz est la plus efficace, celle par les bords de Plateau étant beaucoup plus lente du fait de leur épaisseur beaucoup plus importante que celle des films.

Deux expressions existent pour décrire la fonction $a(\Phi)$. La première [Hutzler et Weaire, 2000] est

$$a(\Phi) = 1 - \sqrt{\frac{\Phi}{\Phi^*}}, \quad (1.11)$$

avec $\Phi^* = 0,36$. La seconde [Hilgenfeldt *et al.*, 2001] est de la forme

$$a(\Phi) = \left(1 - k \sqrt{\Phi}\right)^2, \quad (1.12)$$

où $k \simeq 1,52$, et se base sur des simulations numériques. Ces deux fonctions sont représentées sur la Figure 1.6.

Nous voyons donc que la taille des bulles d'une mousse dépend certes du temps, mais que cette évolution dépend aussi de la fraction liquide. Il devient alors clair que le processus de mûrissement est fortement susceptible d'être affecté par le drainage. Pour illustrer ce propos, faisons une expérience de pensée. Imaginons un échantillon de mousse, posé à l'horizontale, et d'épaisseur importante devant la taille des bulles. Si on laisse cet échantillon évoluer dans le temps, les bulles vont donc grossir par mûrissement. Mais le liquide va aussi drainer à cause de la gravité, si bien que le haut de la mousse finira par s'assécher alors que le bas sera humidifié. La combinaison des équations (1.10) et (1.11) - (1.12) montre alors que le temps caractéristique de mûrissement ne sera pas homogène dans tout l'échantillon. Les bulles grossiront en effet plus vite en haut. Tout ceci résultera alors en une distribution inhomogène en tailles de bulles au sein de l'échantillon, sans compter les effets de polydispersité.

Mûrissement et drainage sont donc intimement couplés. Ainsi, travailler avec une mousse de taille de bulles — moyenne — constante requiert de s'affranchir du drainage

(ou du moins de le limiter considérablement), c'est-à-dire de garder une fraction liquide constante dans tout notre échantillon. Les techniques expérimentales utilisées pour arriver à cette fin seront décrites au chapitre 3.

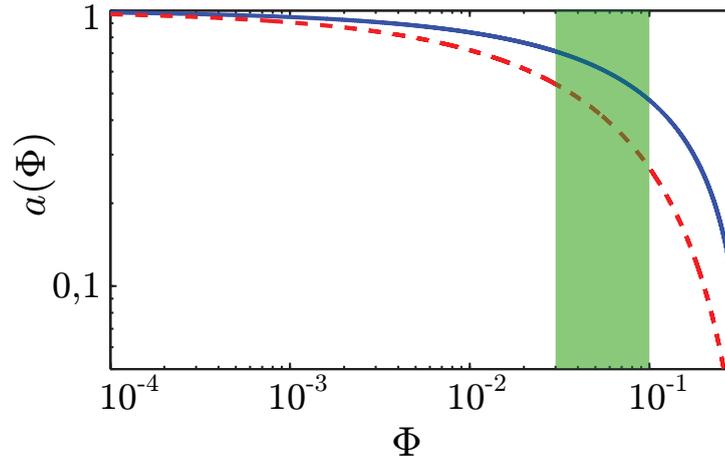


Figure 1.6 – Fonction $a(\Phi)$ représentée en fonction de la fraction liquide Φ en coordonnées logarithmiques. La ligne en trait plein correspond à l'équation (1.11) tandis que celle en pointillés correspond à la relation (1.12). La zone verte correspond au domaine de fraction liquide accessible expérimentalement dans nos travaux (cf paragraphe 3.3.5).

1.3 Utilisation des mousses liquides

Les mousses liquides offrent toute une panoplie d'applications et sont présentes dans de nombreux domaines [Stevenson, 2012]. Dans la vie de tous les jours, nous les rencontrons en agroalimentaire (mousse au chocolat, mousse de bière) mais aussi en cosmétique (shampooing, mousse à raser, dentifrice), où l'on recherche constamment à jouer sur la composition chimique pour contrôler la mousse selon les besoins [Salonen *et al.*, 2010; Fameau *et al.*, 2011].

Les mousses sont aussi utilisées dans l'industrie lourde, comme pour l'extraction minière (procédé de flottation) ou la récupération assistée du pétrole [Farajzadeh *et al.*, 2012; Andrianov *et al.*, 2012; Grassia *et al.*, 2014], la mousse permettant potentiellement de récupérer le brut coincé dans les interstices rocheux.

Enfin, dans une optique de sécurité-défense, les mousses peuvent être utilisées pour combattre les incendies (mousses d'extincteurs) ou atténuer les ondes de souffle émises par les explosions d'engins explosifs (opérations de déminage par exemple) [Del Prete, 2012]. C'est sur cette dernière thématique que les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent.

1.4 Acoustique des mousses liquides

Avant d'entrer dans le domaine des ondes de choc et des ondes de souffle, nous rappelons dans ce paragraphe un certain nombre d'éléments sur l'acoustique linéaire des mousses liquides.

Dans l'air, à température et pression ambiantes, le son se propage à une vitesse $v_g \approx 340$ m/s. Dans l'eau, le son va beaucoup plus vite et se propage à une vitesse $v_\ell \approx 1500$ m/s. En revanche, lorsque le son se propage dans un matériau diphasique constitué d'eau et d'air, comme une mousse ou un liquide bulleux, des vitesses du son beaucoup plus basses que v_ℓ et v_g , de l'ordre de plusieurs dizaines de mètres par seconde, ont été mesurées (Figure 1.7) [Silberman, 1959; Goldfarb *et al.*, 1992; Mujica et Fauve, 2002], cet effet provient du fort contraste des propriétés acoustiques des deux phases [Mujica et Fauve, 2002].

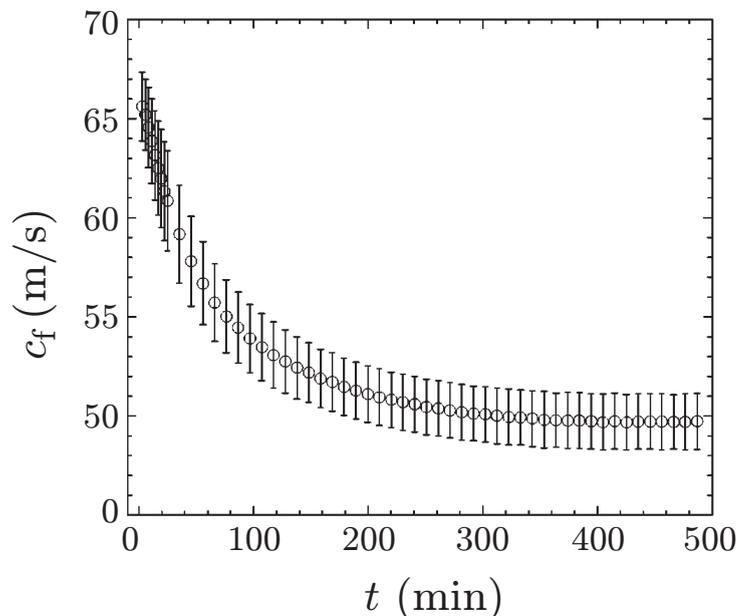


Figure 1.7 – Vitesse du son c_f en fonction du temps dans une mousse à raser Gillette® dont la fraction liquide est $\Phi \approx 7,5\%$. Le signal acoustique émis est à la fréquence de 5 kHz. Figure extraite de [Mujica et Fauve, 2002].

1.4.1 Modèle de Wood

Ces faibles valeurs de vitesse du son mesurées dans les mousses sont en bon accord avec les vitesses prédites par le modèle de Wood [Wood, 1930] (pages 326-328). Ce modèle, établi par Wood⁹ dans les années 1930, considère la mousse comme un milieu effectif, c'est-à-dire que la structure n'est pas prise en compte. En termes d'acoustique linéaire,

9. Albert Beaumont Wood (1890-1964), physicien anglais.

cela signifie que ce modèle est *a priori* applicable dans un régime où la longueur d'onde acoustique est grande devant la taille des bulles. Dans ces conditions, la vitesse du son effective c_{eff} est donnée par :

$$c_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{\rho_{\text{eff}} \chi_{\text{eff}}}}, \quad (1.13)$$

où ρ_{eff} et χ_{eff} sont respectivement les masse volumique et compressibilité effectives du milieu considéré.

Pour une mousse, composée d'un liquide de masse volumique ρ_ℓ et de compressibilité χ_ℓ en fraction volumique Φ , et d'un gaz de masse volumique ρ_g et de compressibilité χ_g en fraction volumique $1 - \Phi$, nous avons [Wood, 1930] :

$$\rho_{\text{eff}} = \Phi \rho_\ell + (1 - \Phi) \rho_g, \quad (1.14)$$

$$\text{et } \chi_{\text{eff}} = \Phi \chi_\ell + (1 - \Phi) \chi_g. \quad (1.15)$$

Le liquide étant quasiment incompressible, c'est le gaz qui impose la compressibilité à l'ensemble du matériau, si bien que $\chi_{\text{eff}} \simeq (1 - \Phi) \chi_g$. En introduisant la vitesse du son dans la phase gazeuse $v_g = \frac{1}{\sqrt{\rho_g \chi_g}}$, on définit, à partir de (1.13), la vitesse de Wood :

$$c_w = \frac{v_g}{\sqrt{(1 - \Phi) \left[(1 - \Phi) + \frac{\rho \Phi}{\rho_g} \right]}}, \quad (1.16)$$

Cette fonction est tracée sur la Figure 1.8. Lorsque la fraction liquide tend vers 1 (et donc la fraction de gaz tend vers 0), on retrouve la vitesse du son dans l'eau. Dans l'autre limite, la vitesse du son dans l'air est retrouvée. On remarque par ailleurs effectivement toute une zone où la vitesse du son peut être plus basse que celle dans l'air. Cette zone couvre un large domaine puisqu'elle couvre une gamme de fractions liquides allant de 0 à 0,999 environ.

Il est également important de noter ici que la transformation subie par le gaz n'a pas d'importance dans l'établissement de la relation (1.16). La compressibilité du gaz peut donc être prise soit isotherme, soit isentropique. Dans le premier cas, $\chi_g \approx p_0$, alors que $\chi_g \approx \gamma p_0$ pour le cas isentropique, où γ est l'exposant adiabatique, égal au rapport des chaleurs spécifiques du gaz. À fraction liquide donnée, la vitesse de Wood est donc bornée par ses valeurs isotherme c_w^T et adiabatique c_w^S .

1.4.2 Modèle de Kann

Des vitesses du son de l'ordre de 200 m/s ont cependant été mesurées (Figure 1.9) [Moxon *et al.*, 1988] alors que la gamme de fraction liquide explorée aurait dû donner des vitesses d'environ 50 m/s environ si le modèle de Wood était vérifié.

Afin d'expliquer ces différences significatives, Kann et Kislitsyn ont établi un autre modèle de propagation du son dans une mousse. Leur modèle considère la mousse comme

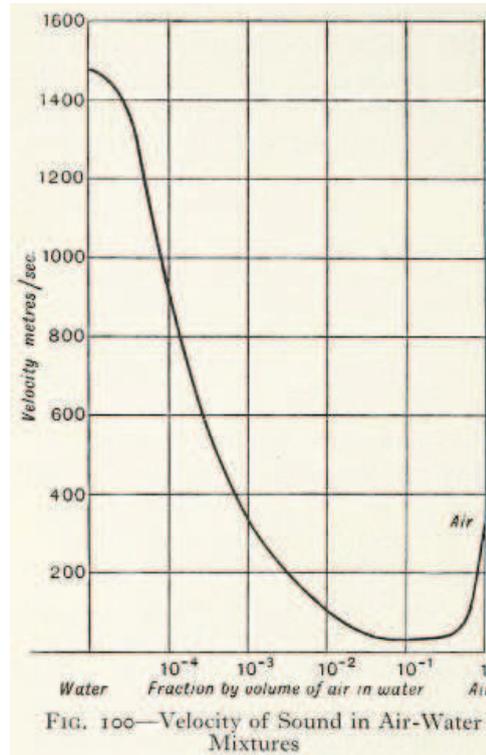


Figure 1.8 – Vitesse de propagation dans un milieu diphasique eau-air en fonction de la fraction volumique gazeuse. Figure extraite de [Wood, 1930].

un réseau de films liquides d'épaisseur e entre lesquels se trouve la phase gazeuse (Figure 1.10). Le son se propage alors comme dans l'air, à ceci près qu'un terme d'inertie dû aux films est ajouté [Kann et Kislitsyn, 2003; Kann, 2005] :

$$c_{\text{Kann}} = \frac{v_g}{1 + \frac{\rho_l e}{\rho_g \times 2R}}, \quad (1.17)$$

où R est la taille d'une bulle.

Kann et Kislitsyn négligent par ailleurs toute contribution des bords de Plateau et des nœuds et considèrent que tout le liquide est contenu dans les films, si bien qu'ils prédisent une épaisseur de film e telle que :

$$e = a \times 2R\Phi, \quad (1.18)$$

où a est un coefficient déterminable expérimentalement. Cette dépendance de l'épaisseur en fraction liquide leur permet de comparer leur modèle aux valeurs de Moxon *et al.*, et au modèle de milieu effectif (Figure 1.11). Les données de Moxon *et al.* sont bien expliquées par le modèle de Kann uniquement à faible fraction liquide ($\Phi \lesssim 0,5\%$). Elles ne sont en revanche capturées ni par ce même modèle, ni par celui de Wood pour des fractions liquides plus élevées.

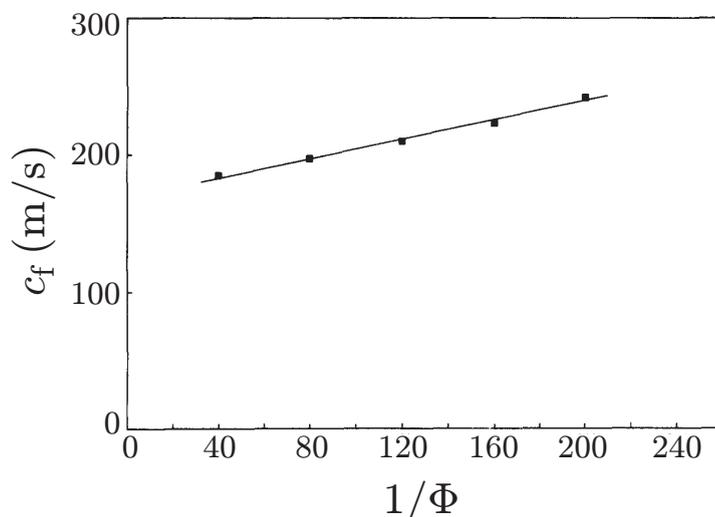


Figure 1.9 – Vitesse du son en fonction de l’inverse de la fraction liquide pour une mousse dont la phase liquide est constituée à 6 % d’expandol, la rayon des bulles étant de 580 μm environ. Figure extraite de [Moxon *et al.*, 1988].

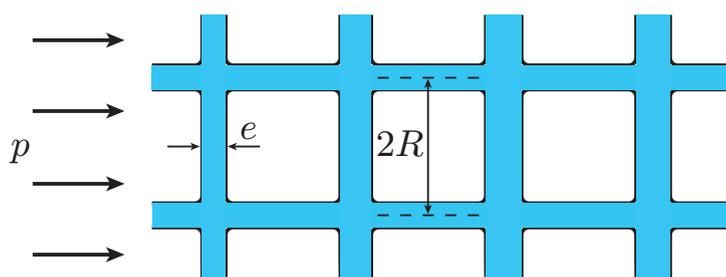


Figure 1.10 – Représentation schématique du modèle de Kann et Kislitsyn : la mousse est assimilée à un réseau de films liquides d’épaisseur e , la taille des bulles étant R . Ce réseau reçoit une perturbation acoustique p . Figure extraite de [Kann et Kislitsyn, 2003].

1.4.3 Modèle de Pierre-Dollet-Leroy

Le modèle de Wood permet d’expliquer les valeurs de vitesses obtenues par Mujica et Fauve [Mujica et Fauve, 2002] mais pas celle de Moxon *et al.* [Moxon *et al.*, 1988]. Le modèle de Kann faillit lui aussi à expliquer ces dernières données. Une pièce manque donc au puzzle.

Les données de Mujica et Fauve dans la Gillette[®] ont été obtenues à fréquence imposée égale à 5 kHz. À l’inverse, les données de Moxon *et al.* ont été obtenues sans que nous connaissions la fréquence à laquelle la mousse était sollicitée.

De récents travaux ont montré l’influence à la fois de la taille des bulles et de la fréquence sur la vitesse et l’atténuation du son dans une mousse (Figure 1.12) [Pierre *et al.*, 2013a,b], illustrant l’importance de ces deux paramètres pour comprendre pleinement la

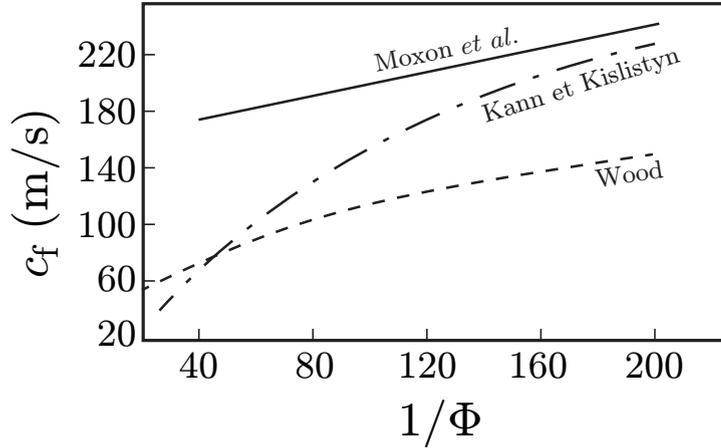


Figure 1.11 – Vitesse du son dans une mousse en fonction de l’inverse de la fraction liquide. En trait plein, les données de Moxon *et al.*, la courbe en pointillés alternés représentent le modèle de Kann et Kislitsyn et la courbe en pointillé régulier correspond au modèle de Wood. Figure extraite de [Kann et Kislitsyn, 2003].

propagation du son dans une mousse.

En 2014, Pierre, Dollet et Leroy ont établi un nouveau modèle de propagation d’une onde sonore dans une mousse [Pierre *et al.*, 2014]. Ce modèle considère la mousse comme un assemblage unidimensionnel périodique¹⁰ (axysymétrique) de films déformables, bordés par un anneau rigide massif représentant les bords de Plateau (Figure 1.13(a)). Le mouvement du film est piloté par la surpression acoustique et la tension de surface, et celui du bord de Plateau par la surpression et la traction du film. Par ailleurs, le modèle est établi dans la limite d’un milieu effectif, c’est-à-dire lorsque la longueur d’onde acoustique est grande devant la périodicité du réseau.

Les auteurs ont montré que prendre en compte le mouvement de l’air autour du film était un élément important pour comprendre la façon dont la structure se meut lors du passage d’une onde acoustique. L’air est entraîné par le mouvement du film et du bord de Plateau. Dans ces conditions, la masse volumique effective de la mousse s’écrit :

$$\rho_{\text{eff}} = \Phi' \rho_{\ell} + (1 - \Phi) \rho_{\text{g}}, \quad (1.19)$$

où Φ est la fraction liquide définie par (1.1) et Φ' est une fraction liquide **effective** complexe dépendant notamment de la fréquence de sollicitation acoustique et de la taille des bulles. Aux basses fréquences, $\Phi' \rightarrow \Phi$ et le modèle de Wood est retrouvé. Ce régime correspond à un mouvement en bloc des films et des bords de Plateau (Figure 1.13(c)). Aux hautes fréquences, seuls les films vibrent (Figure 1.13(c)) et le modèle de Kann et Kislitsyn est retrouvé.

Aux fréquences intermédiaires, les bords de Plateau oscillent en phase avec la pertur-

10. Une généralisation à un assemblage unidimensionnel désordonné est proposé dans le même article pour prendre en compte la polydispersité éventuelle des mousses.

bation acoustique sur une faible amplitude. Les films, en revanche, oscillent en opposition de phase avec une grande amplitude qui compense leur faible inertie (Figure 1.13(c), milieu). Le mouvement global de la structure se trouve ainsi en opposition de phase avec la perturbation acoustique. La Figure 1.14(a) représente le nombre d'onde en fonction de la fréquence. Ces deux quantités sont reliées à la vitesse du son par la relation $c_f = \frac{\omega}{\Re(k)}$, où $\Re(k)$ désigne la partie réelle du nombre d'onde. On retrouve alors les deux régimes non-dispersifs de Wood et de Kann, respectivement à basse et haute fréquence, mais la zone intermédiaire est caractérisée par un régime fortement dispersif.

La vitesse du son dans une mousse en fonction de la taille des bulles a été étudiée plus en détails par Pierre *et al.*, montrant d'importantes variations de vitesse dans le régime intermédiaire entre les limites de Wood et de Kann (Figure 1.14(b)) [Pierre *et al.*, 2015]. Ces fortes variations sont à corrélérer avec l'atténuation du son, que nous explicitons dans le paragraphe suivant.

Ce nouveau modèle de propagation acoustique réconcilie ainsi les différentes approches que nous avons évoquées jusque-là. Il s'agit du premier modèle à faire intervenir, de façon couplée, la fréquence de sollicitation acoustique et la taille des bulles, qui sont les deux paramètres importants expliquant les variations de la vitesse du son dans une mousse.

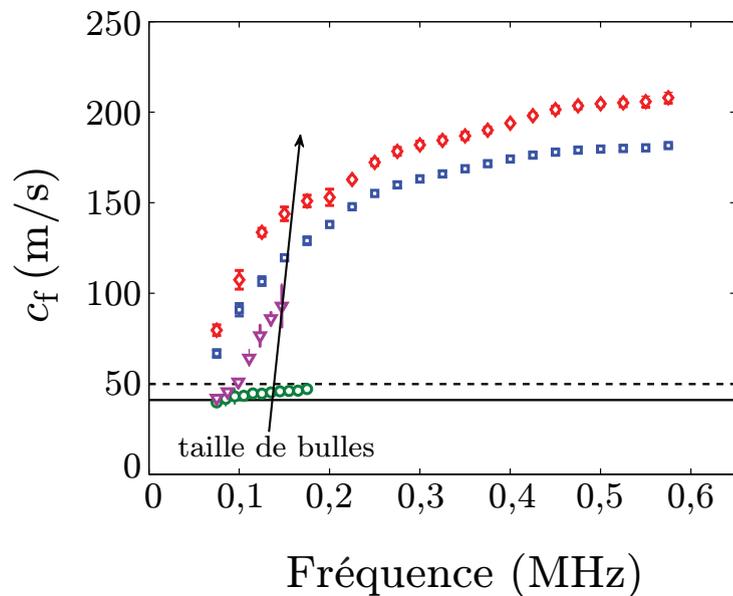


Figure 1.12 – Vitesse du son en fonction de la fréquence dans une mousse composée de SDS à 10 g/L et de xanthane à 0,5 g/L. Les différents symboles représentent différentes tailles de bulles. Figure extraite de [Pierre *et al.*, 2013a].

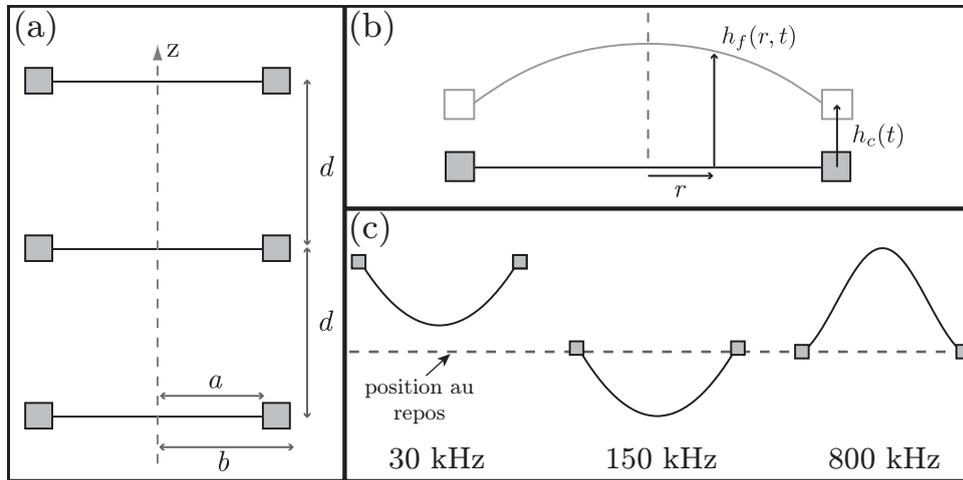


Figure 1.13 – (a) Représentation schématique de la mousse comme une succession de films attachés à des bords de Plateau massiques. (b) Illustration du mouvement d'un élément {film + bord de Plateau}. (c) Représentation des différents régimes de sollicitation. À basse fréquence, toute la structure oscille en bloc, tandis qu'à haute fréquence, seuls les films vibrent. Aux fréquences intermédiaires, les films et les bords de Plateau vibrent en opposition de phase. Figure extraite de [Pierre *et al.*, 2014].

1.4.4 Atténuation du son dans les mousses liquides : résonance acoustique

En parallèle des études menées sur la vitesse du son dans les mousses, l'intérêt s'est également porté sur l'atténuation du son dans ces milieux [Silberman, 1959; Moxon *et al.*, 1988; Goldfarb *et al.*, 1992, 1997; Mujica et Fauve, 2002; Kann, 2005; Pierre *et al.*, 2013a,b; Ben Salem *et al.*, 2013; Pierre *et al.*, 2014, 2015], ainsi que dans les milieux bulleux [Campbell et Pitcher, 1958; Prosperetti, 1977, 1991].

Kann [Kann, 2005] et Goldfarb *et al.* [Goldfarb *et al.*, 1992] ont proposé des modèles pour expliquer l'atténuation sonore au sein d'une mousse. Kann considère que la dissipation s'opère dans les films *via* la création d'un écoulement de Poiseuille. Il introduit alors une épaisseur critique e_c de film où la vitesse de l'écoulement devient égale à la vitesse du son. Pour une épaisseur $e < e_c$, le coefficient d'atténuation suit une loi en $\frac{1}{K^3}$, où $K = 1/\Phi$. En revanche, lorsque $e > e_c$, alors l'atténuation est linéaire en K (Figure 1.15). Ce modèle reproduit assez fidèlement leurs données expérimentales de 1994 [Kann *et al.*, 1994] mais ne tient pas compte de la fréquence.

Dans un autre esprit, Goldfarb *et al.* ont basé leur modèle d'atténuation sur deux mécanismes. Le premier est identifié comme de la dissipation thermique liée aux transferts de chaleur entre les phases liquide et gazeuse. Le second est de la dissipation due à la mise en mouvement du liquide au sein des bords de Plateau [Goldfarb *et al.*, 1992, 1997]. Ce modèle fait intervenir à la fois la fréquence de sollicitation et la taille des bulles, mais présente des déviations importantes à leurs résultats expérimentaux.

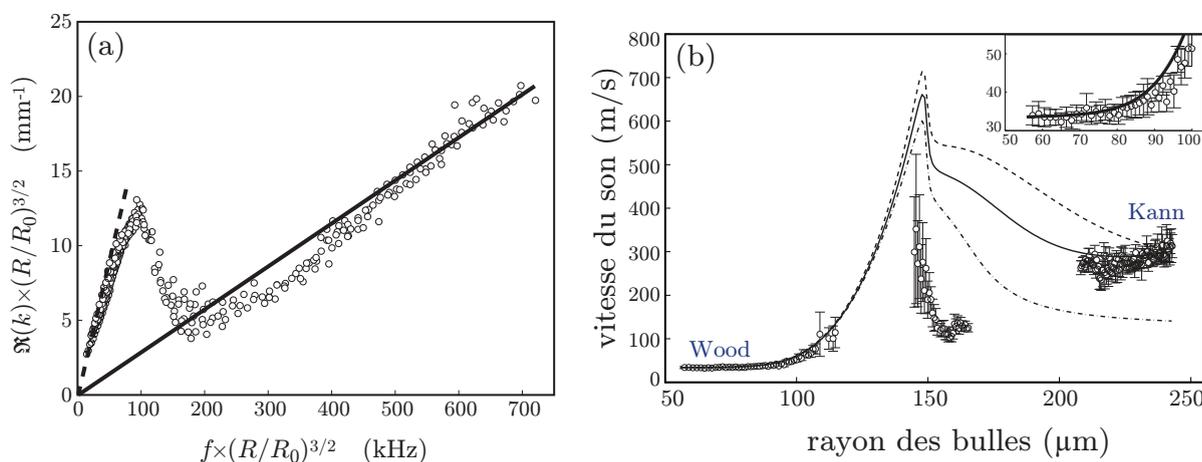


Figure 1.14 – (a) Partie réelle du nombre d’onde renormalisée en fonction de la fréquence renormalisée. La droite pointillée indique le régime de Wood, celle en trait plein, le régime de Kann. Entre ces deux régimes est clairement visible une partie dispersive où le nombre d’onde décroît avec la fréquence. Figure extraite de [Pierre *et al.*, 2014]. (b) Vitesse du son dans une mousse en fonction de la taille des bulles à fréquence imposée (40 kHz). L’augmentation brutale de la vitesse marque l’apparition d’un phénomène de résonance, que nous discutons dans le paragraphe suivant. Au-dessus de la résonance, la vitesse prend des valeurs entre 150 et 300 m/s. L’encart est un zoom aux petites tailles de bulles et les différentes courbes sont des ajustements réalisés à partir du modèle établi dans [Pierre *et al.*, 2015]. La mousse utilisée est produite à partir de SDS concentré à 10 g/L. La fraction liquide est égale à 10 % et la taille des bulles est variée par processus de murissement. Figure extraite de [Pierre *et al.*, 2015].

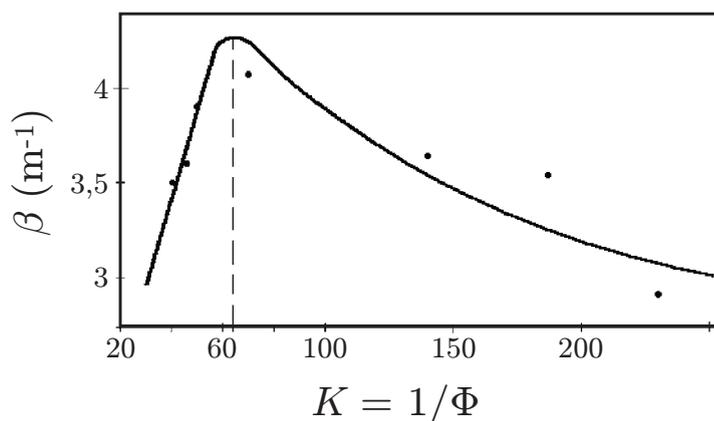


Figure 1.15 – Atténuation en fonction du taux d’expansion (inverse de la fraction liquide) d’après le modèle de Kann. Figure extraite de [Kann, 2005].

Des résultats plus récents ont montré l’existence d’une résonance acoustique caractérisée par un maximum d’atténuation du signal dans la mousse. Cet effet a d’abord été mis en évidence par Pierre, Elias et Leroy (Figure 1.16(a)) [Pierre *et al.*, 2013a], pour des fréquences comprises entre 70 et 200 kHz environ. Les auteurs n’ont cependant pas mis

l'accent sur ce résultat.

Un pic d'atténuation a en revanche été clairement observé par Ben Salem *et al.* (Figure 1.16(b)) [Ben Salem *et al.*, 2013], sans pour autant expliquer ce phénomène. Les auteurs soulignent par ailleurs l'importance d'obtenir d'autres résultats pour mieux comprendre cette résonance acoustique¹¹.

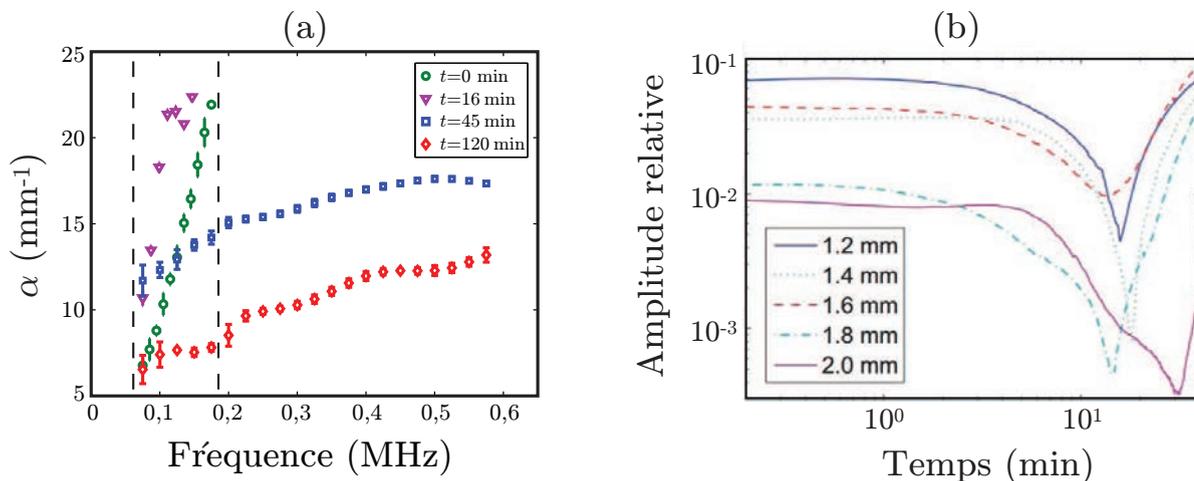


Figure 1.16 – (a) Coefficient d'atténuation en fonction de la fréquence pour différentes tailles de bulles (temps d'attente) dans une mousse constituée de SDS à 10 g/L et de xanthane à 0,5 g/L. Les lignes en pointillé délimitent la zone fréquentielle montrant un maximum d'atténuation. Figure extraite de [Pierre *et al.*, 2013a]. (b) Amplitude relative (ratio des signaux transmis et émis) en fonction du temps dans une mousse composée de SDS à 10 g/L. Figure extraite de [Ben Salem *et al.*, 2013].

Le modèle de Pierre-Dollet-Leroy, décrit au paragraphe 1.4.3, en considérant finement la structure de la mousse, permet d'expliquer ce phénomène de résonance. Au paragraphe précédent, nous avons décrit le mouvement de la structure à basse fréquence (mouvement en bloc) et à haute fréquence (seuls les films vibrent). Pour des fréquences intermédiaires, le mouvement global de la structure se trouve en opposition de phase avec la perturbation acoustique. Ce comportement est marqué par une résonance où l'atténuation (partie imaginaire du vecteur d'onde) est maximale (Figure 1.17). Ce maximum d'atténuation coïncide avec la zone dispersive observée sur la vitesse.

Au vu des figures 1.14(b) et 1.17, nous voyons donc que la résonance acoustique s'accompagne non seulement d'un maximum d'atténuation, mais aussi d'une brutale augmentation de la vitesse du son dans la mousse. Cette caractéristique importante de l'acoustique linéaire nous servira de point de comparaison pour discuter les résultats obtenus au cours de cette thèse.

11. Cette résonance ne doit pas être confondue avec la résonance de Minnaert, qui décrit la fréquence de résonance d'une bulle unique oscillant radialement dans un bain liquide infini [Minnaert, 1933].

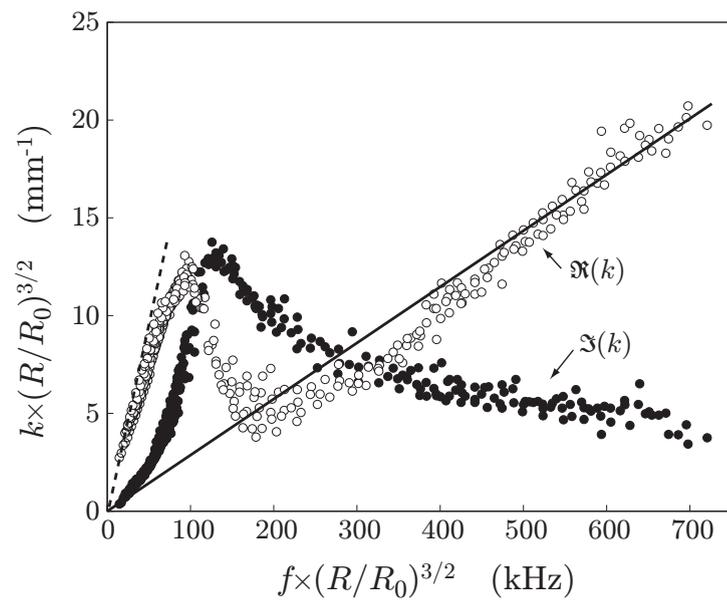


Figure 1.17 – Parties réelle (cercles évidés) et imaginaire (cercles pleins) du nombre d’onde renormalisé en fonction de la fréquence renormalisée. Le maximum d’atténuation arrive dans une zone dispersive pour la vitesse. Figure extraite de [Pierre *et al.*, 2014].

Chapitre 2

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

Dans ce chapitre, nous présentons les notions de base sur les ondes de choc et introduisons le principe du tube à choc. Nous dressons ensuite un état de l'art des interactions choc-mousse, et passons également en revue les travaux sur la rupture et la dissipation au sein d'une mousse liquide.

Sommaire

| | | |
|------------|---|-----------|
| 2.1 | Notions de base sur les chocs | 26 |
| 2.1.1 | Quelques définitions | 26 |
| 2.1.2 | Généralités sur le tube à choc | 27 |
| 2.2 | État de l'art : interactions choc-mousse, rupture et dissipation | 31 |
| 2.2.1 | Interactions choc-mousse | 33 |
| 2.2.2 | Rupture d'une mousse liquide | 46 |
| 2.2.3 | Dissipation dans les mousses liquides | 49 |
| 2.3 | Positionnement de la thèse | 51 |

2.1 Notions de base sur les chocs

Nous donnons dans ce paragraphe des notions de base sur les chocs. Nous commençons par quelques définitions et présentons ensuite le concept du tube à choc.

2.1.1 Quelques définitions

2.1.1.1 Onde de choc

Les écoulements compressibles à grande vitesse peuvent subir des variations très rapides de leurs caractéristiques (pression, température, vitesse, masse volumique du fluide, entropie) sur des distances très faibles, si bien que l'écoulement apparaît discontinu. Ce type d'onde, se déplaçant à une vitesse supérieure à celle du son dans le milieu considéré, apparaît lorsqu'un écoulement passe d'un régime supersonique (vitesse supérieure à celle du son) à un régime subsonique (vitesse inférieure à celle du son)¹.

Pour illustrer le rôle de la vitesse du son, prenons un exemple basé sur la propagation d'un projectile dans l'air. Si le projectile est subsonique, la perturbation sonore créée en un point n'est jamais superposée à celle créée en un autre point. Le projectile est par ailleurs précédé par les ondes sonores, celles-ci permettant au milieu au repos d'anticiper l'approche de l'obstacle. En revanche, si le projectile est supersonique, c'est lui qui désormais précède les ondes sonores émises, si bien que les particules fluides se trouvant dans le milieu au repos ne peuvent subir aucune adaptation avant l'arrivée du projectile et subissent alors une brutale variation de pression, de température et de vitesse. C'est une onde de choc. L'exemple le plus connu est très certainement le bang supersonique émis au passage d'un avion lorsque celui-ci se déplace à une vitesse supérieure à celle du son.

Une onde de choc est ainsi une onde de compression, matérialisée par une marche de surpression, se propageant à une vitesse supersonique. Les conditions de saut au travers de cette marche sont dictées par les relations de Rankine-Hugoniot [Délery, 2008a], que nous n'exposerons pas ici.

2.1.1.2 Nombre de Mach

Une onde de choc est caractérisée par le nombre de Mach qui lui est associé. Ce nombre sans dimension compare la vitesse de l'onde à la vitesse du son v_g dans le gaz au repos. Pour une onde de choc se propageant à la vitesse supersonique u_c on associe un nombre de Mach Ma tel que

$$Ma = \frac{u_c}{v_g} \quad , \quad Ma > 1. \quad (2.1)$$

Pour des nombres de Mach $Ma \lesssim 1,2$, le saut d'entropie au travers du choc est faible si bien que l'onde de choc peut être considérée comme quasi-isentropique [Délery, 2008a].

1. si cette vitesse d'écoulement est comptée dans le référentiel de la surface de discontinuité, appelée onde de choc.

2.1.1.3 Onde de souffle

Lorsqu'une onde de choc (onde de compression) se propage dans une direction, des ondes de détente se propagent dans la direction opposée. Lors d'une explosion, les ondes de détente se réfléchissent au point d'origine de l'explosion et finissent par rattraper l'onde de choc, transformant la marche de surpression en pic de surpression : on parle alors d'onde de souffle² [Trelat, 2006; Bokil, 2010]. Une telle onde possède toujours la discontinuité du choc mais est marquée par une décroissance de la pression après le pic et possède une partie en dépression.

Le profil d'une onde de souffle peut être modélisé par un profil de Friedlander [Chandra et al., 2012], représenté sur la Figure 2.1. Un tel profil a pour équation

$$p(t) = p^* \left(1 - \frac{t}{\tau}\right) e^{-bt/\tau}, \quad (2.2)$$

où p^* représente l'amplitude du pic de surpression, τ la durée de la phase dite positive, et b un coefficient d'amortissement. La Figure 2.2 illustre les différences entre une onde de choc et une onde de souffle.

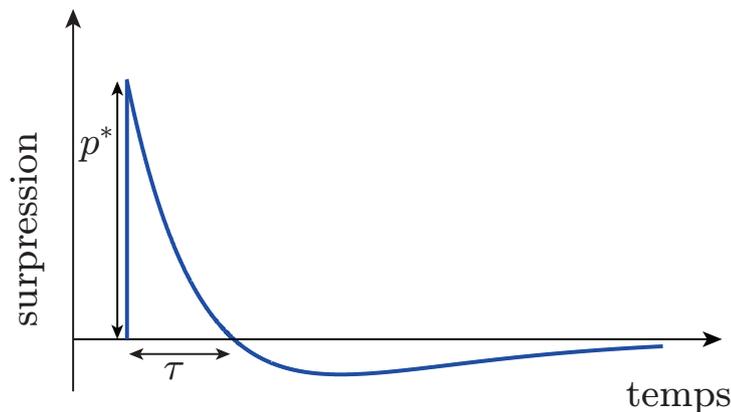


Figure 2.1 – Profil de Friedlander modélisant une onde de souffle. L'amplitude du pic de surpression est p^* et la durée de la phase de surpression (phase positive) est τ .

2.1.2 Généralités sur le tube à choc

L'explosion d'un engin explosif, un avion passant le mur du son ou une balle de fusil sortant du canon engendrent la formation naturelle d'une onde de choc. En laboratoire, les ondes de choc sont générées soit grâce à une tuyère de Laval, soit grâce à un tube à choc. Si la tuyère met en jeu de fortes températures (quelques milliers de degrés Celsius) et surpressions (une quarantaine de bars au col de la tuyère), le tube à choc permet de générer des ondes de choc avec des élévations de températures et de pression raisonnables

² La distinction entre onde de choc et onde de souffle existe également en anglais. On emploiera le terme “shock wave” dans le premier cas, et “blast wave” dans le second.

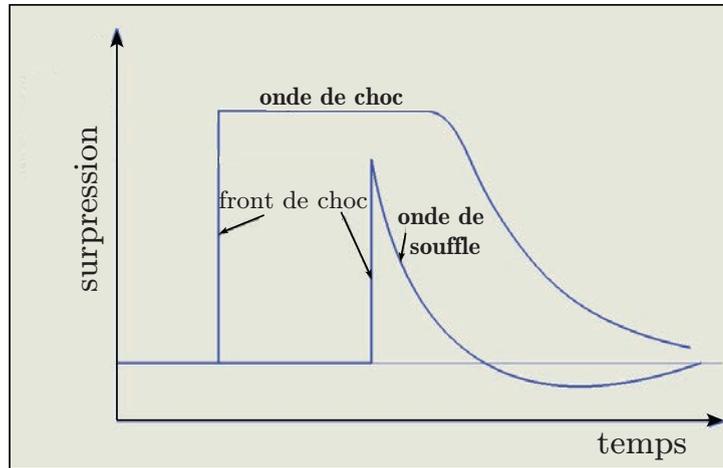


Figure 2.2 – Illustration de la différence entre une onde de choc (marche de surpression) et une onde de souffle (pic de surpression avec phase de dépression). Figure extraite de [Bokil, 2010].

si le nombre de Mach est faible ($Ma < 2$)³. C'est ce dispositif que nous utilisons dans nos expériences et dont nous décrivons le principe de fonctionnement dans le paragraphe suivant.

2.1.2.1 Fonctionnement

L'invention du tube à choc remonte à 1899, et, sans faire preuve de chauvinisme, revient à un Français ! C'est en effet l'ingénieur Paul Vieille qui fut le premier à utiliser un tel dispositif lors d'études sur certains effets des explosifs.

Le tube à choc est un outil remarquablement simple pour générer des écoulements supersoniques en laboratoire. Son fonctionnement est résumé sur la Figure 2.3. Un diaphragme sépare le tube en deux parties. La première, ouverte sur l'extérieur, est appelée chambre basse pression. Le gaz s'y trouve dans un état thermodynamique ① caractérisé par la pression p_1 et la température T_1 . La chambre étant ouverte, la pression et la température sont égales aux valeurs ambiantes. On parle de **gaz de travail**. La seconde, close, est la chambre haute pression. Du gaz, appelé **gaz moteur**, est injecté en continu dans cette enceinte, faisant ainsi augmenter la pression à l'intérieur (Figure 2.3(a)). Le fluide est caractérisé par l'état thermodynamique ④ (p_4, T_4)⁴.

On se retrouve donc avec une différence de pression de part et d'autre du diaphragme, celui-ci étant capable d'encaisser cette contrainte jusqu'à ce que sa pression de rupture soit atteinte⁵. Au moment où le diaphragme rompt, la marche de surpression se propage à une

3. Si le gaz devant l'onde de choc est à température ambiante (25° C), alors la température derrière le choc est d'environ 200° C pour $Ma \approx 2$. Pour le même nombre de Mach, si la pression devant le choc est égal à la pression atmosphérique, celle derrière le choc est environ 3,5 fois supérieure à l'ambiante.

4. On prendra soin de ne pas confondre les notations p_1 et p_4 utilisées ici et celles introduites plus loin pour décrire la surpression du choc dans la mousse.

5. Notons que cette pression de rupture du diaphragme est purement dictée par les caractéristiques mécaniques de la membrane utilisée.

vitesse supersonique u_c dans la chambre basse pression : c'est **une onde de choc** (Ω sur la Figure 2.3). Le gaz de travail passe alors de l'état ① à l'état ② (p_2, T_2). Parallèlement, le gaz contenu dans la chambre haute pression se détend et envahit la chambre basse pression, passant ainsi de l'état ④ à l'état ③ (p_3, T_3), ces deux états étant séparés par une région transitoire de décompression. Les fluides dans les états ② et ③ sont quant à eux séparés par une surface de contact Σ (Figure 2.3(b)), au travers de laquelle pression et vitesse sont continues ($p_2 = p_3$ et $u_2 = u_3$).

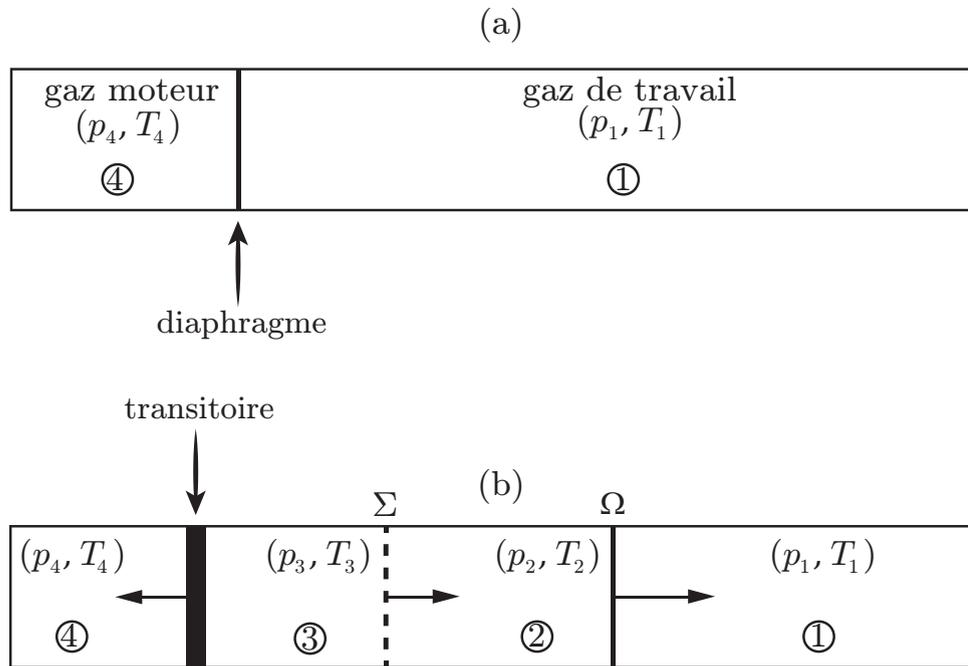


Figure 2.3 – Fonctionnement du tube à choc. (a) Avant rupture du diaphragme. (b) Après rupture. Ω représente l'onde de choc tandis que Σ est la surface de contact entre le gaz de travail et le gaz moteur. Les flèches symbolisent les directions de propagation de l'onde de choc (Ω), de la surface de contact Σ et de la zone transitoire.

L'onde de choc droite n'est pas parfaitement formée instantanément après la rupture du diaphragme, car cette dernière n'est pas instantanée. En effet, aux tous premiers instants, c'est une onde de pression dont le front n'est pas droit qui se propage. À une coordonnée spatiale x donnée, le système voit d'abord une légère augmentation de pression, ce qui a pour effet d'augmenter la température et diminuer la masse volumique localement, augmentant ainsi, toujours localement, la vitesse du son. Le reste du front de pression arrivant un instant plus tard se propagera donc plus vite et remodelera à son tour les quantités physiques locales. Cet effet aura donc tendance à redresser le front qui tendra idéalement vers une marche, donnant un choc à proprement parler (Figure 2.4).

Nous voyons donc que le front de choc met un certain temps, et donc une certaine distance, à être parfaitement formé dans la section du tube. Cela souligne alors l'importance d'avoir une chambre basse pression suffisamment longue pour être certain d'avoir un choc

bien formé. Il a été remarqué empiriquement que la longueur de la chambre basse pression devait avoir la longueur d'au moins trois diamètres de tube pour que ce soit le cas.

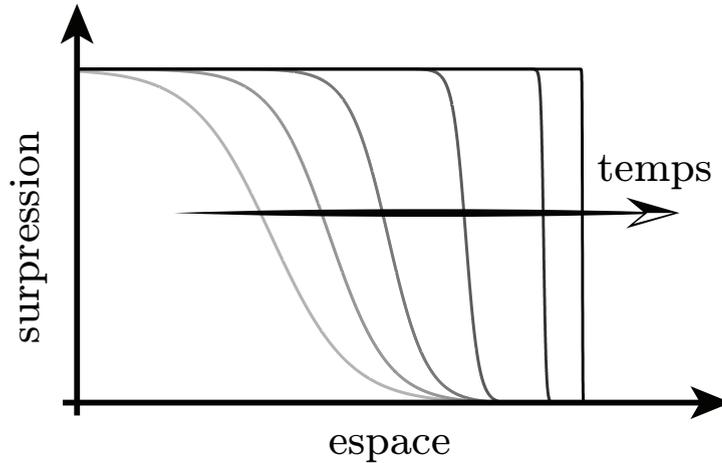


Figure 2.4 – Illustration qualitative de la formation du choc droit dans le tube.

2.1.2.2 Relations entre pressions

Après rupture du diaphragme, seul l'état ① est bien connu : le gaz est à pression atmosphérique et à température ambiante. Il s'agit dès lors de caractériser les états ② et ③ ainsi que l'état ④ du gaz moteur.

La théorie des ondes de choc prédit le rapport des pressions p_4/p_1 s'écrit [Délery, 2008b]

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \left[\frac{2\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \text{Ma} - 1 \right] \left[1 - \frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_1 + 1} \frac{c_1}{c_4} \left(\text{Ma} - \frac{1}{\text{Ma}} \right) \right]^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4 + 1}}, \quad (2.3)$$

avec γ_1 , γ_4 , c_1 et c_4 les exposants adiabatiques et vitesses du son des états ① et ④ respectivement. Le saut de pression au travers du choc est quant à lui donné par

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + 1} (\text{Ma}^2 - 1). \quad (2.4)$$

2.1.2.3 Onde de souffle à la sortie d'un tube à choc

À la sortie d'un tube à choc, l'onde de choc se transforme en onde de souffle à cause de la perte de confinement du tube. Dans ce cas, la durée de la partie positive de la surpression τ est constante et ne dépend pas de la longueur de la chambre haute pression, c'est-à-dire du temps d'arrivée des ondes de détente (Figure 2.5).

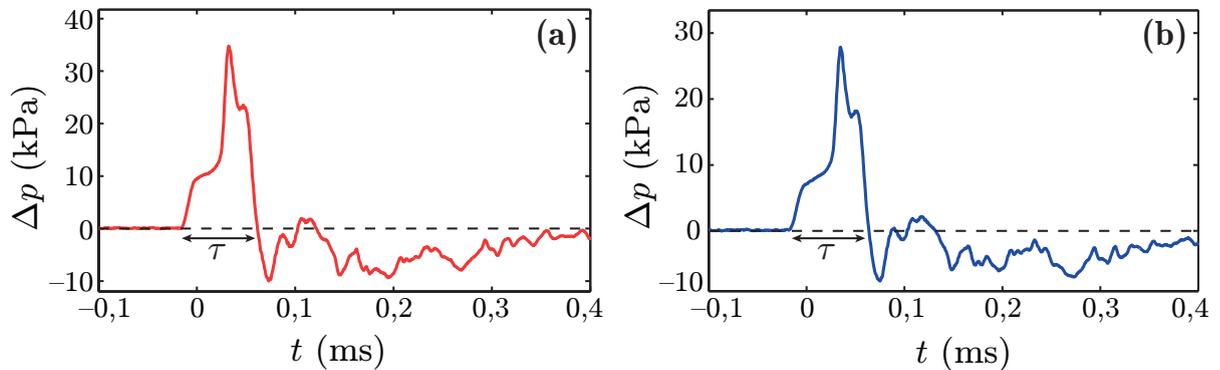


Figure 2.5 – (a) Profil d'une onde de souffle à la sortie d'un tube à choc possédant une chambre haute pression de 28 cm de long. (b) Onde de souffle obtenue avec une chambre haute pression de 56 cm de long. La forme du signal diffère d'un profil de Friedlander, cet effet venant très probablement du fait que les mesures ont été faites en bord de sortie de tube, cela entraînant potentiellement des réflexions/réfractions non désirées.

2.2 État de l'art : interactions choc-mousse, rupture et dissipation

Depuis l'invention des explosifs, l'Homme a toujours cherché le moyen de s'en protéger au mieux. L'augmentation des attaques terroristes et des dégâts humains causés (Figure 2.6) sur les deux dernières décades motive de plus en plus les équipes de recherche à trouver des moyens efficaces pour atténuer les effets d'une explosion.

L'aspect néfaste d'une onde de choc, ou de souffle, pour l'Homme réside dans cette marche de surpression quasi-instantanée qui la caractérise. Cette marche donne en effet une variation de pression très importante en un laps de temps très court, ce que le corps humain ne supporte pas⁶. À titre indicatif, la Table 2.1 recense les divers effets d'une onde de souffle sur le corps humain et les bâtiments (Figure 2.6(b)) en fonction de la puissance de l'onde.

Les données de la Figure 2.6(a) et de la Table 2.1 montrent à quel point il est important de pouvoir atténuer de telles ondes. L'idéal serait ainsi de trouver un matériau capable de diminuer l'amplitude de la surpression, mais aussi d'adoucir la discontinuité.

De nombreuses études ont montré la bonne capacité des milieux diphasiques à atténuer les chocs, qu'il s'agisse de grains [Britan *et al.*, 2001; Bakken *et al.*, 2003], de brouillards de gouttelettes [Thomas, 2000; Schwer et Kailasanath, 2006; Jourdan *et al.*, 2010; Chauvin *et al.*, 2011], de mousses solides [Kitagawa *et al.*, 2006; Petel *et al.*, 2013], de liquides bulleux [Grandjean, 2012]. Les études réalisées sur les mousses liquides sont détaillées ci-après.

De par leur caractère visco-élasto-plastique, les mousses constituent un matériau très

6. Sans parler d'onde de choc, les variations brutales de pression ne sont jamais bonnes pour le corps humain. En témoignent les accidents de plongée qui arrivent lorsque les plongeurs remontent trop vite vers la surface, encaissant un gradient de pression hydrostatique en trop peu de temps.

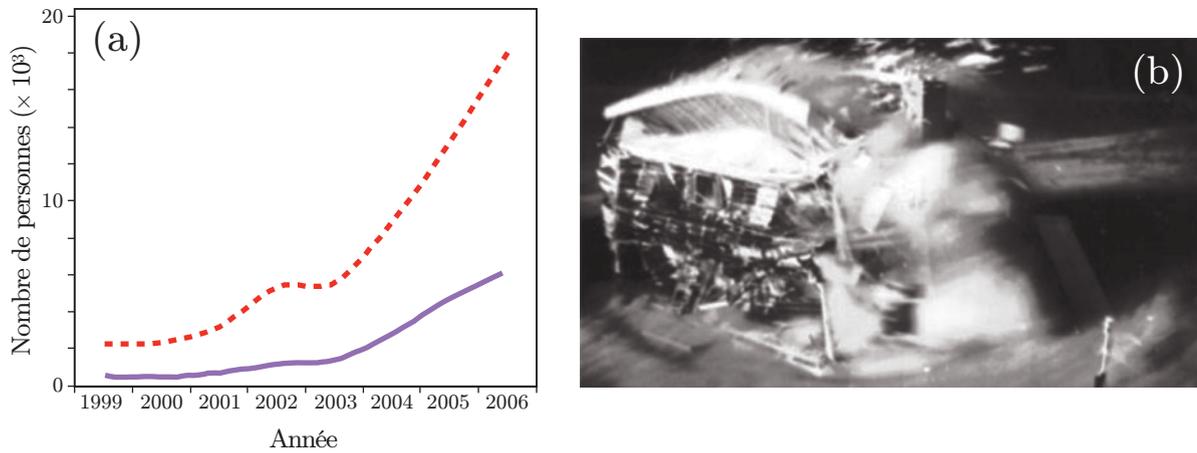


Figure 2.6 – (a) Tendances mondiales recensées dans des attaques terroristes entre 1999 et 2006. Trait pointillé : personnes blessées. Trait pointillé : morts. Figure extraite de [Wolf *et al.*, 2009]. (b) Effet d'une onde de souffle sur la structure d'une habitation. Figure extraite de [Hadjaj et Sadot, 2013].

| Surpression (kPa) | Effets sur le corps humain | Effets sur les bâtiments |
|-------------------|--|---|
| 7 | Blessures superficielles | Bris de verres |
| 15 | Blessures à cause des projections de débris et de verres | Fenêtres et portes arrachées, dommages sévères sur les toits |
| 20 | Blessures sévères courantes, mort possible | Effondrement de la structure |
| 35 | Mort fréquente | La plupart des bâtiments s'effondrent |
| 70 | La plupart des personnes est tuée | Les structures renforcées en béton sont sévèrement endommagées ou démolies |
| 140 | Taux de mortalité proche de 100 % | Les structures lourdement renforcées en béton sont sévèrement endommagées ou démolies |

Table 2.1 – Récapitulatif des effets d'une onde de souffle sur le corps humain et les structures en fonction de l'amplitude de l'onde. Tableau tiré du site du [Centers for Disease Control and Prevention](#).

particulier par rapport aux autres cités. Elles sont par ailleurs peu denses ($\approx 50 \text{ kg/m}^3$) et permettent de remplir des espaces importants en peu de temps. Les mousses liquides constituent ainsi un matériau très largement utilisé pour atténuer les ondes de souffle. Citons par exemple les opérations de déminage, où une gigantesque tente en kevlar (2000 m³ environ) est déployée sur l'explosif puis remplie de mousse (Figure 2.7). L'explosion de

l'engin explosif est ainsi confinée dans ce grand volume de mousse, celle-ci jouant un double rôle : atténuer l'onde de souffle résultant de l'explosion d'une part, et capturer les débris projetés d'autre part [Bréda, 2015].

Dans les paragraphes suivants, nous passons en revue les résultats obtenus sur la propagation et l'atténuation des chocs et des souffles dans les mousses (paragraphe 2.2.1), avant de discuter la thématique de la rupture d'une mousse liquide (paragraphe 2.2.2) et la dissipation au sein d'une mousse (paragraphe 2.2.3).

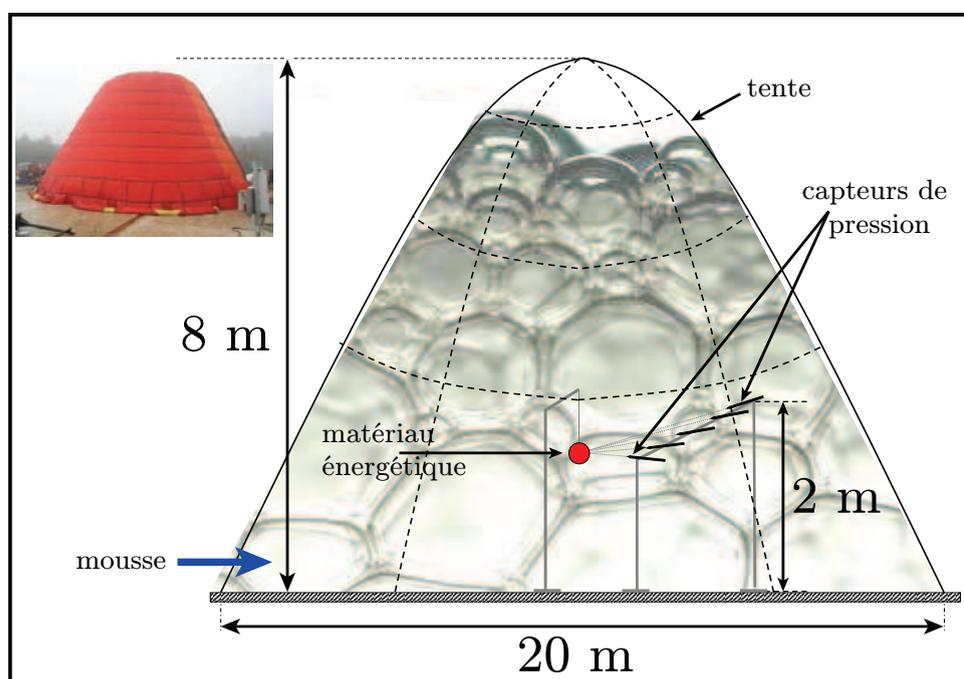


Figure 2.7 – Utilisation d'une tente à mousse pour confiner l'explosion d'un engin explosif pendant une campagne d'essais réalisés au CEA (en haut à gauche). Au centre : représentation schématique de la situation. Figure extraite et adaptée de [Del Prete, 2012].

2.2.1 Interactions choc-mousse

Les interactions choc-mousse ont été étudiées en deux “catégories”. Dans la première catégorie, les chocs/souffles sont générés par l'explosion d'un engin explosif. Dans la seconde, les chocs sont générés mécaniquement, par l'utilisation d'un tube à choc.

2.2.1.1 Explosions dans les mousses

Les premières études de la propagation d'une onde de souffle dans les mousses remontent à la fin des années 1970 avec les travaux de Winfield et Hill [Winfield et Hill, 1977].

Winfield et Hill reportent des travaux purement expérimentaux sur l'explosion d'une charge sphérique dans une mousse. Les mousses utilisées sont des mousses commerciales pour combattre les incendies. Les auteurs soulignent déjà trois problèmes pouvant perturber les mesures : **(i)** le drainage, **(ii)** la fraction liquide — si celle-ci est trop importante, la mousse ne supporte pas son propre poids —, et **(iii)** la température : si celle-ci passe sous 0°C , la mousse gèle et devient inefficace. Winfield et Hill pointent par ailleurs déjà du doigt l'élasticité, la viscosité, la taille des bulles et la fraction liquide comme étant les paramètres importants susceptibles d'affecter la réponse de la mousse à l'explosion. De leur travail ressortent deux points importants :

- l'atténuation du pic de pression dans la mousse est plus importante dans la mousse que dans l'air.
- La mousse permet d'adoucir franchement le front de choc, le temps de montée passant de quelques μs dans l'air à presque 1 ms dans la mousse loin de la source.

Presque dans le même temps, Borisov *et al.* ont étudié les effets de l'explosion d'une charge de RDX dans de la mousse de composition gazeuse variable. Les auteurs ont ainsi montré l'effet important du gaz composant la le processus d'atténuation [**Borisov *et al.*, 1978**]. Le signal de pression est ainsi mieux atténué dans une mousse composée de dihydrogène que dans une mousse composée de diazote (Figure 2.8).

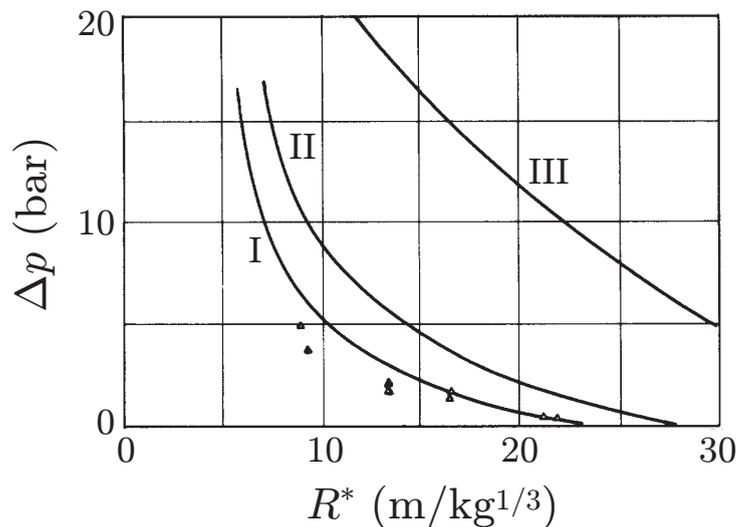


Figure 2.8 – Surpression en fonction de la distance réduite (distance réelle divisée par la masse de la charge à la puissance $1/3$). I - Résultats obtenus dans une mousse dont la phase gazeuse est du dihydrogène. II - Résultats obtenus lorsque la phase gazeuse est du diazote. III - Courbe témoin représentant la décroissance de la surpression lors d'une explosion dans l'air. Figure extraite de [**Borisov *et al.*, 1978**].

Quelques années plus tard, au début des années 1980, Raspet et Griffiths ont étudié l'atténuation d'une onde de souffle dans une mousse dans une zone spatiale loin de la charge (définie comme étant environ égale à 100 fois le rayon de la charge explosive)

[Raspet et Griffiths, 1983]. Les auteurs ont utilisé des charges de C4 plongées dans des mousses commerciales de deux taux d'expansion différents : $K_1 = 1/250$ ($\Phi_1 = 0,4\%$) et $K_2 = 1/30$ ($\Phi_2 \approx 3\%$). Des microphones sont placés à 60 et à 120 m (donc hors de la mousse) de chaque côté de la charge pour enregistrer le signal de pression au passage de l'onde. Une expérience de référence a été réalisée sans mousse à titre de comparaison.

Les auteurs ont pu représenter l'atténuation du pic de pression en fonction de l'épaisseur adimensionnée de la couche de mousse, ce qui leur permet de regrouper tous leurs points sur une même courbe maîtresse (Figure 2.9). Le regroupement ne marche plus au-delà d'une épaisseur adimensionnée⁷ de 2,5 environ. Les auteurs donnent alors un double mécanisme pour l'atténuation : pour de petites épaisseurs adimensionnées, la mousse est détruite et la phase liquide est atomisée sous forme de gouttelettes, ce qui dissipe beaucoup d'énergie. Passée une distance critique, la mousse n'est pas cassée et les auteurs indiquent une atténuation "dispersive non-acoustique". Ce dernier point soulève cependant des interrogations quant à la définition du mécanisme d'atténuation.

Enfin, Raspet et Griffiths soulignent le fait que les mousses à petites fractions liquides ont des bulles 10 fois plus petites que les mousses sèches. Les plus petites bulles offrant plus de surface de contact, ils concluent sur le fait que les mousses à petites bulles doivent atténuer plus.

Ce travail constitue la première étude quantitative mettant en évidence le rôle de la fraction liquide dans le processus d'atténuation d'une onde de souffle.

En 2006, Hartman *et al.*, du laboratoire Sandia, ont publié un rapport sur une campagne d'essais importante, utilisant des charges allant de 0,5 à 25 kg d'équivalent TNT (TriNitroToluène), dans des mousses dont la fraction liquide varie de 0,25 % à 5 % [Hartman *et al.*, 2006]. Leurs résultats ont montré que les mousses ayant une fraction liquide d'environ 2 % étaient les plus efficaces pour atténuer l'onde de souffle, à la fois en termes de réduction de surpression et d'adoucissement de la discontinuité. Dans les conclusions de leur rapport, les auteurs émettent l'hypothèse que la rupture de la mousse et les transferts thermiques sont également susceptibles de jouer un rôle dans l'atténuation.

En 2013, Del Prete *et al.* reportent des résultats sur l'atténuation d'ondes de souffle dans des mousses sèches ($\Phi \approx 0,8\%$) [Del Prete *et al.*, 2013]. Différentes expériences ont été réalisées en utilisant des dispositifs pleine échelle (Figure 2.7) et à échelle réduite⁸ en utilisant trois charges de masses différentes. Les résultats expérimentaux sont comparés à des simulations numériques basées sur un modèle multiphasique. Ce modèle suppose que la sollicitation est suffisante pour détruire la mousse instantanément si bien que la mousse est assimilée à un ensemble de gouttelettes évoluant dans un gaz. Nous décrivons ce modèle un peu plus en détails au paragraphe 2.2.1.3. Les comparaisons entre expériences et numérique sont montrées sur la Figure 2.10. Fait intéressant, les auteurs constatent

7. L'épaisseur de mousse est adimensionnée à partir de la masse volumique de la mousse ρ_f , de la profondeur dimensionnée de la mousse h , et de la masse d'explosif en équivalent TNT de la charge explosive w . En notant X cette épaisseur adimensionnée nous avons $X = (\frac{\rho_f h^3}{w})^{1/3}$.

8. Les auteurs ont utilisé pour cette expérience un caisson de mousse cylindrique de 2 m de haut pour 2 m de diamètre.

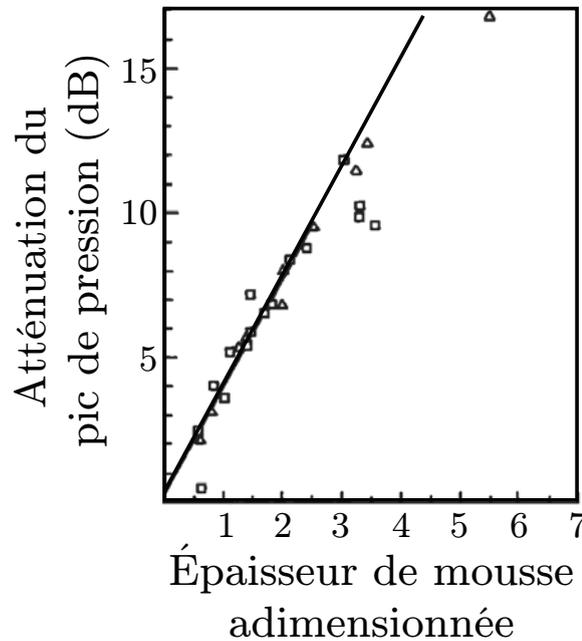


Figure 2.9 – Atténuation du pic de pression en fonction de l'épaisseur de mousse adimensionnée. Les triangles sont les mousses à grande fraction liquide ($\Phi \approx 3\%$) et les carrés sont les mousses sèches ($\Phi = 0,4\%$). Figure extraite de [Raspet et Griffiths, 1983].

des différences d'accord avec l'expérience lorsque la taille des gouttelettes varie. Ce point n'est cependant pas discuté dans leur article⁹.

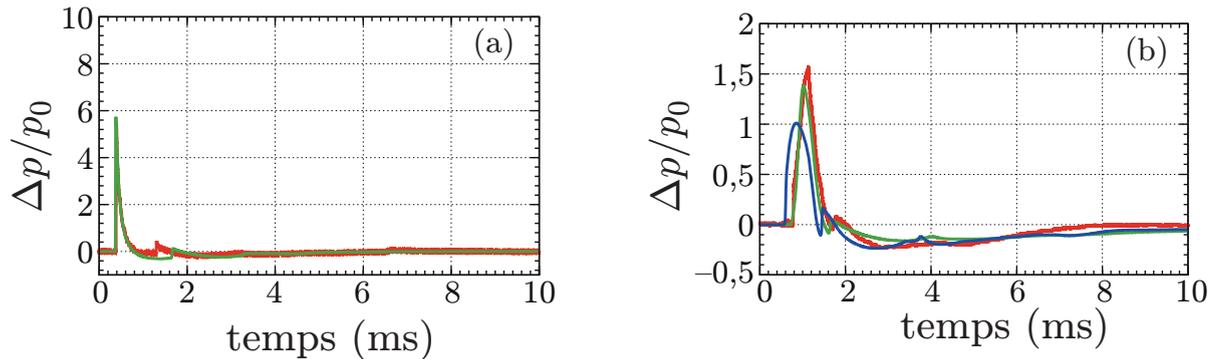


Figure 2.10 – Figures extraites de [Del Prete *et al.*, 2013]. (a) Comparaison entre les signaux de pression expérimentaux (en rouge) et numériques (en vert) pour la propagation d'une onde de souffle dans l'air. (b) Même chose dans la mousse avec, en guise de modélisation pour la mousse, des tailles de gouttelettes de $10\ \mu\text{m}$ (en vert) et $50\ \mu\text{m}$ (en bleu).

⁹. Les auteurs commentent simplement le fait que l'accord avec l'expérience est moins bon pour de plus grosses gouttelettes.

Enfin, Liverts *et al.* ont étudié la propagation d'une onde de souffle dans une mousse à petite échelle, la taille de l'échantillon étant de l'ordre de la dizaine de centimètres [Liverts *et al.*, 2015]. L'onde de souffle est générée de façon originale : un fil de cuivre, soumis à un pic de courant électrique intense, subit un échauffement par effet Joule très rapide, créant ainsi l'expansion rapide d'une colonne de cuivre vaporisé, accompagnée de la génération d'une onde de souffle. La mousse utilisée dans leurs expériences est de la Gillette® commerciale. Une représentation de leur dispositif est donnée sur la Figure 2.11. Les observations des auteurs sont identiques aux travaux cités précédemment : la mousse adoucit la discontinuité et l'amplitude du souffle. Les résultats expérimentaux obtenus sont comparés à des simulations numériques en utilisant un modèle de pseudo-gaz, c'est-à-dire un modèle où la mousse est modélisée comme un gaz parfait d'exposant adiabatique modifié par rapport à la phase gazeuse, et avec des corrections prenant en compte la fraction liquide. Ces simulations sont en bon accord avec les expériences en termes d'amplitude de signal, mais pas en termes de temps de décroissance de la pression, qui est beaucoup plus long numériquement (Figure 2.12).

Dans ce travail, les auteurs distinguent les mécanismes d'atténuation selon que l'onde se propage en champ proche ou en champ lointain. En champ proche, la vaporisation de la phase liquide est identifiée comme le mécanisme principal d'atténuation. En champ lointain¹⁰ en revanche, la forte diminution de la vitesse de l'onde permet aux ondes de détente de rattraper le front de choc et de modifier le profil de pression.



Figure 2.11 – Dispositif expérimental utilisé dans [Liverts *et al.*, 2015]. (a) Fil de cuivre générateur d'onde de souffle (EW sur la figure) attaché à deux électrodes. Un capteur de pression S1 est installé pour enregistrer le signal de pression au passage de l'onde. (b) Barrière semi-cylindrique de mousse recouvrant le fil. (c) Photo prise après le passage de l'onde de souffle.

2.2.1.2 Chocs produits par tube à choc

Le tube à choc (cf. paragraphe 2.1.2) constitue un autre moyen de générer une onde de choc. Ce procédé permet de s'affranchir de tout effet thermique ou chimique lié à une explosion et de se focaliser sur l'interaction mécanique choc-mousse [Del Prete, 2012; Liverts *et al.*, 2015].

Ball et East ont étudié numériquement l'effet de la géométrie d'une barrière de mousse disposée à la sortie d'un tube à choc sur l'atténuation de l'onde de choc arrivant du tube

10. Le passage en champ lointain se fait en fait assez rapidement puisque les auteurs délimitent cette zone pour des distances supérieures à 1,5 cm de la source.

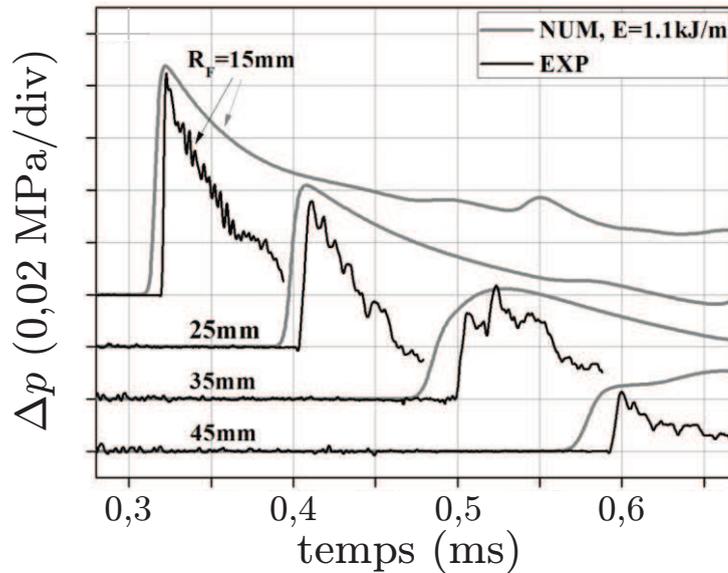


Figure 2.12 – Signaux de pression expérimentaux (en noir) et numériques (en gris) résultant de la propagation d'une onde de souffle dans de la mousse à raser. Les différentes courbes correspondent à différentes épaisseurs de barrières de mousse (15, 25, 35 et 45 mm en partant du haut). Figure extraite de [Liverts *et al.*, 2015].

[Ball et East, 1999]. La géométrie de leurs simulations est illustrée sur la Figure 2.13(a). La mousse est assimilée à un pseudo-gaz parfait dans leurs simulations. Les auteurs ont montré d'une part l'importance d'avoir une épaisseur suffisante de mousse pour atténuer le signal (Figure 2.13(b)), et d'autre part l'importance de la fraction liquide sur l'atténuation (Figure 2.13(c)). La présence de la structure sous formes de bulles n'est pas prise en compte dans leurs résultats.

En 2007, Britan *et al.* ont étudié l'effet du drainage sur la propagation d'une onde de choc dans une mousse liquide [Britan *et al.*, 2007]. Les auteurs ont utilisé un tensioactif commercial (ATC-787F) pour fabriquer la mousse. Cette dernière est introduite dans un tube à choc disposé à la verticale et est donc sujette au drainage gravitaire. Le seul paramètre variable dans leurs expériences est le temps d'attente avant le choc. La hauteur de mousse dans le tube, la taille de bulles initiale ($50\ \mu\text{m}$) et la force du choc ($\text{Ma} = 1,3$) sont gardées constantes. Les signaux de pression enregistrés (Figure 2.14) permettent d'une part de montrer un adoucissement plus important de la discontinuité pour les longs temps d'attente (20 min) que pour les courts temps d'attente (5 min), et d'autre part une vitesse de propagation plus grande pour de plus longs temps d'attente.

En 2009, la même équipe a ensuite porté son étude sur l'effet de la présence de particules solides au sein de la mousse sur le processus d'atténuation d'une onde sonore [Britan *et al.*, 2009]. Les particules utilisées sont des particules de charbon très polydisperses (diamètres entre $0,5$ et $50\ \mu\text{m}$) et la mousse est fabriquée à partir d'un tensioactif commercial ATC-747F. Les mesures sont effectuées dans un tube acoustique (tube de Kundt)

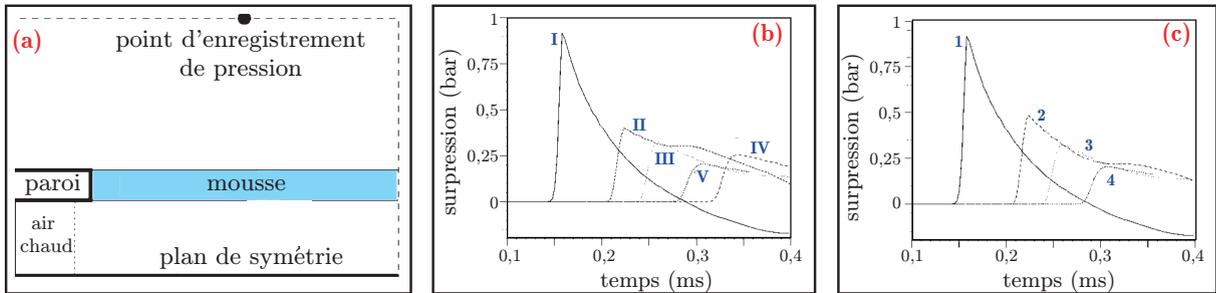


Figure 2.13 – (a) Dispositif simulé numériquement par Ball et East. L'onde de choc est produite par réchauffement rapide de l'air à l'intérieur de la conduite. Le nombre de Mach associé à cette onde de choc est $Ma = 2,15$. Le point noir en haut de la figure indique un capteur de pression numérique où est enregistrée la pression. (b) Signaux de pression obtenus au capteur numérique dans de l'air (I), et pour différentes épaisseurs de mousse : 5 mm (II), 10 mm (III) et 20 mm (IV). Ces trois derniers signaux ont été obtenus avec une mousse dont la fraction liquide est de 2,5 %. La courbe V est un résultat obtenu avec une mousse de fraction liquide égale à 5 % et dont l'épaisseur est de 10 mm. Cette courbe est à comparer avec la courbe III. (c) Signaux de pression obtenus au capteur numérique dans de l'air (1) et dans des mousses de fractions liquides variables (épaisseur constante égale à 10 mm) : 1,25 % (2), 2,5 % (3), et 5 % (4). Ces trois courbes sont à comparer avec la courbe III de la figure (b). Figures extraites de [Ball et East, 1999].

et la sollicitation est imposée à la pulsation $\omega = 1200$ rad/s, soit une fréquence d'environ 200 Hz. Les auteurs ont reporté une corrélation entre l'atténuation de l'onde et la concentration en particules dans la mousse (Figure 2.15(a)) d'une part, et entre le temps de montée du front de pression et la concentration d'autre part (Figure 2.15(b)). Pour expliquer ces résultats, les auteurs supposent que le drainage entraîne les particules dans les bords de Plateau, augmentant ainsi la dissipation par friction. En 2011, ces travaux ont été poursuivis en regardant cette fois-ci le cas des ondes de choc [Britan et al., 2011], le dispositif expérimental étant en grande partie repris de [Britan et al., 2007].

En plus de ses travaux sur les explosions dans les mousses, Émilie Del Prete, dans sa thèse, a également examiné l'atténuation d'ondes de choc en utilisant un tube à choc [Del Prete, 2012].

La solution moussante utilisée est un mélange d'eau, de glucoPON 215 à 1,1 %, et de xanthane à 0,1 %. Les essais ont été réalisées à deux fractions liquides différentes pour la mousse : $\Phi_1 \approx 3\%$ et $\Phi_2 \approx 1,3\%$ ¹¹. Au niveau du tube à choc, trois gaz moteurs ont été essayés : air, SF_6 et He, et le nombre de Mach a été varié entre 1,3 et 1,5. La mousse est introduite en bout de tube à choc, dans une chambre d'essais fermée (Figure 2.16). Le tube est quant à lui monté de plusieurs capteurs de pression enregistrant le signal à diverses positions.

Deux résultats majeurs ressortent de cette étude :

- Un choc précurseur est visible sur les signaux de pression dans la mousse. Son amplitude et sa durée dépendent peu des paramètres de la mousse. Ce choc précurseur

11. En termes de taux d'expansion, ces valeurs donnent $K_1 = 1/\Phi_1 \approx 30$ et $K_2 \approx 1/\Phi_2 \approx 80$.

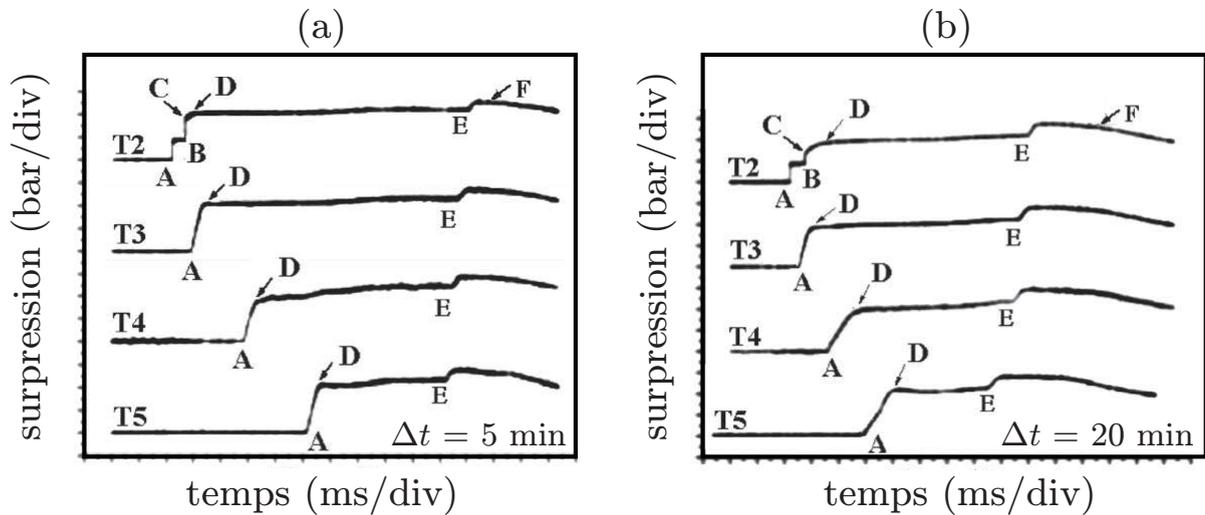


Figure 2.14 – (a) Signaux de pression enregistrés en différents points du tube à choc pour un temps d’attente de 5 min. (b) Même chose pour un temps d’attente de 20 min. Figure extraite de [Britan *et al.*, 2007].

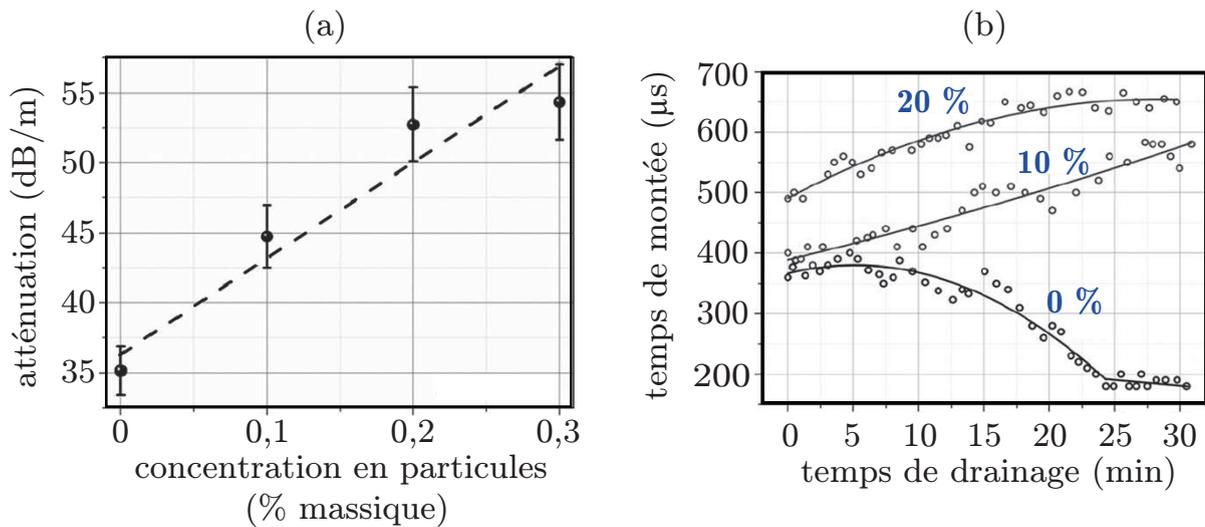


Figure 2.15 – (a) Atténuation d’une onde sonore dans une mousse dopée en particules en fonction de la concentration en particules. (b) Temps de montée du front de pression en fonction du temps de drainage pour différentes concentrations en particules (0, 10 et 20 %). Figures extraites de [Britan *et al.*, 2009].

caractérise la rupture de la mousse.

- L’onde de compression est fortement ralentie dans la mousse, ce qui permet aux ondes de détente de rattraper le signal principal, jouant sur l’atténuation de la surpression.

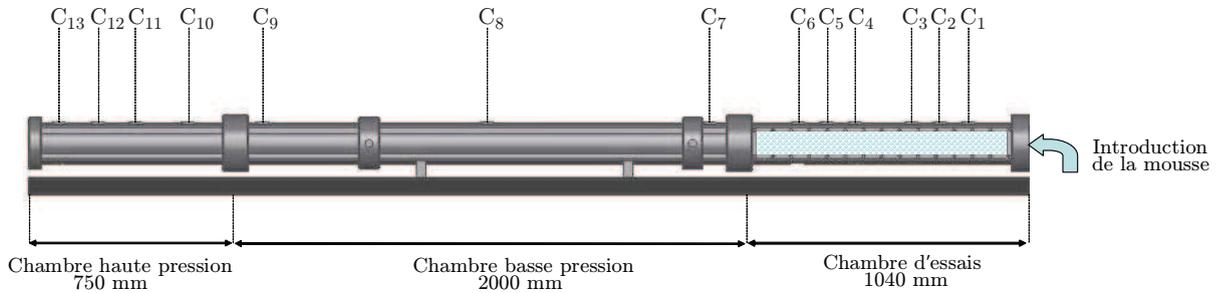


Figure 2.16 – Tube à choc utilisé dans les travaux d'Émilie Del Prete. Figure extraite de [Del Prete, 2012].

Enfin, Carole Bréda, dans sa thèse¹², s'est également intéressée aux interactions chocs-mousse. Sa thèse n'ayant pas encore été soutenue à la date de rédaction de ce manuscrit — elle le sera le 21 octobre 2015 — nous ne faisons pas ici un descriptif détaillé de ses résultats mais certains de ceux-ci seront évoqués au cours du manuscrit.

De façon générale, Britan *et al.* avaient également passé en revue plusieurs travaux sur les interactions chocs-mousse, à la fois sur les explosions et sur les essais en tube à choc [Britan *et al.*, 2013a]. Les auteurs ont d'ailleurs reporté sur un même graphique plusieurs études de la littérature en représentant la surpression en fonction de la distance réduite pour des expériences d'explosion dans les mousses (Figure 2.17). Pour des distances réduites supérieures à $1 \text{ m/kg}^{1/3}$, les surpressions mises en jeu recouvrent le domaine de surpression que nous explorons dans cette thèse (rectangle orange sur la Figure 2.17). Nous espérons alors que les résultats présentés dans ce manuscrit permettront d'apporter des réponses complémentaires aux études déjà menées dans cette gamme de surpressions.

Toutes ces études prouvent l'excellente capacité d'une mousse liquide à atténuer les ondes de choc et leur utilité pratique. Néanmoins, les paramètres physiques de la mousse optimisant cette atténuation ne nous semblent pas encore bien identifiés. En particulier, les paramètres taille de bulles et fraction liquide sont toujours corrélés à cause du couplage mûrissement/drainage : une mousse à grandes bulles aura une faible fraction liquide tandis qu'une mousse avec de petites bulles aura une fraction liquide importante.

2.2.1.3 Modèles existants

Beaucoup de travaux expérimentaux ont été réalisés sur les interactions chocs-mousse. Pouvoir modéliser ces interactions présente un défi intéressant tant la mousse est un milieu complexe. Nous décrivons dans ce paragraphe les modèles existants pour modéliser le comportement de la mousse au passage d'un choc.

12. Dirigée entre l'ENSTA Bretagne et l'Institut Saint-Louis (ISL) en Alsace.

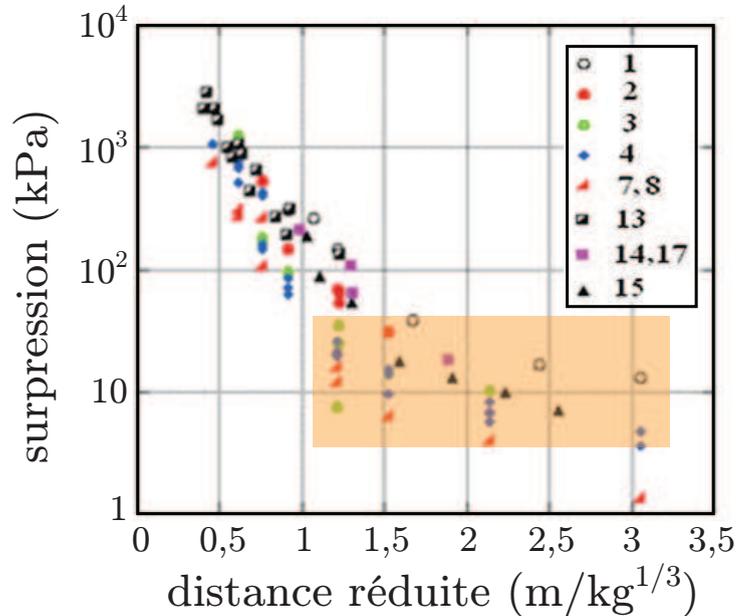


Figure 2.17 – Superposition de différentes données de la littérature représentant la surpression enregistrée en fonction de la distance réduite dans le cadre d’explosions dans des mousses liquides. Le rectangle orange montre la zone de surpression que nous explorons dans cette thèse. Figure extraite de [Britan *et al.*, 2013a].

◆ Le pseudo-gaz

Une première méthode consiste à assimiler la mousse à un pseudo-gaz parfait¹³. La pression dans la mousse obéit ainsi à une loi de type gaz parfait, avec cependant des corrections prenant en compte la fraction liquide [Ball *et East*, 1999; Surov, 2000]. Cette approche a le bon goût d’être simple à implémenter numériquement et permet de retrouver la vitesse du son dans une mousse avec une barre d’erreur relative de 10 % environ [Ball *et East*, 1999]. Les transferts de chaleur et de quantité de mouvement entre les phases gazeuse et liquide ne sont en revanche pas pris en compte par ce modèle.

Le modèle de gaz effectif fonctionne bien pour des fractions liquides supérieures ou égales à 1 % environ. Pour des mousses plus sèches, des écarts importants aux résultats expérimentaux sont constatés (Figure 2.18(a)). Par ailleurs, le modèle ne tenant pas compte des pertes d’énergie, il ne peut reproduire fidèlement l’allure du front d’onde dans la mousse (Figure 2.18(b)) [Britan *et al.*, 2013b].

◆ Transferts thermiques et écoulements dans les bords de Plateau

Comme évoqué en 1.4.4, Goldfarb *et al.* se sont intéressés à la propagation d’ondes sonores et d’ondes de choc faibles dans les mousses [Goldfarb *et al.*, 1992, 1997]. Ils ont alors proposé un modèle de propagation basé sur deux éléments. Le premier est le transfert de chaleur entre les phases liquide et gazeuse, le second est l’écoulement induit

13. On parle aussi parfois de “gaz effectif”.

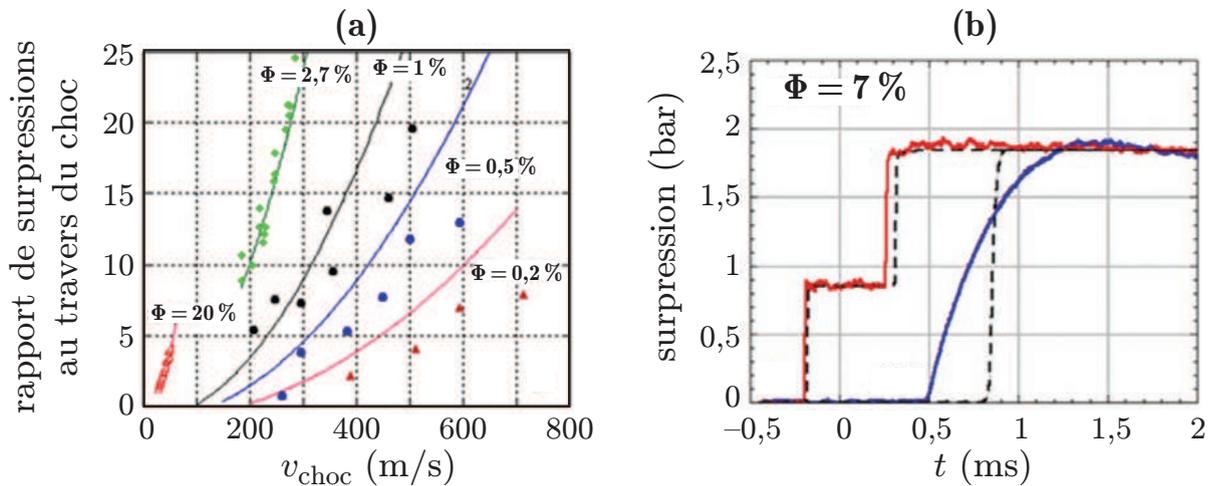


Figure 2.18 – (a) Rapport de surpression au travers du choc en fonction de la vitesse de l'onde de choc transmise dans la mousse. Les points représentent des données expérimentales, les lignes en trait plein des ajustements réalisés en appliquant un modèle de gaz effectif à la mousse. Figure extraite de [Britan *et al.*, 2013a]. (b) Profils de pression expérimentaux (traits pleins) d'une onde de choc arrivant sur une mousse de fraction liquide $\Phi = 7\%$. Le signal en trait rouge est enregistré dans l'air avant impact et le signal en bleu est enregistré dans la mousse. Les traits pointillés montrent les signaux simulés en utilisant le modèle de pseudo-gaz, montrant l'incapacité de ce modèle à reproduire l'allure du choc dans la mousse. Figure extraite de [Britan *et al.*, 2013b].

dans les bords de Plateau au passage de l'onde. La variation de pression au sein d'une bulle entraîne en effet un écoulement dans les canaux liquides entourant celle-ci. L'écoulement est alors assimilé à un écoulement en milieu poreux de perméabilité déterminée par la loi de Carman-Kozeny.

Ce modèle capture bien les données expérimentales, que ce soit en termes de vitesse (Figure 2.19) ou d'atténuation (Figure 2.20). Cela dit, la prise en compte des écoulements dans les bords de Plateau surestime la variation de la vitesse avec la fréquence. Pour l'atténuation, un bon accord ne peut en revanche pas être obtenu en considérant uniquement les transferts thermiques entre les deux phases. Le modèle ne permet donc pas de prédire de façon optimale à la fois la vitesse et l'atténuation en fonction de la fréquence.

On constate de plus que le modèle marche mieux pour de faibles fractions liquides, c'est-à-dire pour $\Phi \lesssim 1\%$ (figures 2.19(b) et 2.20(b)). Enfin, la décroissance de l'atténuation avec le taux d'expansion (inverse de la fraction liquide) observée expérimentalement (Figure 2.21) n'est pas retrouvée avec ce modèle.

◆ Modèle multiphasique

Une autre approche numérique pour modéliser la réponse d'une mousse à un choc est d'utiliser un modèle multiphasique. Ce modèle se base sur l'hypothèse que la mousse est instantanément détruite au passage du choc, si bien que la mousse est assimilée à une distribution de gouttelettes évoluant dans un milieu gazeux [Del Prete, 2012; Britan

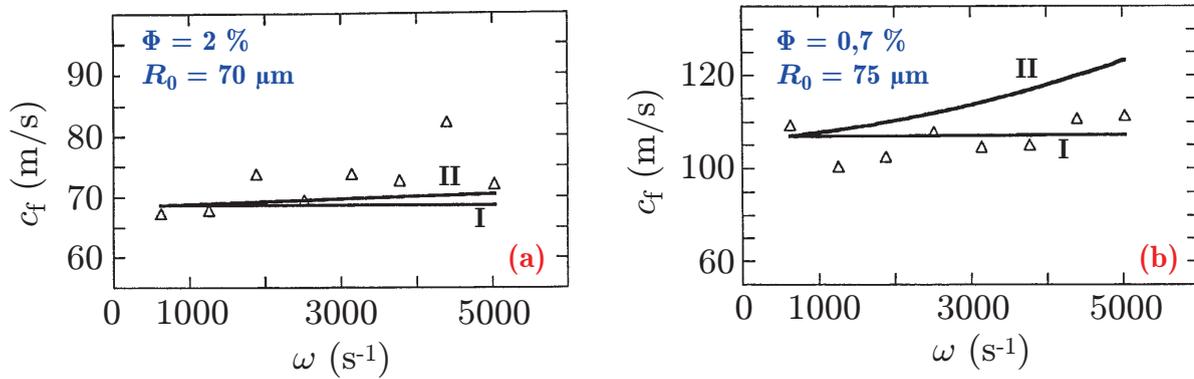


Figure 2.19 – Évolution de la vitesse du son dans une mousse sèche (a) et très sèche (b) en fonction de la pulsation ω . Les triangles sont les points expérimentaux obtenus par Goldfarb *et al.* La courbe I est issue de leur modèle en tenant compte uniquement des transferts de chaleur entre les deux phases. La courbe II est obtenue en rajoutant les effets d'écoulement dans les bords de Plateau. Figures extraites de [Goldfarb *et al.*, 1997].

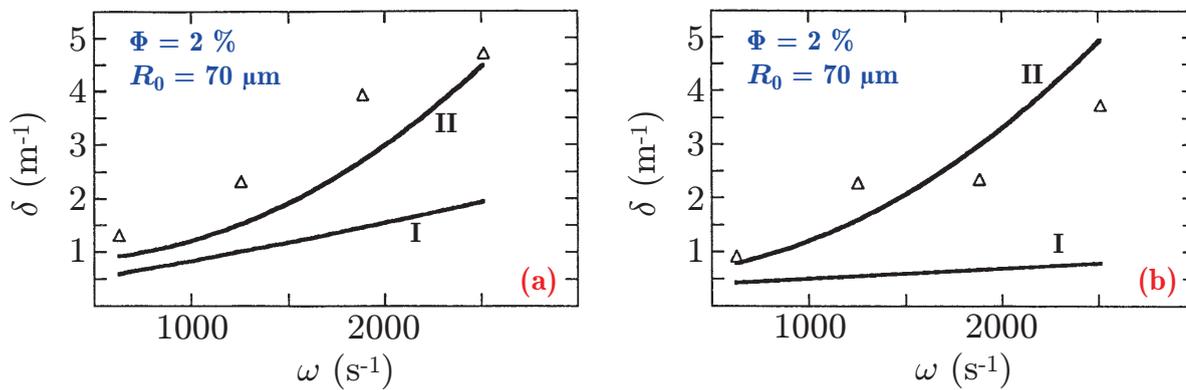


Figure 2.20 – Évolution du coefficient d'atténuation dans une mousse sèche (a) et très sèche (b) en fonction de la pulsation ω . Les triangles sont les points expérimentaux obtenus par Goldfarb *et al.* La courbe I est issue de leur modèle en tenant compte uniquement des transferts de chaleur entre les deux phases. La courbe II est obtenue en rajoutant les effets d'écoulement dans les bords de Plateau. Figures extraites de [Goldfarb *et al.*, 1997].

et al., 2013a,b]. Cette configuration est prise comme celle de référence, aussi le modèle ne prend-il pas en compte l'énergie nécessaire à l'atomisation de la mousse [Britan *et al.*, 2013b].

Le matériau simulé est divisé en petits volumes de contrôle contenant une fraction de gaz et une fraction de liquide¹⁴. Les équations d'évolution de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sont résolues indépendamment pour chaque phase. Deux termes de couplage dissipatifs sont introduits : le transfert de chaleur entre les deux phases, et le

14. Dans le cas où l'on souhaite modéliser l'explosion d'un engin explosif, une troisième phase doit être introduite afin de représenter les produits de détonation issus de la décomposition de la charge explosive [Del Prete, 2012].

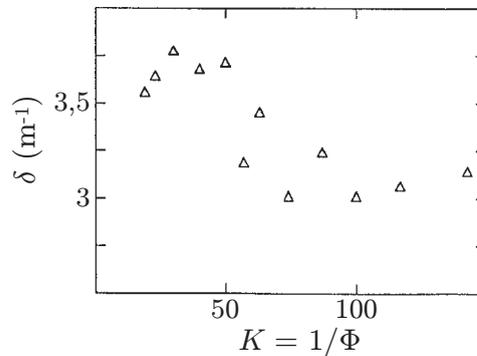


Figure 2.21 – Résultats expérimentaux obtenus par Goldfarb *et al.* représentant le coefficient d'atténuation en fonction du taux d'expansion. Figure extraite de [Goldfarb *et al.*, 1997].

transfert de quantité de mouvement *via* une force de friction entre les phases gazeuse et liquide.

Chaque phase est caractérisée par une équation d'état¹⁵. La vitesse du son est quant à elle déterminée en considérant la mousse comme un milieu continu effectif, si bien que la loi de Wood est utilisée.

Des lois constitutives sont enfin définies pour prendre en compte la traînée visqueuse et les transferts thermiques. La loi de traînée dépend de la taille des gouttelettes, des fractions volumiques gazeuse et liquide, du coefficient de traînée, et de la vitesse relative entre le liquide et le gaz. Les transferts thermiques sont proportionnels à la différence de température entre l'interface séparant le liquide et le gaz et la température caractérisant chaque phase. La relation de proportionnalité fait intervenir le coefficient d'échange de chaleur au sein de chaque phase et la surface de la gouttelette [Chinnayya *et al.*, 2004; Del Prete, 2012].

En 2013, Britan *et al.* ont publié une étude détaillée sur, entre autres, l'utilisation du modèle multiphasique, comparant notamment les résultats obtenus à des données expérimentales obtenues en tube à choc [Britan *et al.*, 2013b]. Les auteurs pointent du doigt l'importance du choix de la taille des gouttelettes. Dans les cas extrêmes, cette taille est soit égale à l'épaisseur des films liquides séparant les bulles, soit égale à la taille d'un bord de Plateau. Dans un cas, les simulations sont en bon accord avec l'expérience (Figure 2.22(b)), dans l'autre, beaucoup moins (Figure 2.22(c)). La taille des gouttelettes est ainsi un paramètre ajustable afin de refléter au mieux les comportements observés expérimentalement.

Ce modèle multiphasique, qui se base sur l'hypothèse de la destruction immédiate de la mousse, tient compte de la fraction liquide de la mousse, mais ne fait en revanche pas intervenir directement la taille des bulles de la mousse.

15. De nouveau, si la simulation porte sur une explosion, une équation d'état existe pour les produits de détonation. Il s'agit de l'équation de Jones-Wilkins-Lee [Del Prete, 2012; Del Prete *et al.*, 2013].

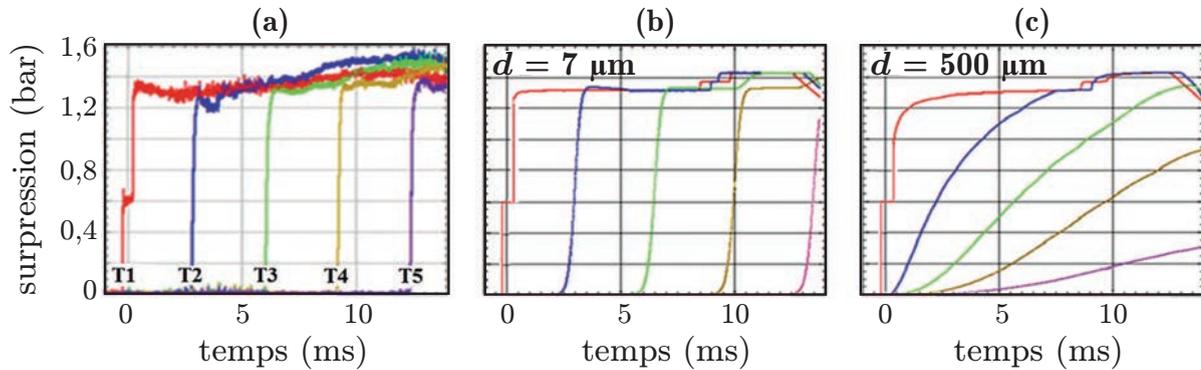


Figure 2.22 – (a) Signaux de pression expérimentaux obtenus suite à l’impact d’une onde de choc ($Ma = 1,23$) dans une mousse de fraction liquide $\Phi = 20\%$. Le capteur T1 se situe dans l’air tandis que tous les autres sont dans la mousse. (b) Signaux simulés par le modèle multiphasique avec une taille de gouttelettes de $7\ \mu\text{m}$. (c) Même chose avec une taille de gouttelettes de $500\ \mu\text{m}$. Figure extraite de [Britan *et al.*, 2013b].

2.2.2 Rupture d’une mousse liquide

Nous avons commencé à l’évoquer lors des paragraphes précédents, la mousse est sujette à la rupture lors de l’impact d’une onde de choc. La rupture est même l’hypothèse de base du modèle numérique multiphasique. Des images issues de la thèse d’Émilie Del Prete, présentées sur la Figure 2.23, montrent l’atomisation du squelette liquide en gouttelettes. Ce processus se fait en deux étapes : les films sont pulvérisés en premier, sur une échelle de temps de $200\ \mu\text{s}$ environ. Les bords de Plateau, beaucoup plus inertes, sont ensuite mis en mouvement après $1\ \text{ms}$ environ [Del Prete, 2012].

À cause de la diffusion multiple de la lumière sur toutes les facettes des bulles, les mousses tridimensionnelles apparaissent opaques. Ce caractère se révèle être un inconvénient lorsqu’il s’agit d’observer, par exemple, la rupture de bulles composant la mousse. C’est ainsi que toutes les études visant à quantifier la rupture¹⁶ dans les mousses ont pour l’instant été réalisées soit avec des mousses bidimensionnelles en cellule de Hele-Shaw [Arif *et al.*, 2010, 2012; Ben Salem *et al.*, 2013a,b], soit à l’échelle d’un film unique [Keller et Kolodner, 1954; Brémond et Villermaux, 2005].

2.2.2.1 Déstabilisation d’un film liquide

Lors de l’impact d’une onde de pression, ou d’une onde de choc, la rupture de la mousse est liée à l’éclatement des films liquides.

Taylor a été le premier à s’intéresser à la stabilité d’un film liquide se trouvant entre deux milieux gazeux [Taylor, 1950]. Keller et Kolodner ont ensuite repris le même problème en y incluant la tension de surface [Keller et Kolodner, 1954]. Les auteurs ont

16. Nous évoquons ici la rupture liée à l’éclatement de films dû à l’application d’une surpression externe. Cette rupture ne doit pas être confondue avec celle ayant lieu lors du vieillissement d’une mousse où, les films s’amincissant, ceux-ci se déstabilisent et éclatent.

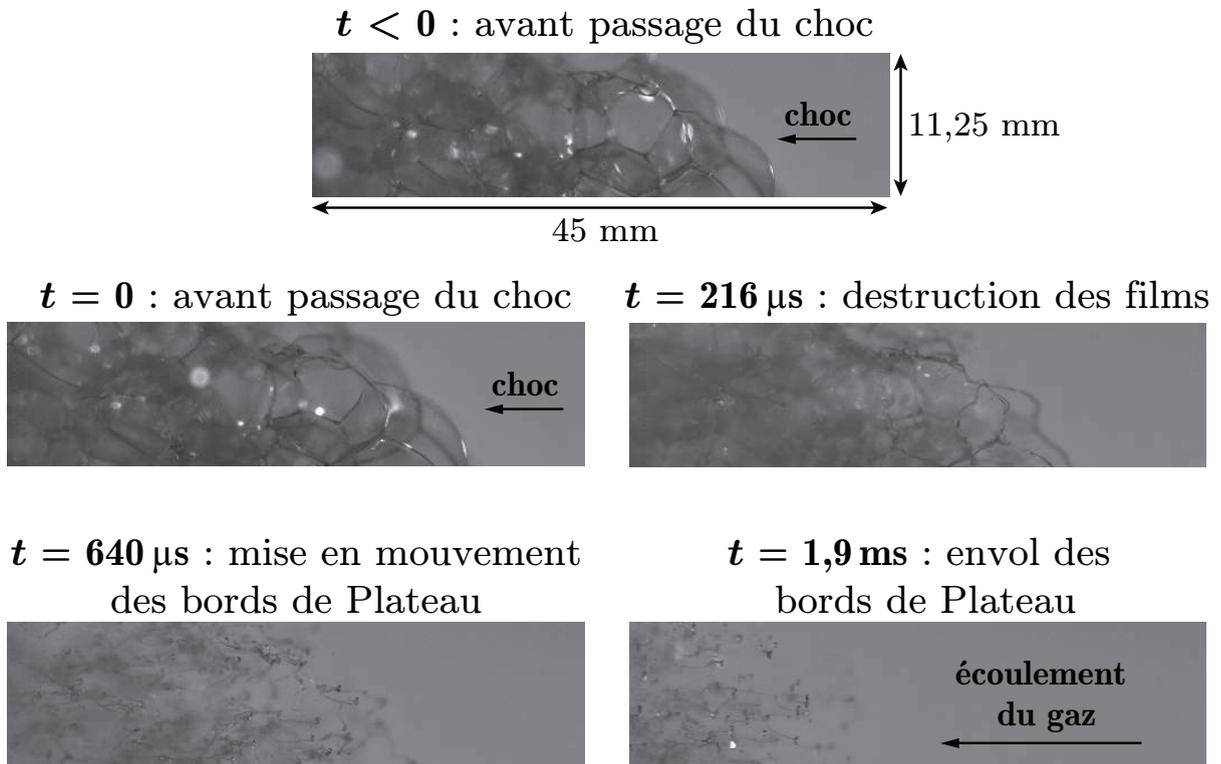


Figure 2.23 – Différentes étapes de la rupture d'une mousse tridimensionnelle suite à l'impact d'une onde de choc. Figure extraite de [Del Prete, 2012]. Voir aussi [Jourdan *et al.*, 2015].

estimé la taille des gouttelettes générées suite à la rupture du film liquide, ainsi que le temps caractéristique de rupture de la couche liquide. La première quantité dépend de la tension de surface, de l'épaisseur du film, et du différentiel de pression entre les deux milieux gazeux. Le temps de rupture dépend en plus de la masse volumique du liquide et de la perturbation initiale de l'interface liquide-air.

Bien plus tard, en 2005, Brémond et Villermaux ont adapté l'étude de Keller et Kolodner au cas d'une onde de choc impactant un film liquide fin, c'est-à-dire dont l'épaisseur est petite devant la longueur capillaire [Brémond et Villermaux, 2005]. L'onde de choc est générée par un tube à choc de section carrée. Le film de savon, d'épaisseur variant entre 2 et 3 μm , est disposé en fin de tube, épousant la géométrie de ce dernier. Lors de l'impact du choc sur le film, celui-ci est mis en mouvement de translation et sa déstabilisation résulte de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, qui, dans le cas d'une accélération impulsionnelle, comme avec une onde de choc, se trouve être dénommée instabilité de Richtmyer-Meshkov. La déstabilisation du film se manifeste par sa perforation sur une échelle de temps de l'ordre de la milliseconde (Figure 2.24). Le réseau de ligaments liquides ainsi formé engendre ensuite la formation de gouttelettes. À partir d'une analyse de stabilité linéaire, Brémond et Villermaux ont obtenu une loi d'échelle pour le temps caractéristique de perforation des trous, différente de celle de Keller et Kolodner.

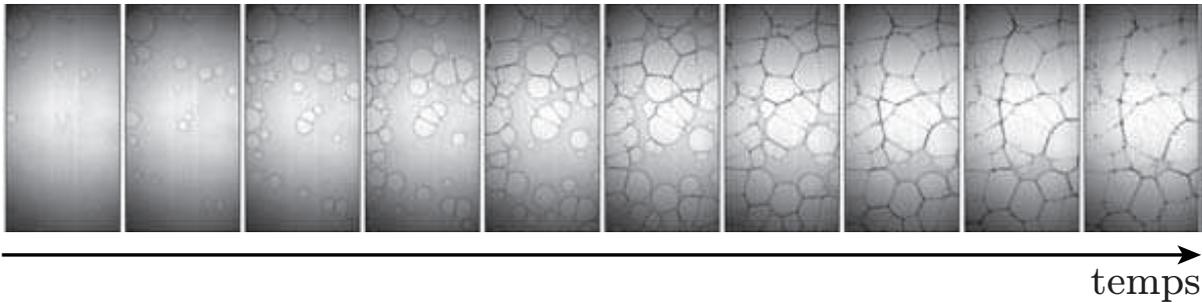


Figure 2.24 – Déstabilisation d'un film liquide suite à l'impact d'une onde de choc ($Ma = 1,07$), marquée par la perforation du film. L'intervalle de temps entre chaque image est de 0,05 ms. Figure extraite de [Brémond et Villiermaux, 2005].

Dans ce cadre, la surpression minimale (ou la durée minimale de surpression) conduisant à la rupture du film n'est pas établie. Cela étant, des expériences de films poussés dans des tubes en verre ont permis de mettre en évidence un seuil de vitesse pour la rupture [Dollet et Cantat, 2010]. Ce seuil est cependant lié à la présence des parois en verre du tube et ne peut donc pas être extrapolé en trois dimensions. Il n'existe ainsi pas, à notre connaissance, de prédiction de pression critique pour la transition rupture/non-rupture que nous avons observée dans cette thèse.

2.2.2.2 Fractures dans les mousses bidimensionnelles

L'utilisation de mousses bidimensionnelles en cellule de Hele-Shaw permet d'observer nettement chaque bulle de la mousse et de pouvoir suivre ainsi l'évolution d'un front de fracture.

En injectant de l'air dans une cellule de Hele-Shaw, Arif *et al.* ont montré que des modes de fracture ductile et fragile pouvaient se propager au sein de la mousse [Arif *et al.*, 2010, 2012]. Le premier mode est en fait une instabilité de digitation, réarrangeant les bulles sans rupture. Le second se propage en revanche par ruptures successives de films liquides (Figure 2.25). Les auteurs ont montré qu'une fracture de ce genre ne pouvait se propager qu'à des vitesses supérieures à une vitesse limite de l'ordre de la dizaine de mètres par seconde. Cette vitesse est identifiée à la vitesse des ondes de cisaillement dans la mousse [Schwartz et Princen, 1987; Arif *et al.*, 2010]. Arif *et al.* identifient par ailleurs un temps de rupture τ_{rupt} inversement proportionnel à la surpression appliquée : $\tau_{\text{rupt}} \propto \frac{1}{\Delta p}$, si bien que la vitesse de propagation du front de fracture fragile $v_{\text{rupt}} = \frac{2R}{\tau_{\text{rupt}}}$, avec R la taille des bulles, est telle que $v_{\text{rupt}} \propto R \times \Delta p$ (figures 2.26(a) et 2.26(b)).

En 2013, Ben Salem *et al.* ont également observé la propagation de fractures fragiles dans des mousses bidimensionnelles [Ben Salem *et al.*, 2013a,b]. Dans leur étude, les auteurs retrouvent la vitesse des ondes de cisaillement comme borne inférieure de vitesse de propagation pour ce mode de fracture. Ils observent par ailleurs qu'une fracture a une largeur d'une bulle. Une bulle éclatant juste à côté de la fracture donne alors lieu à un phénomène de fractures branchées (Figure 2.27) [Ben Salem *et al.*, 2013b].

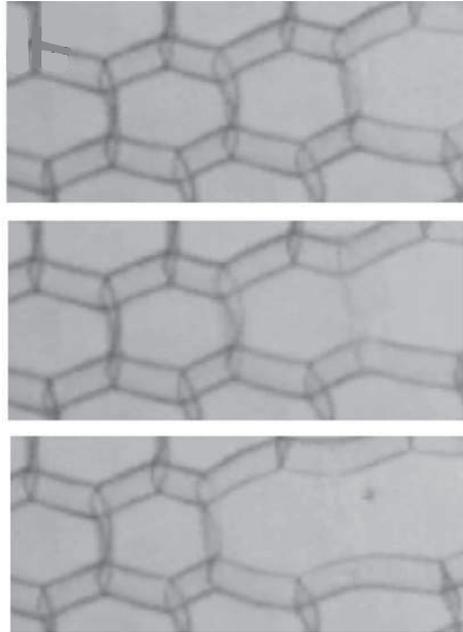


Figure 2.25 – De haut en bas : rupture d'un film liquide dans une mousse 2D suite à une injection d'air, cette dernière se faisant de la droite vers la gauche dans l'exemple illustré. Figure extraite de [Arif *et al.*, 2012].

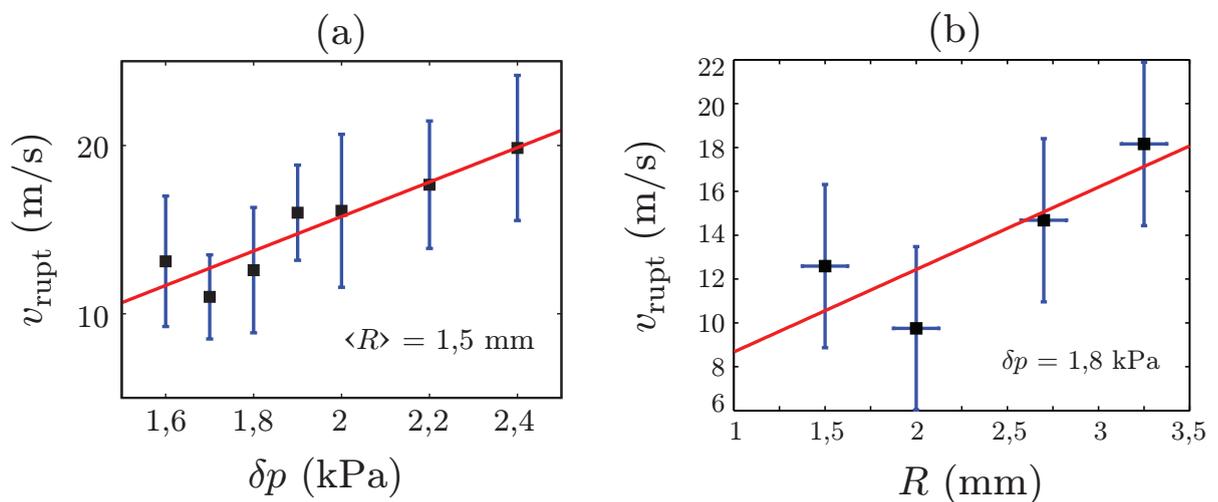


Figure 2.26 – (a) Vitesse de front de rupture fragile dans une mousse bidimensionnelle en fonction de la surpression appliquée. (b) Même quantité tracée en fonction de la taille des bulles composant la mousse. Figures extraites de [Arif *et al.*, 2010].

2.2.3 Dissipation dans les mousses liquides

Nous l'avons vu au chapitre précédent, les mousses possèdent une viscosité effective pouvant être plusieurs ordres de grandeur supérieure à la viscosité de la solution moussante (Figure 1.5). Cette propriété fait d'une mousse un bon système pour dissiper de l'énergie.

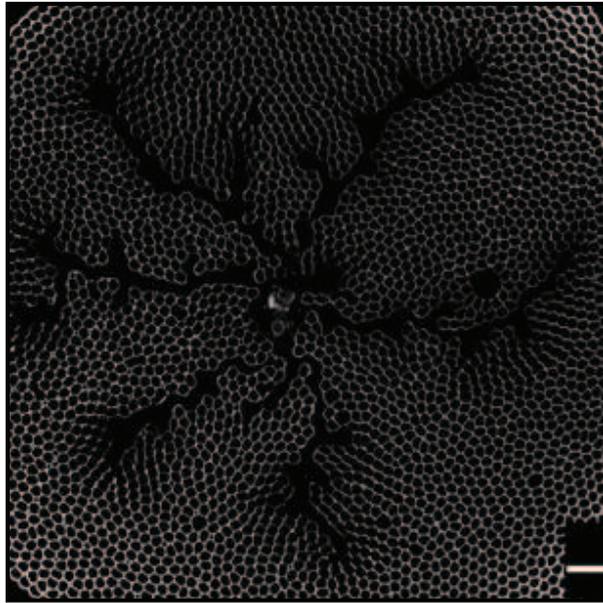


Figure 2.27 – Vue de dessus d’une mousse bidimensionnelle en cellule de Hele-Shaw où des multiples fractures branchées sont apparues suite à une injection d’air au centre. La surpression appliquée dans ce cas est de 60 kPa. La barre blanche en bas à droite indique 1 cm. Figure extraite de [Ben Salem *et al.*, 2013a].

Cela étant, les mécanismes de dissipation sous-jacents sont toujours mal compris et il n’y a, encore aujourd’hui, pas de consensus clair sur les origines de la dissipation dans les mousses [Dollet et Raufaste, 2014]. Dans cette section, nous passons en revue quelques travaux réalisés sur la dissipation en distinguant les sollicitations en cisaillement des sollicitations en compression.

2.2.3.1 Dissipation en cisaillement oscillatoire

Les mousses liquides sont des fluides visco-élasto-plastiques. Elles possèdent un ainsi un module de cisaillement complexe dont la partie réelle est le module élastique et la partie imaginaire le module de perte, ce dernier traduisant la dissipation. Ces deux grandeurs dépendent de la fréquence de sollicitation imposée à la mousse.

En cisaillement simple et à basse fréquence ($\approx 0,01$ Hz), il a été montré que la dissipation était directement couplée au mûrissement de la mousse [Gopal et Durian, 2003; Cohen-Addad *et al.*, 2004]. Pour des fréquences aux alentours du Hz, la dissipation provient plutôt de la dissipation visqueuse dans les films faisant la jonction entre les bulles [Denkov *et al.*, 2008; Tcholakova *et al.*, 2008]. À plus haute fréquence, le module de perte de la mousse varie comme la racine carrée de la fréquence, l’origine de cette loi d’échelle restant cependant un sujet ouvert [Liu *et al.*, 1996; Tighe, 2011].

2.2.3.2 Dissipation en compression

En compression, la dissipation dans les mousses est caractérisée par l'atténuation d'ondes sonores ou d'ondes de chocs.

Beaucoup d'études ont été réalisées sur l'atténuation d'ondes sonores dans les milieux bulleux (fraction liquide supérieure à 36 %), les différents résultats s'accordant à identifier trois sources de dissipation : la dissipation visqueuse, la dissipation par radiation et la dissipation thermique [Devin, 1959; Prosperetti, 1977; Commander et Prosperetti, 1989; Prosperetti, 1991; Leighton, 1994]. Chaque source de dissipation est caractérisée par son propre coefficient d'amortissement qui dépend, entre autres, de la fréquence de sollicitation et de la taille des bulles.

Prosperetti s'est notamment attaché à montrer l'importance de la dissipation thermique lorsqu'une bulle oscille dans un bain liquide, et a calculé deux lois d'échelles pour la longueur d'atténuation thermique selon que le processus soit isotherme ou adiabatique [Prosperetti, 1991].

Ces lois d'échelle, que nous ré-établissons au chapitre 4, ont été reprises par Mujica et Fauve pour expliquer l'atténuation du son dans une mousse à raser (fraction liquide de l'ordre de 7 %) [Mujica et Fauve, 2002]. Ils ont eux aussi souligné l'importance de la dissipation thermique dans le processus d'atténuation d'une onde sonore dans une mousse.

2.3 Positionnement de la thèse

Dans cette thèse, nous abordons la problématique fondamentale de la dissipation au sein des mousses en étudiant l'interaction d'une onde de souffle avec une mousse liquide tridimensionnelle. Jusqu'à présent, aucune étude sur l'interaction choc-mousse n'a été réalisée en contrôlant attentivement tous les paramètres de la mousse simultanément. C'est le point sur lequel nous mettons l'accent dans ce manuscrit. Les techniques de moussage dont nous disposons nous permettent de varier indépendamment les paramètres de la mousse (taille de bulles et fraction liquide), le tout avec une composition chimique simple et parfaitement contrôlée. Dans notre étude, nous analysons finement l'effet de la taille des bulles, c'est-à-dire de la structure de la mousse, sur l'atténuation et la vitesse de propagation de l'onde de souffle dans la mousse. Nous nous basons sur les approches de dissipation thermique pour expliquer nos résultats. La problématique de la rupture est également abordée en fin de manuscrit, de façon plus qualitative.

Chapitre 3

Matériel et méthodes

Nous présentons dans ce chapitre tous les dispositifs expérimentaux, techniques expérimentales et méthodes d'analyse utilisés au cours de ce travail de thèse. Nous présentons d'abord les types de cellules où la mousse est injectée (section 3.1), avant d'enchaîner sur les différentes techniques de moussage (section 3.2). Nous décrivons ensuite les méthodes de mesure des caractéristiques de la mousse (section 3.3). Nous poursuivons en présentant les dispositifs utilisés pour générer une onde de choc (section 3.4), avant de finir en expliquant les différentes méthodes d'analyse des résultats utilisées.

Sommaire

| | | |
|------------|--|-----------|
| 3.1 | Les cellules à mousse | 55 |
| 3.2 | Techniques de moussage | 55 |
| 3.2.1 | Génération de mousse I : le mélange turbulent | 55 |
| 3.2.2 | Génération de mousse II : le rideau de bulles | 56 |
| 3.3 | Caractéristiques de la mousse | 57 |
| 3.3.1 | Composition chimique et propriétés de la solution moussante | 58 |
| 3.3.2 | Mesure et variation de la taille des bulles | 58 |
| 3.3.3 | Variation de la taille des bulles créées avec le mélange turbulent | 62 |
| 3.3.4 | Variation de la taille des bulles avec le rideau | 62 |
| 3.3.5 | Mesure de la fraction liquide | 63 |
| 3.4 | Génération de l'onde de choc | 64 |
| 3.4.1 | Et tout commença avec des pétards... | 64 |
| 3.4.2 | Le tube à choc | 67 |
| 3.5 | Expériences de choc dans de la mousse : protocole | 75 |
| 3.5.1 | Avec le mélange turbulent | 75 |
| 3.5.2 | Avec le rideau de bulles | 78 |

| | | |
|------------|--|-----------|
| 3.6 | Géométrie du problème | 79 |
| 3.6.1 | Symétrie cylindrique | 79 |
| 3.6.2 | Transition cylindrique - sphérique et réflexions de l'onde | 81 |

3.1 Les cellules à mousse

L'envoi d'ondes de choc dans de la mousse nécessite de travailler avec des volumes importants, de l'ordre de plusieurs litres. La mousse étant de plus un milieu opaque, et dans la volonté d'imager la dynamique du choc au sein du matériau, nous avons donc décidé d'injecter la mousse entre deux plaques transparentes en polycarbonate. Chaque plaque a une épaisseur de 1 cm et l'entrefer est $H = 3$ cm, cette valeur étant dictée par plusieurs besoins expérimentaux, à savoir une transmission de lumière convenable et une hauteur de drainage limitée, cette condition étant nécessaire dans le cas des expériences réalisées à l'horizontale avec le mélange turbulent (cf partie 3.2.1). L'entrefer est cependant facilement variable à l'aide de cales de différentes hauteurs. Il a d'ailleurs fallu étudier de près l'effet de l'entrefer pour déterminer proprement la géométrie du problème et s'assurer qu'aucune aberration n'émanait de ce choix. Nous discutons plus en détails cette question dans la section 3.6.

Pour les expériences réalisées avec le mélange turbulent, les plaques sont carrées, font 30 cm de côté et sont pincées sur deux bords pour maintenir les plaques en place. Dans cette configuration, la mousse est à surface latérale libre (Figure 3.25). Pour les expériences où le rideau de bulles a dû être utilisé, les plaques sont rectangulaires, faisant 40 cm de largeur pour 70 cm de hauteur. Avec cette cellule, la mousse n'est plus à bords libres (Figure 3.2).

3.2 Techniques de moussage

Un des points clefs de ce travail est de pouvoir générer des mousses parfaitement contrôlées et reproductibles, à la fois en termes de tailles de bulles, de fraction liquide et de physico-chimie. Nous avons utilisé à cet effet deux systèmes de génération : le moussage par mélange turbulent et le moussage par soufflage d'air dans des frittés immergés dans de la solution moussante. Si ces deux dispositifs se révèlent être différents, ils sont cependant complémentaires dans le sens où les gammes de tailles de bulles explorées se complètent.

3.2.1 Génération de mousse I : le mélange turbulent

Les mousses utilisées dans nos expériences ont été majoritairement produites par mélange turbulent, dispositif mis au point par Saint-Jalmes *et al.* [Saint-Jalmes *et al.*, 1999] dont le fonctionnement est rappelé sur la Figure 3.1. Cette méthode consiste à mélanger du gaz — du diazote dans ce cas — avec de la solution moussante sous haute pression de façon à pouvoir générer un débit de mousse de l'ordre de 0,1 L/s à la sortie. Un tel dispositif génère une mousse polydisperse dont la taille de bulles caractéristique initiale est de l'ordre de 50 μm en rayon, donnant un aspect “mousse à raser” à la mousse fraîchement produite (Figure 1.2). La possibilité de jouer sur les pressions de gaz et de liquide permet de varier précisément — variabilité de 0,3 point environ pour un réglage donné — et aisément la fraction liquide de la mousse, permettant de descendre jusqu'à des

valeurs aux alentours de 2%. La taille des bulles est variée en laissant la mousse vieillir dans le temps. Ce processus sera décrit en détails plus loin dans ce manuscrit.

Il est par ailleurs important de noter que ce dispositif n'a pas été conçu spécialement pour la thèse mais était déjà existant au laboratoire avant le début de ces travaux.

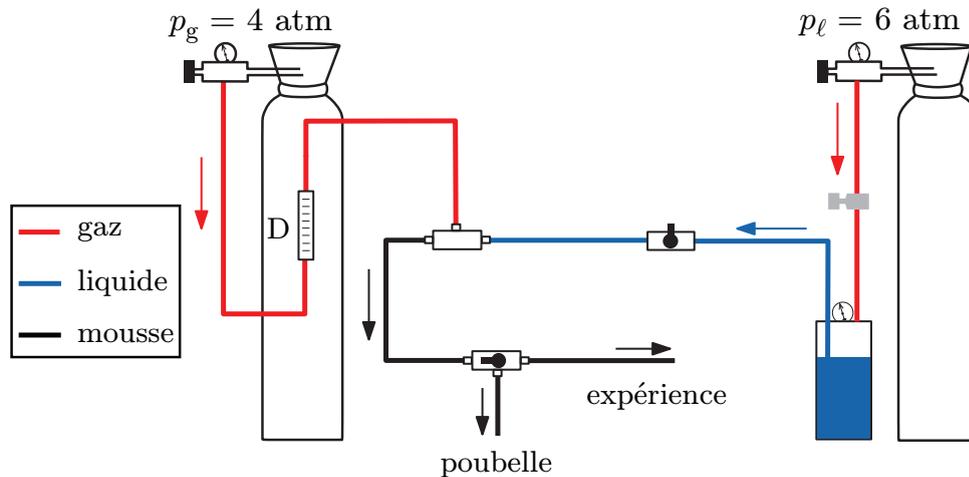


Figure 3.1 – Dispositif de mélange turbulent pour générer la mousse. Le gaz est injecté à la pression $p_g = 4$ bar et son débit est contrôlé grâce au débit-mètre D. Le liquide est quant à lui poussé à la pression $p_l = 6$ bar. Le mélange et la génération de la mousse se font au niveau de la jonction en T. La mousse s’écoule ensuite dans une conduite de longueur suffisante pour avoir une bonne homogénéité. Un robinet permet de laisser s’écouler la mousse quelques secondes avant de basculer vers le dispositif expérimental décrit plus loin.

3.2.2 Génération de mousse II : le rideau de bulles

Dans l’optique d’explorer des tailles de bulles s’étendant sur une décade environ, nous avons cette fois-ci conçu spécialement pour ces travaux un autre dispositif de moussage se basant sur le bullage par frittés de porosité donnée [Drenckhan et Saint-Jalmes, 2015]. Les frittés utilisés sont fabriqués par *Robu-Glas, Germany* et leur porosité est indexée entre 0 (grande porosité) et 4 (petite porosité). Le schéma du dispositif, baptisé “rideau de bulles”, est représenté sur la Figure 3.2.

Une cellule à mousse, identique à celle décrite en section 3.1, repose verticalement, partiellement immergée, dans un aquarium de solution moussante où les quatre frittés sont disposés. De l’air est envoyé à débit contrôlé dans les quatre poreux. Ce débit contrôle la fraction liquide tandis que la porosité des frittés dicte la taille des bulles. Cela dit, le couplage entre ces deux paramètres est aussi susceptible de modifier les caractéristiques de la mousse. Une fois le bullage amorcé, un rideau de mousse se forme et commence à monter dans la cellule à une vitesse de l’ordre de quelques cm/s. Lorsque la mousse a envahi toute la cellule, elle peut s’écouler librement par le haut.

La configuration verticale engendrant des problèmes de drainage, le bullage est maintenu continu pendant toutes les expériences de choc pour compenser ce phénomène. La

fraction et liquide et la taille des bulles sont mesurées au niveau du raccord du tube à choc par des méthodes décrites dans la prochaine section.

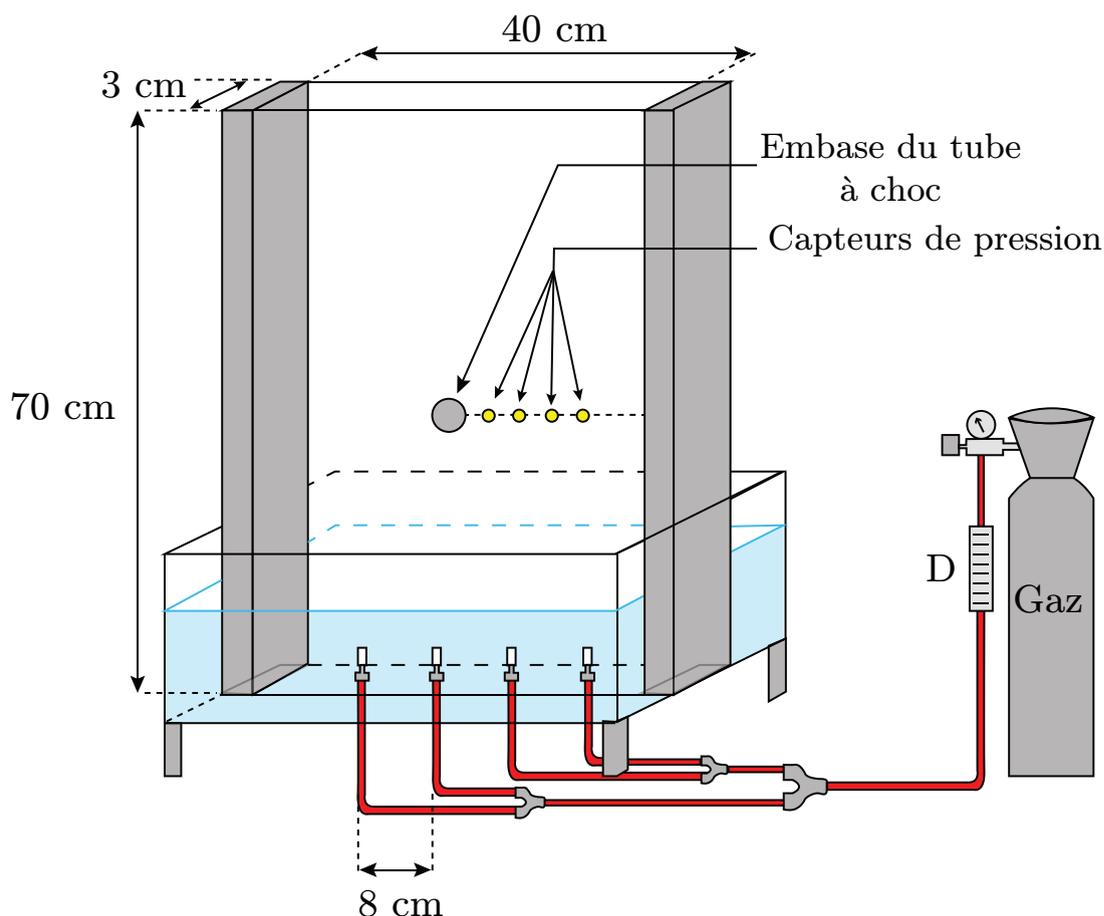


Figure 3.2 – Montage expérimental dit “rideau de bulles”. Du gaz est envoyé à débit contrôlé dans les quatre frittés, produisant de la mousse qui monte dans le rideau. Le fonctionnement de ce dispositif est décrit en détails au paragraphe 3.2.2.

3.3 Caractéristiques de la mousse

Une mousse est caractérisée par trois paramètres clés : sa composition physico-chimique, sa fraction liquide et sa taille des bulles. Si le premier paramètre est connu *a priori* lors de la fabrication de la solution, les deux autres sont à mesurer *in situ* pour chaque expérience. Nous présentons dans les paragraphes suivants les techniques de mesure relatives à ces paramètres.

3.3.1 Composition chimique et propriétés de la solution moussante

La solution moussante utilisée dans nos expériences résulte d'un mélange d'eau pure et de dodécylsulfate de sodium (SDS, Figure 3.3) — tensioactif soluble très largement utilisé dans la communauté des mousses —, à une concentration de 10 g/L, soit plus de quatre fois la concentration micellaire critique¹. La tension de surface liquide/air de la solution moussante est $\sigma_0 \approx 35$ mN/m et sa viscosité est $\eta_0 \approx 10^{-3}$ Pa·s. Dans tous les résultats que nous présentons dans ce manuscrit, la mousse utilisée a toujours la même composition chimique que nous venons d'évoquer.

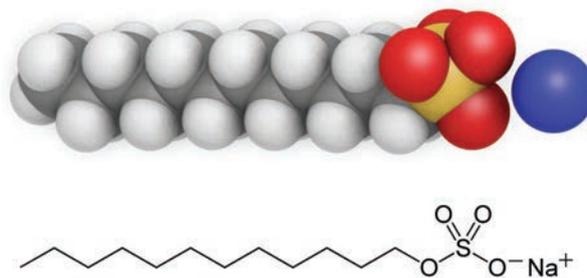


Figure 3.3 — Haut : représentation de la molécule de SDS, de formule brute $C_{12}H_{25}SO_4Na$. Bas : représentation topologique de la molécule.

3.3.2 Mesure et variation de la taille des bulles

3.3.2.1 Dispositif expérimental

La technique de mesure de tailles de bulles diffère légèrement entre les deux dispositifs expérimentaux que nous venons de présenter. Pour les expériences réalisées avec le mélange turbulent, un prélèvement de quelques centaines de bulles est effectué juste après l'impact du choc sur la mousse. À l'endroit du prélèvement, les premières couches de bulles à l'interface mousse-air sont enlevées, le mûrissement des bulles au contact de l'air étant différent de celui ayant lieu au sein même de la mousse². Une lame de microscope est ensuite utilisée pour récupérer les bulles en volume et les déposer dans une coupelle contenant une fine couche de solution moussante, de façon à obtenir une monocouche de bulles flottant à la surface.

Pour les expériences avec le rideau de bulles, le prélèvement est effectué avant le choc, en laissant la mousse s'écouler librement à travers l'embase du tube à choc. Les bulles sont

1. La concentration micellaire critique est la concentration en tensioactifs au-delà de laquelle on observe la formation de micelles en solution. Pour le SDS, cette concentration vaut environ 2,4 g/L.

2. Remarquons par ailleurs que, pour ce dispositif, la taille des bulles n'est en fait pas tout à fait homogène dans un plan $z = \text{constante}$. En effet, l'injection entre les plaques prenant une trentaine de secondes environ, les bulles se trouvant en périphérie sont plus vieilles, et donc plus grosses, que les bulles se trouvant au centre. Ainsi la mesure effectuée surestime-t-elle légèrement la taille réelle des bulles.

aussi récupérées sur lame de microscope avant d'être déposées sous forme de monocouche dans la coupelle.

La coupelle, posée sur fond noir, est éclairée radialement par un néon circulaire (figure 3.4(a)) et l'échantillon est finalement pris en photo en vue de dessus (figure 3.4(b)). Enfin, une photo de référence est également prise pour calibrer l'échelle spatiale lors du traitement d'images.

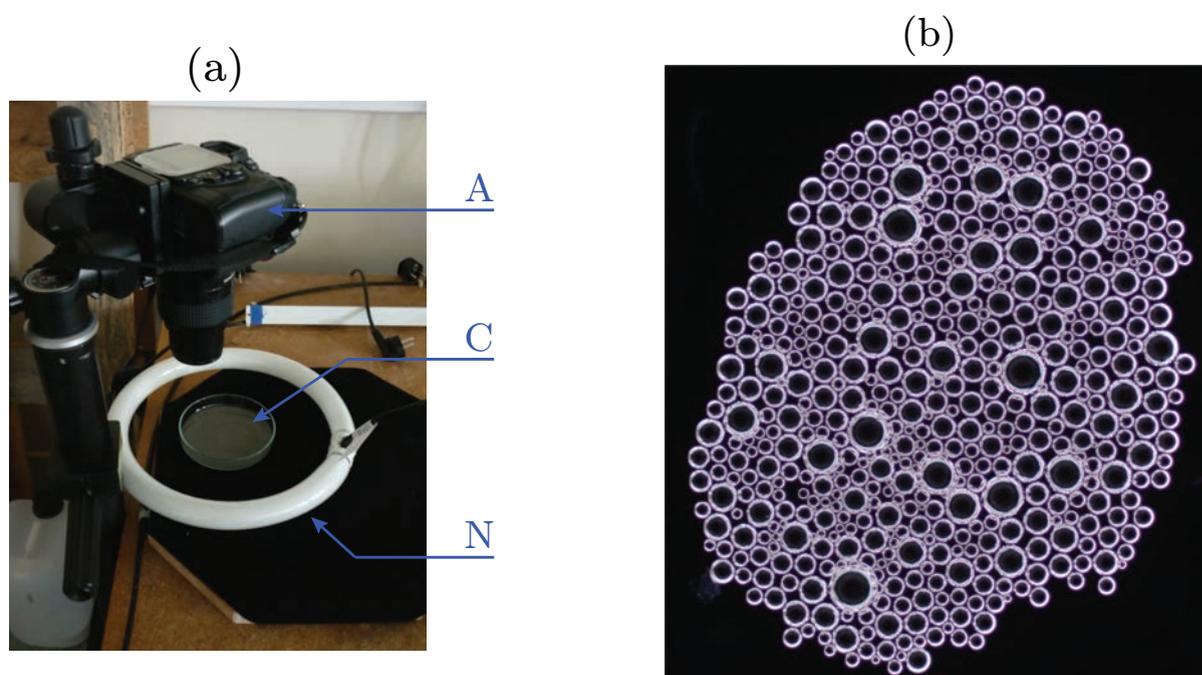


Figure 3.4 – (a) Dispositif expérimental pour la mesure de tailles de bulles. Le prélèvement est déposé dans la coupelle (C) et est éclairé par un néon circulaire (N). Le tout est pris en photo avec un appareil photo (A) *Nikon D700* monté d'un objectif *Nikon* de 105 mm. (b) Exemple de photo de bulles obtenue par la méthode décrite précédemment.

3.3.2.2 Traitement d'images

De ces photos s'ensuit tout un traitement d'images, développé conjointement avec Juliette Pierre lors de son postdoc au laboratoire. D'autres méthodes possibles ont également été proposées récemment [Gaillard *et al.*, 2015].

◆ Première partie sous ImageJ

La première partie du traitement s'effectue avec le logiciel ImageJ[®]. L'échelle spatiale est redéfinie en unités physiques grâce à la photo de référence. Les photos de bulles sont d'abord passées en format 8 bit puis seuillées. Comme sur les photos brutes, le centre des bulles est noir tandis qu'une couronne extérieure apparaît en blanc à cause de l'éclairage du néon. Par analyse de particules nous obtenons facilement la carte des centres noirs

dont les tailles (aires) sont enregistrées dans un fichier texte. La Figure 3.5 résume les différentes étapes de traitement d'images effectuées.

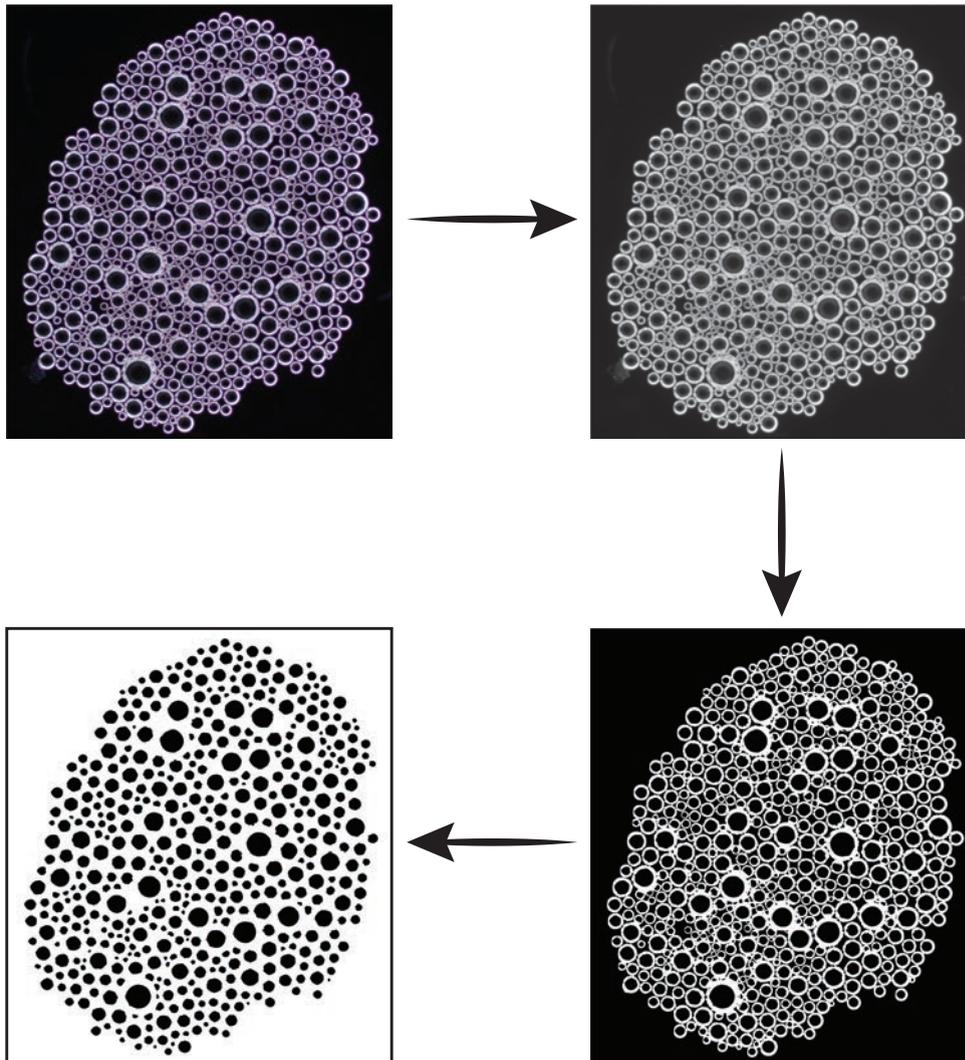


Figure 3.5 – Récapitulatif du traitement d'image effectué sur les photos de bulles. On part d'une image brute (coin supérieur gauche) qui est ensuite passée en format 8 bit (coin supérieur droit), puis seuillée (coin inférieur droit). Une analyse de particules permet enfin de récupérer les centres noirs de chaque bulle (coin inférieur gauche).

La contribution de la couronne blanche doit cependant être ajoutée pour avoir la vraie taille des bulles. Cette opération passe par le pointage à la main, sur une quinzaine de bulles **dont la plus petite bulle significative**, des diamètres intérieur d (centre noir) et extérieur D (centre noir + couronne), comme schématisé sur la figure 3.6. Les couples de points $\{d, D\}$ sont enregistrés dans un second fichier texte.

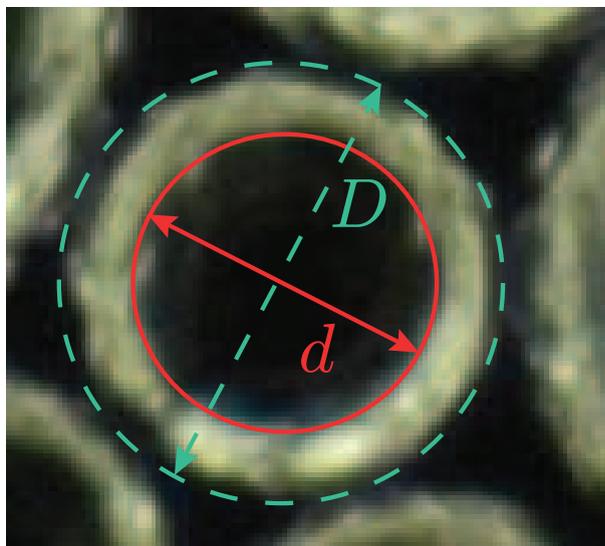


Figure 3.6 – Illustration sur une bulle du pointage des diamètres intérieur d et D .

◆ Seconde partie sous Matlab

La suite du traitement se poursuit sous Matlab[®]. On trace dans un premier temps le diamètre extérieur (soit la taille réelle de la bulle) en fonction du diamètre intérieur. Le regroupement des points est tel que l'on peut y faire passer un ajustement purement empirique en loi puissance (figure 3.7(a)) de la forme

$$2R = D = \alpha d^\beta, \quad (3.1)$$

où α et β sont deux paramètres d'ajustement. C'est sur cette relation que nous nous baserons pour obtenir la taille réelle des bulles.

Nous nous penchons ensuite sur l'autre fichier texte, contenant toutes les aires des centres noirs obtenues par analyse de particules. En notant \mathcal{A} l'aire de chaque centre, on en déduit un diamètre équivalent

$$d = \sqrt{\frac{4\mathcal{A}}{\pi}}. \quad (3.2)$$

Les diamètres sont ensuite filtrés en enlevant toutes les tailles inférieures à celle de la plus petite bulle significative. Enfin, la relation (3.1) est appliquée sur tous les éléments, permettant de construire l'histogramme des tailles de bulles (figure 3.7(b)).

De cette analyse nous sortons trois tailles caractéristiques de bulles : le rayon moyen $\langle R \rangle$, le rayon médian R_0 et le rayon de Sauter R_{32} , défini par l'équation (1.3).

Enfin, nous introduisons l'indice de polydispersité ε , défini comme le rapport de l'écart-type de la distribution à la valeur moyenne [Ben Salem et al., 2013] :

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{\langle R^2 \rangle - \langle R \rangle^2}}{\langle R \rangle}. \quad (3.3)$$

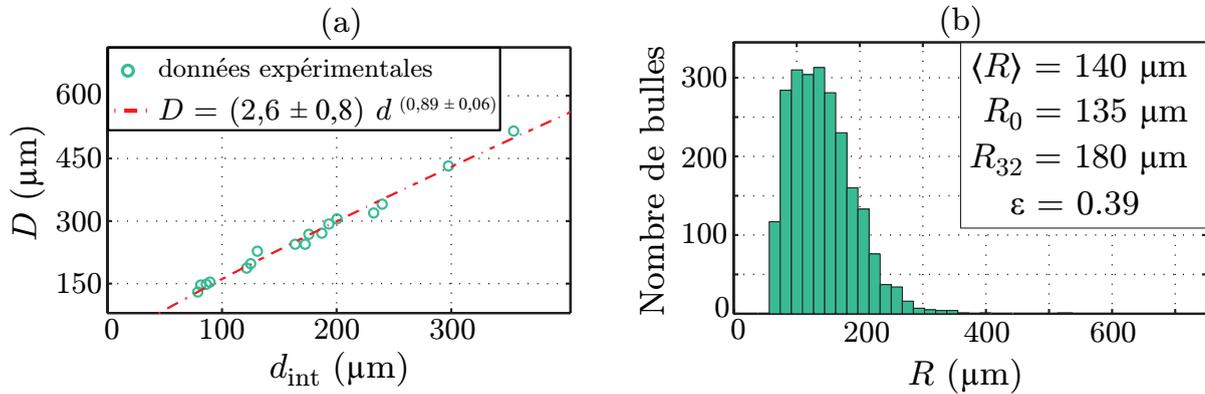


Figure 3.7 – (a) Exemple de relation entre d et D . (b) Distribution typique de tailles de bulles.

3.3.3 Variation de la taille des bulles créées avec le mélange turbulent

Avec le mélange turbulent, la mousse injectée possède initialement toujours la même taille, aux alentours de $50 \mu\text{m}$ en rayon. Une fois injectée entre les plaques, la mousse est sujette au mûrissement, c'est-à-dire que la taille des bulles augmente dans le temps.

Nous varions donc la taille des bulles en attendant différents instants après injection de la mousse entre les plaques, en prenant soin de la retourner à intervalles de temps constants pour minimiser le drainage. Sur les cinq premières minutes, le retournement se fait toutes les minutes, puis toutes les 30 secondes à partir de cet instant. En procédant de la sorte, la fraction liquide reste homogène (cf partie 3.3.5 ce de chapitre) et la mousse ne subit alors plus que du mûrissement. Les bulles grossissent donc spontanément dans le temps en suivant une loi de mûrissement identique à celle définie par l'équation (1.9).

Cette loi a d'ailleurs été vérifiée dans le cadre de nos expériences en traçant la taille des bulles en fonction du temps d'attente et en ajustant les points obtenus par la relation (1.9), en laissant les paramètres d_0 et t_c ajustables. La Figure 3.8 montre un bon accord entre nos points expérimentaux et la loi de mûrissement, avec $d_0 \approx 200 \mu\text{m}$ et $t_c \approx 80 \text{s}^3$.

3.3.4 Variation de la taille des bulles avec le rideau

Le rideau de bulles fonctionne avec un bullage par frittés de porosité donnée (cf. paragraphe 3.2.2). Varier la taille des bulles avec ce dispositif se fait alors très simplement en changeant la porosité des frittés dans l'aquarium. Nous pouvons ainsi changer la taille des bulles, mais uniquement par paliers dictés par les différentes porosités.

3. Pour une fraction liquide de 15 %, le temps caractéristique de mûrissement est estimé à 190 s environ [Cantat *et al.*, 2013] (chapitre 3, page 110). Travaillant ici avec une fraction liquide plus basse ($\Phi \approx 5\%$), et en vertu des équations (1.10) et (1.11), il de ce fait normal de trouver un temps caractéristique de mûrissement plus court.

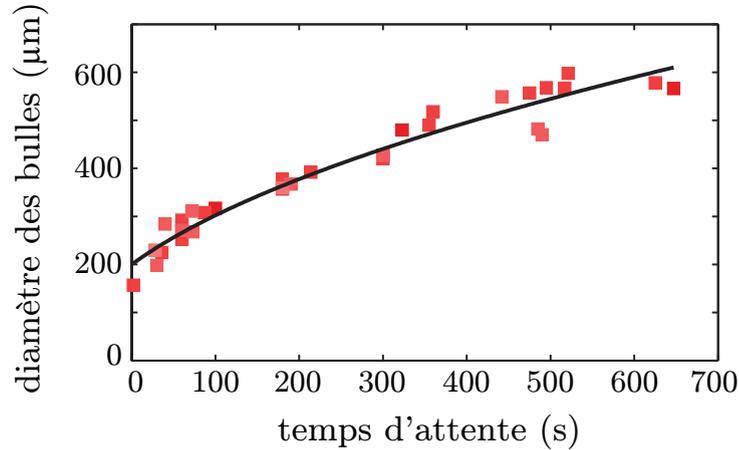


Figure 3.8 – Tailles de bulles en fonction du temps d’attente. Les carrés sont les points expérimentaux et la courbe noire est un ajustement de la forme $d_0 \sqrt{1 + t/t_c}$, avec d_0 et t_c laissés comme paramètres ajustables. Nous avons ici $d_0 \approx 200 \mu\text{m}$ et $t_c \approx 80 \text{s}$.

3.3.5 Mesure de la fraction liquide

Expérimentalement parlant, il est aisé de varier la fraction liquide en changeant le débit de gaz, cette méthode étant indépendante du dispositif utilisé (mélange turbulent ou rideau de bulles).

Lors de la production de la mousse, un bécher gradué d’un litre est rempli à ras-bord. Utilisant toujours le même bécher (*FisherBrand FB 33116*), cela donne un volume de mousse prélevé $V_f = 1,12 \text{L}$. Le bécher est taré puis pesé avec son contenant de mousse sur une balance *SartoriusTM TE3102S* précise au centième de gramme. La masse de mousse est notée m_f . La fraction liquide est alors donnée par

$$\Phi(\%) = 100 \times \frac{m_f}{\rho_\ell V_f}, \quad (3.4)$$

où ρ_ℓ est la masse volumique du liquide (1000kg/m^3). Le facteur 100 en début d’équation permet d’exprimer Φ en pourcents.

Afin de nous assurer de l’homogénéité de la fraction liquide, regardons pour cela quelques ordres de grandeur sur les vitesses de drainage.

Les expériences sont réalisées avec du SDS, tensioactif soluble, donnant un comportement mobile aux interfaces. Le drainage est donc dominé par l’hydrodynamique au niveau des nœuds (cf. paragraphe 1.2.1). La vitesse de drainage est donc donnée par l’équation (1.8), que nous rappelons ci-dessous :

$$u_{\text{drainage, n}} = \frac{4 \mathcal{K}_n}{7,3} \frac{\rho_\ell g R^2}{\eta} \sqrt{\Phi}, \quad (3.5)$$

Pour du SDS, $\mathcal{K}_n \simeq 0,003 - 0,004$ [Saint-Jalmes *et al.*, 2004; Saint-Jalmes, 2006]. Prenons $\rho_\ell = 1000 \text{kg/m}^3$, $g = 10 \text{m/s}^2$, $\eta \approx 10^{-3} \text{Pa}\cdot\text{s}$ et $\Phi \approx 5\%$. Pour le mélange

turbulent, le rayon moyen accessible est $R \approx 180 \mu\text{m}$, tandis que $R \approx 500 \mu\text{m}$ pour le montage en rideau de bulles. En mettant ces chiffres dans l'équation (3.5), on obtient des vitesses de drainage de 0,1 et 1 mm/s respectivement. Pour le rideau, cette donnée est suffisante. On voit tout de suite en effet que la vitesse de drainage est environ un ordre de grandeur en-dessous de celle de montée du rideau. On peut donc légitimement supposer la fraction liquide homogène dans l'échantillon lors du choc, qui se propage en environ 1 ms à travers l'échantillon. Pour le mélange turbulent en revanche, nous avons besoin de raisonner sur une deuxième quantité physique.

Introduisons alors le temps caractéristique τ_n , temps au bout duquel le front de drainage arrive en bas de l'échantillon. Dans le cas d'un drainage dominé par les nœuds, τ_n correspond à l'instant où 2/3 du liquide a drainé hors de la mousse et vaut [Cantat *et al.*, 2013] (chapitre 3, pages 129-132)

$$\tau_n = \frac{7,3}{6} \frac{H \eta}{\rho_\ell g R^2 \mathcal{K}_n \sqrt{\Phi}} = \frac{2}{3} \frac{H}{u_{\text{drainage}, n}}, \quad (3.6)$$

où H est la hauteur de mousse considérée. Elle vaut 3 cm pour la configuration en mélange turbulent. En reprenant la valeur de la vitesse de drainage, on obtient $\tau_n \approx 2,5 \text{ min}$ ⁴. Le temps de retournement de cellule que nous évoquions en 3.3.3 est donc toujours largement inférieur à ce temps caractéristique, confirmant l'hypothèse d'une fraction liquide homogène dans la tranche⁵.

3.4 Génération de l'onde de choc

3.4.1 Et tout commença avec des pétards...

3.4.1.1 Caractérisation des pétards

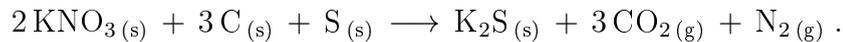
Lorsqu'au début de la thèse la question sur la façon de générer l'onde de choc s'est posée, plusieurs choix s'offraient à nous. Nous pouvions soit envisager la piste de l'explosion d'une — petite — charge, soit utiliser un tube à choc. Nous avons d'abord opté pour le premier choix, cette décision étant entre autres motivée d'une part par le lien direct avec l'application militaire et d'autre part par une discussion avec Christophe Clanet et les travaux de Benusiglio *et al.* portant sur la formation de cavités dans de l'eau suite à l'explosion d'un pétard à mèche [Benusiglio *et al.*, 2014].

Les pétards utilisés sont les petits modèles *Demon n° 1* (Figure 3.9), contenant 1 g de poudre flash environ. Cette poudre est composée à 75 % de nitrate de potassium (KNO_3), 10 % de soufre (S) et 15 % de carbone (C). Ces composés réagissent selon la réaction de

4. Ce résultat est trouvé en prenant toujours une taille de bulles moyenne de 180 μm . Pour des bulles de 100 μm , $\tau_n \approx 7,5 \text{ min}$, alors qu'il vaut $\approx 1,3 \text{ min}$ pour des bulles de 250 μm .

5. Une ultime vérification a été faite expérimentalement. Pour différents temps de vieillissement, nous avons, à l'aide d'une seringue de 5 mL, prélevé des petits volumes de mousse en trois points : près de la paroi supérieure, au milieu de l'échantillon et près de la paroi inférieure. Les pesées des trois seringues ont donné des valeurs de fraction liquide identiques, avec une erreur relative de quelques pourcents.

combustion suivante :



Cette réaction est exothermique et donne lieu à un important dégagement gazeux qui va rendre l'explosion possible. Lorsque la pression à l'intérieur du pétard atteint la pression de rupture de l'enveloppe cartonnée, celle-ci casse, libérant une onde de choc (marche de surpression), qui se transforme très rapidement en onde de souffle (pic de surpression).



Figure 3.9 – Pétards à mèche utilisés dans nos expériences d'explosions dans de la mousse.

Nous avons caractérisé la surpression engendrée par l'explosion d'un pétard en enregistrant le son émis par la détonation avec un microphone *Olympus Linear PCM Recorder LS-5*. L'explosion a eu lieu en extérieur dans un endroit dégagé de façon à éviter au maximum les réflexions des ondes sonores. Le signal enregistré est représenté sur la Figure 3.10. On reconnaît très bien la forme d'un profil de Friedlander, caractéristique d'une onde de souffle [Chandra *et al.*, 2012]. Les pétards ont cependant présenté deux inconvénients majeurs pour la suite. D'une part, ils ont souffert d'un manque de reproductibilité prononcé lorsque des essais dans une mousse contrôlée ont été effectués. D'autre part, la surintensité lumineuse émise lors de l'explosion a empêché d'imager la dynamique au sein de la mousse aux temps courts. Nous présentons toutefois brièvement les quelques résultats obtenus avec ces petites charges explosives.

3.4.1.2 Visualisation de la dynamique

La Figure 3.11 illustre la dynamique d'explosion d'un pétard dans de la mousse. On y distingue nettement le flash lumineux lors de l'explosion. Celui-ci s'étale sur plusieurs

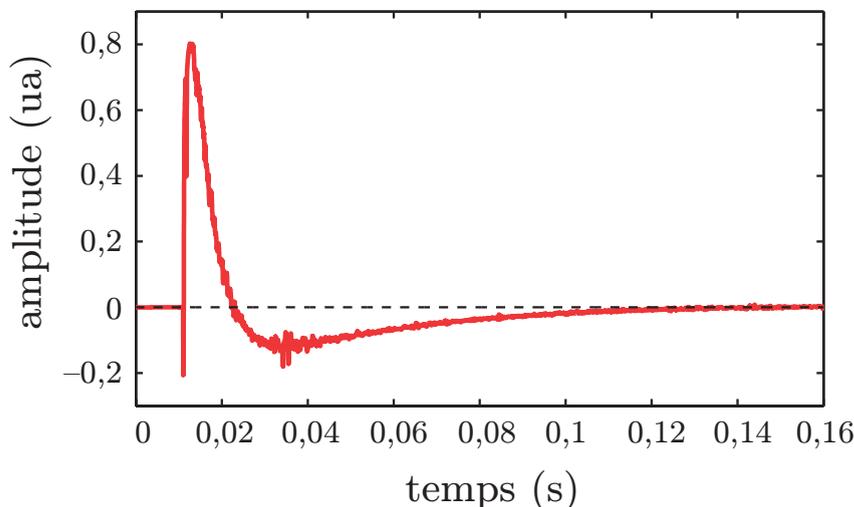


Figure 3.10 – Profil de surpression généré par l’explosion d’un pétard à mèche. La dépression à $t = 0$ est un artefact très probablement lié au temps de réponse du micro.

images et il faut presque 3 millisecondes pour distinguer un contour de cavité propre. Le choc mettant un temps du même ordre de grandeur pour se propager dans la mousse, obtenir des informations aux temps courts s’est avéré impossible⁶.

3.4.1.3 Mesures sonores

À l’époque des expériences avec les pétards, nous ne disposions pas encore de capteurs de pression. Nous travaillions alors avec un microphone posé juste à côté des plaques pour enregistrer le son émis par l’explosion.

L’effet de la taille de l’échantillon de mousse — à entrefer constant égal à 3 cm — a également été étudié. Sans surprise, le micro détecte un signal de plus en plus faible lorsque le rayon de la galette de mousse augmente.

Notons enfin que tous les signaux sonores sont très bruités et ne ressemblent pas du tout à un profil d’onde de souffle comme celui enregistré en plein air (Figure 3.10). On constate en effet la présence d’oscillations qui sont en fait le reflet des échos de l’onde sonore dans la salle d’expériences⁷. On peut, cela étant, deviner une enveloppe de type Friedlander lorsque l’on se penche de plus près sur le signal (Figure 3.13).

Devant les difficultés expérimentales rencontrées, nous ne sommes pas allés plus loin avec les pétards. Ces expériences ont néanmoins permis d’optimiser le montage expérimental et de se familiariser avec les chocs, ce qui nous a permis d’appréhender la suite avec sérénité.

6. Notons que ce problème de surintensité lumineuse a persisté même lorsque le diaphragme de la caméra était fermé à fond.

7. Cet effet a été vérifié en réalisant une explosion dans de la mousse Gillette® — avec une composition chimique, une fraction liquide et une taille de bulles différentes des mousses de SDS —, qui donne les mêmes fréquences caractéristiques. Il ne s’agit donc pas de fréquences propres liées à la mousse.

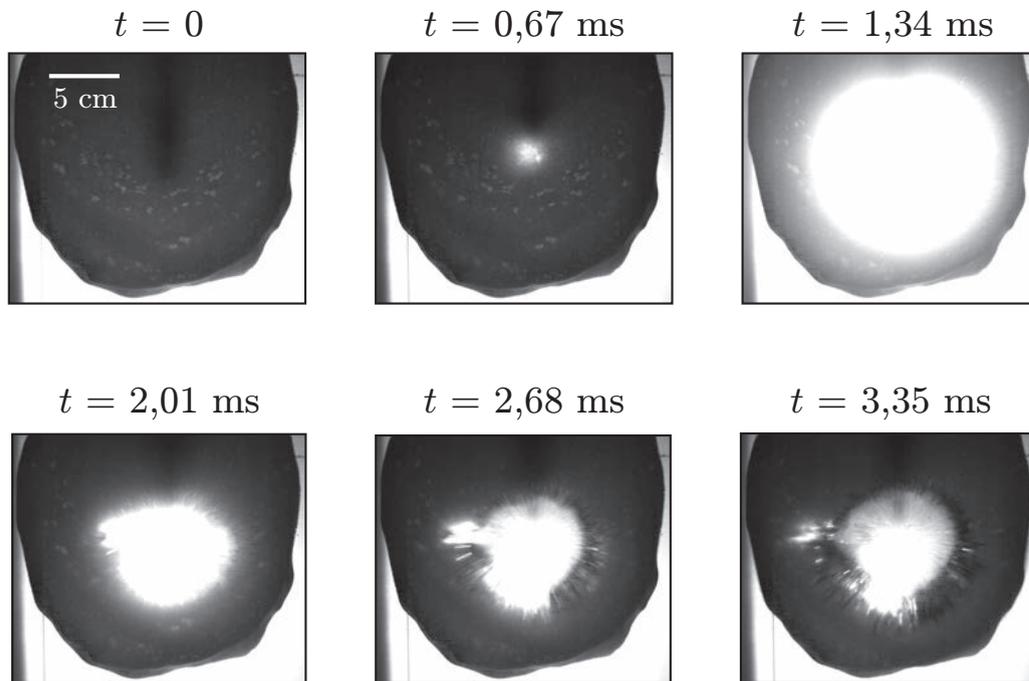


Figure 3.11 – Chronophotographie d’une explosion de pétard dans de la mousse. La surintensité lumineuse est particulièrement visible sur la troisième image. Le dispositif utilisé, ici vu de dessus, est la cellule horizontale de 30 cm par 30 cm. La mousse a été produite à partir d’une solution de SDS à 10g/L par mélange turbulent.

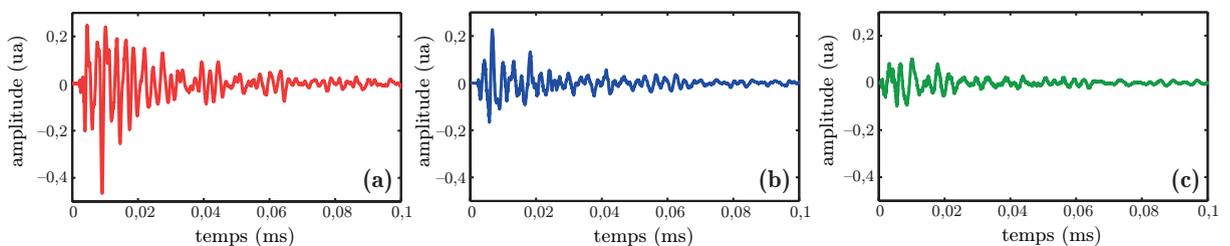


Figure 3.12 – Signaux sonores obtenus en variant la taille de l’échantillon de mousse à entrefer constant. Diamètres des échantillons de mousse dans la cellule : (a) 20 cm, (b) 40 cm et (c) 60 cm.

3.4.2 Le tube à choc

Les pétards ayant fait long feu, il a fallu s’orienter sur un autre dispositif pour créer des ondes de choc. Le tube à choc s’est avéré être le meilleur candidat pour ce poste.

3.4.2.1 Conception du tube

Nous avons, en juin 2013, visité le groupe de George Jourdan et Lazar Houas à l’IUSTI à Marseille. Ces spécialistes des chocs avaient déjà participé à des études sur l’interaction choc/mousse, que ce soit à l’échelle d’un film unique [Brémond et Villermaux, 2005]

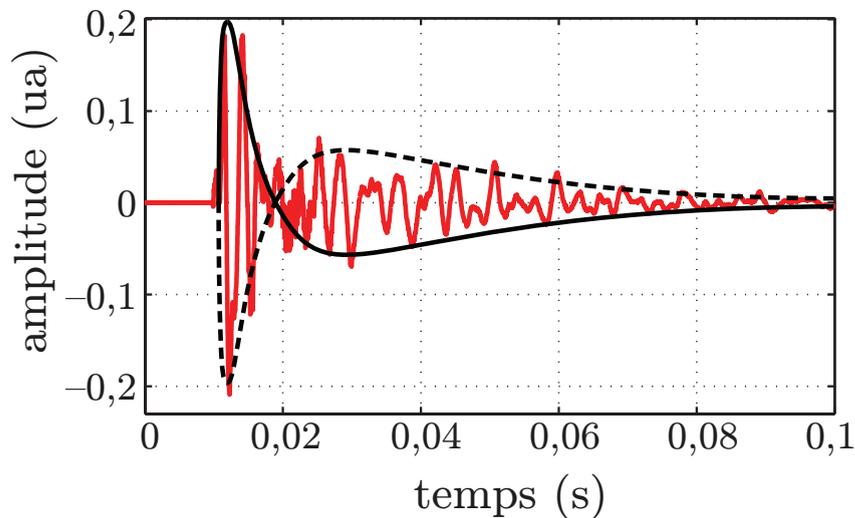


Figure 3.13 – Profil de surpression généré par l’explosion d’un pétard à mèche dans une mousse — dans la salle d’expériences —. Les oscillations sont dues aux échos sur les murs de la salle. On devine cependant l’enveloppe du profil d’onde de souffle (en noir, trait plein et son symétrique en trait pointillé).

ou d’une mousse tridimensionnelle [Del Prete, 2012; Jourdan *et al.*, 2015]. Nous avons pu bénéficier de leur aide et de leur savoir-faire pour concevoir un tube à choc “maison” aux dimensions raisonnables.

Du tube en PVC (polychlorure de vinyle), acheté chez Leroy Merlin[®], a parfaitement fait l’affaire. Le tube a été percé d’une aiguille pour injecter le gaz (du diazote pour toutes nos expériences) dans la chambre haute pression, et de deux capteurs de pression montés en fin de tube pour mesurer les caractéristiques du choc⁸. La Figure 3.14 résume les cotes et caractéristiques de notre tube à choc “maison”.

Enfin, nous utilisons du simple papier aluminium en guise de diaphragme. L’amplitude du choc peut facilement être variée en jouant sur le nombre de feuilles d’aluminium disposées entre les deux chambres du tube. Notons cependant que nous n’avons jamais dépassé 4 épaisseurs pour des raisons de sécurité, les surpressions mises en jeu devenant importantes (de l’ordre d’une atmosphère). Pour sonder les petites amplitudes (chocs faibles), l’aluminium est remplacé par du parafilm.

3.4.2.2 Capteurs de pression et oscilloscope

Mesurer la pression s’avère indispensable dans nos expériences, que ce soit pour caractériser simplement un choc dans l’air ou pour suivre l’évolution du champ de pression au sein de la mousse lors de l’impact du choc. Nous nous sommes donc munis de capteurs *PCB 113 B 28* (Figure 3.15), achetés chez Piezotronics[®], conçus spécialement pour les

8. Comme remarqué en 2.1.2.1, le front de choc met du temps à se redresser. La chambre basse pression que nous avons conçue est assez longue pour avoir un choc bien droit en sortie. Les capteurs sont donc disposés en fin de tube pour s’assurer de mesurer un choc bien homogène.

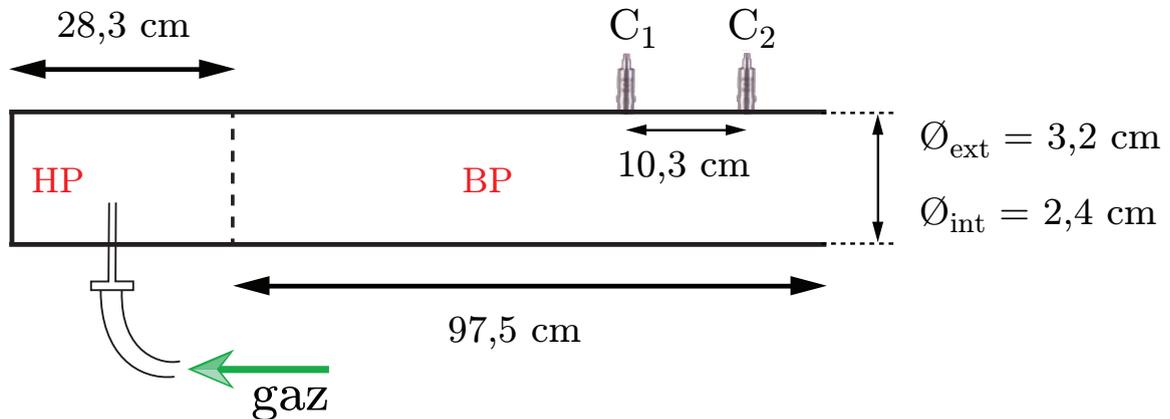


Figure 3.14 – Caractéristiques et dimensions du tube à choc conçu pour ces travaux de thèse. HP et BP désignent respectivement les chambres haute pression et basse pression. C_1 et C_2 sont les deux capteurs de pression installés sur le tube pour mesurer les caractéristiques du choc. La ligne pointillée indique l'emplacement du diaphragme.

chocs. Ces capteurs sont reliés *via* des câbles coaxiaux “lownoise” à une alimentation 4 voies 482C05 (Figure 3.15). L'alimentation transmet ensuite les signaux des capteurs vers un oscilloscope analogique *TDS 2004 B* de chez Tektronix[®], dont le temps d'échantillonnage est $\tau_{osc} = 4 \mu s$.

Les capteurs ont quant à eux les caractéristiques suivantes (données constructeur) :

- temps de réponse : $< 1 \mu s$,
- sensibilité : $\simeq 14,5 \text{ mV/kPa}$ en moyenne,
- résolution : $0,007 \text{ kPa}$,
- pression maximale supportable : 6895 kPa .

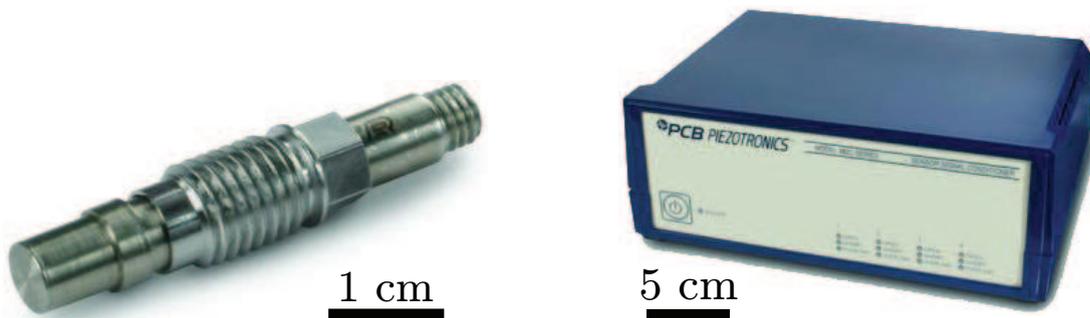


Figure 3.15 – À gauche : photo d'un capteur de pression modèle 113 B 28, identique à ceux utilisés dans nos expériences. À droite : alimentation 4 voies modèle 482C05.

3.4.2.3 Caractéristiques du choc dans le tube

◆ Surpressions

Lorsque le diaphragme casse, une onde de choc se forme et se propage dans le tube, les capteurs enregistrant la surpression $\Delta p = P(t) - P_0$ ⁹ en bout de chambre basse pression (Figure 3.16), où P_0 dénote la pression atmosphérique et $P(t)$ la pression à l'instant t . Notons que nous utiliserons toujours la même représentation tout au long de ce manuscrit : on tracera toujours la **surpression** en fonction du temps.

Au travers du choc, la pression augmente brutalement et prend ensuite une valeur constante supérieure à la pression atmosphérique, donnant un profil en forme de marche. L'intensité du choc dans le tube est caractérisée par la valeur de ce saut de pression, qui, avec les différents diaphragmes utilisés (du parafilm à 4 feuilles d'aluminium), balaie l'intervalle [15 - 90] kPa.

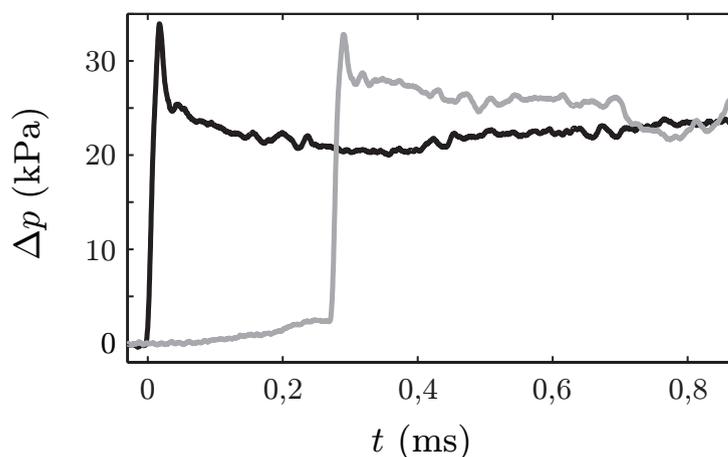


Figure 3.16 – Signal typique d’une onde de choc enregistré en bout de tube, avec une seule épaisseur d’aluminium en guise de diaphragme. On représente ici la surpression Δp en fonction du temps. Le signal au capteur 1 est en noir, celui au capteur 2 en gris. Les pics observables avant la marche de pression sont probablement des artefacts dus au temps de réponse fini des capteurs .

◆ Nombre de Mach

La mesure du délai τ entre les deux signaux dans le tube permet de remonter au nombre de Mach (cf. section 2.1.1.2) de l’onde de choc :

$$\text{Ma} = \frac{\mathcal{D}}{\tau c}, \quad (3.7)$$

avec \mathcal{D} la distance entre les deux capteurs dans le tube et c la vitesse du son dans l’air. Les plus petits chocs sont obtenus avec le parafilm et les plus intenses avec 4 épaisseurs d’aluminium, donnant des nombres de Mach compris entre $(1,05 \pm 0,01)$ et $(1,30 \pm 0,02)$.

9. Cette quantité caractérise le saut de pression entre les états ① et ② définis à la section 2.1.

◆ Reproductibilité

Nous évoquons plus haut le manque de reproductibilité pour les expériences d'explosions de pétards à mèche. Lorsque nous sommes passés au tube à choc, il a fallu s'assurer dès le départ de la reproductibilité des chocs. Si l'utilisation de papier aluminium peut paraître rudimentaire au premier abord, il s'avère en fait qu'un papier alu donné est très reproductible, et ce quel que soit le nombre de feuilles empilées. Un exemple de test de reproductibilité est donné sur la Figure 3.17. Sur le signal du deuxième capteur, il est même quasiment impossible de distinguer les 3 essais réalisés !

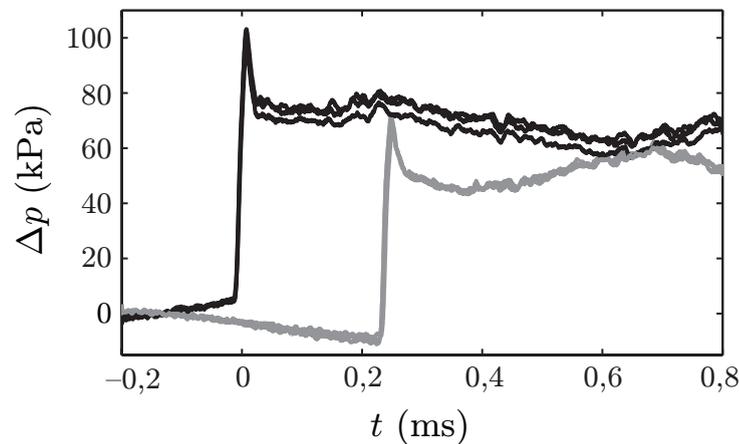


Figure 3.17 – Superposition de 3 signaux de chocs obtenus avec 3 feuilles d'aluminium en guise de diaphragme, illustrant la bonne reproductibilité de notre montage expérimental.

3.4.2.4 Onde de souffle : comparaison air/mousse

◆ Mesures de pression et reproductibilité

Les essais dans le tube s'étant révélés concluants, il a fallu refaire le même travail de caractérisation pour les signaux de pression entre les plaques, à la fois dans l'air et dans la mousse. Les essais ont été réalisés avec les plaques $30 \times 30 \text{ cm}^2$ montées à l'horizontale avec un entrefer de 3 cm.

Les deux capteurs initialement montés sur le tube sont déplacés sur la plaque supérieure et deux autres sont rajoutés si bien que nous pouvons mesurer le signal de pression en quatre points de l'espace. Les capteurs sont équidistants de $(2,05 \pm 0,05) \text{ cm}$, le premier se trouvant à $(3,1 \pm 0,1) \text{ cm}$ du centre de la plaque (Figure 3.18).

À la sortie du tube, le choc devient un souffle (cf. paragraphe 2.1.2.3). Lorsque celui-ci se propage entre les plaques dans l'air, on observe, sur chaque capteur, un signal primaire très vite rattrapé par des réflexions dues aux rebonds sur la plaque inférieure (Figure 3.19(a)). Le signal primaire présente une rapide augmentation de pression vers un premier pic, puis un creux de pression amène vers un deuxième pic d'intensité plus faible. La pression rediminue ensuite jusqu'à l'arrivée des réflexions.

Les résultats expérimentaux dans l'air ont pu être comparés à des simulations numériques réalisées par Steven Kerampran (ENSTA Bretagne) à l'aide du logiciel Star CCM+[®]

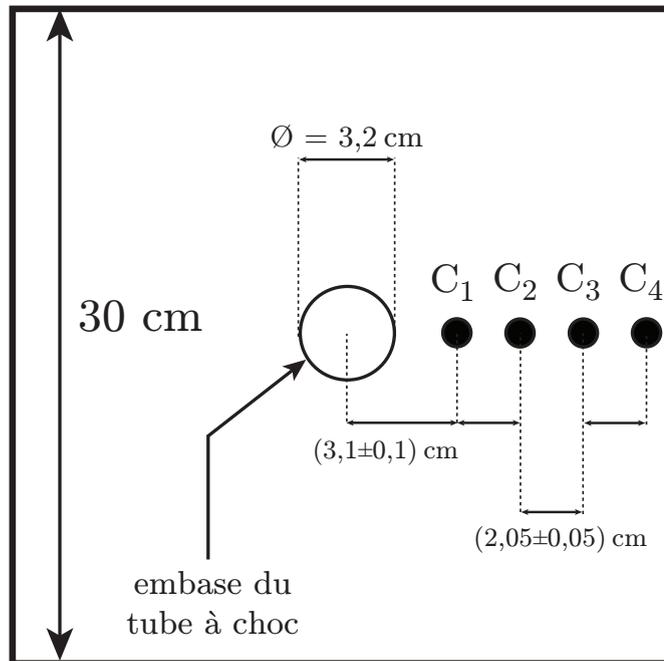


Figure 3.18 – Schéma récapitulatif — avec cotes — du placement des capteurs sur la plaque supérieure du dispositif (vue de dessus). C_1 , C_2 , C_3 et C_4 désignent les emplacements des quatre capteurs de pression.

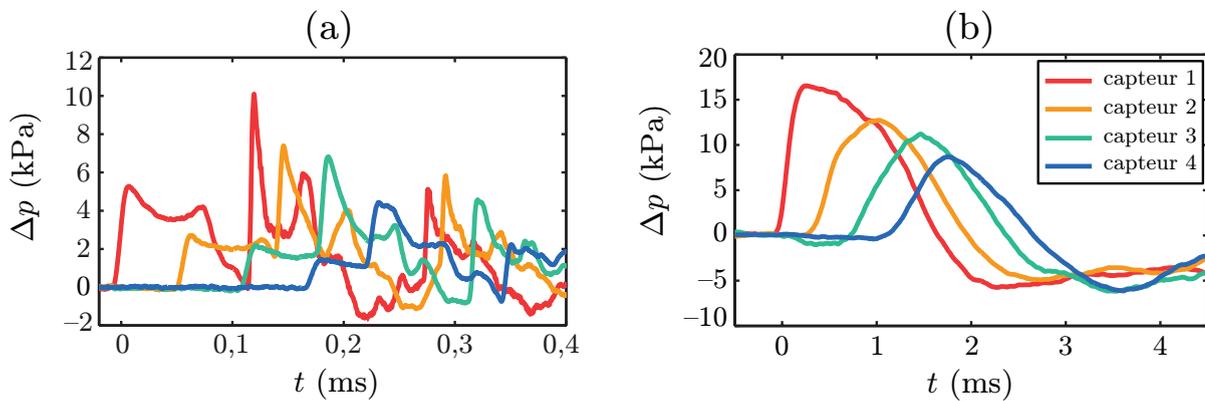


Figure 3.19 – (a) Signal de pression typique enregistré lors du passage du souffle dans l'air entre les plaques. (b) Même chose dans la mousse. Dans les deux cas, l'entrefer entre les plaques est de 3 cm et une seule feuille d'aluminium a été utilisée comme diaphragme dans le tube à choc.

(Figure 3.20). On n'y retrouve pas les creux de pression entre la montée et la descente du signal primaire, mais les amplitudes et durées des signaux sont en bon accord avec l'expérience, ce qui nous conforte dans l'idée que notre dispositif de génération d'ondes de choc est robuste.

Dans la mousse (Figure 3.19(b)), on reconnaît bien le profil d'une onde de souffle, notamment au capteur 1, avec une montée raide suivie d'une décroissance de la pression,

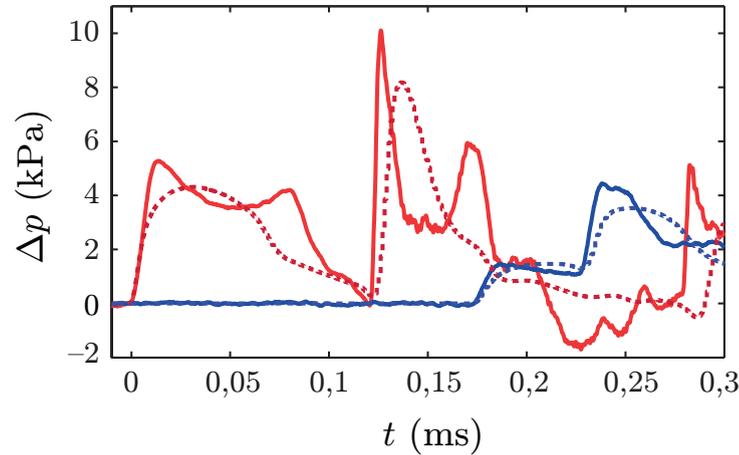


Figure 3.20 – Comparaison des signaux obtenus expérimentalement (trait plein) et par simulation numérique (trait pointillé) aux capteurs 1 et 4. L'entrefer est de 3 cm.

en passant par une dépression, avant de relaxer vers la pression atmosphérique.

Nous avons enfin terminé la caractérisation du souffle en mesurant la reproductibilité des expériences, à la fois dans l'air (Figure 3.21(a)) et dans la mousse (Figure 3.21(b)). La bonne superposition des signaux est tout à fait satisfaisante, donnant une erreur relative de 10 % environ sur l'amplitude des pics de pression.

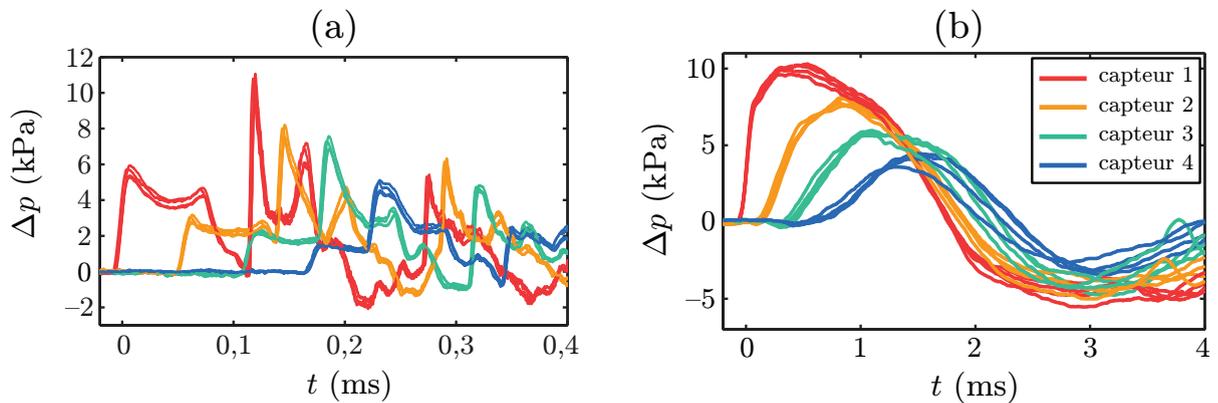


Figure 3.21 – Superposition de 4 séries de signaux de pression mesurés dans l'air (a) et dans la mousse (b) lors du passage du souffle entre les plaques illustrant la bonne reproductibilité des tirs avec le tube à choc. L'entrefer est de 3 cm et une feuille d'aluminium a été utilisée en guise de diaphragme dans le tube à choc.

Notons enfin que tous les signaux de pression présentés dans ce manuscrit ont été lissés sur 15 points, ce qui les rend plus présentables, mais ne change absolument rien à leur allure générale, comme illustré sur la Figure 3.22.

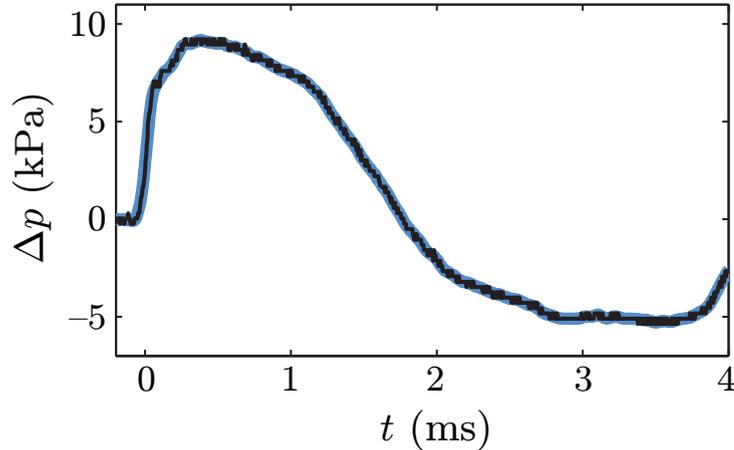


Figure 3.22 – Signal de pression mesuré dans une mousse. En noir : signaux bruts. En bleu : signaux lissés sur 15 points.

◆ Amplitude du choc dans la mousse

Nous serons amenés dans ce manuscrit à caractériser l'amplitude du choc envoyé sur la mousse. À première vue, le nombre de feuilles d'aluminium apparaît comme le paramètre naturel pour arriver à cette fin.

Cependant, le choc passe de l'air à la mousse lors de sa propagation. Il subit donc un changement de milieu, ce qui crée une onde transmise et une onde réfléchie à l'interface air/mousse, les coefficients de transmission et de réflexion étant déterminés par le contraste d'impédance acoustique¹⁰ entre les deux milieux.

Si l'impédance du gaz peut être considérée comme constante, on ne peut pas en dire autant pour la mousse. En effet, l'impédance de la mousse est $Z_f = \rho_f \times c_f$, avec c_f la vitesse du son dans la mousse. La masse volumique de la mousse varie avec la fraction liquide tandis que la vitesse du son est susceptible de varier à la fois en fonction de la fraction volumique mais aussi de la taille des bulles [Pierre *et al.*, 2014].

Nous avons alors mesuré l'évolution de l'amplitude du signal de pression au capteur 1, que l'on note P_1 , en fonction de la taille des bulles pour vérifier cette dernière assertion. Les résultats, présentés sur la Figure 3.23, montrent une diminution de l'amplitude lorsque la taille des bulles augmente, montrant ainsi que l'amplitude du choc ne peut pas être caractérisée par le nombre de feuilles d'aluminium (ou de parafilm) utilisées dans le tube.

Si l'amplitude du choc dans la mousse P_1 dépend de la taille des bulles, la pression renormalisée $\Delta\tilde{p} = \Delta p(t)/P_1$ en dépend en revanche beaucoup moins¹¹. Nous allons donc, pour simplifier, supposer que le signal est caractérisé par son amplitude P_1 , variable qui servira désormais à quantifier l'amplitude du choc au sein de la mousse.

10. L'impédance acoustique Z d'un milieu est égale au produit de la masse volumique ρ de ce milieu par la vitesse du son c dans ce même milieu : $Z = \rho c$.

11. même si les formes de front de montée diffèrent quelque peu, ce qui pourrait être associé à la destruction de la mousse [Bréda, 2015].

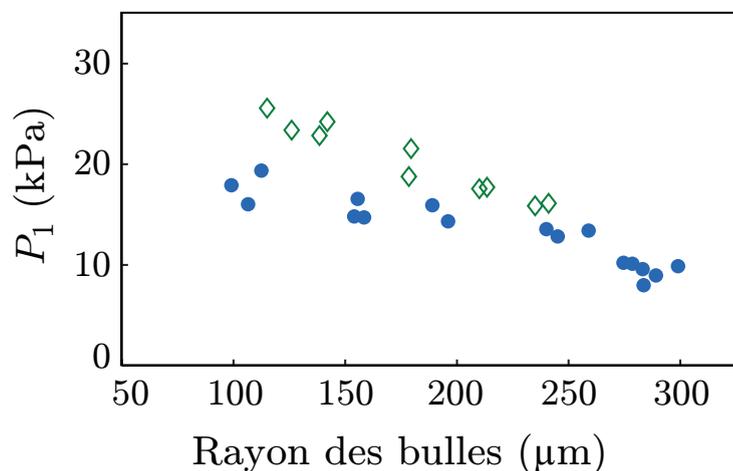


Figure 3.23 – Amplitude du premier pic de pression dans la mousse en fonction de la taille des bulles lorsque l’on utilise une feuille d’aluminium (●) ou deux (◇).

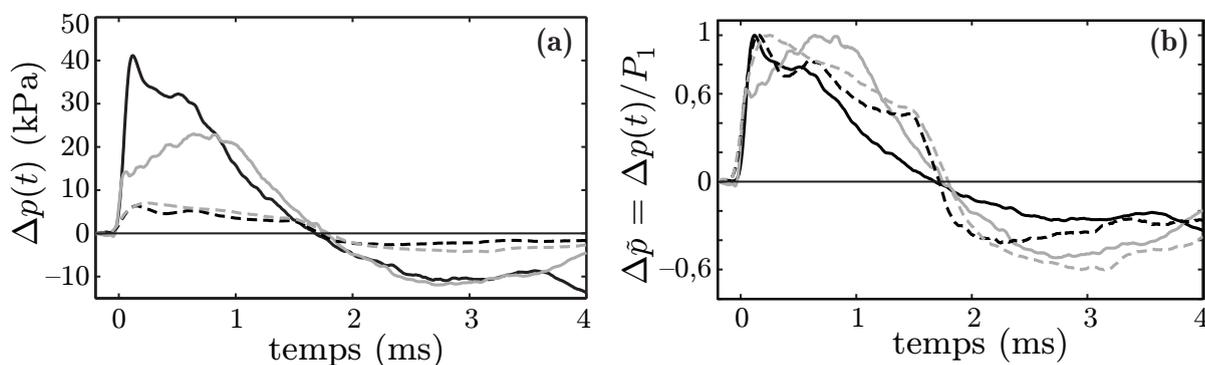


Figure 3.24 – (a) Signaux de pression bruts au capteur 1 pour des bulles de 120 μm (en noir) et de 265 μm (en gris). Les courbes en trait plein sont obtenues avec un diaphragme de 4 feuilles d’aluminium, celles en trait pointillé avec une feuille de parafilm. (b) Signaux renormalisés par l’amplitude du pic.

3.5 Expériences de choc dans de la mousse : protocole

3.5.1 Avec le mélange turbulent

Le dispositif expérimental complet utilisé avec le mélange turbulent est présenté en Figure 3.25. Nous décrivons dans les paragraphes suivants la façon dont les images et la pression sont enregistrées, avant de décrire à proprement parler le déroulement d’une expérience typique.

◆ Visualisation de la dynamique du choc

Les premiers essais de choc dans de la mousse ont été filmés en caméra rapide à 4000 images par seconde, de façon à avoir une résolution spatiale suffisante pour avoir tout

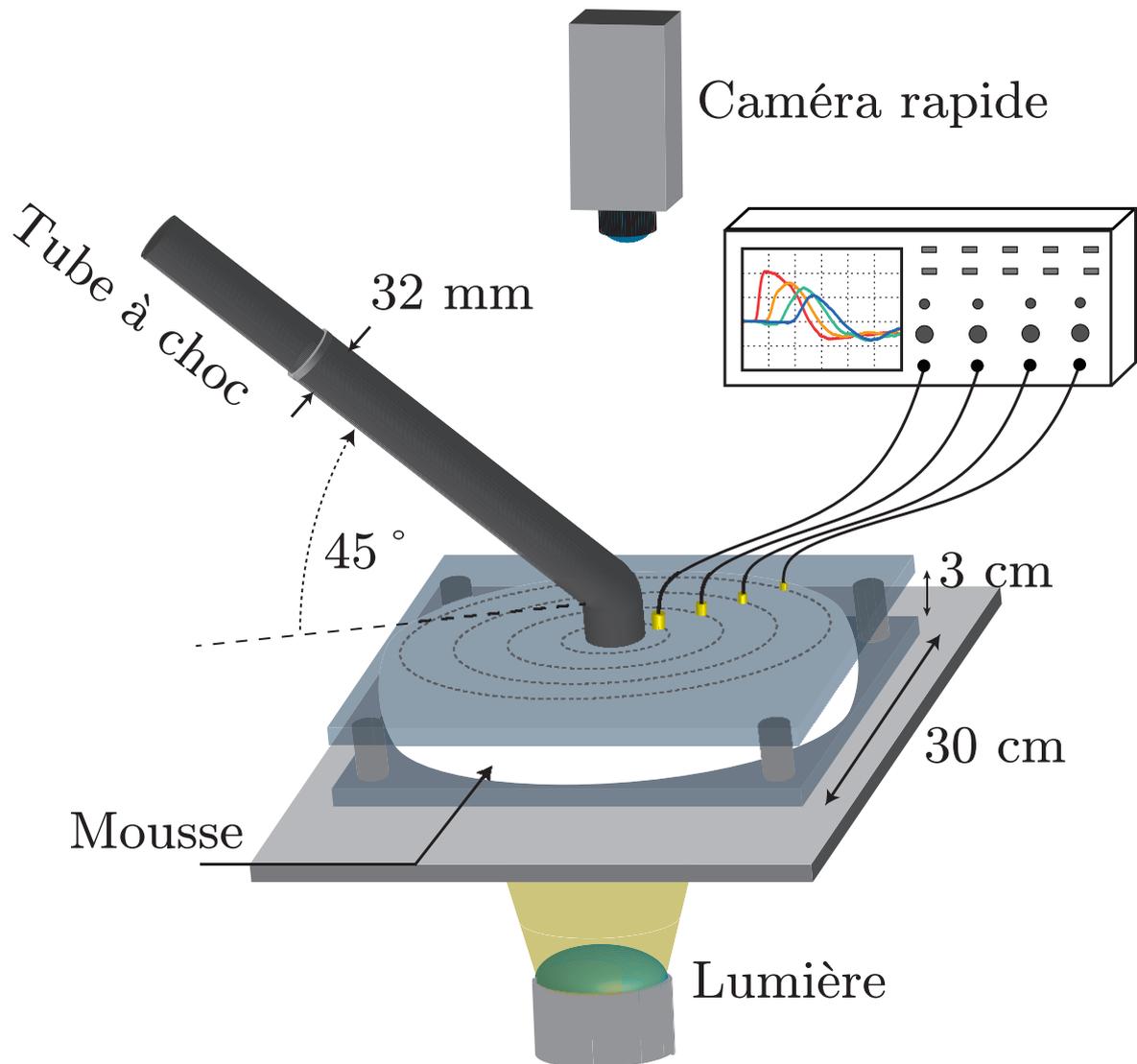


Figure 3.25 – Montage expérimental utilisé avec le mélange turbulent. Les plaques sont celles de $30 \times 30 \text{ cm}^2$ et sont disposées à l'horizontale. Le dispositif est éclairé par en-dessous pour permettre une acquisition d'images par le dessus. Le tube à choc est incliné à 45° pour éviter toute gêne lors de la visualisation. Les capteurs de pression sont reliés à un oscilloscope numérique *TDS 2004 B*.

l'échantillon de mousse dans le champ de vision (Figure 3.26(a)).

La dynamique du choc dans la mousse reste parfaitement axisymétrique, comme l'illustre la Figure 3.26(b). Cette propriété nous a alors permis de restreindre le champ de vision à un simple bandeau de mousse (de dimensions $640 \times 32 \text{ px}^2$), permettant

d'augmenter la cadence jusqu'à 57 000 images par seconde (Figure 3.26(c)). Comme nous le verrons au chapitre 5, cette résolution nous permet de détecter proprement le front d'onde lorsque celle-ci se propage dans la mousse.

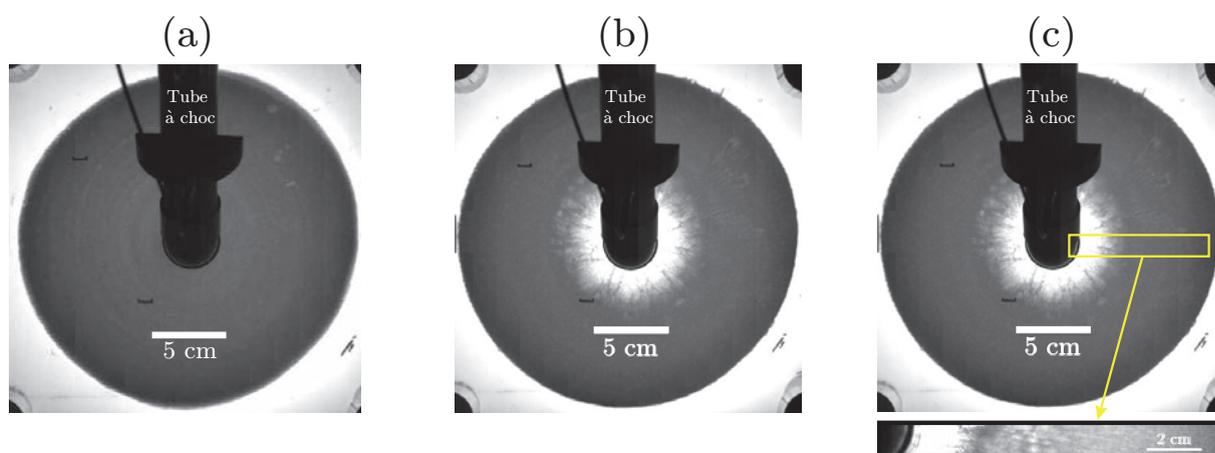


Figure 3.26 – (a) Vue de dessus d'un échantillon de mousse produite par mélange turbulent, contenue entre deux plaques transparentes. Le tube à choc est déjà greffé sur la plaque supérieure. (b) Vue identique quelques millisecondes plus tard après le passage du choc. On observe bien l'axisymétrie du système. (c) Restriction au champ de vision contenu dans le rectangle dessiné sur l'image.

◆ Mesures de pression

Les capteurs de pression sont installés sur la plaque du dessus comme montré sur la Figure 3.18, de telle sorte qu'ils affleurent la paroi. Les capteurs sont reliés à leur alimentation, elle-même connectée à l'oscilloscope, qui enregistre les signaux au passage de l'onde.

◆ Synchronisation image/pression

Dans le souci de pouvoir corréler les signaux de pression et les images enregistrées, les enregistrements du film et des signaux sont synchronisés de telle sorte que l'origine des temps corresponde à l'arrivée du signal au premier capteur.

◆ Déroulement d'une expérience typique

Une fois les plaques préparées (bon entrefer, capteurs montés et bien fixés, plaques pincées), il faut ensuite effectuer d'une part les réglages caméra/oscilloscope et d'autre part tous les réglages pour le mélange turbulent. Cela fait, on peut lancer l'écoulement de la mousse, qu'on laisse dans un premier temps s'écouler dans un seau pour lui laisser le temps de s'homogénéiser. On en profite à cet instant pour prélever un litre de mousse dans un bécher. Cette étape servira à la mesure de la fraction liquide. Le robinet est ensuite basculé de façon à poursuivre l'injection entre les plaques — qui se fait par l'embase du tube à choc sur la plaque du haut —, qui dure une quinzaine de secondes environ.

Lorsque la cellule à mousse est remplie, l'injection est coupée. Si l'expérience ne nécessite pas d'attente pour un éventuel vieillissement de la mousse, le tube à choc est immédiatement branché à la place de l'injecteur sur la plaque supérieure et le choc est envoyé sur la mousse.

Dans le cas où l'on souhaite travailler à grosses bulles, nous devons jouer sur le vieillissement de la mousse. Une fois l'injection coupée, un bouchon est placé sur l'injecteur, de telle sorte que l'on puisse retourner facilement la cellule à intervalles de temps réguliers. Sur les cinq premières minutes d'attente, le temps entre deux retournements est $\tau_{r,1} = 1$ min. Si l'on souhaite poursuivre le vieillissement plus longtemps, le délai entre deux rotations de cellule est alors $\tau_{r,2} = 30$ s. En appelant T_v le temps de vieillissement souhaité, le dernier retournement a lieu à un temps $t = T_v - \tau_{r,n}$, avec $n = 1$ ou 2 selon le cas¹². Le tube à choc est ensuite branché et le tir a lieu à $t = T_v$.

La mousse une fois choquée, il faut désormais s'attacher à rapidement prélever les bulles pour éviter un vieillissement supplémentaire trop important. La technique de prélèvement et de mesure a été décrite en détails au paragraphe 3.3.2. Le temps écoulé entre le choc et la prise de la photo est toujours inférieur à 30 s.

Passé ce stade, il faut désormais enregistrer les signaux de pression, les images caméra, sans oublier de peser le bécher pour mesurer la fraction liquide, et de terminer enfin par la vaisselle de façon à avoir un dispositif de nouveau propre (un comble quand on utilise de la mousse de savon pour faire ses expériences) et prêt à l'emploi pour l'expérience suivante.

3.5.2 Avec le rideau de bulles

L'utilisation du rideau de bulles se révèle assez similaire d'un point de vue fonctionnement. Les images et la pression sont enregistrées exactement de la même façon que celle décrite juste avant. Seules quelques étapes diffèrent lors de la réalisation d'une expérience. Le schéma du dispositif est représenté sur la Figure 3.2.

Il faut commencer par régler le débit de bullage d'une part, et le système caméra/oscilloscope d'autre part. On peut alors amorcer le bullage et contrôler la qualité de la mousse. Si celle-ci paraît correcte, on laisse le système buller en continu. Si la mousse est jugée de mauvaise qualité (trop hétérogène par exemple), on joue alors sur les différents robinets pour essayer de corriger le tir.

Lorsque le rideau bulle en continu, un petit morceau de tuyau en PVC est inséré au niveau de l'orifice qui accueillera le tube à choc. La mousse déborde à travers cette petite conduite, permettant de récupérer la sur-verse dans un bécher pour mesurer la fraction liquide. On profite de cette occasion pour récupérer un échantillon de mousse sur une lame de microscope afin de mesurer la taille des bulles, qui se fait cette fois-ci *pre-mortem*¹³. Le

12. Notons qu'il est difficile, expérimentalement parlant, de dépasser 10 min de vieillissement. En effet, au bout d'un tel délai, la mousse se déstabilise très rapidement et les retournements de cellule deviennent délicats, la mousse glissant sur les plaques.

13. Notons que l'instant de prélèvement n'a, dans cette configuration, que peu d'importance, le dispositif délivrant une taille de bulles constante.

temps écoulé entre le prélèvement et la prise de la photo est là encore toujours inférieur à 30 s.

Le tube à choc est ensuite branché et le choc est envoyé lorsque le rideau de mousse paraît bien homogène dans toute sa hauteur.

Après le tir, l'astuce est de ne surtout pas arrêter le bullage, de façon à ce qu'on puisse enchaîner sur une autre expérience directement sans avoir à retoucher aux réglages. Les signaux de pression et les images caméra sont finalement sauvegardées.

3.6 Géométrie du problème

En section 3.1 nous avons mentionné utiliser des cellules dont l'entrefer est $H = 3$ cm. Le premier capteur de pression est quant à lui situé à 3,1 cm du centre des plaques (cf. paragraphe 3.4.2.4). Nous voyons donc que l'entrefer et la position du premier capteur par rapport à l'origine sont du même ordre de grandeur. Cette configuration est telle qu'à la sortie du tube, l'onde évoluera, en bonne approximation, en géométrie cylindrique. Cette considération aura toute son importance lorsque nous étudierons l'atténuation du signal de pression au cours de la propagation (chapitre 4).

Le choix de la géométrie cylindrique a été essentiellement dicté par le besoin d'une part de limiter le drainage, et d'autre part d'avoir une transmission de lumière suffisante à travers l'échantillon. Le coefficient de transmission optique à travers une mousse est en effet donné par [Cantat *et al.*, 2013] (chapitre 5, pages 236-237) :

$$\mathcal{T} \sim \frac{\ell^*}{H} \sim \frac{\langle R \rangle}{H \sqrt{\Phi}}, \quad (3.8)$$

avec ℓ^* le libre parcours moyen des photons dans la mousse, $\langle R \rangle$ la taille moyenne des bulles, Φ la fraction liquide et H la hauteur de mousse. Pour avoir une géométrie sphérique — ou plutôt hémisphérique — l'entrefer doit être d'au moins 8 cm pour que le rebond sur la plaque du bas soit découplé du signal primaire (nous le verrons au paragraphe 3.6.2). Sachant cela, évaluons le rapport des coefficients de transmission dans chacune des géométries : $\mathcal{T}_{\text{cyl}}/\mathcal{T}_{\text{sph}} = 8/3$ à taille de bulles et fraction liquide identiques. On récupère donc presque 3 fois plus de lumière avec un entrefer de 3 cm qu'avec un entrefer de 8 cm.

Ajoutons à ce résultat le fait que, avec un entrefer de 3 cm, les images sont obtenues avec l'objectif ouvert presque à fond (entre f-1.4 et f-2.8 selon les expériences). On comprend alors bien le confort qu'offre la géométrie cylindrique pour réaliser plusieurs séries d'expériences systématiques.

3.6.1 Symétrie cylindrique

De visu, la dynamique du choc reste axisymétrique (Figure 3.26). Le problème est alors à symétrie cylindrique. Encore faut-il s'assurer de l'invariance des quantités physiques (vitesse et pression) dans la direction transverse (appelons-la z).

◆ Invariance de la vitesse

Au début de la thèse, beaucoup d'expériences ont été réalisées en champ de vision global, donnant des images semblables à celle de la Figure 3.26. Au cours de la déformation du matériau, le bord extérieur comme le bord intérieur — celui de la cavité — bougent, donnant clairement l'impression de rester droits dans la direction verticale. Ces observations renforcent l'idée que la vitesse reste invariante selon z , sans pour autant confirmer ce fait à 100 %.

◆ Invariance de la pression

Pour le champ de pression, nous pouvons être plus quantitatifs. Nous avons placé deux capteurs en regard sur chaque plaque. Une première paire a été placée au niveau du premier capteur, une autre à celle du quatrième.

Nous avons dans un premier temps travaillé à petite taille de bulles, en l'occurrence 200 μm environ, ce qui constitue notre limite inférieure atteignable, et analysé l'effet de l'amplitude du choc sur le champ de pression (Figure 3.27). Pour les basses (Figure 3.27(a)) comme les hautes (Figure 3.27(b)) amplitudes, le signal au capteur 1 est toujours plus intense sur la plaque inférieure. Il y est également détecté plus tard, ce délai venant du simple fait que l'onde parcourt plus de chemin pour rejoindre le point d'enregistrement inférieur. On constate cependant que les signaux se resuperposent parfaitement au capteur 4, quelle que soit l'amplitude du choc envoyé. La pression n'est donc pas immédiatement uniforme dans la tranche (différences au capteur 1), mais elle le devient au moins au capteur 4¹⁴.

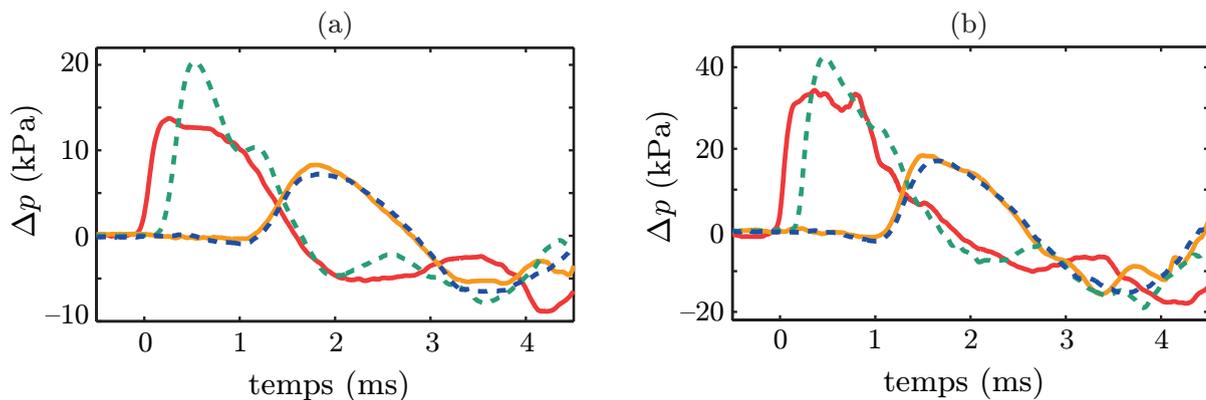


Figure 3.27 – Signaux de pression enregistrés dans la mousse aux capteurs 1 et 4 sur la plaque supérieure (signaux en trait plein) et la plaque inférieure (signaux en trait pointillé). La taille des bulles est de l'ordre de 200 μm . (a) Signaux obtenus en tirant avec une feuille d'aluminium. (b) Résultats en tirant avec 4 feuilles d'aluminium.

14. Des mesures intermédiaires aux positions 2 et 3 ont bien entendu été faites pour essayer de voir à partir de quel endroit les signaux se resuperposaient. Malheureusement, le choc mettant les plaques en vibration, les données enregistrées à ces positions sur la plaque inférieure sont restées inexploitables.

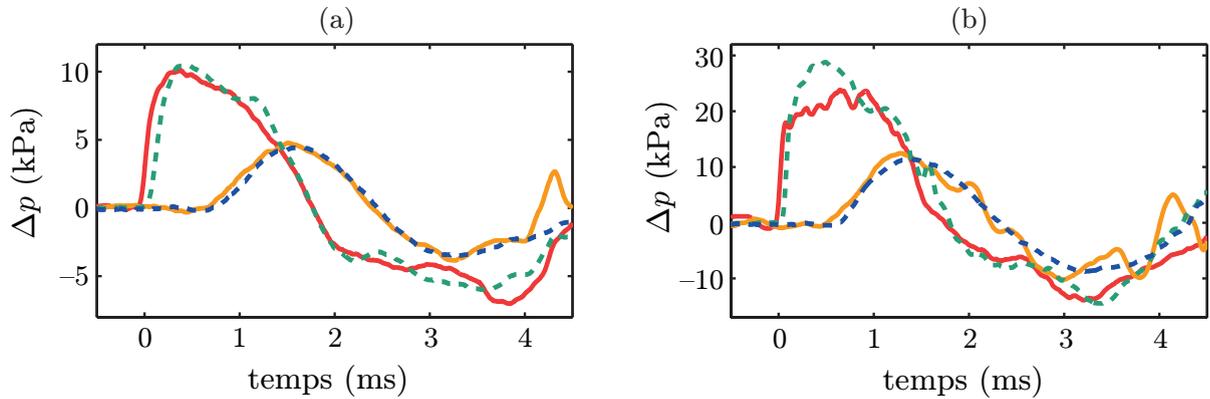


Figure 3.28 – Signaux de pression enregistrés dans la mousse aux capteurs 1 et 4 sur la plaque supérieure (signaux en trait plein) et la plaque inférieure (signaux en trait pointillé). La taille des bulles est de l’ordre de $500\ \mu\text{m}$. (a) Signaux obtenus en tirant avec une feuille d’aluminium. (b) Résultats en tirant avec 4 feuilles d’aluminium.

Regardons maintenant ce qu’il se passe à grosses bulles. Nous avons pour cela reconduit les mêmes expériences, en travaillant cette fois-ci avec des bulles de $500\ \mu\text{m}$ de diamètre, ce qui n’est pas loin de la limite supérieure atteignable avec le mélange turbulent. Le désaccord de pression au capteur 1 entre le haut et le bas est beaucoup moins prononcé dans ce cas, quelle que soit l’amplitude du choc (figures 3.28(a) et 3.28(b)). Les signaux au capteur 4 sont quant à eux toujours bien superposés.

La pression présente donc une inhomogénéité certaine au capteur 1, dont l’effet s’adoucit avec la taille des bulles. Le rapport des amplitudes bas/haut se situe toujours entre 1 et 1,5, pour une moyenne aux alentours de 1,2. Au capteur 4 en revanche, les signaux sont toujours superposés, quelle que soit l’amplitude et la taille des bulles. Ainsi, malgré les disparités observées en début de propagation, nous considérerons le champ de pression invariant selon la direction z . On écrira alors la surpression $\Delta p \equiv p(r, t)$, avec r la coordonnée radiale et t le temps.

3.6.2 Transition cylindrique - sphérique et réflexions de l’onde

Afin de vérifier la robustesse de notre géométrie, nous avons effectué plusieurs expériences de choc dans la mousse en variant l’entrefer. Nous avons ainsi testé 4 valeurs différentes : $H = 1,4\ \text{cm}$, $H = 3\ \text{cm}$, $H = 5\ \text{cm}$, et $H = 8\ \text{cm}$ (Figure 3.29). Les essais ont été réalisés dans des mousses de tailles de bulles ($\approx 150\ \mu\text{m}$) et fraction liquide ($\approx 5\%$) identiques.

Les figures 3.29(a) et 3.29(b) montrent les résultats obtenus à “petits” entrefers. Lorsque la valeur de l’interplaqué est augmentée, on observe un dédoublement de pic sur le signal primaire (Figure 3.29(c)). Ces pics sont complètement séparés lorsque l’entrefer est augmenté à $8\ \text{cm}$. Le premier pic correspond à l’onde directe se propageant radialement sur la plaque supérieure. Le deuxième, qui se dédouble par augmentation de l’entrefer, correspond au retour de l’onde qui s’est réfléchi sur la plaque inférieure.

Pour justifier cette assertion, calculons un ordre de grandeur du temps mis par l'onde pour se réfléchir sur la plaque inférieure et revenir au capteur 1. Dans une approche très simpliste, considérons l'onde comme un "rayon", qui se propagerait comme montré sur la Figure 3.30. La différence de marche entre l'onde directe et l'onde "rebond" est alors

$$\Delta \approx 2 \left(\sqrt{H^2 + d^2} - d \right), \quad (3.9)$$

le délai de détection entre les deux ondes étant alors

$$\delta t \approx \frac{\Delta}{v_{\text{onde}}}, \quad (3.10)$$

avec v_{onde} la vitesse de propagation de l'onde supposée constante.

Comme nous le verrons au chapitre 5, la vitesse de l'onde est de l'ordre de 50 m/s. En prenant $H = 8$ cm et $d \approx 1,5$ cm, nous obtenons $\delta t \approx 2,7$ ms, ce qui est exactement le délai observable entre les deux pics du capteur 1 sur la Figure 3.29(d). Dans le cas à petit entrefer, c'est-à-dire pour $H \lesssim 3$ cm, l'onde "rebond" arrive moins d'une milliseconde après l'onde directe ($\delta t \approx 0,7$ ms pour $H = 3$ cm), si bien que les deux pics sont parfaitement mélangés, comme on peut le voir sur les figures 3.29(a) et 3.29(b).

Nous observons donc une transition de géométrie lorsque l'entrefer augmente. À petit entrefer, l'onde "rebond" est combinée à l'onde directe, le tout se propageant comme une onde cylindrique. Lorsque l'entrefer augmente, l'onde voit la mousse comme un milieu infini et se propage de façon hémisphérique.

Avec un même raisonnement, il est également possible d'affirmer que les pics secondaires arrivant à partir de 4 ou 5 ms sont en fait les réflexions de l'onde sur le bord extérieur de la mousse. On voit d'ailleurs que l'ordre des signaux est inversé.

Dans cette sous-section, nous avons caractérisé les effets géométriques de notre dispositif expérimental. Les résultats que nous présentons dans ce manuscrit sont obtenus à entrefer constant et égal à 3 cm, conférant au système une géométrie purement cylindrique. Nous ne nous intéresserons par ailleurs pas aux signaux provenant de la réflexion de l'onde sur le bord extérieur de la mousse et nous limiterons notre analyse des signaux de pression aux 4 premières millisecondes.

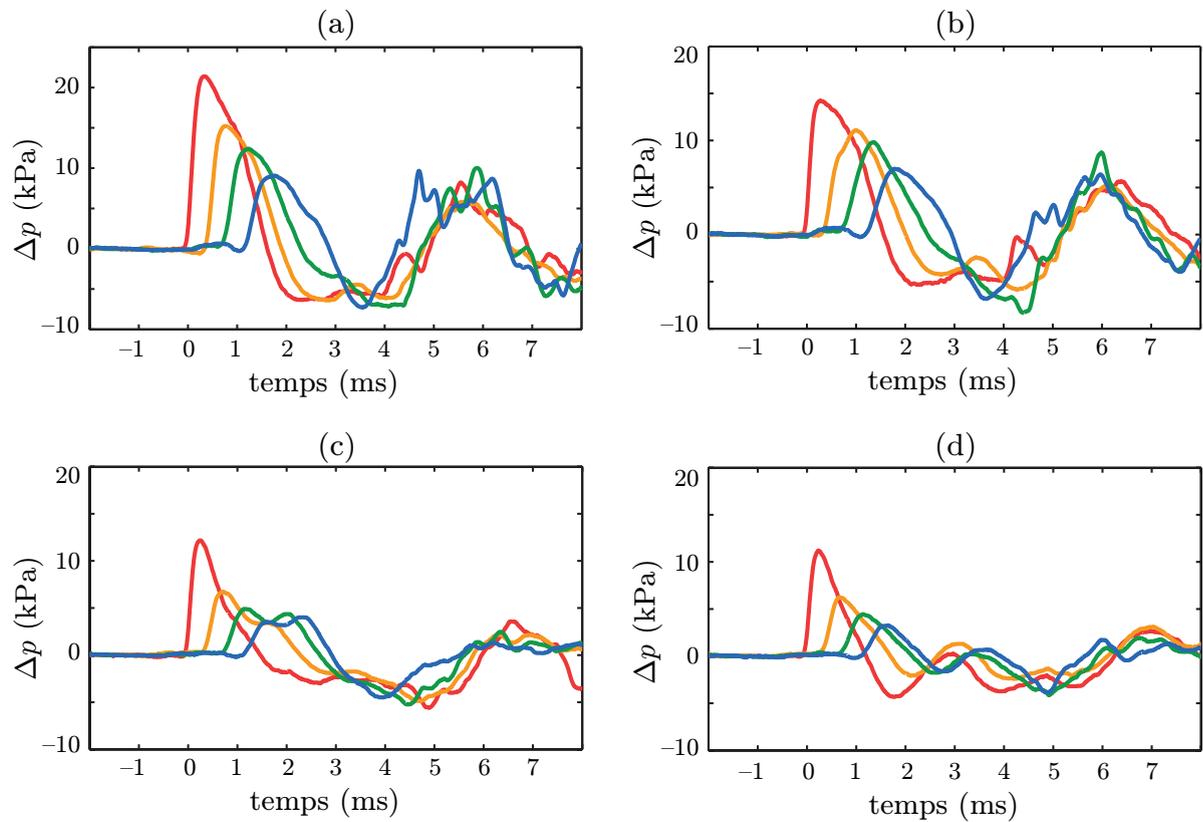


Figure 3.29 – Signaux de pression enregistrés dans la mousse après le passage de l'onde pour différentes valeurs de l'entrefer : $H = 1,7$ cm (a), $H = 3$ cm (b), $H = 5$ cm (c) et $H = 8$ cm (d).

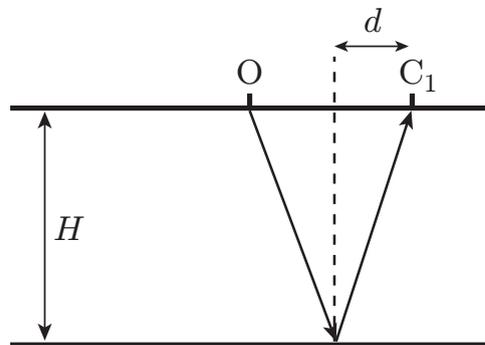


Figure 3.30 – Représentation schématique du rebond de l'onde de souffle qui revient par la suite au capteur 1.

Chapitre 4

Atténuation d'une onde de pression dans une mousse

La problématique majeure de cette thèse est d'essayer de comprendre comment une onde de choc est atténuée dans une mousse. Nous nous sommes ainsi beaucoup focalisés sur l'atténuation du signal de pression au cours de la propagation dans la mousse. Cette quantité peut être déduite directement des données expérimentales brutes. Nous montrons que l'atténuation augmente dans un premier temps avec la taille des bulles et sature à plus grandes bulles. Dans le régime de propagation linéaire, nos résultats sont confrontés à un modèle de dissipation thermique à l'échelle de la bulle. Le régime non linéaire est quant à lui comparé à des simulations numériques d'acoustique non linéaire.

Sommaire

| | | |
|------------|---|------------|
| 4.1 | Résultats expérimentaux | 86 |
| 4.1.1 | Longueur d'atténuation | 86 |
| 4.1.2 | Balayage en tailles de bulles et en amplitude | 86 |
| 4.1.3 | Balayage en fraction liquide | 88 |
| 4.1.4 | Validation en géométrie sphérique | 89 |
| 4.2 | Régime linéaire | 90 |
| 4.2.1 | Modèle de dissipation thermique | 91 |
| 4.2.2 | Comparaison expérience - théorie | 99 |
| 4.3 | Régime non linéaire | 100 |
| 4.3.1 | Méthode numérique | 100 |
| 4.3.2 | Comparaison expériences - simulations | 102 |
| 4.3.3 | Conclusion | 104 |
| 4.3.4 | Perspectives | 105 |

4.1 Résultats expérimentaux

Au cours de cette thèse, nous nous sommes essentiellement concentrés sur l'effet de la taille des bulles sur la dynamique du choc dans la mousse. Nous présentons dans cette section les résultats obtenus sur l'atténuation du signal de pression en fonction de la taille des bulles, en travaillant à fraction liquide constante : $\Phi = (4,8 \pm 0,3) \%$. Nous commençons par définir la variable que nous appelons atténuation avant de présenter les résultats à proprement parler. Les effets de la fraction liquide à taille de bulles constante seront brièvement discutés en fin de chapitre.

4.1.1 Longueur d'atténuation

Expérimentalement, l'atténuation est reliée à la façon dont l'amplitude du signal de pression décroît avec la distance. On définit alors la quantité α_{exp} telle que

$$\alpha_{\text{exp}} = \frac{P_4}{P_1}, \quad (4.1)$$

avec P_1 et P_4 les surpressions maximales enregistrées aux capteurs 4 et 1, respectivement. Notons que lorsque α_{exp} est petit, l'atténuation physique du signal est grande et inversement.

Cette quantité peut être comparée à une valeur de référence, α_{ref} , qui correspond à l'atténuation purement géométrique dans le régime linéaire et dans un cas non dissipatif. Dans notre géométrie cylindrique, nous avons

$$\alpha_{\text{ref}} = \sqrt{r_1/r_4} = 0,58, \quad (4.2)$$

r_1 et r_4 étant respectivement la position des capteurs 1 et 4 (3,1 cm et 9,25 cm respectivement).

Dans le régime linéaire, l'atténuation est modélisée par la décroissance géométrique associée à un amortissement exponentiel faisant intervenir une longueur d'atténuation ℓ_a . On peut alors écrire le coefficient d'atténuation entre les capteurs 1 et 4 comme

$$\alpha = \alpha_{\text{ref}} \exp\left[\frac{r_1 - r_4}{\ell_a}\right], \quad (4.3)$$

et ce dans le but de relier la grandeur expérimentale α et la quantité ℓ_a qui caractérise la mousse indépendamment de la géométrie.

4.1.2 Balayage en tailles de bulles et en amplitude

La Figure 4.1 montre l'évolution du rapport des surpressions défini par (4.1) en fonction de l'amplitude du choc pour six différentes tailles de bulles.

À taille de bulles donnée, α_{exp} augmente avec l'amplitude du choc. L'atténuation du signal est donc plus importante à faible amplitude. Si cette tendance est observable quelle que soit la taille des bulles, on note cependant une ségrégation nette des séries à amplitude donnée cette fois-ci, montrant un effet net de la taille des bulles sur l'atténuation.

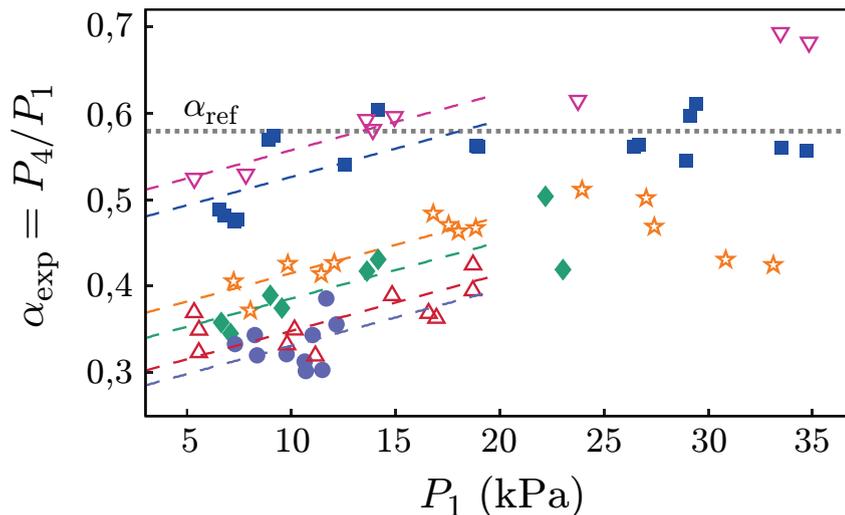


Figure 4.1 – Rapport des surpressions α_{exp} en fonction de l'amplitude du choc dans la mousse au capteur 1 pour différents rayons de bulles : 120 (∇), 185 (\blacksquare), 210 (\star), 265 (\blacklozenge), 305 (\triangle) et 535 (\bullet) μm . Les points à 305 et 535 μm ont été obtenus en utilisant le rideau de bulles (Figure 3.2), tous les autres étant issus d'expériences réalisées avec le mélange turbulent (figures 3.1 et 3.25). Les lignes pointillées sont les ajustements affines définis par la relation (4.4). La ligne en pointillés épais démarque l'atténuation géométrique α_{ref} .

Dans ce chapitre, nous étudions l'influence de la taille des bulles sur l'atténuation, dans les régimes linéaire (faibles amplitudes) et non linéaire. Dans la limite linéaire, nous avons ajusté l'atténuation par une loi affine empirique :

$$\alpha_{\text{fit}} = \alpha_0(R) + (6,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-3} P_1, \quad (4.4)$$

avec P_1 l'amplitude du signal de pression au premier capteur en Pa.

Cet ajustement est représenté sur la Figure 4.1 pour chaque série en taille de bulles. Malgré la pente imposée, l'équation (4.4) décrit bien l'évolution de l'atténuation pour chaque taille de bulles¹.

Faute de pouvoir générer des chocs assez faibles, nous n'observons pas de plateau d'atténuation dans la région des toutes petites amplitudes sur la Figure 4.1. Nous considérons donc que l'extrapolation aux surpressions nulles $\alpha_0(R)$ est pertinente pour décrire

1. Chaque série a d'abord été ajustée séparément en laissant la pente et l'ordonnée à l'origine comme paramètres libres. Les différentes pentes ont ensuite été moyennées pour imposer une pente fixe et ne laisser qu' $\alpha_0(R)$ comme paramètre ajustable, auquel est associée une barre d'erreur $\sigma(R) = \sqrt{\langle (\alpha_{\text{exp}} - \alpha_{\text{fit}})^2 \rangle}$.

l'atténuation dans le régime linéaire. Cette grandeur permet de remonter à la longueur d'atténuation expérimentale, que l'on définit en suivant la relation (4.3) :

$$\ell_a^{\text{exp}} = \frac{r_1 - r_4}{\ln\left(\frac{\alpha_0}{\alpha_{\text{ref}}}\right)}. \quad (4.5)$$

Nous représentons sur la Figure 4.2 l'évolution de α_0 avec la taille des bulles. On observe une décroissance très nette pour les petites bulles ($R \lesssim 300 \mu\text{m}$) et une saturation pour la plus grande taille de bulles. Physiquement parlant, l'atténuation du signal augmente donc jusqu'à des tailles de l'ordre de 250 - 300 μm puis paraît saturer.

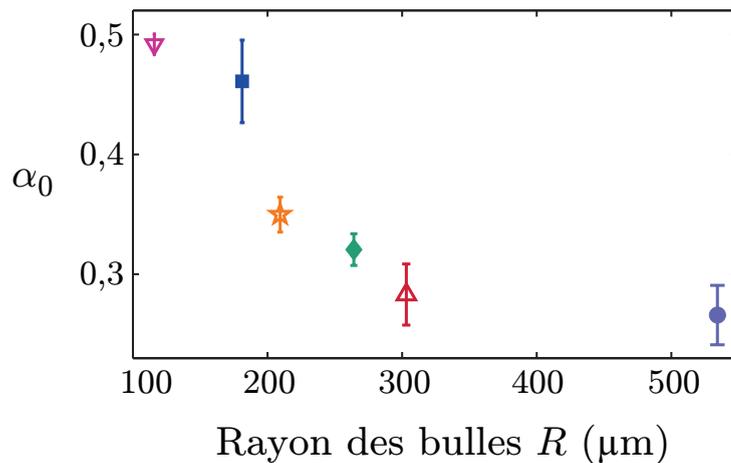


Figure 4.2 – Ordonnée à l'origine α_0 , issue de l'ajustement défini par (4.4), en fonction du rayon des bulles.

4.1.3 Balayage en fraction liquide

En plus du balayage en amplitude et en taille de bulles, nous avons également pu explorer l'espace des paramètres en fraction liquide. Pour ce faire, la première partie du travail expérimental a été de trouver des points de fonctionnement reproductibles sur le mélange turbulent. Cela fait, nous avons pu accéder à 5 valeurs de fractions liquides s'étendant sur une demie décade : $\Phi = (2,1 \pm 0,1) \%$, $\Phi = (5,0 \pm 0,2) \%$, $\Phi = (6,1 \pm 0,2) \%$, $\Phi = (7,9 \pm 0,2) \%$ et $\Phi = (10,1 \pm 0,1) \%$ ².

Étudier l'effet de la fraction liquide requiert de travailler à taille de bulles constante. Le mûrissement dépendant de la fraction liquide, comme nous avons pu le voir au travers du paragraphe 1.2, un temps d'attente fixe ne donne donc pas une taille de bulles fixe.

2. Le dispositif par mélange turbulent ne permet pas de descendre en dessous de 2 % en fraction liquide. Des fractions liquides supérieures à 10 % sont en revanche largement accessibles mais des problèmes de stabilité et de drainage (trop rapide) empêchent d'avoir des résultats fiables pour de telles valeurs.

Cela dit, le mélange turbulent fournit environ toujours la même taille de bulles initiale. Nous avons alors décidé de générer le choc très tôt après l'injection de la mousse (une vingtaine de secondes après), pour limiter l'évolution de la taille des bulles. En suivant ce protocole nous avons obtenu un rayon de bulles moyen de $95\ \mu\text{m}$ avec une erreur relative de 13 %. Toutes les tailles mesurées rentrent dans cet intervalle de confiance exceptées celles obtenues pour $\Phi = 2\%$, dont les tailles de bulles sont entre 115 et $125\ \mu\text{m}$ de rayon.

La Figure 4.3 ne montre aucune dépendance significative de α_{exp} avec la fraction liquide, les valeurs obtenues restant d'ailleurs au niveau de l'atténuation géométrique α_{ref} . Comme nous l'avons vu sur les figures 4.1 et 4.2, le signal de pression est peu atténué à petites bulles et tout laisse alors à penser que l'atténuation de l'onde est majoritairement dominée par la décroissance géométrique du signal.

Ainsi ces résultats en fraction liquide ne nous permettent-ils pas de conclure quant à un éventuel effet de ce paramètre sur l'atténuation. Il faudrait pour cela être capable de faire varier la fraction liquide à des tailles de bulles plus importantes, cette condition étant rendue difficile à cause du couplage mûrissement/drainage d'une part, et de la difficulté à effectuer des retournements de cellule à haute fraction liquide d'autre part.

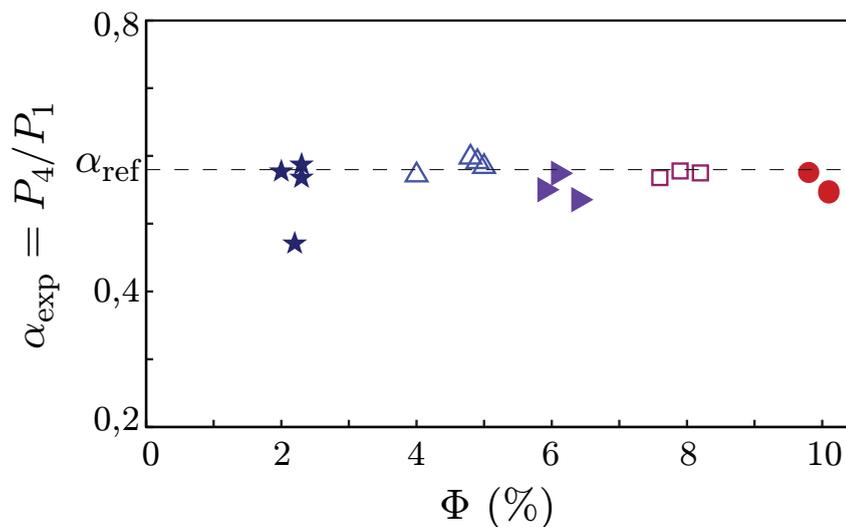


Figure 4.3 – Atténuation en fonction de la fraction liquide pour une taille de bulles moyenne de $95\ \mu\text{m}$. Les différents symboles correspondent aux différentes fractions liquides explorées : 2 % (\star), 5 % (\triangle), 6 % (\blacktriangleright), 8 % (\square), et 10 % (\bullet). La ligne pointillée indique l'atténuation géométrique $\alpha_{\text{ref}} = 0,58$ définie par (4.2).

4.1.4 Validation en géométrie sphérique

Nous avons en plus réalisé une série d'expériences en géométrie hémisphérique afin d'apprécier l'effet de la géométrie sur la longueur d'atténuation. Le dispositif expérimental utilisé est identique à celui de la Figure 3.25, à ceci près que la distance entre plaques est

$H = 8$ cm. Dans ces conditions, la limite d'atténuation géométrique est

$$\alpha_{\text{ref}}^{\text{sph}} = \frac{r_1}{r_4} \approx 0,34. \quad (4.6)$$

En géométrie sphérique, les expériences n'ont été réalisées qu'à petite amplitude, en utilisant une feuille de papier aluminium dans le tube à choc. Nous avons mesuré le coefficient d'atténuation $\alpha_{\text{exp}}^{\text{sph}}$, toujours donné par la relation (4.1), que nous représentons sur la Figure 4.4(a). La tendance affichée est similaire à celle observée en cylindrique (Figure 4.2).

N'ayant pas réalisé une étude systématique en amplitude, nous ne pouvons pas extrapoler nos données pour obtenir l'atténuation à surpression nulle. Cela étant, devant la petitesse des amplitudes explorées ($P_1 < 10$ kPa), nous nous servons directement des atténuations expérimentales pour calculer la longueur d'atténuation en géométrie sphérique *via* la relation (4.5), où α_0 doit alors être remplacé par $\alpha_{\text{exp}}^{\text{sph}}$ dans ce cas. Sur la Figure 4.4(b) nous représentons les longueurs d'atténuation en cylindrique et en sphérique en fonction de la taille des bulles. Mis à part une différence marquée pour la plus petite taille de bulles, les deux séries de données sont bien superposées et décroissent de la même façon avec R .

Nous pouvons de ce fait affirmer que la longueur d'atténuation est bien une quantité intrinsèque à la mousse et ne dépend pas de la géométrie utilisée pour l'expérience.

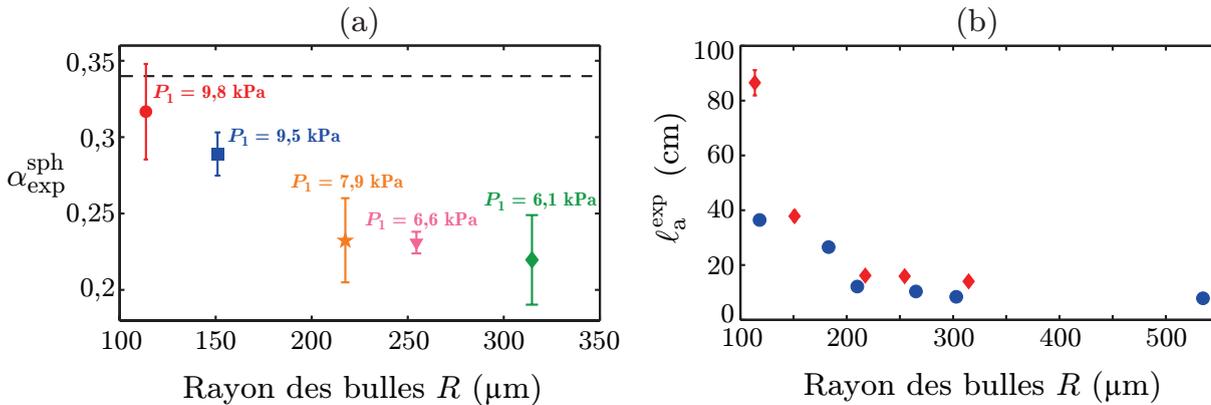


Figure 4.4 – (a) Atténuation expérimentale $\alpha_{\text{exp}}^{\text{sph}} = P_4/P_1$ en géométrie sphérique en fonction de la taille des bulles, moyennée sur quelques expériences. La ligne pointillée illustre la limite géométrique donnée par l'équation (4.6). Les surpressions moyennes au capteur 1 ont été reportées pour chaque taille de bulles. (b) Longueurs d'atténuation, calculées à partir de (4.5), dans les géométries cylindrique (cercles) et sphérique (diamants), en fonction de la taille des bulles.

4.2 Régime linéaire

Dans cette section nous analysons l'atténuation dans la régime linéaire où nous comparons les résultats expérimentaux extrapolés à un modèle de dissipation thermique à l'échelle de la bulle.

4.2.1 Modèle de dissipation thermique

Nous établissons ici un modèle de dissipation thermique à l'échelle de la bulle pour des mousses sèches ($\Phi \lesssim 10\%$) et retrouvons les lois d'échelle établies dans le cas de liquides bulleux [Prosperetti, 1991; Mujica et Fauve, 2002]. Comme nous le montrerons plus loin, ce modèle permet de retrouver les comportements observés expérimentalement sur l'atténuation du signal de pression.

Nous établissons deux lois d'échelle en taille de bulles pour la dissipation thermique. Ces deux comportements correspondent aux transformations extrêmes que peut subir le gaz, à savoir isotherme ou adiabatique. La transition d'un régime de dissipation à un autre s'opère lorsque la taille des bulles devient de l'ordre de la longueur de couche limite thermique et donne lieu à un maximum de dissipation.

4.2.1.1 Bases du modèle

Nous considérons ici la mousse comme un assemblage de bulles de rayon moyen R connectées entre elles par un réseau liquide, la fraction volumique en liquide étant Φ . Le gaz contenu dans les bulles est considéré comme un gaz parfait diatomique. Il possède une masse volumique ρ_g , une chaleur spécifique massique à pression constante c_p , et une conductivité thermique κ . Il est en outre caractérisé par un nombre sans dimension \varkappa , appelé exposant polytropique, tel que l'équation d'état approché du gaz soit

$$\frac{p}{\rho_g^\varkappa} = \text{cste}, \quad (4.7)$$

avec p la pression dans le gaz.

Dans le cas d'une transformation adiabatique, l'exposant polytropique vaut $7/5$, et 1 dans celui d'une transformation isotherme.

Les bulles sont connectées entre elles par un réseau liquide se trouvant sous la forme de films minces ou de bords de Plateau. Le liquide est de masse volumique ρ_ℓ et possède une chaleur spécifique massique à pression constante $c_{p,\ell}$.

◆ Équation constitutive et vitesse de Wood

Dans ce modèle, la mousse est considérée comme un milieu continu effectif de masse volumique $\rho = \Phi \rho_\ell + (1 - \Phi) \rho_g$, dont la pression locale p_{tot} est donnée par [Surov, 2000] :

$$p_{\text{tot}} = p_0 \left[\frac{\rho(1 - \Phi_0)}{\rho_0 - \rho \Phi_0} \right]^\varkappa, \quad (4.8)$$

avec p_0 la pression atmosphérique, ρ_0 et Φ_0 les valeurs de la masse volumique et de la fraction liquide de la mousse lorsque $p_{\text{tot}} = p_0$, et \varkappa l'exposant polytropique du gaz, pouvant varier de 1 (cas isotherme) à $\gamma = 7/5$ (cas adiabatique pour un gaz parfait diatomique).

En fonction du type de transformation subie par le gaz, la compressibilité effective de la mousse va changer, modifiant également de ce fait la vitesse de propagation de l'onde.

Une prédiction classique pour la vitesse du son linéaire dans une mousse est la vitesse de Wood [Mujica et Fauve, 2002; Ben Salem *et al.*, 2013; Pierre *et al.*, 2014, 2015]. Cette dernière est telle que

$$c_w^2 = \left. \frac{\partial p_{\text{tot}}}{\partial \rho} \right|_{\rho=\rho_0} = \frac{\varkappa p_0}{\rho_g} \frac{1}{(1 - \Phi_0) \left(1 - \Phi_0 + \frac{\rho_\ell \Phi_0}{\rho_g} \right)},$$

soit

$$c_w^2 = \frac{v_g^2}{(1 - \Phi_0) \left(1 - \Phi_0 + \frac{\rho_\ell \Phi_0}{\rho_g} \right)}, \quad (4.9)$$

où l'on retombe bien sur l'équation (1.16), v_g étant la vitesse de propagation du son dans le gaz. Avec $\Phi_0 = 4,8\%$, la vitesse de Wood isotherme ($\varkappa = 1$) est $c_w^T = 47$ m/s et celle adiabatique ($\varkappa = \gamma = 7/5$) est $c_w^S = 56$ m/s.

Nous reviendrons sur ces valeurs de vitesse du son linéaire au chapitre suivant, en montrant que les vitesses à petites bulles sont mieux adaptées au comportement isotherme, et celles à grandes bulles au comportement adiabatique.

Notons par ailleurs qu'en considérant la vitesse de Wood comme vitesse du son dans notre modèle, nous supposons que nous nous trouvons dans un régime dénué de toute résonance acoustique, la traversée de celle-ci s'accompagnant d'une augmentation brutale de la vitesse [Pierre *et al.*, 2014, 2015]. Cette hypothèse sera vérifiée *a posteriori* lorsque nous étudierons la vitesse de propagation de l'onde dans la mousse au chapitre suivant.

◆ **Ordres de grandeur** Avant de décrire le modèle de dissipation thermique à l'échelle d'une bulle, nous donnons ici quelques ordres de grandeurs sur des quantités physiques qui nous seront nécessaires dans les paragraphes suivants.

Le liquide comme thermostat Chaque bulle est entourée de la phase liquide qui joue le rôle de thermostat en restant à température constante T . Pour justifier cette assertion, analysons le rapport des capacités calorifiques à pression constante de chaque phase. On définit la capacité calorifique du gaz $C_p = \rho_g V_g c_p$, et celle du liquide : $C_{p,\ell} = \rho_\ell V_\ell c_{p,\ell}$, où V_g et V_ℓ désignent respectivement les volumes occupés par le gaz et le liquide à l'échelle d'une bulle. On a alors

$$\frac{C_p}{C_{p,\ell}} = \frac{\rho_g V_g c_p}{\rho_\ell V_\ell c_{p,\ell}}.$$

Or, $V_g/V_\ell \simeq (1 - \Phi)/\Phi$. Ainsi,

$$\frac{C_p}{C_{p,\ell}} \simeq \frac{(1 - \Phi) \rho_g c_p}{\Phi \rho_\ell c_{p,\ell}}. \quad (4.10)$$

Avec les valeurs $\rho_g \approx 1,2 \text{ kg/m}^3$, $\rho_\ell \approx 10^3 \text{ kg/m}^3$, $c_p \approx 10^3 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $c_{p,\ell} \approx 4 \cdot 10^3 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$, on montre enfin que $C_p/C_{p,\ell} \approx 5 \cdot 10^{-3}$, soit $C_p/C_{p,\ell} \ll 1$. On voit donc qu'il faut fournir 200 fois plus d'énergie pour élever la température de la phase liquide de δT par rapport à l'énergie requise pour faire le même incrément de température dans la phase gazeuse. Considérer la phase liquide comme thermostat se révèle alors être parfaitement justifié.

Notre système se compose donc finalement d'un assemblage de bulles de gaz séparées par des réservoirs de liquide jouant le rôle de thermostat. Il faut alors comprendre les mécanismes de dissipation non pas à l'échelle de la mousse, mais à celle d'une bulle.

Longueur thermique et longueur d'onde effective Lorsque l'onde de compression atteint une bulle, la pression à l'intérieur de celle-ci augmente typiquement de $\delta \approx 10^4 \text{ Pa}$ pendant un temps caractéristique $\tau \approx 1 \text{ ms}$.

Cette durée permet de définir une première longueur caractéristique λ qui représente la largeur spatiale du front d'onde de compression :

$$\lambda = c_w \tau \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ m} , \quad (4.11)$$

où nous avons pris $c_w \approx 50 \text{ m/s}$.

Par ailleurs, à $t = \tau$, la longueur thermique typique est

$$\ell_T = \sqrt{\mathcal{D}\tau} \approx 10^{-4} \text{ m} , \quad (4.12)$$

où l'on a introduit la diffusivité thermique $\mathcal{D} = \frac{\kappa}{\rho_g c_p} \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$.

On constate alors que l'épaisseur de la couche limite thermique est très petite devant λ , mais est en revanche du même ordre de grandeur que le rayon des bulles. C'est cet élément clef qui va permettre d'expliquer les résultats expérimentaux présentés en 4.1.

◆ Correction à la solution non dissipative

Notre raisonnement se base sur une hypothèse majeure, à savoir le fait que les longueurs d'atténuation thermiques sont grandes devant l'extension spatiale du front d'onde λ . Cette assertion, qui sera vérifiée *a posteriori*, nous permet de nous baser sur les propriétés de propagation d'une onde non dissipative auxquelles nous rajoutons des corrections de dissipation d'énergie [Landau et Lifshitz, 1968] (chapitre 8, §77, pages 298 - 300).

Dans le cadre de cette hypothèse, nous pouvons écrire l'énergie associée à l'onde pour une bulle :

$$E_0 \sim \rho_0 u^2 R^3 ,$$

où ρ_0 désigne la masse volumique de la mousse³ au repos, u la vitesse matérielle et R le rayon d'une bulle. En acoustique linéaire, la vitesse matérielle est telle que $u \sim \frac{\delta p}{\rho_0 c_w}$

3. C'est bien la mousse en tant que telle qui doit être prise en compte ici. Nous considérons en effet la mise en mouvement de tout le système.

[Landau et Lifshitz, 1968] (chapitre 8, §63, page 247), ce qui donne finalement pour l'énergie de l'onde non dissipée :

$$E_0 \sim \frac{\delta p^2}{\rho_0 c_w^2} \times R^3 . \quad (4.13)$$

On peut alors chercher des corrections dissipatives à cette solution de départ. De façon générale, la présence de gradients (de vitesse, de température, de concentration...) conduit à la création d'entropie et donc à la dissipation d'énergie. C'est ce que nous discuterons autour de l'équation (A.12).

Le terme de création d'entropie faisant intervenir les gradients de température s'écrit [Landau et Lifshitz, 1968] (chapitre 5, §49, page 186) :

$$\left. \frac{dS}{dt} \right|_{\text{thermique}} \equiv \dot{S}_{\text{thermique}} = \int \kappa \frac{(\nabla T)^2}{T^2} d\tau, \quad (4.14)$$

La variation temporelle d'énergie mécanique étant $\dot{E} = -T \dot{S}$ [Landau et Lifshitz, 1968] (chapitre 8, §77, page 298), on obtient alors une loi d'échelle pour la variation temporelle de l'énergie associée à la dissipation thermique :

$$\dot{E}_{\text{thermique}} \sim \frac{\kappa}{T} (\nabla T)^2 \Omega_{\text{diss}} , \quad (4.15)$$

avec Ω_{diss} le volume dans lequel s'opère la dissipation dans une bulle.

Les équations (4.13) et (4.15) permettent de définir une longueur d'atténuation définie comme suit [Landau et Lifshitz, 1968] (chapitre 8, §77, pages 299 - 300) :

$$\frac{1}{\ell_a^{\text{thermique}}} = \frac{|\dot{E}_{\text{thermique}}|}{2 c_w E_0} . \quad (4.16)$$

Les équations (4.13), (4.15) et (4.16) forment les considérations de base que nous allons utiliser pour établir les lois d'échelle de dissipation thermique au sein d'une bulle dans les paragraphes suivants.

Notons par ailleurs que lors du passage de l'onde, le gaz contenu dans les bulles peut subir toute sorte de transformation thermodynamique entre deux extrêmes : la transformation adiabatique et la transformation isotherme. Nous ne décrivons que ces deux types de transformation par la suite.

4.2.1.2 Limite adiabatique

Commençons par étudier le cas où le gaz subit une transformation quasi-adiabatique, c'est-à-dire sans échange de chaleur avec l'extérieur en dehors des couches limites thermiques à la surface des bulles. Dans l'hypothèse où les longueurs d'atténuation sont

grandes devant λ (ce qui implique des dissipations faibles), il est raisonnable de supposer que malgré l'irréversibilité du phénomène la loi de Laplace⁴ pour un gaz parfait reste valable, à savoir

$$pV^\gamma = \text{cste} \quad \text{ou} \quad pT^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} = \text{cste}. \quad (4.17)$$

En différenciant cette équation par rapport aux variables p et T , il est alors possible d'estimer l'élévation de température δT_S dans la bulle en fonction de la surpression δp appliquée :

$$\delta T_S = \frac{\delta p}{\rho_g c_p} \approx 10 \text{ K}, \quad (4.18)$$

où nous avons utilisé les valeurs de ρ_g et c_p introduites plus haut.

Pendant la compression, la température au sein de la bulle est égale à $T + \delta T_S$ et varie spatialement sur une distance caractéristique $\ell_T < R$ proche du réservoir de liquide (Figure 4.5).

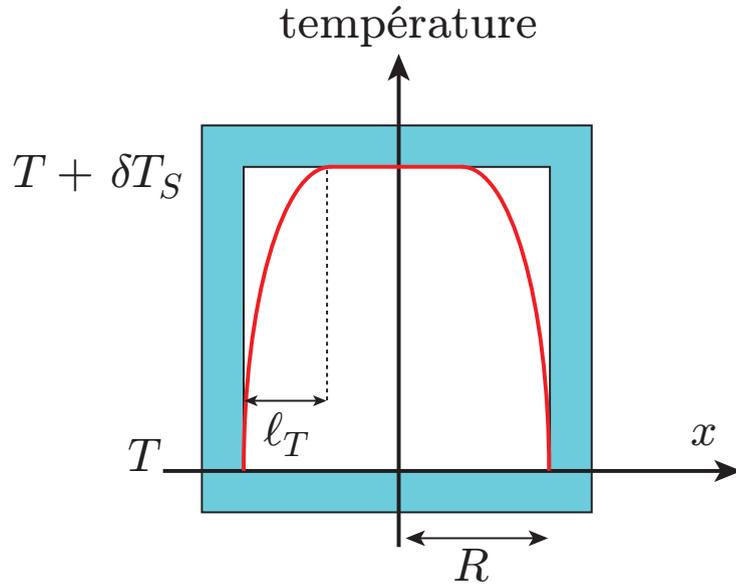


Figure 4.5 – Représentation schématique de la distribution de température dans une bulle comprimée lors d'un processus adiabatique.

Dans cette configuration, le volume de dissipation est $\Omega_{\text{diss}} \sim R^2 \ell_T$ et le gradient de température $\nabla T \sim \delta T_S / \ell_T$. La décroissance d'énergie est alors, d'après (4.15), (4.18) et (4.12) :

$$\dot{E}_s \sim \frac{\kappa}{T} \frac{(\delta T_S)^2}{\ell_T} R^2 \sim \frac{1}{\rho_g c_p T} \sqrt{\frac{\kappa}{\rho_g c_p \tau}} (\delta p)^2 R^2 \quad (4.19)$$

4. Cette loi ne doit pas être confondue avec celle de Young-Laplace, qui, en mécanique des fluides, relie la différence de pression entre deux milieux à la courbure de l'interface les séparant.

À partir des équations (4.13), (4.19) et (4.16), on en déduit finalement la longueur d'atténuation thermique dans le cas adiabatique :

$$\frac{1}{\ell_a^s} = \frac{\dot{E}_s}{2 c_w E_0} \sim \frac{1}{R} \times \frac{c_w \rho_0}{\rho_g c_p T} \sqrt{\frac{\kappa}{\rho_g c_p \tau}}. \quad (4.20)$$

En prenant $\tau \approx 1$ ms et $R \approx 100$ μm , on obtient $\ell_a^s \approx 10$ cm. Si cette valeur n'est que légèrement supérieure à celle de λ obtenue plus haut, la valeur de R que nous avons prise pour faire ce calcul minore les tailles expérimentalement accessibles. Pour des rayons de 250 μm , on a plutôt $\ell_a^s \approx 25$ cm⁵.

4.2.1.3 Limite isotherme

Analysons désormais le cas opposé, celui où le gaz subit une compression isotherme, ou du moins quasi-isotherme. Contrairement à la limite adiabatique, la différence de température n'est pas connue dans cette situation et c'est justement l'écart au comportement isotherme que l'on souhaite caractériser (Figure 4.6).

Le travail mécanique effectué sur une bulle est $\delta W \sim p \delta V$, avec δV la variation de volume. Par ailleurs, si la transformation subie par le gaz est isotherme, alors l'énergie du gaz reste constante, en vertu de la loi de Joule. De ce fait, le travail est égal (en module) à l'échange de chaleur δQ entre le gaz contenu dans la bulle et la phase liquide :

$$\delta Q \sim p \delta V. \quad (4.21)$$

Le processus étant isotherme, nous pouvons de plus utiliser la loi de Boyle-Mariotte ($pV = \text{cste}$), qui permet de réécrire (4.21) en fonction de la variation de pression δp appliquée sur la bulle⁶ :

$$\delta Q \sim R^3 \delta p. \quad (4.22)$$

Cet échange de chaleur est assuré par conduction thermique *via* l'existence d'un petit gradient de température ∇T_T . Ceci nous permet d'utiliser la loi de Fourier et de trouver une nouvelle loi d'échelle pour la chaleur échangée :

$$\delta Q \sim \kappa \nabla T_T R^2 \tau, \quad (4.23)$$

les échanges se faisant à travers une surface de l'ordre de R^2 sur un temps τ .

Comme représenté schématiquement sur la Figure 4.6, la longueur caractéristique sur laquelle les gradients s'établissent n'est plus l'épaisseur de couche limite thermique mais

5. Gardons par ailleurs à l'esprit que ces calculs, effectués en lois d'échelles, ne font pas ressortir de préfacteurs, ces derniers n'étant pas nécessairement d'ordre unité.

6. En effet, en différenciant la loi de Boyle-Mariotte nous obtenons $p dV + V dp = 0$, ce qui conduit à $dV = -\frac{V}{p} dp$. Le volume de la bulle suivant une loi d'échelle en R^3 , nous retrouvons alors bien l'équation (4.22).

la taille de la bulle R . Ainsi, le gradient de température dans la limite isotherme suit-il une loi d'échelle telle que

$$\nabla T_T \sim \frac{\delta T_T}{R}, \quad (4.24)$$

avec δT_T l'augmentation de température dans la bulle. Le volume de dissipation devient quant à lui $\Omega_{\text{diss}} \sim R^3$.

En combinant les relations (4.22) et (4.24), on obtient la loi d'échelle finale pour l'échange de chaleur :

$$\delta Q \sim \kappa \delta T_T R \tau. \quad (4.25)$$

Les équations (4.22) et (4.25) permettent alors d'estimer l'élévation de température dans la bulle :

$$\delta T_T \sim \frac{R^2 \delta p}{\kappa \tau} \approx 5 \text{ K}. \quad (4.26)$$

Nous pouvons maintenant écrire la décroissance d'énergie dans la limite isotherme :

$$\dot{E}_T \sim \frac{\kappa}{T} \frac{(\delta T_T)^2}{R^2} R^3 \sim \frac{R^5 (\delta p)^2}{T \kappa \tau^2}. \quad (4.27)$$

En utilisant les équations (4.13), (4.15) et (4.27), on en déduit finalement la longueur d'atténuation thermique dans la limite isotherme :

$$\frac{1}{\ell_a^T} = \frac{\dot{E}_T}{c_w E_0} \sim R^2 \times \frac{c_w \rho_0}{\kappa T \tau^2}. \quad (4.28)$$

En prenant $R \approx 100 \mu\text{m}$, $\tau \approx 1 \text{ ms}$ et $T \approx 300 \text{ K}$, on obtient $\ell_a^T \approx 25 \text{ cm}$, qui est une valeur supérieure à λ . Notons cette fois-ci que la longueur d'atténuation est inversement proportionnelle à R^2 . En prenant la valeur maximale du rayon expérimentalement accessible, c'est-à-dire $R \approx 500 \mu\text{m}$, on trouve $\ell_a^T \approx 10 \text{ cm}$.

4.2.1.4 Longueur d'atténuation visqueuse

Nous venons de le voir, l'existence de gradients de température conduit à la dissipation d'énergie. Ces dissipations thermiques (isotherme ou adiabatique) doivent être comparées à la dissipation visqueuse, cette dernière faisant intervenir les viscosités de cisaillement, η , et dilatationnelle, ζ .

De la même façon dont nous avons caractérisé les longueurs d'atténuation thermique, nous pouvons refaire le même travail en raisonnant sur les termes visqueux de l'équation (A.12), et définir une longueur d'atténuation visqueuse ℓ_a^v telle que [Landau et Lifshitz, 1968] (chapitre 8, §77, page 300) :

$$\ell_a^v \sim \frac{\frac{4}{3}\eta + \zeta}{c_w^3 \tau^2}. \quad (4.29)$$

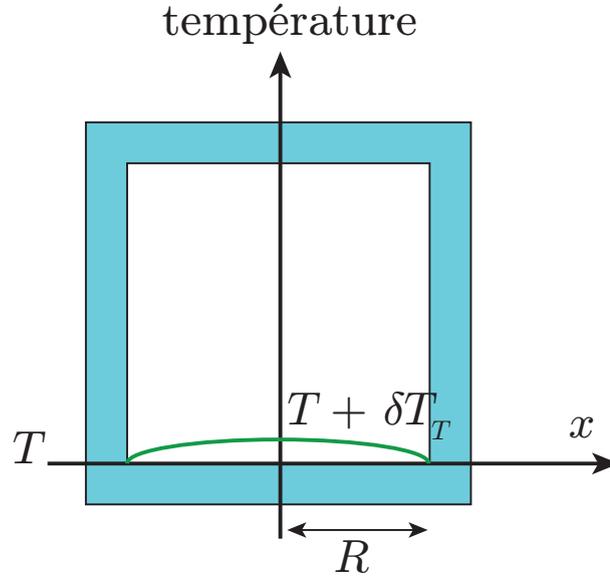


Figure 4.6 – Représentation schématique de la distribution de température dans une bulle comprimée lors d'un processus quasi-isotherme.

L'ordre de grandeur de cette longueur n'est *a priori* pas connu, la viscosité effective d'une mousse dépendant du taux de cisaillement. Cela dit, pour des fréquences de l'ordre de la centaine de Hz, des mesures rhéologiques ont reporté des valeurs de viscosité de cisaillement entre 0,1 et 1 Pa.s en fonction du type d'interfaces considéré [Gopal et Durian, 2003; Krishan *et al.*, 2010]. En supposant alors qu'à plus hautes fréquences la viscosité reste de cet ordre de grandeur et que la viscosité dilatationnelle est du même ordre de grandeur que celle de cisaillement, nous pouvons alors estimer $\ell_a^v \approx 2$ m.

Devant cette valeur, et toujours sous les hypothèses évoquées, nous pouvons donc *a priori* supposer que la dissipation visqueuse est négligeable devant la dissipation thermique.

4.2.1.5 Viscosité effective

Quelle que soit leur origine physique, tous les processus de dissipation jouent le rôle d'une viscosité effective qui peut s'écrire sous la forme [Landau et Lifshitz, 1968] (chapitre 8, §77, page 300)

$$\nu_{\text{eff}} = \frac{c_w^3 \tau^2}{\ell_a}, \quad (4.30)$$

avec ℓ_a la longueur d'atténuation d'un processus de dissipation (thermique, visqueuse...) et ν_{eff} la viscosité cinématique effective.

En reprenant les équations (4.28) et (4.20) on obtient une loi d'échelle pour la viscosité effective dans les cas isotherme et adiabatique :

$$\nu_{\text{eff}}^T \sim R^2 \times \frac{\rho_0 c_w^4}{\kappa T} \implies \nu_{\text{eff}}^T \propto R^2, \quad (4.31)$$

et

$$\nu_{\text{eff}}^S \sim \frac{1}{R} \times \frac{\rho_0 c_w^4 \tau^{3/2}}{\rho_g c_p T} \sqrt{\frac{\kappa}{\rho_g c_p}} \implies \nu_{\text{eff}}^S \propto \frac{1}{R}. \quad (4.32)$$

Ayant négligé la dissipation visqueuse, la viscosité effective est ici purement pilotée par la dissipation thermique. D'après les équations (4.31) et (4.32), la viscosité effective croît en R^2 à petites bulles ($R < \ell_T$) et décroît en $1/R$ à grandes bulles ($R > \ell_T$). Le changement de comportement s'effectue pour une taille de bulles critique $R_c \approx \ell_T$, cette taille correspondant à un maximum de la viscosité effective et donc à un maximum d'atténuation.

4.2.2 Comparaison expérience - théorie

Le modèle de dissipation établi au paragraphe 4.2.1 prédit deux comportements dissipatifs en fonction de la taille des bulles, le recoupement des comportements correspondant à un maximum d'atténuation.

Dans l'optique de comparer nos résultats expérimentaux à ce modèle, nous définissons une viscosité cinématique expérimentale ν_{exp} telle que

$$\nu_{\text{exp}} = b \frac{c_w^3 \tau^2}{\ell_a^{\text{exp}}}, \quad (4.33)$$

avec b un préfacteur numérique d'ordre unité, et ℓ_a^{exp} la longueur d'atténuation déduite des expériences, définie par l'équation (4.5).

Le préfacteur $b = 1,2$ a été choisi de telle sorte que la viscosité définie par (4.33) soit en meilleur accord possible avec les simulations numériques, dont nous parlerons au prochain paragraphe. Nous avons alors pu calculer les viscosités expérimentales pour chaque taille de bulles explorée (Figure 4.7). Ces données sont ensuite dans un premier temps ajustées par une loi de dissipation isotherme dont le meilleur ajustement est trouvé avec la formule suivante :

$$\nu_{\text{fit}}^T = 0,4 \times \frac{c_w^3 \tau^2}{\ell_a^T}. \quad (4.34)$$

Cet ajustement montre un bon accord avec les données expérimentales jusqu'à des rayons de bulles de 300 μm environ. Le dernier point à 500 μm est en revanche incompatible avec cette augmentation quadratique de la viscosité avec R . Cette valeur de rayon devenant grande devant l'épaisseur de couche limite thermique $\ell_T \approx 100 \mu\text{m}$, cela suggère que l'on atteint alors la limite de dissipation thermique adiabatique. Nous définissons alors un second ajustement dans la limite adiabatique qui prend la forme suivante :

$$\nu_{\text{fit}}^S = 7 \times \frac{c_w^3 \tau^2}{\ell_a^S}. \quad (4.35)$$

Cette dernière quantité est tracée sur la Figure 4.7 et réconcilie les données expérimentales avec le modèle précédemment établi.

En ayant supposé que la vitesse de propagation était égale à celle de Wood, nos résultats dans le régime linéaire montrent donc l'existence potentielle d'un maximum d'atténuation différent de celui apparaissant lors de la résonance acoustique [Monloubou *et al.*, 2015].

Bien sûr, il faut rester prudent vis-à-vis de cette transition isotherme-adiabatique, qui ne repose pour l'instant que sur un point expérimental. Des expériences complémentaires, avec différents gaz, sont prévues à l'automne 2015 pour confirmer ou amender ce scénario basé sur la dissipation thermique.

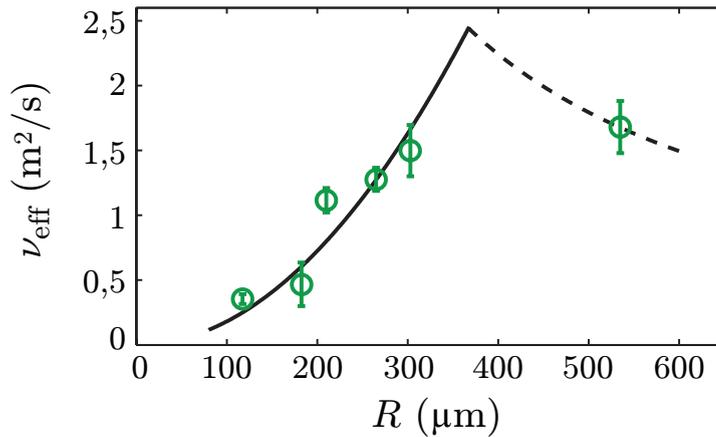


Figure 4.7 – Viscosité effective en fonction de la taille des bulles. Les cercles évidés sont les viscosités déduites expérimentalement avec la formule (4.33) où le préfacteur b est égal à 1,2. La courbe en trait plein représente le modèle de dissipation thermique isotherme et celui en pointillés la dissipation thermique adiabatique.

4.3 Régime non linéaire

Nous discutons dans cette section le comportement de l'atténuation dans le régime non linéaire. La description de ce régime nécessite l'utilisation d'outils numériques, développés par Isabelle Cantat, que nous décrivons dans le paragraphe ci-après.

4.3.1 Méthode numérique

Un modèle minimal pour décrire le comportement de la mousse consiste à considérer un milieu continu compressible (de masse volumique au repos ρ_0) et visqueux, dans lequel se propage une onde sonore dans un régime faiblement non linéaire. Nous avons basé nos simulations numériques sur les équations de l'acoustique non linéaire développées jusqu'au second ordre. L'établissement de ces équations est traité en détails en annexe A.

4.3.1.1 Équations de l'acoustique non linéaire

La surpression est la variable naturelle pour décrire notre problème. Nous l'exprimons comme suit :

$$p(r, t) = p_{\text{tot}}(r, t) - p_0, \quad (4.36)$$

avec p_{tot} la pression totale et p_0 la pression atmosphérique.

L'équation de propagation est obtenue en effectuant un développement à l'ordre 2 en surpression et en vitesse des équations de Navier-Stokes, en tenant compte de la compressibilité et de l'axisymétrie du problème (géométrie cylindrique). Nous obtenons alors [Morse et Ingard, 1986] (chapitre 14, §4, page 866) :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \left(p + \frac{\nu}{c_w^2} \frac{\partial p}{\partial t} \right) - \frac{1}{c_w^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\rho_0 \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) u^2 + \frac{\Gamma}{\rho_0 c_w^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2}, \quad (4.37)$$

avec c_w la vitesse du son dans le régime linéaire — ici prise comme étant celle de Wood — et u la vitesse radiale de la mousse. Γ est un paramètre sans dimension qui, pour un gaz parfait d'exposant polytropique κ , s'écrit

$$\Gamma = -\frac{\kappa - 1}{2} \leq 0. \quad (4.38)$$

Enfin, ν représente un coefficient de dissipation effectif ayant la dimension d'une viscosité cinématique. Ce paramètre peut en fait contenir n'importe quel effet dissipatif (mécanique, thermique...) [Landau et Lifshitz, 1968] (chapitre 8, §77, pages 298-300). Il constitue **le seul paramètre ajustable** dans nos simulations numériques.

Les termes visqueux n'ayant été gardés qu'au premier ordre, le domaine de validité des simulations est de ce fait limité par les conditions $p \ll p_0$ et $\nu \ll c_w^2 \tau$, où c_w représente toujours la vitesse de Wood et τ la durée typique de la surpression. Avec $\tau \approx 1$ ms et $c_w \approx 50$ m/s, la dernière condition donne $\nu \ll 3$ m²/s.

L'équation de conservation de la masse permet de fermer le problème et n'a besoin d'être développée qu'à l'ordre 1 :

$$\frac{1}{c_w^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) u = 0. \quad (4.39)$$

4.3.1.2 Validation du code

Les équations (4.37) et (4.39) sont résolues numériquement sous Matlab[®] en utilisant un schéma implicite.

Avant de simuler la propagation dans la mousse, nous avons utilisé une solution analytique en onde plane pour vérifier le fonctionnement du code. En géométrie plane, une solution stationnaire non linéaire est de la forme [Landau et Lifshitz, 1968] (chapitre 9, §87, pages 337-340)

$$p = p_0 + \Delta p \left[1 + \tanh \left(\frac{x - vt}{\delta} \right) \right], \quad (4.40)$$

avec Δp la surpression au travers du choc, δ l'épaisseur de l'onde de choc, donnée par :

$$\delta = \frac{4\nu\rho_0 c_w}{\Delta p(1-\Gamma)}, \quad (4.41)$$

et v la vitesse de propagation telle que

$$v = c_w \left(1 + \frac{1 - \Gamma}{2 \rho c_w^2} \Delta p \right). \quad (4.42)$$

En plaçant numériquement le capteur 1 loin de la source, et en utilisant l'équation (4.40) comme condition en ce point, l'accord entre la simulation et la solution analytique s'est révélé être très bon, avec une erreur relative inférieure au pourcent sur la vitesse et sur la largeur du choc.

Nous avons par ailleurs également vérifié la conservation de l'énergie en géométrie cylindrique axisymétrique dans le cas non-visqueux à petite amplitude. Dans ce régime-là, l'énergie acoustique volumique est proportionnelle au carré de la surpression [Landau et Lifshitz, 1968] (chapitre 8, §63, page 247, équation 63.11 et §64, page 250, équation 64.1). Nous avons ainsi calculé la quantité $\int_0^\infty r p^2 dr$, qui varie de moins d'un pourcent entre les capteurs 1 et 4 dans le cas d'une viscosité tendant vers zéro.

Nous avons donc un code fiable simulant la propagation d'une onde acoustique dans un régime faiblement non linéaire dans un milieu newtonien. Nous allons maintenant simuler la propagation d'une telle onde dans une mousse.

4.3.1.3 Simulation numérique

Le code nécessite de se donner une forme de signal comme condition aux limites à la frontière intérieure du domaine de résolution, qui est en fait la position du premier capteur. Nous avons alors utilisé un ajustement purement phénoménologique à 4 paramètres ajustables pour reproduire la forme du signal au premier capteur :

$$p_1^{\text{fit}}(t) = 4M \left(\frac{t - t_1}{t_2 - t_1} \right)^m \left[1 - \left(\frac{t - t_1}{t_2 - t_1} \right)^m \right], \quad (4.43)$$

où M , t_1 , t_2 et m sont des paramètres ajustables. M représente le pic de surpression, t_1 et t_2 les deux instants de passage de la pression par zéro, et m un exposant compris entre 0 et 1. Nous reviendrons en détails sur ces ajustements au chapitre 6, lorsque nous traiterons le problème de la rupture de la mousse. Le signal de pression ajusté au capteur 1 constitue la condition initiale de notre problème et le signal évolue ensuite selon l'équation de propagation. La Figure 4.8 donne un exemple de signal ajusté par l'équation (4.43) et de l'évolution du signal en temps et en espace. L'ajustement phénoménologique reproduit bien le signal expérimental au capteur 1. Aux capteurs 2 à 4, l'accord en vitesse et en amplitude est satisfaisant, mais la forme du signal n'est pas exactement retrouvée.

4.3.2 Comparaison expériences - simulations

À partir des simulations, nous calculons le rapport des surpressions numériques, que nous notons α_{num} . Cette quantité est tracée sur la Figure 4.9. Le coefficient de viscosité

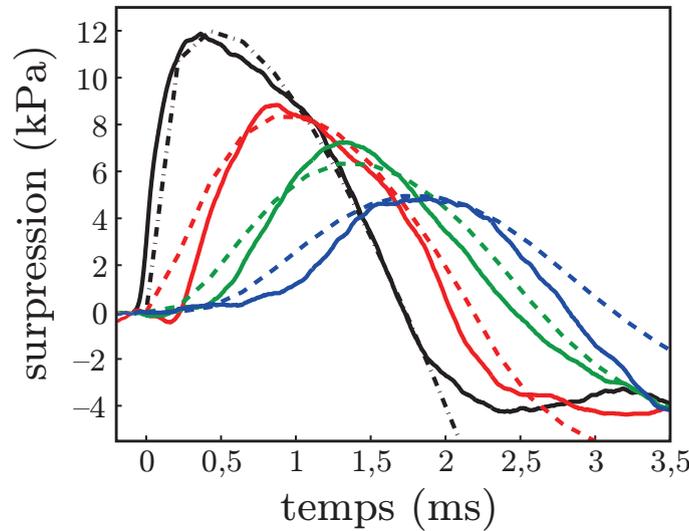


Figure 4.8 – En trait plein : signaux de pression expérimentaux pour une taille de bulles de $210\ \mu\text{m}$. La courbe en pointillés alternés courts-longs représente l’ajustement au capteur 1 issu de l’équation (4.43). Les signaux en trait pointillé sont ceux récupérés après simulation numérique dans un cas isotherme ($\varkappa = 1$) avec un coefficient de dissipation $\nu = 1,1\ \text{m}^2/\text{s}$. La valeur obtenue ici reflète le meilleur ajustement pour cette expérience. Elle est proche de la valeur de $1,5\ \text{m}^2/\text{s}$ choisie pour l’ensemble des expériences réalisées à une taille de bulles de $210\ \mu\text{m}$.

effective ν_{num} a été choisi afin d’avoir le meilleur accord possible entre l’atténuation numérique et l’ajustement affine défini par (4.4). Nous avons trouvé $\nu = 0,17\ \text{m}^2/\text{s}$, $0,25\ \text{m}^2/\text{s}$ et $1,5\ \text{m}^2/\text{s}$ pour ajuster au mieux les tendances correspondant à des tailles de bulles de 120 , 185 et $210\ \mu\text{m}$ respectivement. Ces valeurs de viscosités cinématiques effectives sont 5 à 6 ordres de grandeur supérieures à celle de l’eau. Le code ne nous permet pas d’explorer les plus grandes atténuations.

Dans la limite des petites amplitudes, et des petites viscosités, nous retrouvons bien l’atténuation géométrique $\alpha_{\text{ref}} = 0,58$. En prolongeant les résultats numériques aux surpressions nulles, nous retombons également sur les valeurs de α_0 calculées à partir de (4.4) pour les trois courbes auxquelles nous comparons nos résultats.

Dans le régime non linéaire, les pentes expérimentales sont bien reproduites par le numérique pour $P_1 \lesssim 20\ \text{kPa}$. Ce bon accord semble montrer que la viscosité effective est indépendante de l’amplitude de l’onde.

À plus grandes tailles de bulles ($R \gtrsim 500\ \mu\text{m}$), nous n’arrivons pas à simuler numériquement la propagation de l’onde. Il est probable que nous atteignons de trop fortes viscosités rendant le code instable.

Le code explose aussi lorsqu’il s’agit d’explorer les plus grandes amplitudes. Cela pourrait s’expliquer par le fait que nous sortions du régime faiblement non linéaire. Cela étant, le développement des équations s’effectuant à l’ordre 2 en surpression, nous devrions en principe pouvoir accéder à ce régime. Il est également possible que la destruction de la

mousse joue un rôle à grande amplitude sur l'allure du signal de pression, modifiant alors α . Cette dernière hypothèse ouvre la porte à des études plus approfondies sur le sujet.

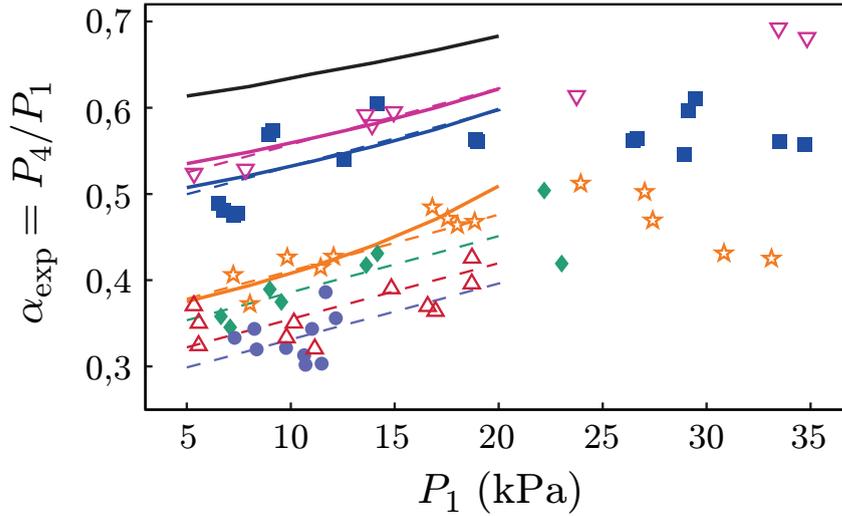


Figure 4.9 – Rapport des surpressions α_{exp} en fonction de l'amplitude du choc dans la mousse au capteur 1 pour différentes tailles de bulles. Les conventions sur les symboles et les couleurs sont identiques à celles adoptées sur la Figure 4.1. Les droites en pointillés représentent toujours l'ajustement empirique défini par (4.4). Les courbes en trait plein sont les atténuations mesurées à partir des simulations numériques, pour des viscosités numériques ν_{num} égales à (en allant de haut en bas) : 0,001 ; 0,17 ; 0,25 et 1,5 m^2/s . La première viscosité représente un milieu non visqueux tandis que les trois autres représentent respectivement les meilleurs accords pour les séries à 120 (∇), 185 (\blacksquare), 210 (\star) μm .

4.3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'atténuation d'une onde de pression créée par un tube à choc dans une mousse liquide de composition chimique donnée. L'amplitude du choc et la taille des bulles ont été variées en maintenant la fraction liquide constante.

Les résultats expérimentaux montrent une augmentation de l'atténuation avec la taille des bulles dans un premier temps, avant d'observer une saturation pour de plus grandes bulles.

Dans le régime linéaire, cet effet est expliqué par un modèle de dissipation thermique établi à l'échelle de la bulle. Lorsque les bulles sont petites devant l'épaisseur de la couche limite thermique, le gaz est comprimé de façon quasi-isotherme et le coefficient de dissipation croît quadratiquement avec la taille des bulles. En revanche, lorsque les bulles sont grandes devant l'épaisseur de la couche limite thermique, le gaz est comprimé de façon adiabatique, menant à une deuxième loi d'échelle donnant un coefficient de dissipation décroissant en $1/R$.

Si ces deux comportements prédisent théoriquement un maximum de dissipation, celui-ci n'a pu être observé expérimentalement, faute d'avoir accès à la bonne taille de bulles.

Des simulations numériques d'une onde de pression dans un milieu continu compressible et dissipatif ont également été menées pour décrire le régime faiblement non linéaire et capturent les comportements expérimentaux aux petites tailles de bulles ($R \lesssim 210 \mu\text{m}$).

4.3.4 Perspectives

Beaucoup de questions et de travaux demeurent cependant sur ce sujet. Nous évoquons ici le travail restant expérimentalement pour caractériser plus en détails l'atténuation.

Nous avons obtenu de nombreux points dans la partie croissante de la dissipation avec la taille des bulles. Nous n'en avons en revanche qu'un seul dans la partie décroissante (limite adiabatique). La génération d'une taille de bulles autour du maximum d'atténuation prédit par le modèle de dissipation thermique présente un intérêt certain dans le but de consolider la validité de ce modèle. Il serait par ailleurs très intéressant de générer des bulles encore plus grosses ($R > 600 \mu\text{m}$) de façon à caractériser proprement la décroissance de l'atténuation. Si obtenir de plus grosses bulles est réalisable expérimentalement (en utilisant les frittés les plus gros avec le rideau de bulles par exemple), il est en revanche plus délicat d'obtenir toujours la même fraction liquide et de bien la contrôler.

Dans le même état d'esprit, il sera intéressant d'étudier l'atténuation en changeant le gaz contenu dans les bulles. En effet, comme nous l'avons vu au cours de ce chapitre, l'aspect thermique est très important. On peut alors se demander quelle serait l'allure des résultats pour un gaz ayant des propriétés thermiques très différentes du diazote. Un moyen expérimental simple d'y parvenir serait d'utiliser du gaz fluoré (hexafluorethane, C_2F_6), dont la diffusivité thermique est dix fois plus petite que le diazote, et dont la masse volumique est près de 10 fois plus grande. Ces deux propriétés confèrent alors au C_2F_6 une longueur thermique typique 10 fois **plus petite** que celle de l'azote. Dans la gamme de tailles de bulles explorée, nous ne devrions donc observer que le régime adiabatique. Cette étude fera l'objet d'un stage de laboratoire à l'automne 2015.

Chapitre 5

Vitesse de propagation de l'onde dans la mousse

Une quantité importante que l'on peut déduire des données expérimentales brutes est la vitesse de propagation de l'onde dans la mousse. Nous décrivons dans un premier temps les outils d'analyse d'images nécessaires pour obtenir la vitesse, avant de présenter comment cette quantité physique évolue en fonction de nos paramètres, à savoir, la taille des bulles, l'amplitude du choc, et la fraction liquide. En variant la fraction liquide à taille de bulles constante, nous montrons que la vitesse suit une loi de décroissance prédite par l'acoustique linéaire dans un milieu continu effectif (vitesse de Wood). À fraction liquide constante, nous montrons que la loi de Wood est obtenue à basse amplitude et qu'une vitesse plus importante est obtenue à grande amplitude. Les comportements de la vitesse avec l'amplitude du choc sont par ailleurs capturés à la fois théoriquement et numériquement.

Sommaire

| | | |
|------------|--|------------|
| 5.1 | Traitement des données pour obtenir la vitesse | 108 |
| 5.1.1 | Récupération du profil du front | 108 |
| 5.1.2 | Vitesse de front | 112 |
| 5.2 | Résultats expérimentaux | 113 |
| 5.2.1 | Balayage en fraction liquide | 114 |
| 5.2.2 | Balayage en tailles de bulles et en amplitude | 115 |
| 5.3 | Discussion | 117 |
| 5.3.1 | Régime linéaire loin de la source | 117 |
| 5.3.2 | Régime faiblement non linéaire loin de la source du choc | 122 |
| 5.3.3 | Origines de la vitesse $v_{f,1}$ à grande taille de bulles | 124 |
| 5.3.4 | Perspectives : vers la prise en compte de la dispersion | 127 |
| 5.4 | Confrontation aux résultats d'acoustique linéaire | 129 |

5.1 Traitement des données pour obtenir la vitesse

En pratique, nous pouvons mesurer la vitesse de propagation de l'onde soit à partir des signaux de pression, soit à partir des images prises en caméra rapide.

La première solution est une méthode directe mais elle s'avère néanmoins délicate. En effet, le signal de pression tend à se déformer au cours de la propagation. Il est de ce fait difficile de définir une vitesse absolue pour l'onde. On peut en revanche définir une vitesse de “pied” — qui consiste à mesurer le délai entre signaux au pied de la montée du signal de pression — ou une vitesse de “maximum” où l'on mesure le délai entre les pics de pression. Ces deux techniques restent cependant très imprécises : la mesure de la vitesse de pied nécessite de se donner un seuil de pression, la valeur du délai entre signaux pouvant largement varier en fonction de ce seuil. Il est de plus possible que du bruit résiduel vienne perturber la mesure si le seuil est choisi trop bas. D'autre part, si la valeur du maximum d'un signal est bien définie, sa position l'est beaucoup moins, notamment aux capteurs lointains, le signal étant très plat. Cet effet engendre une barre d'erreur importante sur la vitesse de maximum, qui s'avère alors peu fiable. Nous en arrivons alors à un compromis qui est de mesurer le délai à mi-hauteur de montée entre chaque signal. En plus de réduire la barre d'erreur sur la vitesse, cette alternative se trouve être en bonne adéquation avec la vitesse mesurée à l'image, comme nous allons le voir plus loin.

Une deuxième solution consiste à mesurer la vitesse à partir des images, dont les résolutions spatiale et temporelle sont suffisantes pour observer le passage de l'onde au sein de la mousse. Cela nous permet alors de récupérer la position du front au cours du temps et donc *a posteriori* la vitesse. C'est cette méthode que nous décrivons en détails dans ce paragraphe.

Notons enfin que nous utiliserons tantôt l'une, tantôt l'autre méthode, en privilégiant celle qui offre la meilleure précision.

5.1.1 Récupération du profil du front

Considérons ici un film enregistré par la caméra, à la cadence F (en images par seconde), contenant Q images, chaque image étant enregistrée au format TIFF sur 16 bit. La Figure 5.1 illustre une image typique enregistrée lors d'une expérience.

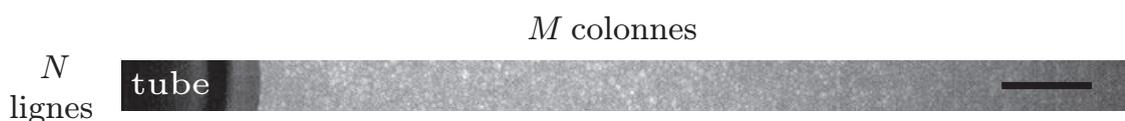


Figure 5.1 – Image typique enregistrée par la caméra lors d'une expérience. On distingue une partie du tube à choc sur la gauche. La barre noire indique 1 cm. Chaque image est une matrice de taille $N \times M$.

Les étapes de traitement de données que nous présentons ci-après se font toutes sous Matlab[®].

◆ Diagramme spatio-temporel

La première étape du traitement d'images consiste à moyenner chaque image sur sa hauteur (c'est-à-dire ses lignes), de telle sorte que l'image moyennée soit un vecteur de taille $1 \times M$. Cette opération est répétée pour les Q images du film.

Une matrice \mathcal{S} de taille $Q \times M$ est définie de telle sorte que la q -ième ligne ($1 \leq q \leq Q$) soit la q -ième image moyennée. Chaque image moyennée représentant un pas de temps, et le nombre de colonnes représentant la dimension spatiale, cette matrice \mathcal{S} constitue donc un **diagramme spatio-temporel** (Figure 5.2).

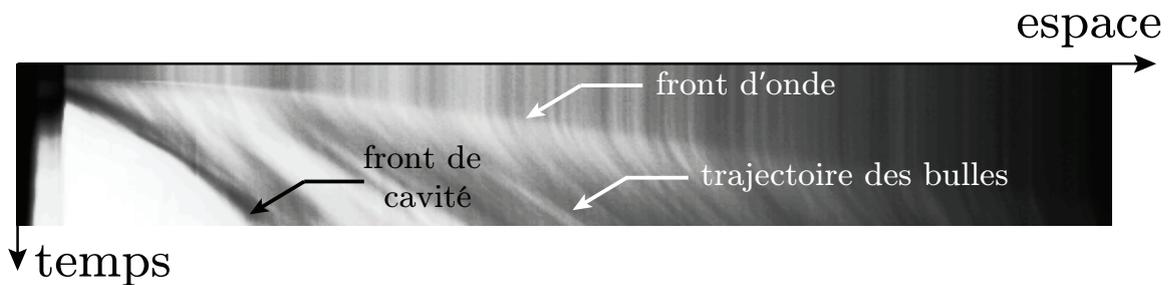


Figure 5.2 – Diagramme spatio-temporel brut après traitement d'images. On distingue nettement les fronts d'onde et d'ouverture de cavité, ainsi que les trajectoires des bulles à la paroi

Deux lignes caractéristiques apparaissent lors d'une telle représentation. La première correspond au front d'onde se propageant dans la mousse. C'est cette ligne qui nous intéresse dans cette partie et dont nous souhaitons récupérer le profil. La seconde est le bord de la cavité qui s'ouvre dans la mousse après l'arrivée du choc. Nous en discuterons dans le chapitre 6.

Les traits verticaux que l'on observe avant le passage de l'onde sont en fait les bulles à la paroi. Elles jouent alors le rôle de traceurs purement passifs. On les voit d'ailleurs se déplacer une fois l'onde passée, comme illustré sur la Figure 5.2. Ces trajectoires seront rediscutées au chapitre 6.

◆ Soustraction et filtrage

Pour mettre encore mieux en évidence le front d'onde, le diagramme spatio-temporel est soustrait à un diagramme spatio-temporel "statique", qui est en fait une duplication de la première image, où la mousse est au repos, Q fois. La Figure 5.3 donne un aperçu du type d'image que cette opération peut donner.

Afin de réduire le bruit, cette image subit un lissage bidimensionnel, c'est-à-dire une convolution par une matrice carrée ne contenant que des 1, normalisée par le nombre d'éléments [Geraud, 2013]. Dans notre cas, nous avons utilisé le filtre $\mathcal{F}_{\text{blur}}$, défini comme suit :

$$\mathcal{F}_{\text{blur}} = \frac{1}{9} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.1)$$

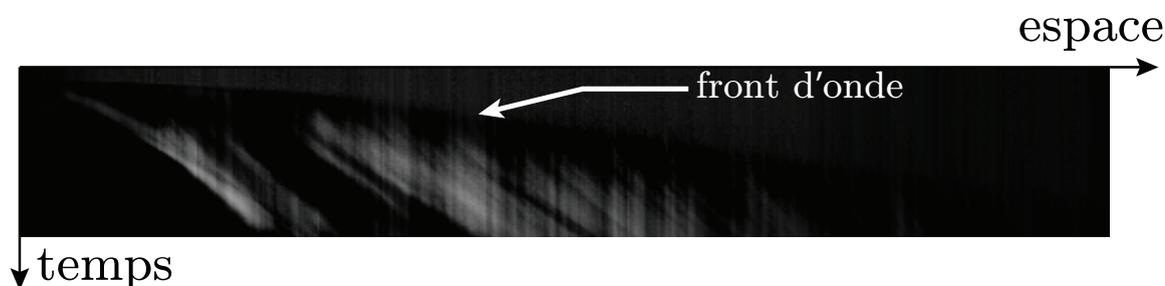


Figure 5.3 – Image obtenue par soustraction du spatio-temporel statique à celui de la Figure 5.2.

En regardant de nouveau la Figure 5.3, on observe une forte variation de niveau de gris lorsque l'on traverse la ligne de front. On utilise alors un filtre de Sobel. Ce type de filtre localise les gradients de niveaux de gris et est très utilisé en détection de contour. Le filtre utilisé dans notre analyse est celui défini par la relation (5.2). Il localise l'augmentation des niveaux de gris vers le haut de l'image¹.

$$\mathcal{F}_{\text{Sobel}} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -2 & -1 \end{pmatrix}. \quad (5.2)$$

En appliquant les relations (5.1) et (5.2) à l'image de la Figure 5.3, on obtient l'image présentée sur la Figure 5.4.

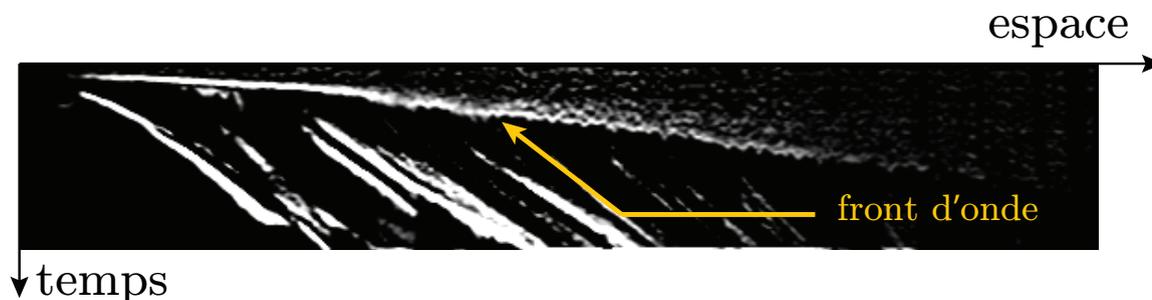


Figure 5.4 – Spatio-temporel lissé et filtré. La ligne de front est maintenant parfaitement démarquée.

◆ Récupération du profil

On isole ensuite la ligne de front en passant en noir tout le reste de l'image. Il ne reste alors plus qu'à récupérer la position du front à proprement parler.

Pour ce faire, on repère la position du maximum de niveau de gris sur chaque colonne de l'image, chaque point récupéré définissant la position du front pour un instant donné.

1. Le filtre de Sobel défini par l'équation (5.2) met bien en évidence les gradients verticaux vers le haut de l'image du fait de son expression. La localisation de gradients horizontaux nécessiterait de travailler avec la transposée de la matrice définie par (5.2).

L'opération terminée, la position du front est tracée sur le spatio-temporel initial pour s'assurer du bon fonctionnement de la détection (Figure 5.5).

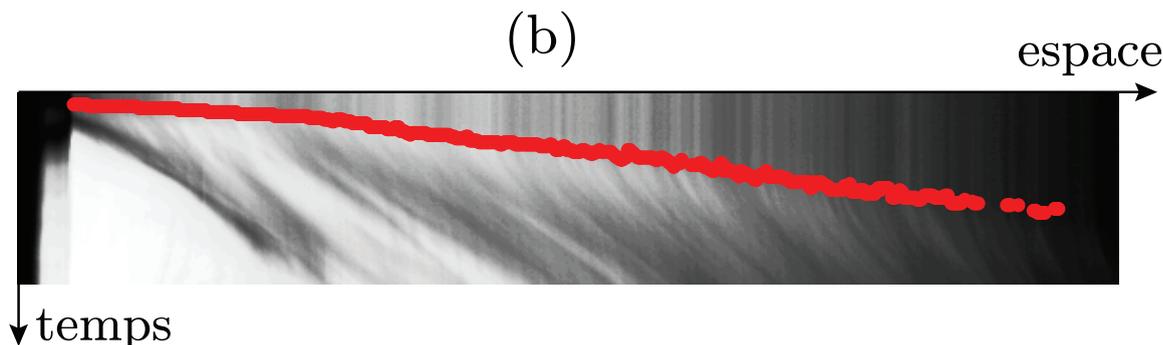


Figure 5.5 – Superposition du profil de front récupéré (points rouges) avec le spatio-temporel brut issu de la Figure 5.2.

Une dernière étape consiste à remettre toutes les quantités en unités physiques et à tracer le profil du front dans ces unités-là (Figure 5.6). La position du front au cours du temps est alors notée $r_f(t)$.

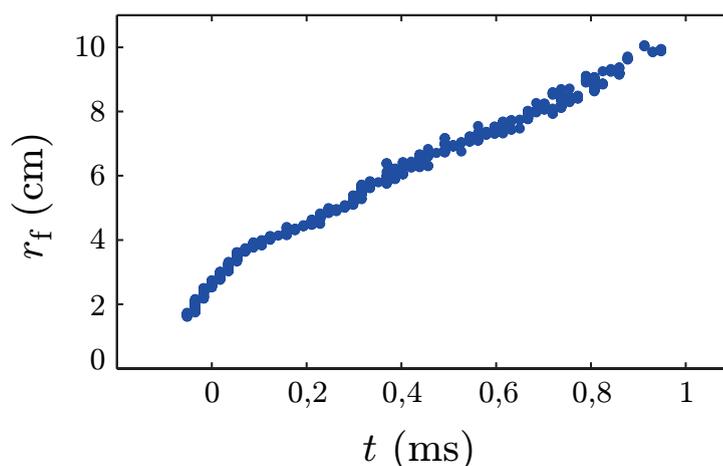


Figure 5.6 – Position du front en fonction du temps en unités physiques.

◆ Synchronisation image/pression

À partir des diagrammes spatio-temporels, on repère les instants t_i ($i = \{1, \dots, 4\}$) tels que $r_f(t_i) = r_i$, r_i désignant la position du capteur i . Ces instants sont reportés sur les signaux de pression correspondants (Figure 5.7). Pour chaque signal (du capteur 1 au capteur 4), le front est détecté lorsque la pression est dans sa phase de montée, toujours environ à mi-hauteur de la montée du signal. Ce résultat, robuste quelle que soit l'expérience considérée, montre que la vitesse mesurée à l'image est quasiment identique à celle mesurée par les signaux du moment que le critère de mesure à mi-hauteur est appliqué. Les mesures sont donc cohérentes.

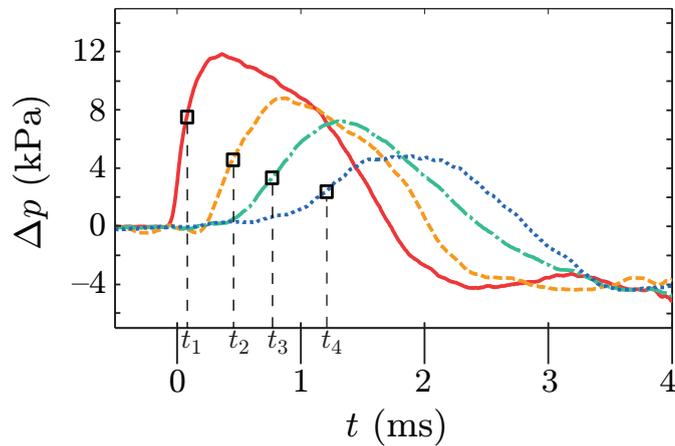


Figure 5.7 – Signaux de pression typiques dans la mousse. Lorsque l'on détecte le front à l'image, la valeur de la pression est celle indiquée par le petit carré noir.

5.1.2 Vitesse de front

Une fois le profil du front récupéré et reconverti dans les bonnes unités physiques, la courbe est ajustée localement par une droite dont la pente est la vitesse de propagation au point considéré (Figure 5.8). Par souci de comparaison avec la pression, l'ajustement n'est réalisé qu'aux quatre positions des capteurs. On en déduit alors les vitesses $v_{f,i}$ ($i = \{1, \dots, 4\}$) correspondantes. L'ajustement est réalisé manuellement en choisissant à l'œil la meilleure droite passant par tous les points autour de la position choisie. Il y a en effet des zones à l'image où le front n'est pas détecté, laissant des "trous" dans le profil (Figure 5.9). Un ajustement automatique dans ces zones-là aurait alors donné des résultats dénués de tout sens.

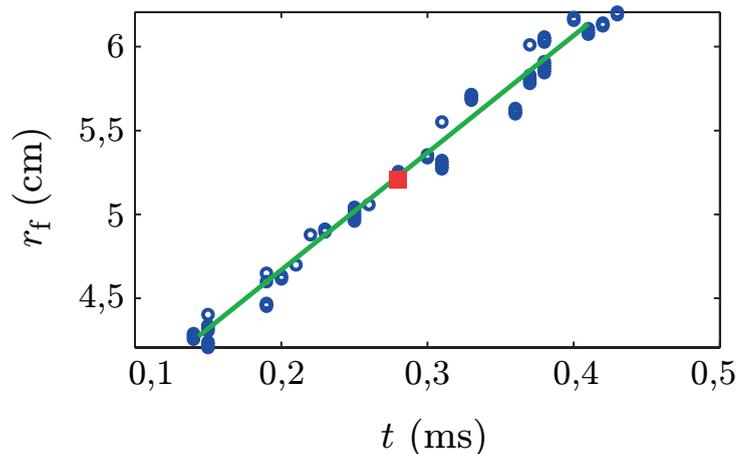


Figure 5.8 – Position du front en fonction du temps (points bleus) autour de l'emplacement du capteur 2 (carré rouge sur la figure). Ces points sont ajustés localement et à la main par une droite dont la pente donne la vitesse au point considéré.

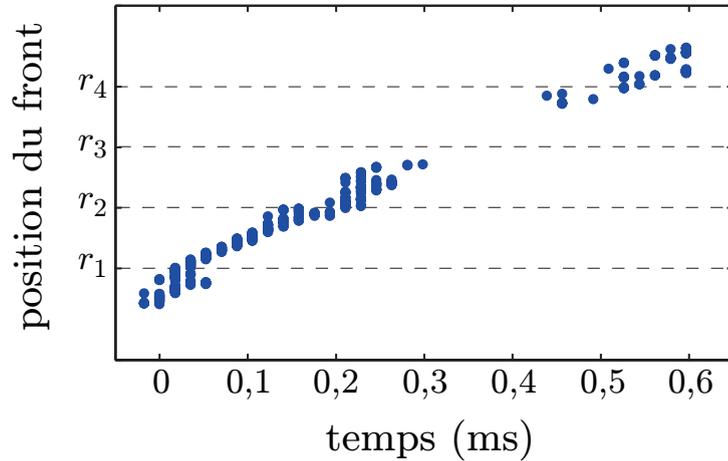


Figure 5.9 – Exemple d’un profil de front reconstitué avec un “trou” au niveau du capteur 3.

On peut par ailleurs remarquer, en regardant attentivement la Figure 5.6, que le front peut être courbé aux premiers instants. Cette caractéristique n’apparaît pas à petites bulles (Figure 5.10(a)) mais est en revanche présente à grandes tailles de bulles (Figure 5.10(b)). La vitesse de front tend donc à rester constante pour les petites bulles alors que l’on observe une variation temporelle (et donc spatiale) à grandes bulles. Nous discuterons cet effet en fin de chapitre.

Une conséquence directe de cette observation est l’incertitude associée à la vitesse. Aux positions lointaines par rapport à l’origine (capteurs 2, 3 et 4), le front est rectiligne et la détermination de la vitesse s’entache d’une barre d’erreur comprise entre 5 et 10 % en relatif. En revanche, la courbure prononcée du front au capteur 1 pour les grandes bulles induit une erreur beaucoup plus grande, l’ajustement à l’œil d’une pente locale devenant plus difficile. On quantifie alors l’incertitude pour $v_{f,1}$ de l’ordre de 20 % environ. Ceci n’empêche cependant pas d’obtenir des tendances significatives sur les résultats, comme nous le verrons plus loin, notamment au paragraphe 5.2.2.

Dans toute la suite du chapitre, nous ne travaillerons qu’avec deux valeurs de la vitesse : $v_{f,1}$ et $v_{f,4}$, la première correspondant à la vitesse dans la partie éventuellement courbée du front et la seconde à celle dans la partie où le front est rectiligne.

5.2 Résultats expérimentaux

Dans cette section, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus sur la vitesse de propagation de l’onde dans la mousse, en faisant varier d’une part la fraction liquide (paragraphe 5.2.1) et la taille des bulles d’autre part (paragraphe 5.2.2).

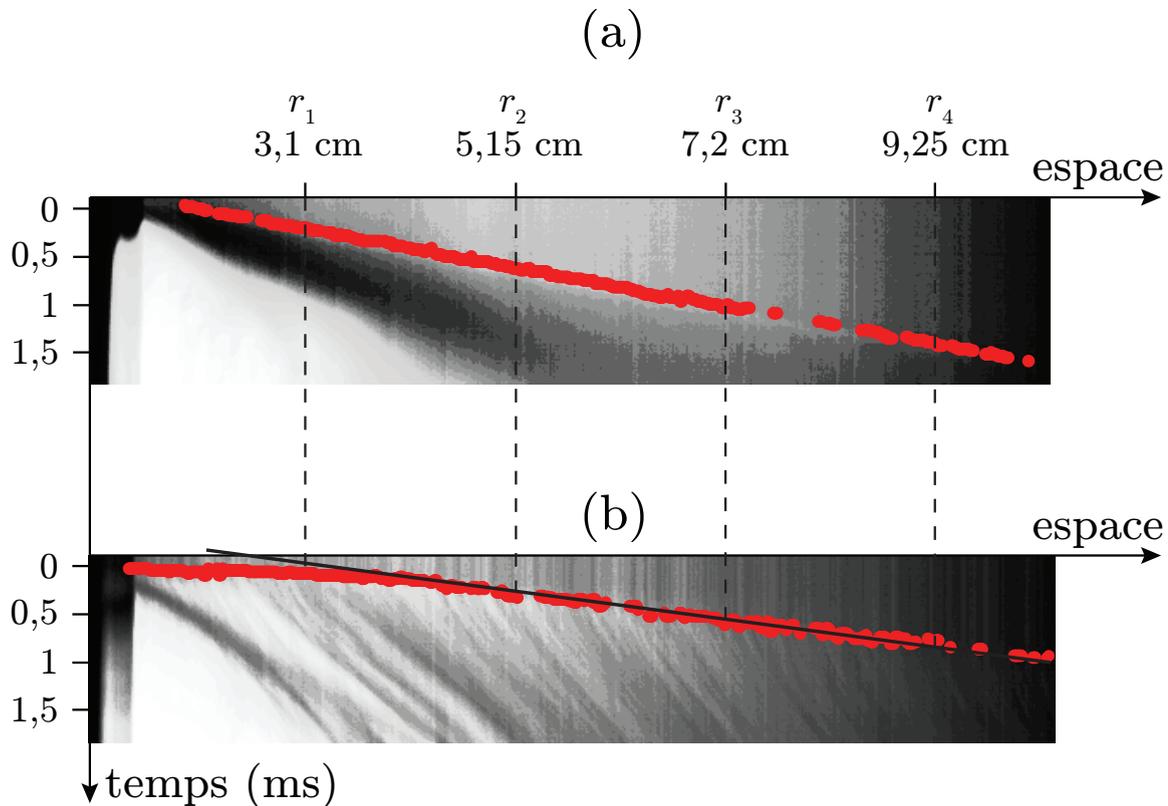


Figure 5.10 – Diagrammes spatio-temporels et profils de front superposés pour des petites (a) et des grosses (b) bulles. Les rayons respectifs sont égaux à 118 et 265 μm . La courbure du front est nettement distinguable pour de grosses bulles. La position r_i ($i = 1 - 4$) de chaque capteur a été reportée.

5.2.1 Balayage en fraction liquide

Nous avons caractérisé l'évolution de la vitesse de propagation en fonction de la fraction liquide à taille de bulles constante. Le protocole expérimental pour y parvenir a été décrit au paragraphe 4.1.3.

Les expériences ayant été réalisées à petite taille de bulles, il est impossible d'obtenir la position du front de choc par l'analyse d'images décrite en section 5.1, la mousse renvoyant une image beaucoup trop diffuse. Nous avons alors opté pour la mesure directe *via* les signaux de pression où nous avons mesuré le délai $\tau_{1,4}$ entre les capteurs 1 et 4, en prenant le point à mi-hauteur de montée comme référence (Figure 5.11). On associe à cette mesure une barre d'erreur égale au double du pas d'échantillonnage de l'oscilloscope.

La Figure 5.12 montre les signaux de pression obtenus dans les cas extrêmes ($\Phi = 2\%$ et $\Phi = 10\%$), illustrant par la même occasion le niveau de reproductibilité des expériences.

La différence de vitesse de propagation entre les deux séries d'expériences est marquante. Il est en effet aisé de voir que le signal au capteur 4 arrive bien plus tard pour

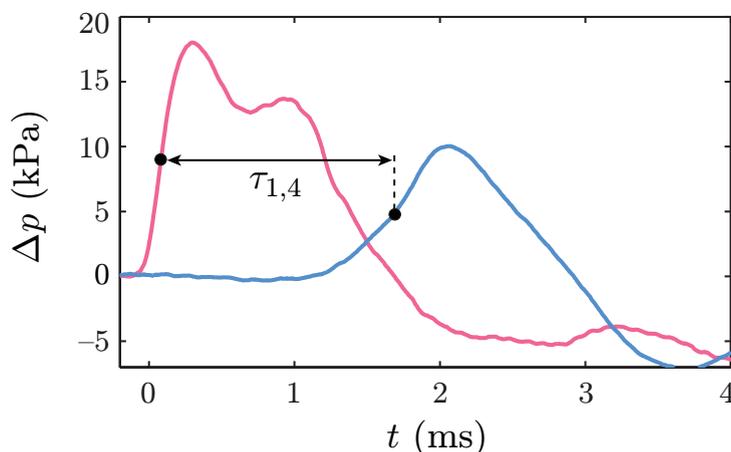


Figure 5.11 – Signaux de pression enregistrés aux capteurs 1 et 4 pour une fraction liquide de 8 % et une taille de bulles de $95 \mu\text{m}$. Les deux cercles pleins indiquent la valeur à mi-hauteur de la pression sur chaque signal. Le délai entre ces deux points est alors $\tau_{1,4}$.

des fractions liquides importantes². Sur la Figure 5.13, nous montrons la tendance nette de la vitesse à décroître avec la fraction liquide. Cette caractéristique se retrouve dans le modèle de Wood, que nous discuterons dans la partie 5.3.

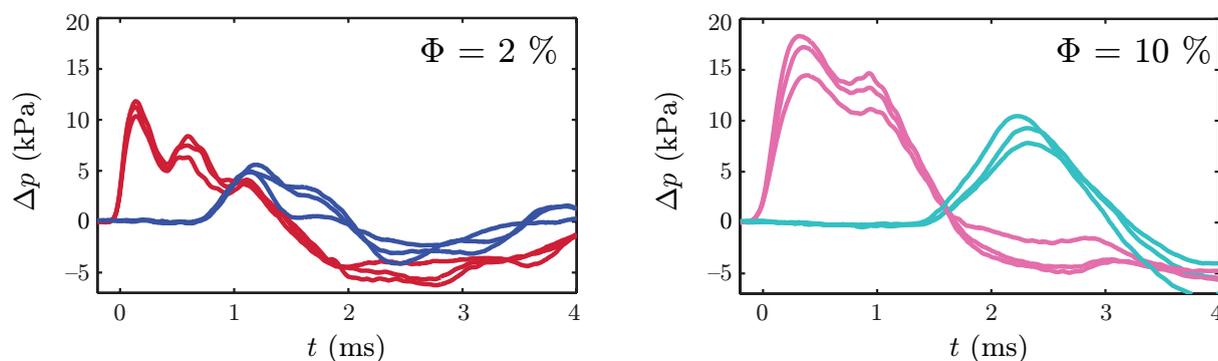


Figure 5.12 – Signaux de pression obtenus aux capteurs 1 et 4 pour des fractions liquides de 2 % (à gauche) et 10 % (à droite). Un seul papier aluminium a été utilisé comme diaphragme dans chaque expérience.

5.2.2 Balayage en tailles de bulles et en amplitude

Nous continuons d'explorer l'espace des paramètres en variant cette fois-ci la taille des bulles et en travaillant à fraction liquide constante égale à $(4,8 \pm 0,3) \%$, et toujours à même composition chimique.

2. Remarquons aussi au passage la différence d'amplitude des signaux entre les deux séries d'expériences. Ceci s'explique par le fait que la fraction liquide change la valeur du contraste d'impédance entre la mousse et l'air, modifiant alors les coefficients de réflexion et de transmission du signal.

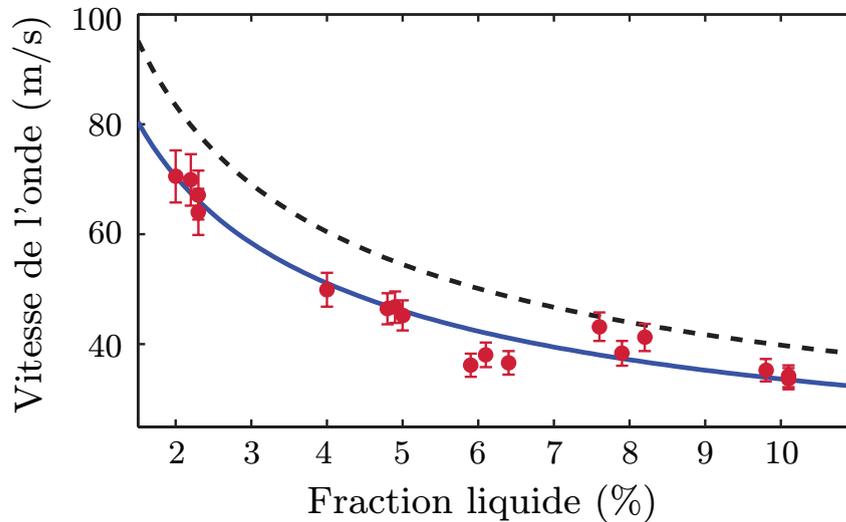


Figure 5.13 – Vitesse de propagation de l'onde en fonction de la fraction liquide. Les vitesses expérimentales (cercles) ont été déterminées en mesurant le délai entre les signaux aux capteurs 1 et 4, en prenant comme référence le point à mi-hauteur de la montée du signal. La ligne en trait plein est le modèle de Wood isotherme, celle en trait pointillé représentant le modèle adiabatique. Les expériences ont été réalisées à taille de bulles constante, dont le rayon moyen est égal à $95 \mu\text{m}$.

Pour un temps d'attente donné avant l'envoi du choc (et donc une taille de bulle imposée), on effectue plusieurs tirs en variant le nombre de feuilles d'aluminium.

Sur la gamme de tailles de bulles balayée ($120 \mu\text{m}$ - $500 \mu\text{m}$), les images prises en caméra rapide font apparaître clairement les bulles, cela permettant alors de mesurer la vitesse par la technique décrite en section 5.1.

À partir des informations obtenues du diagramme spatio-temporel, nous pouvons naturellement représenter la vitesse en fonction de la position. La Figure 5.14 illustre l'évolution de la vitesse avec la coordonnée radiale pour deux tailles de bulles.

La Figure 5.15 représente, pour différentes tailles de bulles, l'évolution des vitesses $v_{f,1}$ et $v_{f,4}$ en fonction de l'amplitude du choc, enregistrées respectivement au capteur 1 et au capteur 4. La ségrégation entre les différentes séries est nette, illustrant l'effet très marqué de la taille des bulles sur le comportement de la vitesse : dans le régime des hautes amplitudes ($P_{\text{max}} \gtrsim 10 \text{ kPa}$), la vitesse augmente avec la taille des bulles. Notons par ailleurs que la vitesse montre une tendance à l'augmentation avec l'amplitude du choc à taille de bulles donnée, révélant le caractère non-linéaire du problème.

La représentation en fonction de l'amplitude permet de mettre en exergue un autre effet qui n'apparaît qu'à partir d'un rayon de bulles de l'ordre de $200 \mu\text{m}$: à amplitude, taille de bulles, et fraction liquide donnée, on observe une différence entre les vitesses, $v_{f,1}$ étant supérieure à $v_{f,4}$. Particulièrement marquée pour $R = 285 \mu\text{m}$, cette différence souligne l'inhomogénéité spatiale de la vitesse à grandes bulles, que l'on peut observer plus facilement en traçant directement l'évolution de la vitesse en fonction de la distance à la source (Figure 5.14).

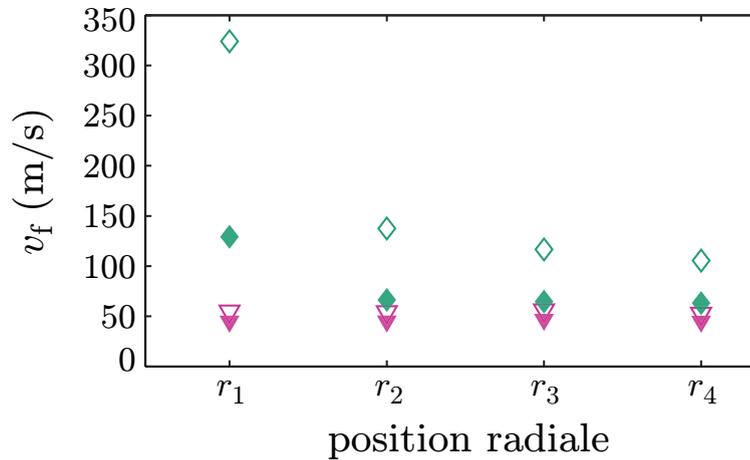


Figure 5.14 – Vitesse de propagation en fonction de la distance à la source pour des bulles de 118 (triangles) et 265 (losanges) μm de rayon. Les symboles pleins représentent les expériences réalisées avec une feuille d’aluminium en guise de diaphragme. Les symboles évidés sont quant à eux des résultats obtenus avec 4 feuilles d’aluminium.

5.3 Discussion

Dans cette section nous discutons les résultats expérimentaux précédemment présentés. Nous explorons d’abord le régime linéaire loin de la source et montrons que la vitesse de propagation suit la loi de Wood. Nous analysons ensuite le régime de propagation faiblement non linéaire loin de la source, avant de terminer sur la discussion des origines des valeurs de vitesses élevées observées proche de la source à grandes tailles de bulles.

5.3.1 Régime linéaire loin de la source

5.3.1.1 Test des hypothèses sur le modèle de Wood

Le modèle de Wood, qui se base sur l’approximation de milieu effectif, suppose que la longueur d’onde acoustique est grande devant la taille des bulles. Si nous ne disposons pas de longueur d’onde à proprement parler, nous pouvons cependant estimer la largeur spatiale du front de choc et la comparer à la taille des bulles de la mousse. Le temps caractéristique associé au front de choc est le temps de montée du signal de pression. En moyenne, cette quantité, que nous appellerons δt , est de l’ordre de 0,1 ms au capteur 1 et peut s’étendre jusqu’à 1 ms pour le capteur 4. Au vu de la Figure 5.13, considérons une vitesse de propagation moyenne de 50 m/s environ pour une fraction liquide aux alentours de 5%. On peut alors sortir une largeur spatiale caractéristique δl du front d’onde de telle sorte que

$$\delta l \sim c_w \times \delta t \quad \iff \quad \delta l \simeq 0,5 - 5 \text{ cm} \quad , \quad (5.3)$$

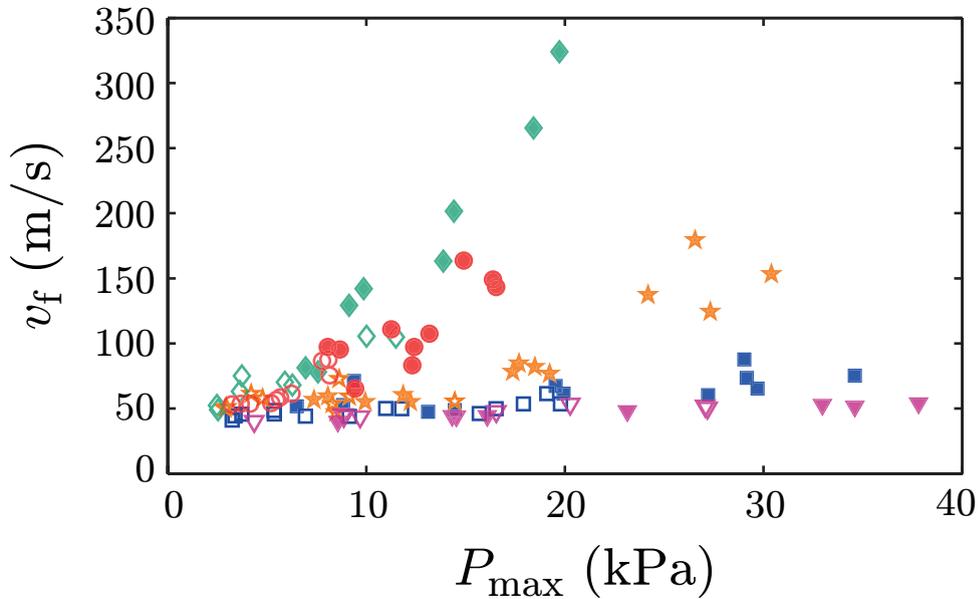


Figure 5.15 – Vitesses de propagation $v_{f,1}$ (symboles pleins) et $v_{f,4}$ (symboles évidés) en fonction de l’amplitude du choc (P_1 pour les symboles pleins et P_4 pour les symboles évidés) pour différentes tailles de bulles : 120 μm ($\blacktriangledown/\triangledown$), 185 μm (\blacksquare/\square), 210 μm (\star/\star), 265 μm (\blacklozenge/\lozenge) et 500 μm (\bullet/\circ). Les barres d’erreur ne sont pas représentées par souci de clarté. Une incertitude de 5 à 10 % est à associer pour les triangles, carrés et étoiles. Il en va de même pour les losanges et cercles évidés. En revanche, les losanges et cercles pleins sont affublés d’une barre d’erreur de 20 % environ du fait de la courbure du front au capteur 1. Les données matérialisées par les triangles, carrés, étoiles et losanges ont été obtenues avec le mélange turbulent. Les cercles ont en revanche été obtenus avec le rideau.

selon que l’on considère le problème au capteur 1 ou au capteur 4. Pour des bulles dont le rayon est compris entre 100 et 500 μm , nous avons donc $\delta\ell \gg R$, avec R la taille des bulles. Cette considération, couplée aux faibles amplitudes des pressions mises en jeu, permet donc de considérer la mousse comme un milieu effectif et de valider l’utilisation du modèle de Wood dans notre cas.

5.3.1.2 Décroissance de la vitesse avec la fraction liquide

Pour quantifier la décroissance de la vitesse avec la fraction liquide, illustrée sur la Figure 5.13, nous avons comparé nos mesures au modèle de Wood, introduit au paragraphe 1.4, qui prédit la vitesse du son linéaire dans un milieu continu effectif. Nous rappelons ici la relation entre la vitesse et la fraction liquide — donnée initialement par l’équation (1.16) — :

$$c_w = \frac{v_g}{\sqrt{(1 - \Phi) \left[(1 - \Phi) + \frac{\rho \Phi}{\rho_g} \right]}}. \quad (5.4)$$

Nous avons représenté sur la Figure 5.13 les modèles de Wood isotherme et adiabatique³. Les données expérimentales montrent un excellent accord avec le comportement isotherme. Le modèle de dissipation thermique présenté en 4.2.1 prédit en effet un comportement isotherme du gaz dans les bulles pour des rayons allant jusqu'à 250 μm environ. Ayant travaillé ici à taille de bulles constante dont le rayon moyen vaut environ 95 μm , nous nous trouvons exactement dans ce régime isotherme, expliquant le regroupement des points sur cette limite sur la Figure 5.13.

5.3.1.3 Comportement de la vitesse avec la taille des bulles

Nous venons de voir que le modèle de Wood permettait de reproduire nos résultats lorsque l'on variait la fraction liquide à taille de bulles constante. Nous regardons à présent les cas où la taille des bulles varie à fraction liquide imposée : $\Phi = (4,8 \pm 0,3) \%$.

Nous n'analysons ici que les cas à faible amplitude et loin de la source, c'est-à-dire dans le domaine spatial où le profil du front est rectiligne (cf Figure 5.10). Autrement dit, nous ne travaillerons dans ce paragraphe qu'avec les données du capteur 4 (maximum de surpression P_4 et vitesse de propagation $v_{f,4}$).

La Figure 5.16 est un zoom de la Figure 5.15 aux petites amplitudes pour les données du capteur 4. Nous avons ensuite moyenné ces vitesses pour chaque taille de bulles et associé une incertitude égale à l'écart-type. On peut alors représenter la vitesse moyenne $\langle v_{f,4} \rangle$ à basse amplitude — au capteur 4 — en fonction de la taille des bulles (Figure 5.17). Ces vitesses sont comparées aux vitesses de Wood isotherme $c_w^T = (47 \pm 3) \text{ m/s}$ et adiabatique $c_w^S = (56 \pm 3) \text{ m/s}$. Notons ici que nous avons restreint arbitrairement les amplitudes à $P_4 \lesssim 10 \text{ kPa}$, ce choix permettant de travailler avec un nombre de points expérimentaux suffisant tout en restant dans le régime linéaire.

À petites bulles ($R \lesssim 200 \mu\text{m}$), on retrouve bien le modèle de Wood isotherme, avant de transiter vers le comportement adiabatique pour les plus grandes bulles, comme prédit par le modèle de dissipation thermique. Cette concordance des résultats montre que la vitesse de l'onde dans le régime linéaire est bien définie par la vitesse de Wood.

Nous avons par ailleurs vérifié que la vitesse mesurée à l'image correspondait bien à une vitesse globale du signal de pression. Cet accord est représenté sur la Figure 5.18, cette dernière étant obtenue en translatant les signaux des capteurs 2 à 4 d'un temps t_d^i tel que

$$t_d^i = \frac{r_i - r_1}{v_{f,i}}, \quad (5.5)$$

où r_i désigne la position du capteur i ($i = 2, \dots, 4$), r_1 la position du capteur 1, et $v_{f,i}$ la vitesse du front mesurée à l'image au capteur i ($i = 2, \dots, 4$). Nous voyons d'une part que translater à partir de la vitesse mesurée ou à partir de la vitesse de Wood donne des résultats identiques. D'autre part, les signaux translétés se recentrent tous au niveau du capteur 1, les maxima étant bien alignés. Ce regroupement montre que c'est bien une vitesse d'ensemble du signal que nous mesurons à l'image. Comme attendu, les

3. La différence de comportement se cache en fait dans l'expression de v_g , qui fait intervenir l'exposant polytropique.

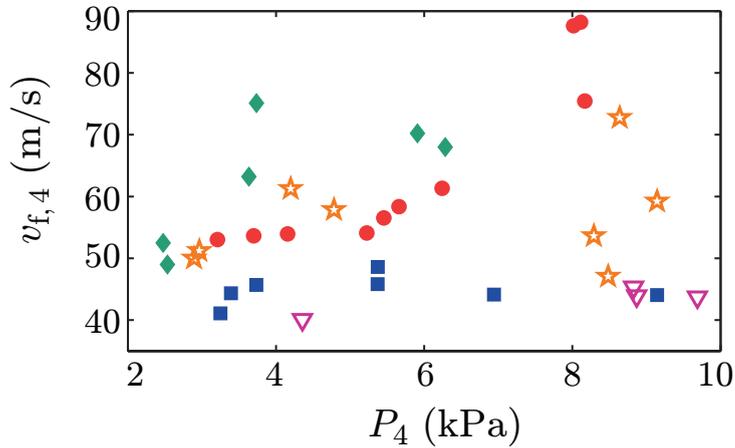


Figure 5.16 – Vitesse de front $v_{f,4}$ mesurée par analyse d’images au capteur 4 en fonction de la surpression maximale P_4 enregistrée à ce même capteur, dans la limite des faibles amplitudes ($P_4 \lesssim 10$ kPa). Les conventions adoptées pour les couleurs et les symboles sont identiques à celles définies sur la Figure 5.15.

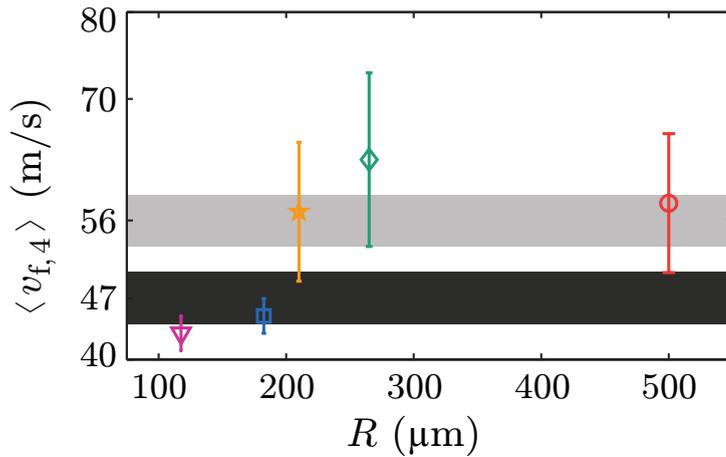


Figure 5.17 – Vitesse de front moyennée $\langle v_{f,4} \rangle$ en fonction de la taille des bulles. Les rectangles noirs et gris représentent respectivement les vitesses de Wood isotherme et adiabatique avec une barre d’erreur provenant de celle sur la fraction liquide.

signaux de pression traduits recourent celui du capteur 1 à mi-hauteur, confirmant la synchronisation que nous évoquons en fin de paragraphe 5.1.1 (Figure 5.7).

Cette figure met également en évidence un élargissement du front de montée. Un pré-curseur de pression se propage donc à une vitesse plus grande que les vitesses reportées sur la Figure 5.16 : une mesure de la vitesse de front à partir des signaux de pression réalisée avec un seuil faible de détection du signal donnerait des valeurs beaucoup plus importantes que la vitesse de Wood. Il n’est pas exclu que cet effet d’étalement soit dû à la dispersion, que nous rediscuterons au paragraphe 5.3.4.

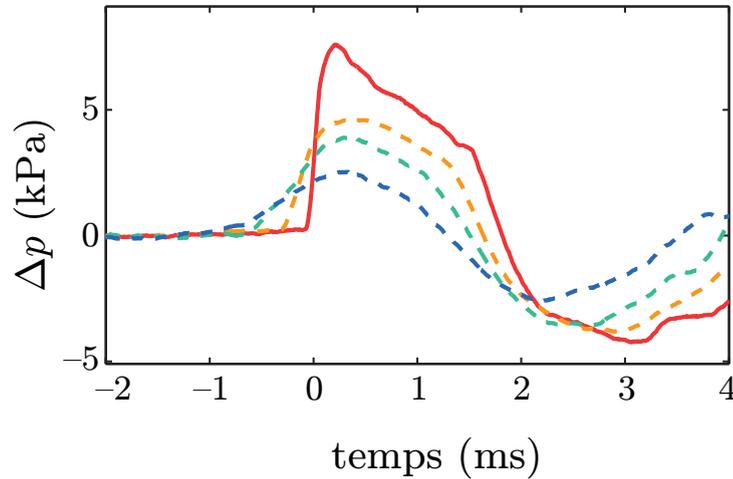


Figure 5.18 – Décalage temporel des signaux de pression des capteurs 2 à 4, réalisé avec la vitesse mesurée à l’image à partir de la relation (5.5). Les signaux ont été obtenus suite à la rupture d’une feuille de parafilm. La taille des bulles de la mousse est de $265\ \mu\text{m}$ et la fraction liquide est égale à 4,8 %.

5.3.1.4 Résonance mécanique

L’augmentation de la vitesse au passage d’un maximum d’atténuation a été mise en évidence lors d’un phénomène de résonance en acoustique linéaire [Ben Salem *et al.*, 2013; Pierre *et al.*, 2014, 2015]. Cela dit, dans ce contexte, la vitesse de propagation après le passage de la résonance, c’est-à-dire après le maximum d’atténuation, devient beaucoup plus importante, de l’ordre de 200 m/s (Figure 1.14(b)). Ces valeurs ne sont jamais obtenues dans nos expériences, les vitesses mesurées à 250 et 500 μm restant dans la gamme du modèle de Wood (figures 5.16 et 5.17).

Cette analyse des vitesses à basse amplitude nous permet donc d’écarter l’hypothèse d’une résonance mécanique pour expliquer l’atténuation mesurée au chapitre 4.

5.3.1.5 Conclusion

Au travers de ce paragraphe, nous avons montré la robustesse du modèle de Wood vis à vis de nos résultats en fraction liquide et en tailles de bulles dans le régime des petites amplitudes et loin de la source du choc.

Les comportements isotherme et adiabatique sont retrouvés avec une transition vers une taille de bulles de 200 μm environ.

Pour une taille de bulles supérieure à la taille à laquelle apparaît le maximum de dissipation, la vitesse de propagation reste égale à celle de Wood. Le pic d’atténuation prédit au paragraphe 4.2.1 ne peut ainsi pas être expliqué par un phénomène de résonance acoustique. Cela confirme l’hypothèse d’une dissipation thermique entièrement découplée de la résonance mécanique. Enfin, nous avons justifié l’approche de type milieu effectif en montrant que la largeur spatiale du front d’onde était largement supérieure à la taille des

bulles. Tout cela vient démontrer *a posteriori* que le choix de la vitesse de Wood dans le modèle de dissipation établi au chapitre précédent était pertinent.

5.3.2 Régime faiblement non linéaire loin de la source du choc

5.3.2.1 Correction théorique à la vitesse linéaire

Revenons à présent sur l'allure générale de la Figure 5.15. L'augmentation de la vitesse de l'onde avec l'amplitude du choc témoigne du caractère non linéaire de notre problème.

Toujours dans la zone loin du choc — c'est-à-dire au capteur 4 —, nous avons superposé à nos données expérimentales à une correction théorique non linéaire à la vitesse, qui prédit la variation de cette dernière en fonction du saut de pression au travers d'un choc faible. Pour un gaz polytropique d'exposant \varkappa , cette correction s'écrit [Landau et Lifshitz, 1968] (chapitre 9, §85, pages 329-330) :

$$v_{\text{NL}}^2 = c_0^2 \left(1 + \frac{\varkappa + 1}{2\varkappa} \frac{\Delta p}{p_0} \right), \quad (5.6)$$

avec c_0 la vitesse linéaire du son dans le milieu considéré — que nous prendrons ici comme étant la vitesse de Wood c_w —, Δp la surpression au travers du choc et p_0 la pression atmosphérique. Pour de faibles surpressions, nous pouvons linéariser l'équation (5.6), qui devient alors

$$v_{\text{NL}} \simeq c_w \left(1 + \frac{\varkappa + 1}{4\varkappa} \frac{\Delta p}{p_0} \right). \quad (5.7)$$

Si le gaz subit une transformation isotherme, alors $\varkappa = 1$ et la vitesse non linéaire est

$$v_{\text{NL}}^T \simeq c_w^T \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta p}{p_0} \right). \quad (5.8)$$

En revanche, si la transformation est adiabatique, alors $\varkappa = \gamma = 7/5$ et on obtient

$$v_{\text{NL}}^S \simeq c_w^S \left(1 + \frac{3}{7} \frac{\Delta p}{p_0} \right). \quad (5.9)$$

Notons par ailleurs que la relation (5.6) est établie dans [Landau et Lifshitz, 1968] en considérant uniquement un gaz polytropique. Un résultat rigoureusement identique est obtenu dans [Surov, 2000] en tenant compte de la fraction liquide. Il apparaît donc pertinent de confronter la relation (5.7) à nos données expérimentales obtenues dans la mousse, dans la limite des surpressions raisonnables. Aussi avons-nous décidé de comparer nos résultats à cette théorie pour des surpressions inférieures à 20 kPa.

La Figure 5.19 montre un bon accord entre la théorie et l'expérience pour des tailles de bulles inférieures à 250 μm environ, les points étant recouverts par les modèles isotherme ou adiabatique en fonction de la taille des bulles. Les données sont en revanche beaucoup moins bien, voire pas du tout, capturées pour des tailles de bulles plus importantes

(265 μm et 500 μm). Si ces points s'écartent de la théorie, ils ne sont pas aberrants pour autant. Nous avons en effet vérifié une nouvelle fois que les vitesses mesurées à l'image correspondaient toujours à une vitesse d'ensemble du signal, en translatant les signaux comme expliqué au paragraphe 5.3.1.3. L'accord est une nouvelle fois illustré sur la Figure 5.20. Il est possible que des effets non linéaires entrent en jeu pour les plus grandes amplitudes. Nous n'avons cependant pas creusé sur cet aspect et la compréhension de ces valeurs élevées de vitesses reste une perspective intéressante.

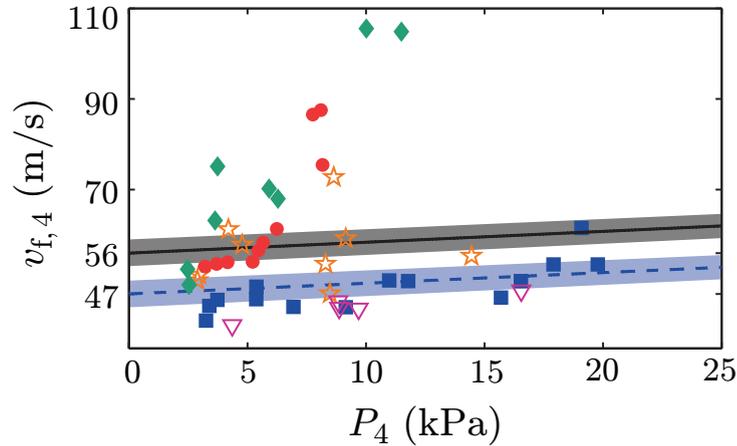


Figure 5.19 – Vitesse de l'onde $v_{f,4}$ mesurée au capteur 4 en fonction de l'amplitude P_4 à ce même capteur pour différentes tailles de bulles. Les données expérimentales sont confrontées aux équations (5.8) (ligne pointillée bleue) et (5.9) (ligne pointillée noire). Les zones colorées encadrant chaque ligne délimitent la barre d'erreur. Les conventions pour les symboles et les couleurs sont identiques à celles de la Figure 5.15.

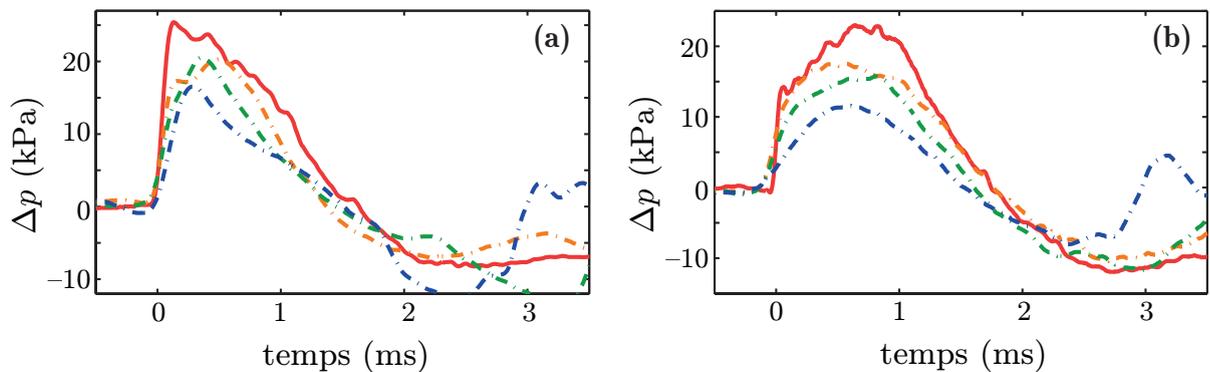


Figure 5.20 – Décalage temporel des signaux de pression des capteurs 2 à 4, réalisé à partir de la relation (5.5), (a) pour une taille de bulles de 118 μm et un choc produit avec deux feuilles d'aluminium, (b) pour une taille de bulles de 265 μm et un choc produit avec quatre feuilles d'aluminium. Dans les deux cas, la fraction liquide est de 4,8 %.

5.3.2.2 Simulations numériques

Nous terminons cette étude sur la vitesse de propagation loin de la source en présentant des résultats issus de simulations numériques identiques à celles présentées à la section 4.3.1. La Figure 5.21 reprend les données expérimentales obtenues au capteur 4 en y superposant les tendances issues des équations (5.8) et (5.9) ainsi que les résultats des simulations numériques.

Les viscosités numériques utilisées sont identiques à celle présentées au chapitre précédent : $0,17 \text{ m}^2/\text{s}$, $0,25 \text{ m}^2/\text{s}$ et $1,5 \text{ m}^2/\text{s}$. Les résultats obtenus numériquement sont en bon accord avec nos données expérimentales dans le régime exploré. Nous retrouvons les vitesses de Wood isotherme et adiabatique à surpression nulle ainsi que la dépendance en amplitude prédite par (5.7). Comme évoqué en 4.3.2, nous n'avons pas pu simuler la propagation de l'onde pour des viscosités plus élevées.

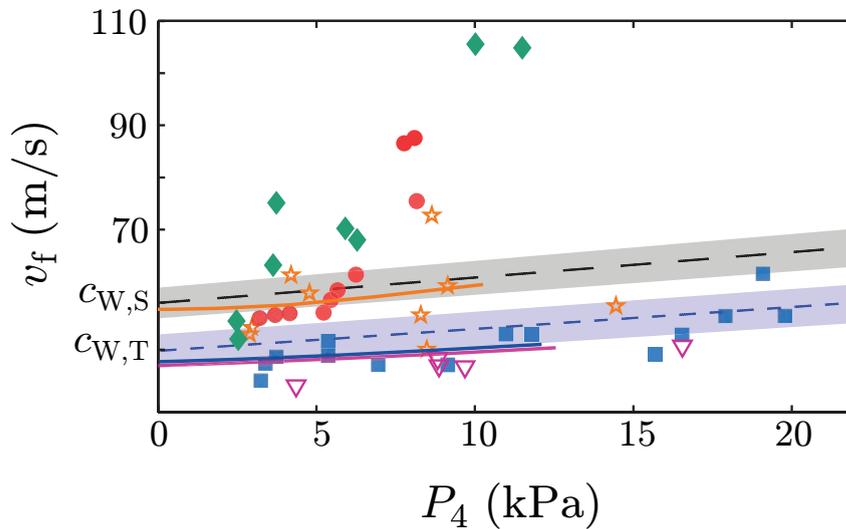


Figure 5.21 – Vitesse de propagation en fonction de l'amplitude du choc au capteur 5 pour différentes tailles (rayons) de bulles : 120 (∇), 185 (\blacksquare), 210 (\star) et 265 (\blacklozenge) μm , et 500 μm (\bullet). Les courbes en trait plein sont issues des simulations numériques. Les valeurs de viscosité sont, en partant du bas vers le haut, $0,17 \text{ m}^2/\text{s}$ (courbe rose foncée), $0,25 \text{ m}^2/\text{s}$ (courbe bleue), et $1,5 \text{ m}^2/\text{s}$ (courbe orange). Ces valeurs résultent du meilleur ajustement par rapport aux tailles de bulles de 120 (∇), 185 (\blacksquare), 210 (\star) μm respectivement. Les vitesses de Wood isotherme, $c_W^T = 47 \text{ m/s}$, et adiabatique, $c_W^S = 56 \text{ m/s}$ ont été reportées sur l'axe des ordonnées. Les comportements non linéaires issus des relations (5.8) et (5.9) ont par ailleurs été retracés avec leurs incertitudes (lignes en pointillés courts et longs pour les comportements isotherme et adiabatique, respectivement).

5.3.3 Origines de la vitesse $v_{f,1}$ à grande taille de bulles

Nous avons jusqu'à présent uniquement exploré le régime de propagation loin de la source du choc, où la vitesse est égale à celle de Wood dans le régime linéaire. Nous analysons désormais le régime de propagation proche de la source en étudiant les données

expérimentales enregistrées au premier capteur et émettons des hypothèses pour expliquer les vitesses importantes mesurées. Nous ne nous concentrerons ici que sur les basses amplitudes pour pouvoir établir des comparaisons avec le modèle de Wood.

De même qu’au paragraphe 5.3.1, représentons la vitesse mesurée au capteur 1 en fonction de l’amplitude du choc dans la zone des basses amplitudes (Figure 5.22). La vitesse de propagation y affiche des valeurs nettement supérieures à la vitesse de Wood. Ce comportement est qualitativement capturé numériquement, lorsque l’on trace la vitesse en fonction de la coordonnée radiale (Figure 5.23). Nous avons pour cela simulé la propagation d’une onde d’amplitude 10 kPa au capteur 1, en faisant varier la viscosité (0,1 ou 1,5 m²/s). La vitesse est calculée en suivant le critère expérimental, à savoir détecter le signal à mi-hauteur.

Les simulations numériques nous permettent d’écarter tout effet d’axisymétrie quant à cette forte variation de vitesse. Nous avons en effet simulé la propagation d’une onde plane et retrouvé le même comportement pour la vitesse, comme nous pouvons l’observer sur la Figure 5.24. Sur cette figure, nous avons également représenté l’évolution de la vitesse du maximum du signal de pression en fonction de la coordonnée radiale. Cette représentation permet de montrer qu’au capteur 1 ($r \approx 3$ cm), les vitesses de front et de maximum sont complètement différentes. Nous ne mesurons donc pas à cet endroit une vitesse d’ensemble du signal et la forte variation de vitesse observée pourrait alors venir d’un véritable effet d’étalement, dans le sens où la forme du signal injectée a besoin de relaxer vers une forme plus “stationnaire”.

Ces vitesses convergent en revanche vers une même limite loin du point d’injection. Dans cette région-là, on mesure alors bien une vitesse de signal d’ensemble, comme nous l’avons vu au paragraphe 5.3.1.

La Table 5.1 récapitule les différents régimes de vitesses et d’amplitudes explorés que nous venons de discuter.

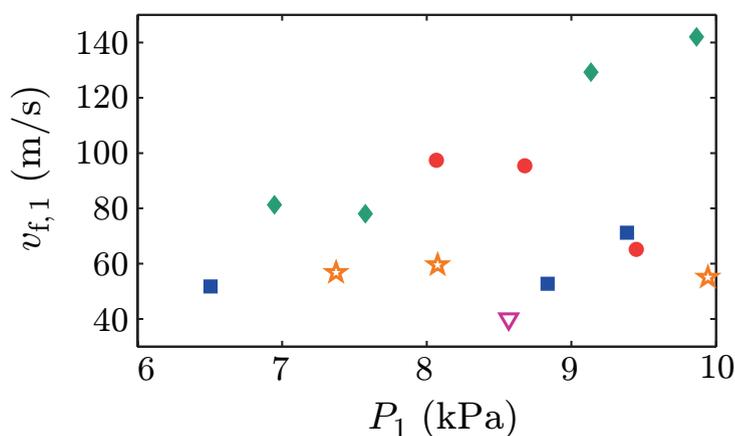


Figure 5.22 – Vitesse de l’onde $v_{f,1}$, mesurée au capteur 1, en fonction de l’amplitude du choc P_1 à ce même capteur, dans la limite des basses amplitudes ($P_1 \lesssim 10$ kPa). Les conventions adoptées pour les couleurs et les symboles sont identiques à celles définies sur la Figure 5.15.

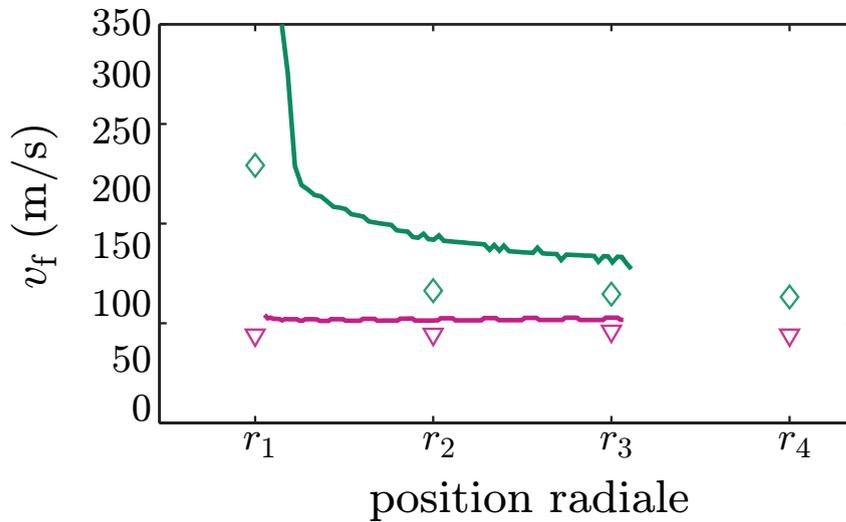


Figure 5.23 – Vitesse du front en fonction de la coordonnée radiale pour des bulles de 118 (triangles) et 265 (losanges) μm de rayon. Les données ont été obtenues pour des chocs générés avec une feuille de papier aluminium. Les courbes rose et verte sont issues de simulations numériques pour des viscosité de 0,1 et 1,5 m^2/s respectivement.

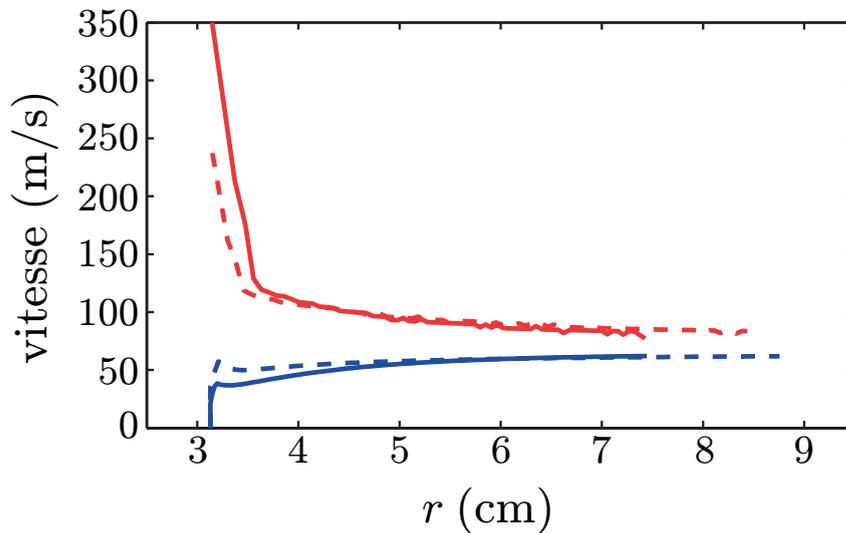


Figure 5.24 – **En rouge** : vitesse de front en fonction de la coordonnée radiale pour un cas axisymétrique (trait plein) et un cas plan (trait pointillé). **En bleu** : vitesse du maximum du signal de pression en fonction de la coordonnée radiale (trait plein pour le cas axisymétrique et pointillé pour le cas plan). Les courbes ont été obtenues par simulation numérique avec une viscosité de 1,5 m^2/s .

| capteur 1 ($r_1 = 3,1$ cm) paragraphe 5.3.3 | | | | capteur 4 ($r_4 = 9,25$ cm) paragraphe 5.3.1 et 5.3.2 | | | |
|---|----------------|----------------|----------------|---|------------------------------------|--|----------------|
| $P_1 \lesssim 10$ kPa | | $P_1 > 10$ kPa | | $P_4 \lesssim 10$ kPa | | $P_4 > 10$ kPa | |
| petites bulles | grandes bulles | petites bulles | grandes bulles | petites bulles | grandes bulles | petites bulles | grandes bulles |
| $v_f \neq v_s$ accord numérique $v_f = v_f^{\text{num}}$ | | non discuté | | $v_f = v_s$ Wood isotherme | $v_f = v_s$ Wood adiabatique | $v_f = v_s$ Wood corrigé équation (5.7) | |

Table 5.1 – Tableau récapitulatif des différents régimes de vitesses et d’amplitudes explorés et discutés aux paragraphes 5.3.1, 5.3.2 et 5.3.3. Le terme v_s désigne la vitesse d’ensemble du signal, tandis que v_f et v_f^{num} réfèrent respectivement aux vitesses de front expérimentale et numérique. La distinction petites bulles/grandes bulles se fait pour $R \approx 200$ μm .

5.3.4 Perspectives : vers la prise en compte de la dispersion

Si numériquement nous observons l’étalement du signal de pression, il n’est pas exclu qu’un étalement supplémentaire ait lieu à cause de la dispersion. Nous n’avons effectivement pas quantifié la dispersion expérimentalement et cet effet n’est pas pris en compte dans les simulations numériques. Dans ce paragraphe, nous discutons quelques éléments sur ce phénomène.

Analysons dans un premier temps l’aspect fréquentiel de nos signaux de pression. Le spectre typique d’un signal ne fait naturellement ressortir aucune fréquence caractéristique (Figure 5.25(a)). Remarquons, cela dit, que l’essentiel du poids énergétique est contenu sur seulement quelques kHz (Figure 5.25(b)).

Mettons maintenant quelques chiffres sur nos données expérimentales. Physiquement parlant, le temps caractéristique le plus court est le temps de montée de la pression à un capteur donné (Figure 5.26). En appelant cette quantité δt , on peut alors lui associer une fréquence $f^* = 1/\delta t$, déterminant la fréquence maximale physiquement obtainable. Il se trouve que δt est toujours compris entre 0,1 et 1 ms selon le capteur analysé, donnant une fréquence maximale f^* comprise entre 1 et 10 kHz.

Revenons maintenant sur les résultats d’acoustique linéaire. [Pierre *et al.*, 2014] ont défini une fréquence renormalisée $\xi = f \times (R/R_0)^{3/2}$, où R est le rayon des bulles et R_0 un rayon de référence égal à 40 μm . Ils ont alors montré que la loi de Wood était valide jusqu’à une valeur de $\xi \approx 70$ kHz (Figure 5.27).

Pour de petites bulles ($R_1 \approx 150$ μm), et avec $f^* \approx 1 - 10$ kHz, nous obtenons une fréquence renormalisée maximale $\xi_1^* \simeq 7 - 70$ kHz. Nous nous situons donc dans un régime où le modèle de Wood est applicable.

Pour de grandes bulles en revanche ($R_2 \approx 250$ μm et $R_3 \approx 500$ μm), les fréquences renormalisées deviennent, respectivement, $\xi_2^* \approx 15 - 150$ kHz et $\xi_3^* \approx 45 - 450$ kHz, qui donnent alors accès à des zones fréquentielles où le modèle n’est plus valable et où de la dispersion peut être rencontrée. Pour les grandes tailles de bulles évoquées ici, seul

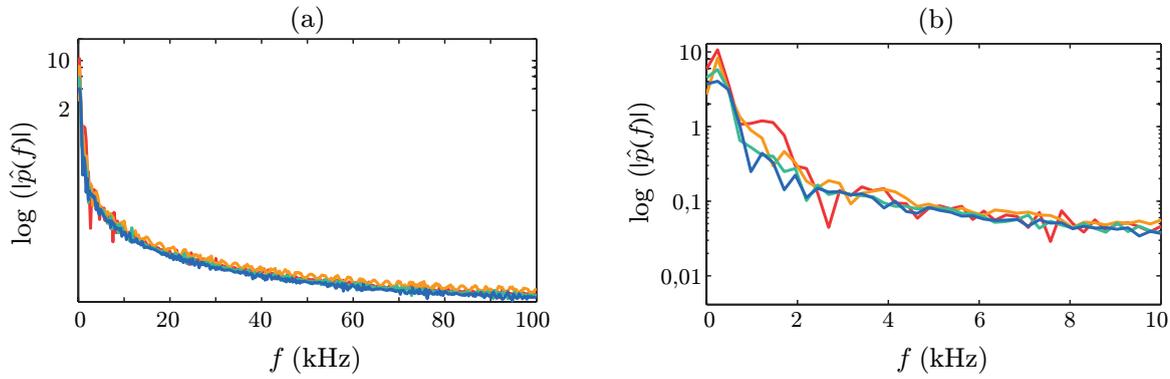


Figure 5.25 – (a) Spectre fréquentiel des signaux de pression en coordonnées semi-logarithmiques. (b) Spectre restreint à 10 kHz. La fraction liquide est de 10 % et la taille des bulles de 190 μm .

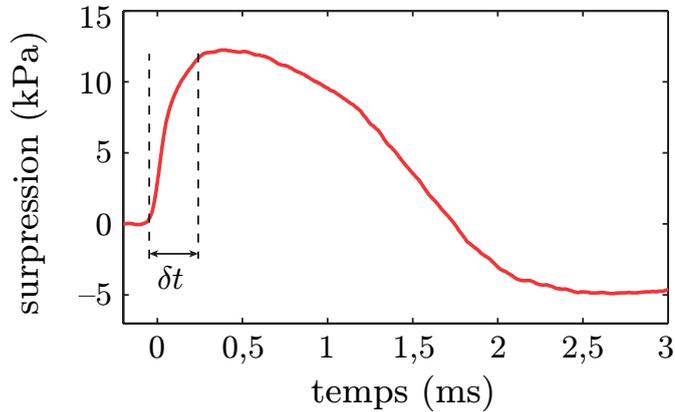


Figure 5.26 – Signal de pression typique enregistré au capteur 1. On désigne par δt le temps caractéristique de montée.

le temps de montée du capteur 1 est assez court pour atteindre des fréquences dans la zone dispersive (les temps de montée au capteur 2 sont déjà de l'ordre de 0,4 ms). Il se peut donc que toute la première zone de la mousse traversée par l'onde soit dispersive à grandes bulles, ce qui apparaîtrait comme un deuxième argument pour expliquer la courbure de front observée (Figure 5.10(b)), et donc les vitesses importantes mesurées dans cette région.

Par ailleurs, le temps de montée du signal augmentant rapidement avec la distance à la source, les hautes fréquences sont très vite atténuées, si bien que l'on retombe rapidement dans le régime non-dispersif de Wood à basse fréquence, expliquant potentiellement le fait que le front soit droit passé le capteur 1 (Figure 5.10(b)) à grosses bulles et que l'on mesure alors des vitesses toujours dans le régime de Wood au capteur 4 (Figure 5.17).

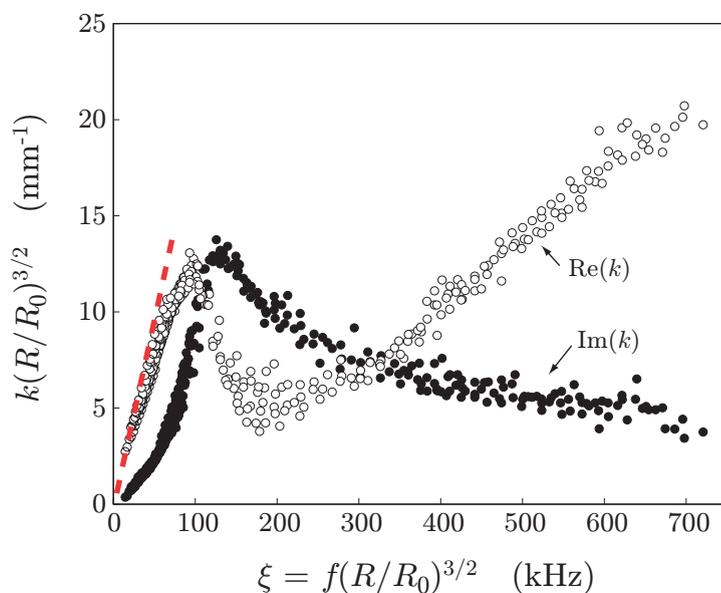


Figure 5.27 – D’après [Pierre *et al.*, 2014]. Relation de dispersion renormalisée par la taille des bulles dans le cadre de l’acoustique linéaire. La ligne en pointillés rouges représente le régime non dispersif dans lequel le modèle de Wood est applicable, c’est-à-dire jusqu’à 70 kHz environ en unités renormalisées. Les points expérimentaux ont été obtenus avec une fraction liquide de 11 %.

5.4 Confrontation aux résultats d’acoustique linéaire

Si expérimentalement nous n’observons pas de maximum d’atténuation mais seulement une saturation, le modèle de dissipation thermique en prédit en revanche l’existence, lorsque la transition entre les comportements isotherme et adiabatique s’opère.

En acoustique linéaire, il a récemment été montré qu’à partir d’une certaine taille de bulles, le modèle de Wood n’était plus valable, le système transitant vers une résonance marquée par un maximum d’atténuation [Ben Salem *et al.*, 2013; Pierre *et al.*, 2014, 2015] s’accompagnant d’une augmentation brutale et importante de la vitesse. Cette augmentation de la vitesse est absente de nos résultats expérimentaux, la valeur de celle-ci restant autour de celle de Wood dans le régime linéaire — même après avoir passé le maximum d’atténuation prédit par le modèle établi au chapitre 4 —, comme nous venons de le voir dans ce chapitre.

Nous pouvons par ailleurs estimer la valeur du rayon où la résonance a lieu [Pierre *et al.*, 2015] :

$$R^\dagger \simeq \left[\frac{12 N \sigma_0 (1 - \Phi)}{\rho_\ell x^2 \Phi \omega^2 \exp(8,5 \varepsilon^2)} \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (5.10)$$

avec N le nombre de films perpendiculaires à la direction de propagation par bulle, σ_0 la tension de surface, Φ la fraction liquide, ρ_ℓ la masse volumique du liquide, ω la pulsation de résonance, ε la polydispersité de la distribution de taille de bulles, et x la surface

moyenne occupée par les films sur les faces d'une bulle. Cette dernière quantité a été étudiée par Princen [Princen, 1985], qui a trouvé la dépendance empirique suivante :

$$x = 1 - 3,20 \left[7,70 + \frac{1 - \Phi}{\Phi} \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (5.11)$$

Avec $\Phi = 4,8\%$, nous trouvons $x \approx 0,4$. En supposant d'autre part $N = 1$ [Pierre *et al.*, 2014], et en prenant $\sigma_0 = 35 \text{ mN/m}$, $\rho_\ell = 1000 \text{ kg/m}^3$, $\varepsilon \approx 0,4$ et $\omega \approx \frac{\pi}{2\tau} \approx 1500 \text{ s}^{-1}$, nous trouvons une valeur de R^\dagger de l'ordre du mm, ce qui est une valeur au-delà de la gamme balayée dans nos expériences

Ces deux arguments laissent donc à penser que le régime de propagation étudié ici est en-dessous de la résonance, c'est-à-dire étudié pour des tailles de bulles $R < R^\dagger$, et que l'augmentation de l'atténuation observée ici est un effet totalement découplé de la résonance mécanique. D'autre part, le mécanisme local responsable de l'atténuation en acoustique linéaire n'a, à ce jour, toujours pas été identifié, et la dissipation thermique pourrait être un mécanisme pertinent à proposer dans le cadre du modèle décrivant la résonance.

Chapitre 6

Rupture de la mousse et dynamique de cavité

Après le passage du choc, c'est une toute autre dynamique qui se met en place avec l'expansion d'une cavité dans la mousse. Dans ce chapitre, nous décrivons dans un premier temps comment estimer la quantité de mousse détruite à partir d'informations sur la cavité et de l'interpolation des signaux de pression. Nous présentons ensuite une méthode plus directe pour mettre en évidence la rupture du matériau en nous basant sur l'analyse d'images. Nous terminons enfin par l'analyse de la cavité à proprement parler, en étudiant l'évolution de sa taille avec la taille des bulles, ainsi que les oscillations de relaxation se produisant sur des temps encore plus longs. Contrairement aux chapitres 4 et 5, les résultats présentés ici n'ont pas fait l'objet d'une étude systématique. Aussi ne présentons-nous ici que des résultats préliminaires, qui ne demandent qu'à être approfondis.

Sommaire

| | | |
|------------|--|------------|
| 6.1 | Rupture de la mousse | 132 |
| 6.1.1 | Formation de la cavité | 132 |
| 6.1.2 | Inclusion de traceurs dans la mousse | 132 |
| 6.1.3 | Interpolation des signaux de pression | 134 |
| 6.1.4 | Estimation de la quantité de mousse détruite | 136 |
| 6.1.5 | Vers la mise en évidence directe du front de rupture : utilisation de mousses sèches | 145 |
| 6.1.6 | Discussion sur la rupture | 147 |
| 6.2 | Dynamique de la cavité | 150 |
| 6.2.1 | Taille maximale de la cavité | 150 |
| 6.2.2 | Oscillations de relaxation | 151 |
| 6.2.3 | Vers les cavités polygonales ? | 155 |

6.1 Rupture de la mousse

Nous décrivons dans cette section une méthode pour estimer la quantité de mousse détruite par le choc, basée sur l’interpolation des signaux de pression afin d’avoir le champ de pression à la fois en temps et en espace.

6.1.1 Formation de la cavité

Nous ne nous sommes jusqu’à présent intéressés qu’à la dynamique du front d’onde se propageant dans la mousse. Cela dit, après le passage du souffle, une cavité s’ouvre dans la mousse. La Figure 6.1 représente une série de clichés montrant la dynamique d’ouverture de la cavité, celle-ci s’ouvrant par ailleurs de façon axisymétrique¹.

Le gaz dans la cavité peut venir de la mousse détruite par le choc — il s’agit là de la quantité que l’on cherche à déterminer — ou du tube à choc. Nous avons donc mis au point une méthode indirecte d’estimation de la quantité de mousse détruite, que nous décrivons dans les paragraphes suivants.

6.1.2 Inclusion de traceurs dans la mousse

La première étape est expérimentale et passe par l’aspect visuel des choses. Sur les images brutes, il est impossible d’observer le front de rupture, sauf dans le cas de mousses très sèches, que nous décrivons au paragraphe 6.1.5. Nous avons alors légèrement modifié le dispositif expérimental de la Figure 3.25 ajoutant des petits trous d’injection pour des traceurs colorés sur la plaque supérieure (Figure 6.2). Les points d’injection sont situés aux mêmes coordonnées radiales que les capteurs, toujours dans le souci de pouvoir comparer images et pression de façon pertinente, mais décalés d’un petit angle, de l’ordre de 10°.

Les traceurs sont en fait un mélange de noir de carbone (poudre “Black Pearl”[®]) et de solution moussante. Ils sont injectés dans la mousse à l’aide d’une propipette *Pipetman Gibon P20* et les orifices de remplissage sont ensuite bouchés avec des petites aiguilles de façon à éviter la formation de grosses bulles lors du passage de l’onde de pression. La Figure 6.3 donne un exemple de ce que l’on observe expérimentalement avec ces traceurs.

Ces traceurs permettent de mettre en évidence d’une part le déplacement de la mousse lorsque le choc passe, et d’autre part l’existence d’un front de rupture. En effet, si un traceur disparaît lors de l’expansion de la cavité, alors cela signifie que la mousse a été détruite. Les figures 6.4(a) et 6.4(b) illustrent respectivement deux cas de figure : le premier montre une situation où le premier traceur est toujours présent après l’ouverture de la cavité, le second une situation où le traceur a disparu, mettant en évidence une quantité de mousse détruite non nulle. Il s’agit désormais de quantifier ce volume de mousse détruite.

1. Nous reviendrons sur la dynamique de la cavité en section 6.2.

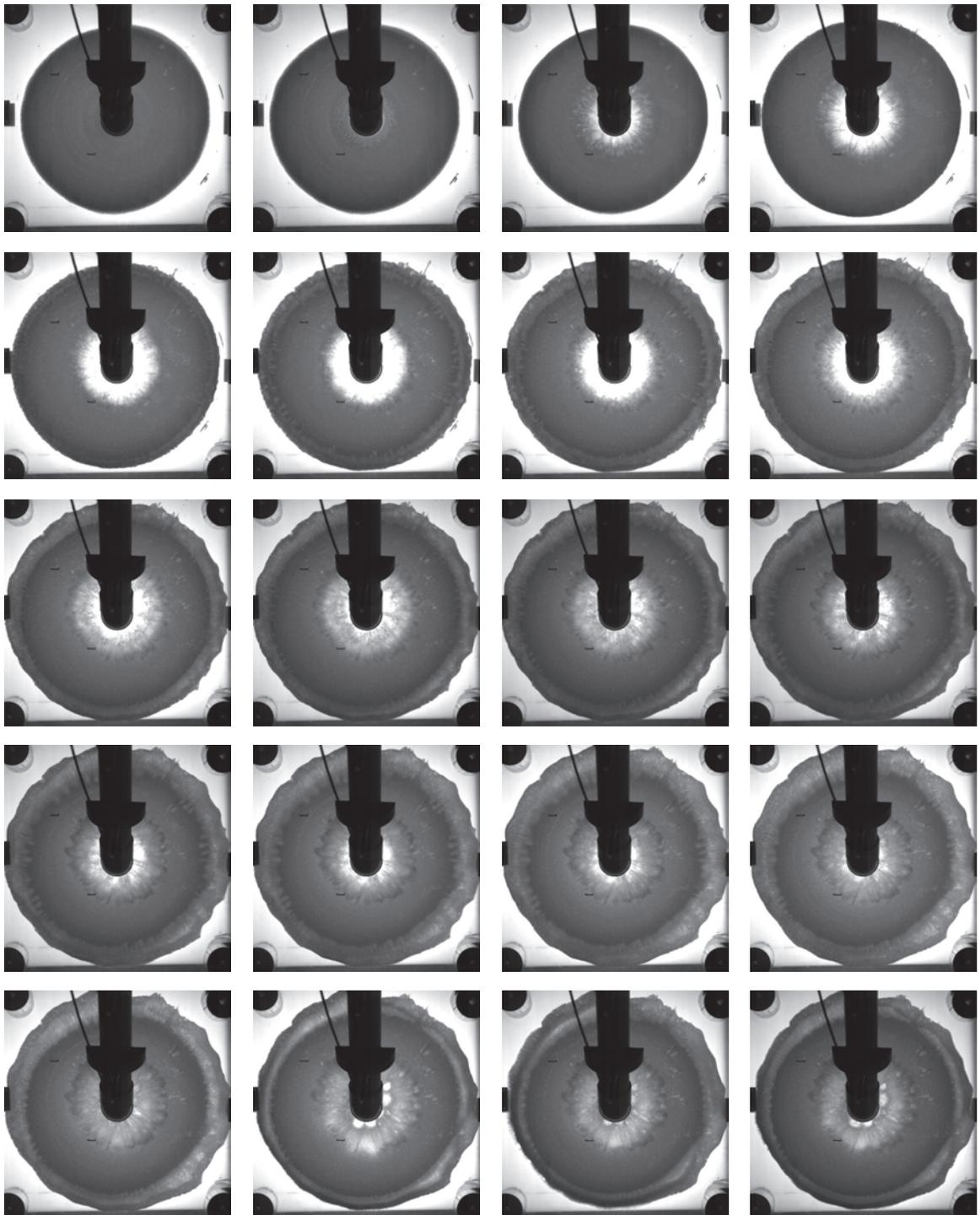


Figure 6.1 – Chronophotographie illustrant la formation de la cavité dans la mousse après le passage de l'onde. L'intervalle de temps entre chaque image est de 1 ms, excepté sur la dernière rangée, où chaque image est séparée de 7,5 ms.

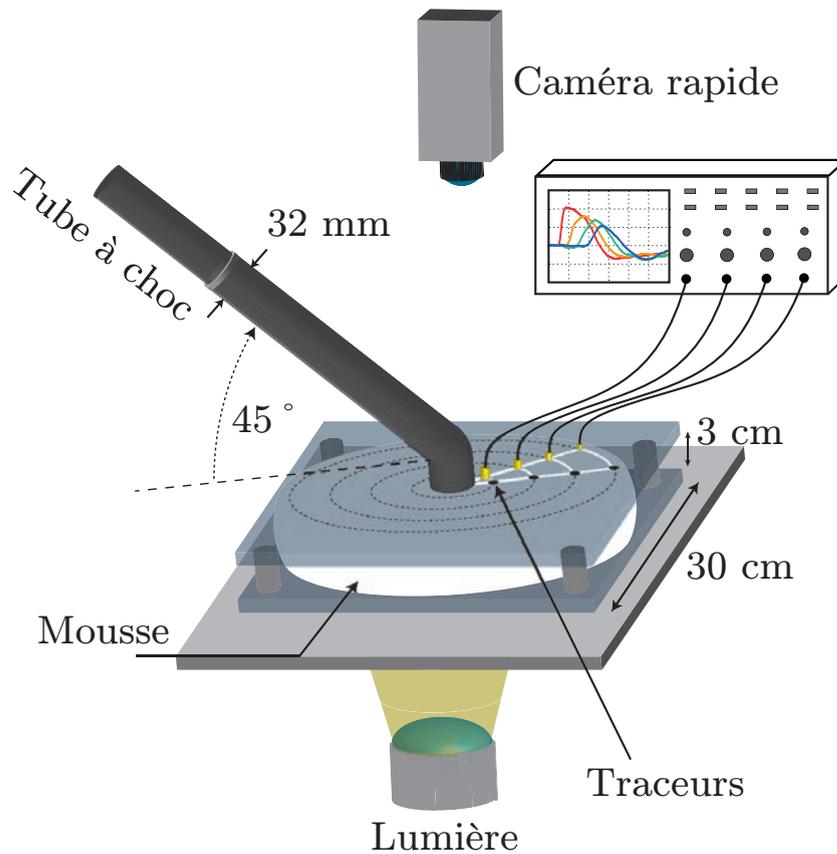


Figure 6.2 – Dispositif expérimental modifié en incluant des trous sur la plaque supérieure pour pouvoir injecter des traceurs colorés.

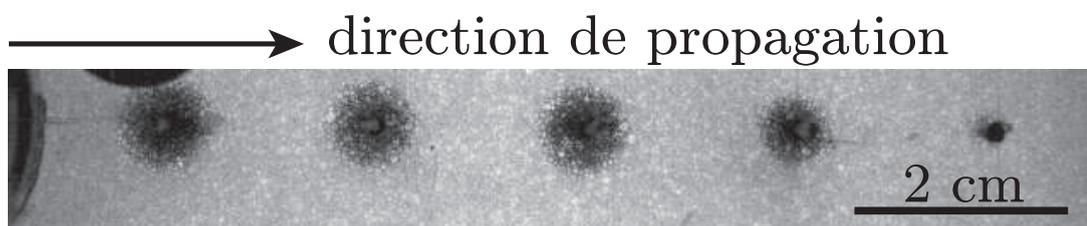


Figure 6.3 – Vue expérimentale (de dessus, cf Figure 6.2) des traceurs inclus dans la mousse. On distingue le tube à choc branché sur la plaque, à gauche. La propagation se fait de gauche à droite.

6.1.3 Interpolation des signaux de pression

Nous allons montrer plus loin que l'estimation de la quantité de mousse détruite se fait à partir d'un calcul de quantité de matière entre deux points précis. Cela nécessite de connaître le champ de pression en tout point de l'espace et à tout temps.

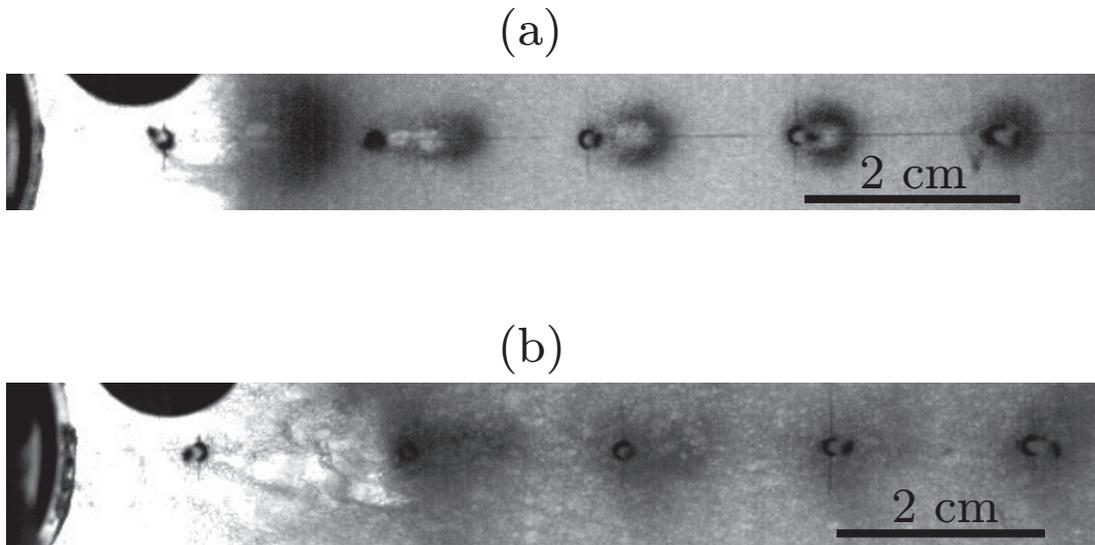


Figure 6.4 – Position des traceurs lorsque l’ouverture de la cavité est maximale pour des bulles de 160 (a) et 285 (b) μm de rayon. Le premier traceur est toujours visible à petites bulles (a) mais a disparu à grandes bulles (b).

Expérimentalement, les capteurs fournissent la pression à chaque instant en seulement quatre points de l’espace : $r_1 = (3,1 \pm 0,15)$ cm , $r_2 = (5,15 \pm 0,15)$ cm, $r_3 = (7,20 \pm 0,15)$ cm et $r_4 = (9,25 \pm 0,15)$ cm. Nous avons alors ajusté les signaux de pression de façon à obtenir une expression empirique permettant d’avoir un profil de pression à n’importe quelle coordonnée radiale r . La Figure 6.5 donne un exemple de signaux bruts enregistrés. Ces signaux ont été ajustés par une parabole distordue pour tenir compte de l’asymétrie au capteur 1. On définit la variable temporelle distordue de la façon suivante :

$$t_{\text{tordu}}(t) = (t_2 - t_1) \left(\frac{t - t_1}{t_2 - t_1} \right)^m + t_1, \quad (6.1)$$

avec m un exposant compris entre 0 et 1, et t_1 et t_2 les deux racines de la parabole, c’est-à-dire les instants où la pression passe par zéro. Cela nous permet alors de définir la parabole distordue $F(t)$:

$$F(t) = \frac{4M}{(t_2 - t_1)^2} [t_{\text{tordu}}(t) - t_1] [t_2 - t_{\text{tordu}}(t)], \quad (6.2)$$

où M est le maximum de la parabole.

L’équation (6.2), couplée à la relation (6.1), permet d’ajuster les signaux de pression avec quatre paramètres ajustables, que sont t_1 , t_2 , m (l’exposant de distorsion d’échelle temporelle), et M (Figure 6.6). Cela rend cependant les ajustements délicats et nécessite de travailler uniquement avec des signaux de pression très propres, limitant l’accumulation de statistiques.

Chaque signal ajusté, nous récupérons le jeu de paramètres ajustables associé à chaque capteur et les traçons en fonction de la coordonnée radiale (Figure 6.7). Chaque paramètre est ensuite ajusté à son tour en fonction de r . Les deux zéros de la parabole sont ajustés empiriquement de façon affine et l'exposant de distorsion est moyenné sur les différentes valeurs, la variation de cette quantité ne se faisant pas sentir avec r . Le maximum est quant à lui ajusté par une décroissance géométrique cylindrique couplée à une atténuation visqueuse exponentielle :

$$M_{\text{fit}}(r) = \beta \frac{e^{\alpha r}}{\sqrt{r}}, \quad (6.3)$$

avec α et β ajustables.

Cette dernière opération sur les paramètres ajustables nous permet donc d'interpoler les signaux de pression et de connaître le champ de pression $p(r, t)$ en tout point de l'espace compris entre la position du capteur 1 et celle du capteur 4. La Figure 6.8 représente les signaux interpolés superposés aux signaux bruts et montre un assez bon accord avec les signaux expérimentaux.

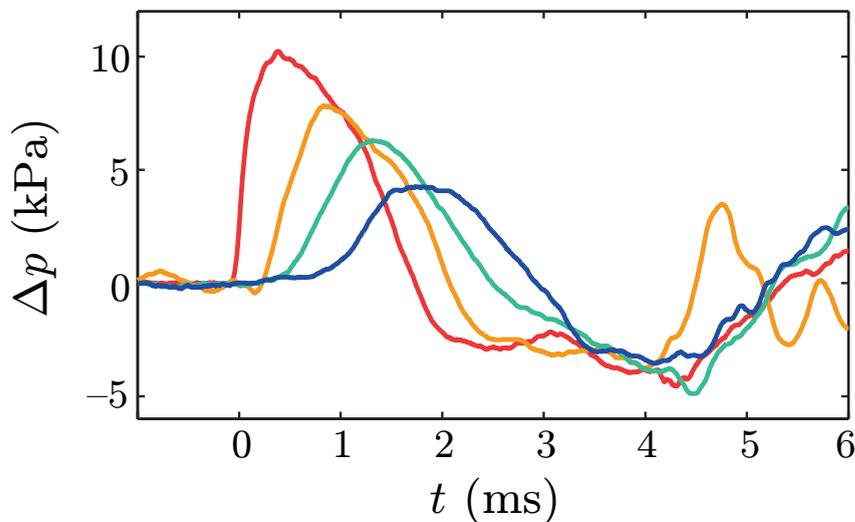


Figure 6.5 – Exemple de signaux de pression bruts enregistrés (ici pour une taille de bulles de $210 \mu\text{m}$). Les pics secondaires arrivant à 4 ms correspondent au retour de l'onde réfléchie sur le bord extérieur de la mousse.

6.1.4 Estimation de la quantité de mousse détruite

Connaissant désormais le champ de pression en tout point de l'espace, et la pression interpolée étant en accord correct avec les signaux expérimentaux, nous allons pouvoir estimer le volume de mousse détruite en raisonnant sur l'évolution de la quantité de gaz comprise entre deux points. Nous présentons tout d'abord la méthode de travail et la validons sur la trajectoire des traceurs, ce qui nous permet ensuite de l'appliquer pour estimer la quantité de mousse détruite.

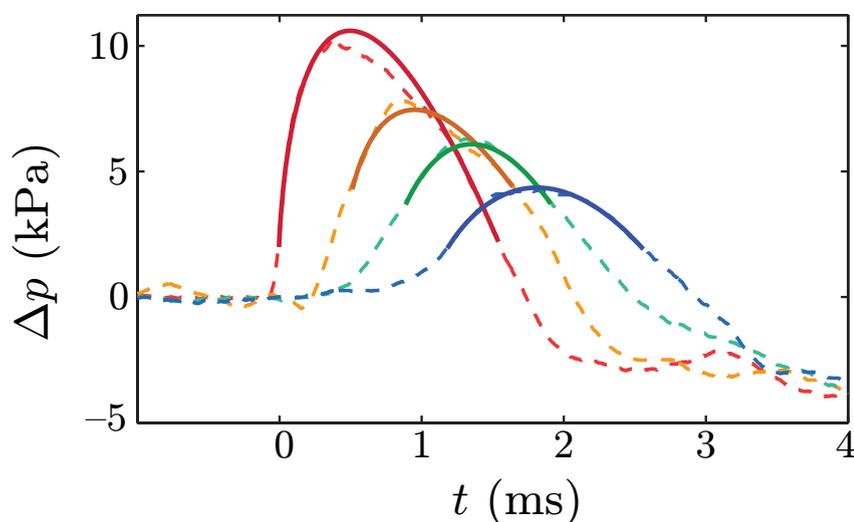


Figure 6.6 – Signaux de pression bruts (traits pointillés) ajustés par l'équation (6.2) (traits pleins).

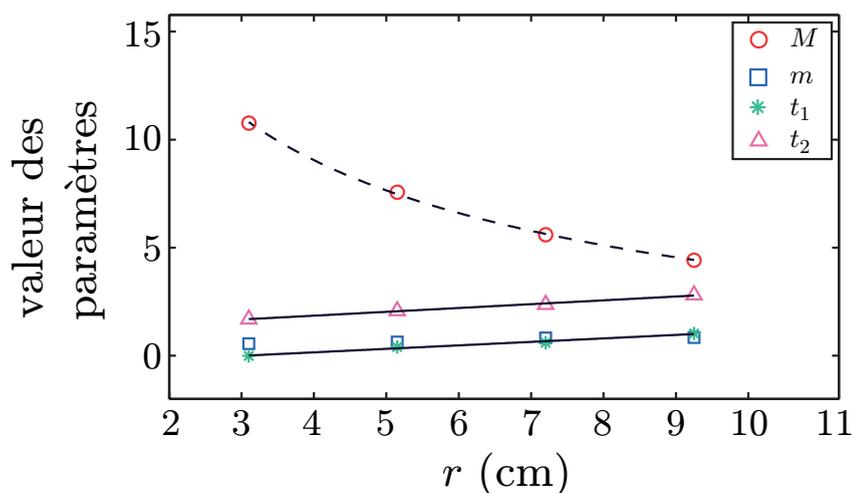


Figure 6.7 – Paramètres ajustable de l'équation (6.2) en fonction de la coordonnée radiale r . Le maximum de la parabole (cercles) est ajusté par une fonction du type $\frac{\beta e^{\alpha r}}{\sqrt{r}}$ (trait pointillé) tandis que les deux zéros (astérisques et triangles) sont ajustés de façon affine (ajustements en trait plein). L'exposant de distorsion (carrés) est simplement moyenné.

6.1.4.1 Méthode : validation de la technique de suivi des traceurs

Connaissant le champ de pression, nous pouvons, à partir de cette quantité, obtenir des informations sur le déplacement de la mousse. C'est ce que nous allons montrer en nous basant sur les trajectoires des traceurs au cours du temps, ces dernières étant bien observables lorsque l'on construit le diagramme spatio-temporel à partir des images (cf. section 5.1), comme l'illustre la Figure 6.9.

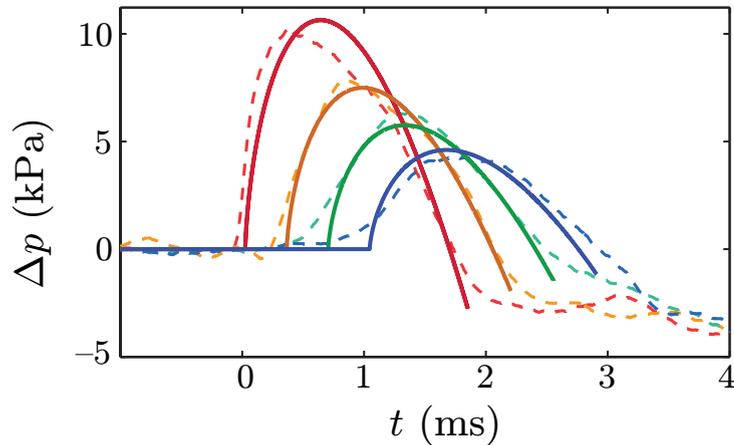


Figure 6.8 – Signaux de pression bruts (traits pointillés) et interpolés (traits pleins).

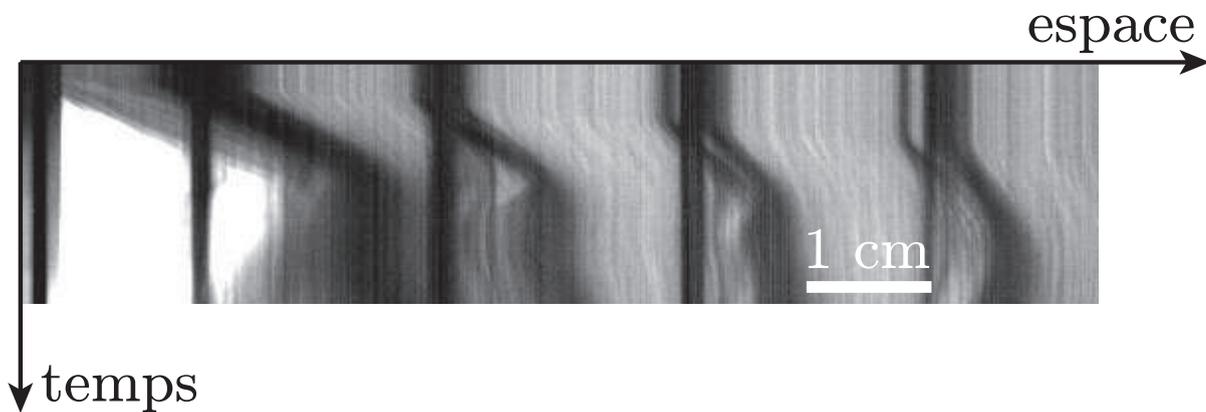


Figure 6.9 – Diagramme spatio-temporel montrant la dynamique d'une mousse après impact d'une onde de choc. On distingue nettement les trajectoires des traceurs (en noir).

Lors du passage de l'onde, la mousse est mise localement en mouvement par la compression. Loin de la source, lorsque l'onde n'est pas encore arrivée, la mousse est en revanche encore au repos. Nous pouvons alors calculer le nombre de moles de gaz entre un point matériel en mouvement et un point matériel au repos pendant un certain intervalle de temps. Le point matériel en mouvement n'est pas choisi par hasard mais correspond à un des traceurs.

La Figure 6.10 donne un exemple de situation considérée : nous repérons le premier traceur par sa position $r_{\text{trac}}^1(t)$. Au repos, avant mise en mouvement, le traceur occupe la position $r_{\text{trac}}^1(0)$. Nous considérons d'autre part un deuxième point matériel situé loin de la source et restant au repos jusqu'à l'arrivée du front de pression. La position de ce point est notée r_{∞}^2 .

2. En principe, nous ne devrions pas choisir un point situé au-delà du capteur 4. Cela implique en effet d'extrapoler les signaux de pression, eux-mêmes déjà interpolés. Cela étant, la pression loin de la source se comporte de façon douce mathématiquement parlant et il est de fait raisonnable de choisir $r_{\infty} \gtrsim r_4$.

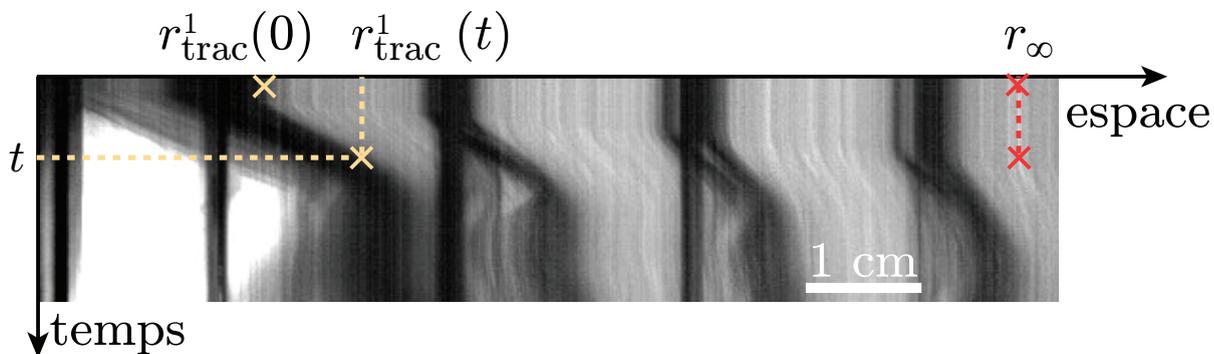


Figure 6.10 – Illustration de la méthode utilisée. On repère d'une part la position d'un traceur, et d'autre part un point immobile loin de la source.

Au repos, le volume de gaz contenu dans la couronne de mousse délimitée par $r_{\text{trac}}^1(0)$ et r_{∞} est

$$V_0 = \pi H (1 - \Phi_0) \left(r_{\infty}^2 - r_{\text{trac}}^1(0)^2 \right), \quad (6.4)$$

avec H la distance entre les plaques (toujours égale à 3 cm) et Φ_0 la fraction liquide de la mousse au repos. En supposant alors le gaz contenu dans les bulles comme parfait, nous en déduisons le nombre de moles de gaz correspondant :

$$n_0 = \frac{p_0 V_0}{\mathcal{R} T_0}, \quad (6.5)$$

où p_0 est la pression atmosphérique, T_0 la température au sein de la bulle au repos, et \mathcal{R} la constante des gaz parfaits.

À partir du moment où le traceur se met à bouger, la pression et le volume varient. On ne peut alors plus écrire de bilan global et il faut alors écrire la loi des gaz parfaits localement dans un petit élément de volume $dV = 2\pi H (1 - \Phi) r dr$, où Φ est la fraction liquide locale. On en déduit alors la variation locale du nombre de moles :

$$dn = (1 - \Phi) \frac{2\pi H}{\mathcal{R} T} p(r, t) r dr, \quad (6.6)$$

où T est la température locale à l'instant considéré, $p(r, t)$ le champ de pression interpolé, et Φ la fraction liquide locale. Cette dernière peut être calculée en repartant de la définition même de la fraction liquide. Nous pouvons en effet écrire, d'une part,

$$\Phi_0 = \frac{V_{\ell}}{V_{\ell} + V_0}, \quad (6.7)$$

avec V_{ℓ} le volume de liquide ; et, d'autre part,

$$\Phi \equiv \Phi(p) = \frac{V_{\ell}}{V_{\ell} + V(p)}. \quad (6.8)$$

Il est en revanche impossible de choisir une coordonnée radiale $r_{\infty} \gg r_4$ à cause des réflexions de l'onde sur le bord de la mousse qui ne sont pas prises en compte dans notre interpolation.

En supposant une transformation polytropique ($pV^\varkappa = \text{cte}$) et en combinant les relations (6.7) et (6.8), nous établissons la dépendance de la fraction liquide avec la pression :

$$\Phi \equiv \Phi(p) = \frac{1}{1 + \frac{1 - \Phi_0}{\Phi_0} \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{1}{\varkappa}}}. \quad (6.9)$$

Calculons à présent un ordre de grandeur de l'écart à la fraction liquide de repos $\Phi_0 \approx 5\%$. Supposons une pression $p = p_0 + \Delta p$, avec $\Delta p \approx 0,2p_0$. On a alors une variation relative $\frac{|\Phi(p) - \Phi_0|}{\Phi_0} \approx 20\%$, ce qui n'est pas négligeable. Cela dit, la fraction liquide intervient *via* le terme $(1 - \Phi)$ dans la relation (6.10). Au vu des faibles fractions liquides auxquelles nous travaillons (quelques pourcents), nous sommes donc en droit de supposer que l'effet de la fraction liquide est minime. Aussi travaillerons-nous par la suite avec la valeur de repos Φ_0 .

La quantité de matière totale comprise entre $r_{\text{trac}}^1(t)$ et r_∞ est alors

$$n = \int dn = \frac{2\pi H}{\mathcal{R}} \int_{r_{\text{trac}}^1(t)}^{r_\infty} (1 - \Phi_0) \frac{p(r, t)}{T} r dr. \quad (6.10)$$

On en revient alors une nouvelle fois à considérer deux cas extrêmes :

◆ un cas **isotherme**, où la température est constante et égale à T_0 , l'équation (6.10) devenant dans ce cas

$$n_T = \frac{2\pi H}{\mathcal{R}T_0} \int_{r_{\text{trac}}^1(t)}^{r_\infty} (1 - \Phi_0) p(r, t) r dr ; \quad (6.11)$$

◆ et un cas **adiabatique**, où la loi de Laplace pour un gaz parfait est applicable, ce qui permet d'exprimer la température en fonction de la pression :

$$T = T_0 \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}, \quad (6.12)$$

avec $\gamma = c_p/c_v$ l'exposant adiabatique. Le nombre de moles de gaz est alors, dans ce cas,

$$n_S = \frac{2\pi H}{\mathcal{R}T_0} p_0^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \int_{r_{\text{trac}}^1(t)}^{r_\infty} (1 - \Phi_0) p(r, t)^{\frac{1}{\gamma}} r dr . \quad (6.13)$$

Les équations (6.11) et (6.13) sont résolues numériquement en laissant la borne inférieure de l'intégrale libre de telle sorte que la quantité de gaz reste constante au cours

du temps — puisque nous raisonnons entre deux points matériels — : $n_T = n_0 \forall t$ ou $n_S = n_0 \forall t$. Autrement dit, nous cherchons la meilleure valeur de $r_{\text{trac}}^1(t)$ vérifiant cette condition à tout temps. Cette opération nous permet de construire une trajectoire théorique pour chaque traceur, que nous confrontons aux trajectoires observées expérimentalement, comme illustré sur la figure 6.11. Cette figure montre le très bon accord des trajectoires théorique et expérimentales lorsque l'on suppose une transformation isotherme pour le gaz³.

Au travers de ce résultat, nous montrons que notre méthode fonctionne et que les informations délivrées par la pression et l'image sont cohérentes. Nous allons désormais pouvoir utiliser notre méthode pour estimer le volume de mousse détruite.

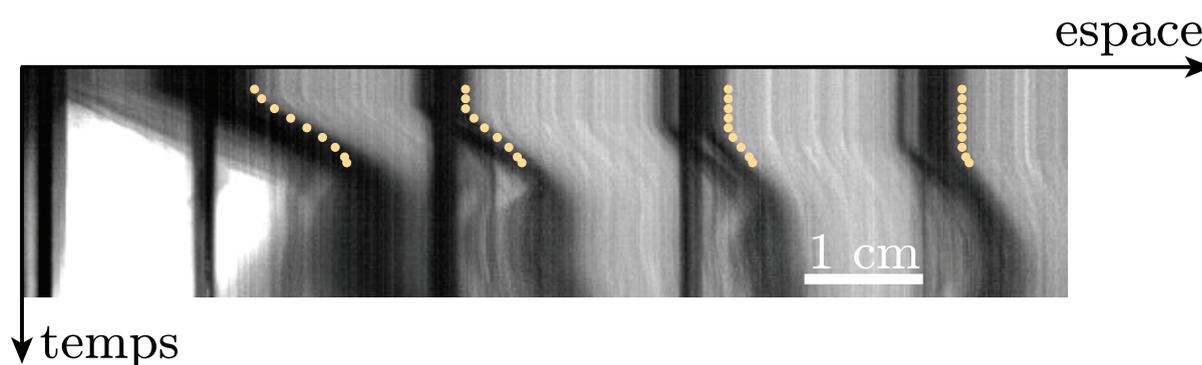


Figure 6.11 – Trajectoires des traceurs issues de la résolution numérique de l'équation (6.11) superposées aux trajectoires réelles, en supposant une transformation isotherme pour le gaz. La taille des bulles de la mousse utilisée dans cette expérience était de $160 \mu\text{m}$.

6.1.4.2 Volume de mousse détruite et vitesse de front de rupture

Nous reprenons maintenant le même travail à la différence près que nous calculons désormais la quantité de gaz comprise entre un point statique (à $r = r_\infty$), et le bord de la cavité repéré par sa position $r_{\text{cav}}(t)$. S'il existe un front de rupture se propageant, alors ce dernier point **n'est pas** un point matériel et la quantité de gaz doit varier dans le temps. Ainsi, le nombre de moles de gaz compris entre $r_{\text{cav}}(t)$ et r_∞ s'écrit⁴

$$n(t) = \frac{2\pi H}{\mathcal{R}T_0} \int_{r_{\text{cav}}(t)}^{r_\infty} (1 - \Phi_0) p(r, t) r dr. \quad (6.14)$$

Cette équation ne fait désormais plus objet d'une résolution numérique. Au contraire, toutes les quantités sont ici connues, le bord de la cavité étant repéré par analyse d'images⁵.

3. L'expérience que nous présentons ici présentait une taille de bulles de $160 \mu\text{m}$, ce qui se situe bien dans la limite isotherme énoncée au chapitre 4.

4. Travaillant toujours à petites bulles, nous considérons une nouvelle fois le cas isotherme.

5. Le repérage ne peut se faire que lorsque la cavité se trouve au niveau du capteur 1. En effet, nous ne pouvons une nouvelle fois pas extrapoler les signaux de pression à des coordonnées radiales inférieures

C'est justement cette fois-ci la dépendance temporelle de n qui nous intéresse.

À cette quantité de matière correspond un volume de gaz $V_g(t)$ remis à pression atmosphérique tel que

$$V_g(t) = \frac{n(t) \mathcal{R} T_0}{p_0} = \frac{2\pi H}{p_0} \int_{r_{\text{cav}}(t)}^{r_\infty} (1 - \Phi_0) p(r, t) r dr. \quad (6.15)$$

À chaque instant, le volume de mousse détruite est alors défini par :

$$V_{\text{det}}(t) = \frac{V_0 - V_g(t)}{1 - \Phi_0}. \quad (6.16)$$

La Figure 6.12 représente l'évolution du volume détruit en fonction du temps. Par ce graphique nous mettons en évidence que V_{det} est non nul et croît dans le temps. Hypothétiquement, il serait raisonnable d'observer une saturation, la pression relaxant dans le temps et passant certainement sous le seuil de rupture de la mousse. Cet effet n'est pas visible sur nos mesures, très certainement à cause de la fenêtre temporelle trop restreinte.

Un volume détruit non nul implique l'existence d'un front de rupture, repéré par sa position $r_{\text{rupt}}(t)$, tel que

$$r_{\text{rupt}}(t) = \sqrt{\frac{V_{\text{det}}(t)}{\pi H}}. \quad (6.17)$$

Nous pouvons alors calculer la vitesse de propagation du front de rupture $v_{\text{rupt}}(t) = \dot{r}_{\text{rupt}}(t)$, le point désignant la dérivée par rapport au temps. Cette quantité est représentée sur l'encart de la Figure 6.12. Le front de rupture se propage donc à des vitesses de l'ordre de la dizaine de mètres par seconde. Si l'augmentation de la vitesse est visible aux alentours de $t \approx 1$ ms, le bruit important sur les mesures rend difficile toute conclusion quantitative sur des temps plus longs.

6.1.4.3 Amélioration en grande cellule

Afin d'observer l'évolution du volume détruit sur des échelles de temps assez longues, nous avons réalisé quelques essais sur une cellule plus grande, de dimensions 60×60 cm², avec toujours le même entrefer. Ce nouveau dispositif nous permet de placer les capteurs de pression plus loin et ainsi d'élargir la fenêtre temporelle accessible pour l'analyse décrite au paragraphe 6.1.4.2. Les capteurs sont alors cette fois-ci positionnés en $r_1 = (3,1 \pm 0,15)$ cm, $r_2 = (9,25 \pm 0,15)$ cm, $r_3 = (15,2 \pm 0,2)$ cm et $r_4 = (20,2 \pm 0,2)$ cm. La Figure 6.13 donne un exemple de signaux que l'on peut enregistrer avec cette configuration⁶.

à r_1 .

6. On remarquera sur cette figure que le signal au capteur 3 n'est pas aussi bien dessiné que les autres. Il en a toujours été ainsi sur les expériences réalisées avec les grandes plaques. Il est tout à fait possible que cet endroit corresponde à un ventre de vibration de la plaque.

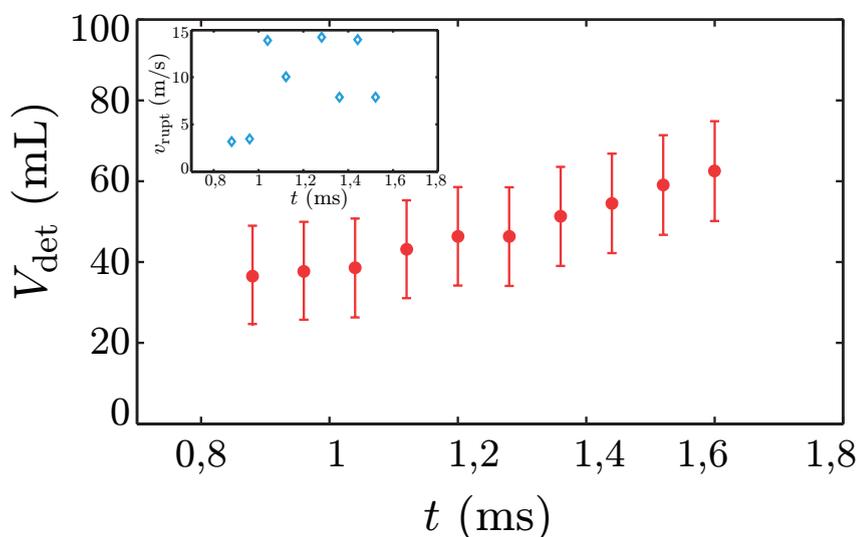


Figure 6.12 – Représentation du volume détruit — remis à pression atmosphérique — en fonction du temps pour une mousse dont la taille des bulles moyenne est de 160 μm . Encart : vitesse de propagation du front de rupture en fonction du temps.

En réitérant le travail présenté aux paragraphes 6.1.4.1 et 6.1.4.2, nous obtenons une nouvelle courbe d'évolution du volume de mousse détruite (Figure 6.14). L'utilisation des grandes plaques permet de gagner en résolution temporelle et ainsi de montrer que V_{det} tend à saturer aux temps longs, à partir de $t \gtrsim 2,5$ ms environ. L'analyse reste cependant insuffisante pour mettre en évidence un plateau net de saturation.

La vitesse de rupture (encart de la Figure 6.14) est également beaucoup mieux définie dans cette configuration. On distingue nettement un phase d'accélération du front de rupture ($t \lesssim 1,5$ ms), qui laisse place ensuite à une décélération uniforme. Au vu de la faible valeur de la vitesse à $t = 3$ ms, nous pouvons supposer que la rupture n'est plus prédominante à ces échelles de temps-là, ce qui semble se confirmer par l'observation d'un début de saturation sur la courbe de volume.

6.1.4.4 Conclusion

Dans cette sous-section, nous avons présenté une méthode permettant d'estimer le volume de mousse détruite par l'impact d'une onde de souffle. Cette méthode se base sur l'interpolation de signaux de pression à partir d'un ajustement phénoménologique. Connaissant le champ de pression en tout point de l'espace et en tout temps dans des fenêtres bien définies, nous avons pu suivre l'évolution de la quantité de gaz contenue entre deux points matériels et reconstituer la trajectoire des traceurs. Cette méthode a ensuite été appliquée pour suivre l'évolution temporelle de la quantité de gaz entre le bord de la cavité et un point matériel lointain demeurant statique. Cette analyse permet de calculer le volume de mousse détruite à chaque instant. Nous avons pu montrer l'existence d'un volume détruit non nul croissant dans le temps avec un début de saturation observé pour

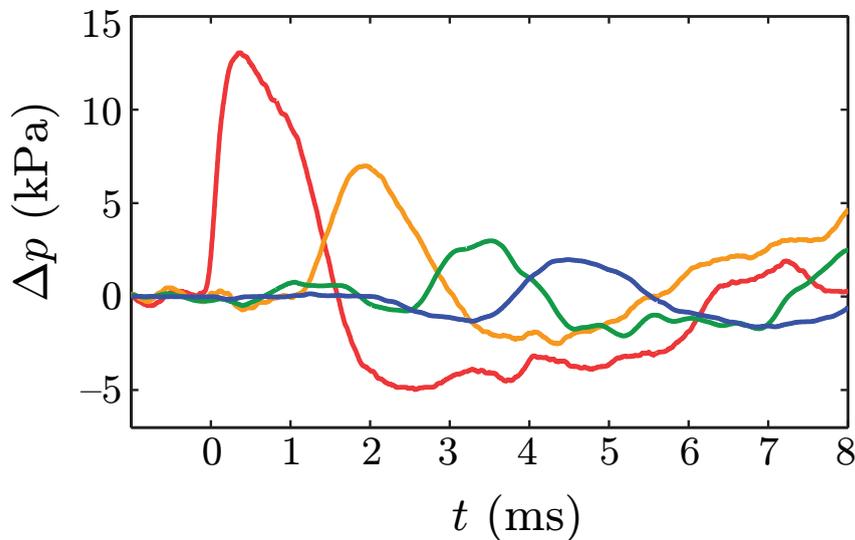


Figure 6.13 – Signaux de pression typiques enregistrés en utilisant les grandes plaques.

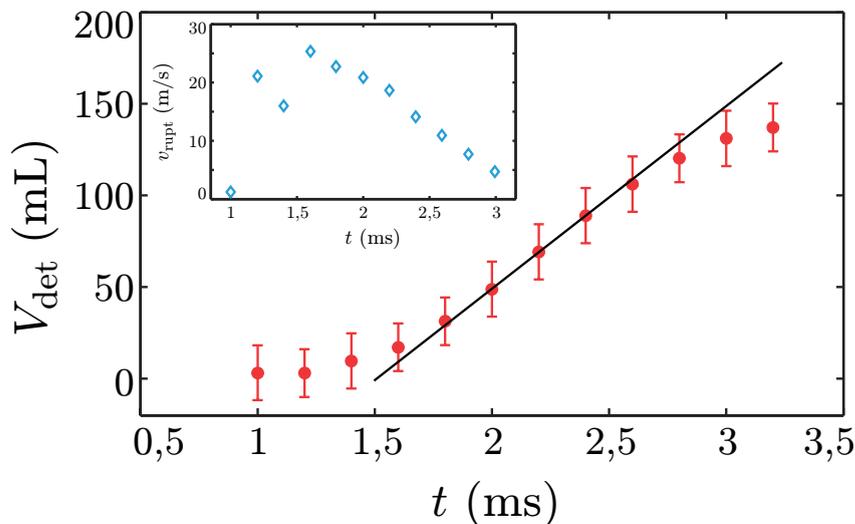


Figure 6.14 – Évolution du volume de mousse détruite dans le temps avec une fenêtre temporelle élargie grâce à l'utilisation d'une cellule à mousse plus grande. La ligne en trait plein est un guide pour les yeux et montre que le volume de mousse détruite tend à saturer aux temps longs. Encart : vitesse de propagation du front de rupture en fonction du temps.

des temps de l'ordre de 2,5 ms. De façon indirecte, nous avons également pu montrer que le front de rupture associé se propageait à des vitesses de l'ordre de la dizaine de mètres par seconde.

Si cette méthode apparaît complexe, nécessitant beaucoup d'ingrédients et des signaux de pression très propres, elle a cependant permis une première quantification de la rupture dans une mousse liquide soumise à une onde de souffle, ce qui, à notre connaissance, n'avait jamais été mis en évidence de façon quantitative.

6.1.5 Vers la mise en évidence directe du front de rupture : utilisation de mousses sèches

C'est en faisant une série d'expériences avec le rideau de bulles (Figure 3.2) que nous avons eu l'idée de choquer une mousse extrêmement sèche que l'on aurait laissé drainé longtemps.

Nous avons donc produit une mousse dans les conditions usuelles et coupé le bullage. Le choc a été envoyé dans la mousse après avoir attendu une vingtaine de minutes. Dans ces conditions, la fraction liquide était inférieure au pourcent, et la taille des bulles était de l'ordre du millimètre.

La Figure 6.15(a) montre le diagramme spatio-temporel associé à cette expérience. L'allure de ce diagramme diffère très fortement de ceux que nous avons pu voir dans ce chapitre ou au chapitre 5. En effet, nous observons très nettement la ligne de front, qui est quasiment horizontale, mais nous observons aussi de façon très nette le déplacement des bulles à la paroi ainsi que le front de cavité, qui apparaît très sombre.

Les techniques d'analyse d'images présentées en section 5.1 permettent de récupérer les trois trajectoires caractéristiques : le front d'onde, le front de cavité, et la trajectoire des bulles, qui font office de traceurs naturels (Figure 6.15(b)).

Analysons maintenant plus en détails les deux autres trajectoires reconstituées sur la Figure 6.15(b). Nous pouvons clairement voir que le front de cavité se déplace plus vite que les bulles mises en mouvement par l'onde⁷. Si la cavité va plus vite que les bulles, cela signifie qu'il n'y a pas un mouvement de bloc de la mousse. Au contraire, la cavité grignote la mousse sur son passage. La différence de vitesse entre le bord de la cavité et la trajectoire des bulles est donc un moyen simple pour mettre en évidence un phénomène de rupture et on peut alors aisément définir la vitesse de propagation du front de rupture v_{rupt} :

$$v_{\text{rupt}} = v_{\text{cav}} - v_{\text{bulles}}, \quad (6.18)$$

où v_{cav} et v_{bulles} désignent respectivement les vitesses de front de cavité et de mouvement des bulles après le passage de l'onde.

Dans l'exemple donné sur la Figure 6.15(b), nous avons $v_{\text{cav}} \approx 65 \text{ m/s}$ et $v_{\text{bulles}} \approx 15 \text{ m/s}$ ⁸, ce qui nous donne $v_{\text{rupt}} \approx 50 \text{ m/s}$. Notons par ailleurs que, pour cette expérience, la vitesse de front est de l'ordre de 300 m/s et est ainsi nettement supérieure aux vitesses évoquées au chapitre 5. Pour de grosses bulles, de l'ordre du millimètre, il est ainsi probable que vous atteignons le régime de Kann, résultat également suggéré par les mesures de Carole Bréda [Bréda, 2015].

7. Rappelons ici qu'une ligne dans un diagramme spatio-temporel s'interprète directement comme une vitesse. Dans notre représentation, une ligne horizontale témoigne d'une vitesse infinie tandis qu'une ligne verticale est la signature d'une vitesse nulle.

8. La vitesse de la cavité a été mesurée dans la zone où on ne sent pas trop la courbure du front, c'est-à-dire avant le demi-tour de la cavité. La vitesses des bulles est quant à elle à peu près constante spatialement. Cela ne gêne donc pas de l'avoir mesurée sur la trajectoire reconstituée sur la Figure 6.15(b).

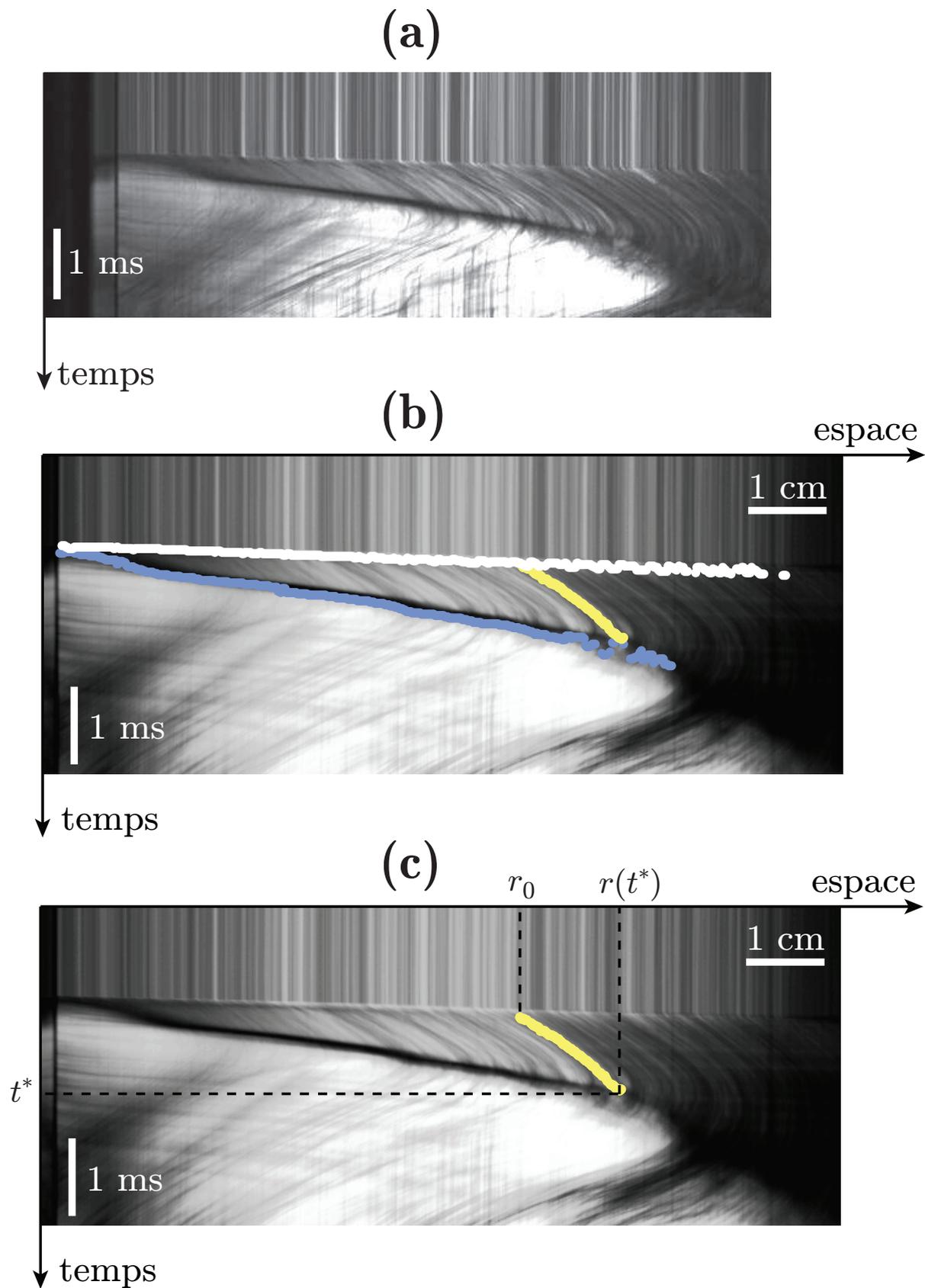


Figure 6.15 – (a) Diagramme spatio-temporel pour une expérience de choc dans une mousse très sèche ($\Phi < 1\%$). Quatre épaisseurs d'aluminium ont été utilisées en guise de diaphragme. (b) Superposition du spatio-temporel brut auquel les profils de front (en blanc) et de cavité (en violet), ainsi que la trajectoire d'une bulle (en jaune), ont été ajoutés. (c) Méthode pour obtenir le volume détruit à un instant donné. Voir texte pour plus de détails.

Le fait d'avoir des traceurs naturels bien visibles permet également de calculer le volume de mousse détruite au cours du temps, et ce sans avoir à interpoler les signaux de pression. Lorsqu'un traceur, situé au repos à une position r_0 , se fait rattraper par la cavité à un instant t^* à une position $r(t^*)$, nous connaissons alors directement le volume de mousse détruite remis à pression atmosphérique :

$$V_{\text{det}}(t^*) = \pi r_0^2 H. \quad (6.19)$$

La Figure 6.15(c) illustre la méthode utilisée pour un traceur.

En pointant ainsi quelques traceurs à différentes positions, nous pouvons obtenir l'allure du volume détruit en fonction du temps. La Figure 6.16 montre une augmentation du volume détruit sans saturation, la cavité n'étant pas dans sa phase de décélération dans la fenêtre temporelle explorée. Nous pouvons par ailleurs vérifier la cohérence de ce résultat en remontant à la position du front de rupture — équation (6.17) —, qui est montrée sur l'encart de la Figure 6.16. Un ajustement affine de ces données donne une vitesse de rupture de 46 m/s, qui correspond à l'ordre de grandeur trouvé à partir de la relation (6.18).

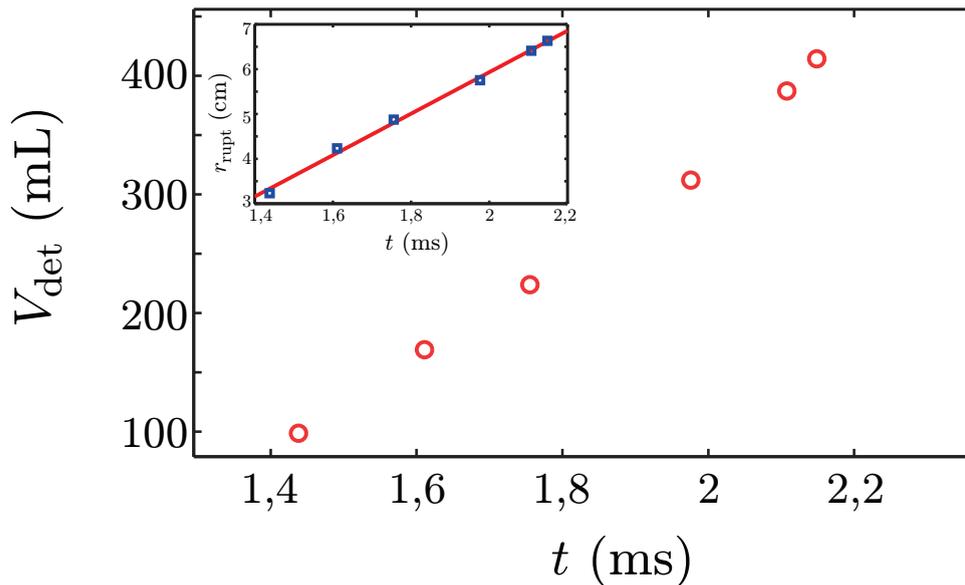


Figure 6.16 – Volume détruit en fonction du temps pour une mousse très sèche ($\Phi < 1\%$). Encart : position du front de rupture reconstitué en fonction du temps (carrés) et ajustement affine (droite en trait plein).

6.1.6 Discussion sur la rupture

En utilisant deux méthodes différentes (paragraphe 6.1.4 et 6.1.5), nous avons montré l'existence d'un volume de mousse détruite non nulle au passage d'une onde de souffle. Nous avons par ailleurs montré, au travers de trois exemples, que le front de rupture se

propageait à des vitesses de l'ordre de quelques dizaines de mètres par seconde, et ce quelle que soit la méthode utilisée. Ces résultats préliminaires sont, à ce jour, la première mise en évidence quantitative de la rupture à l'échelle d'une mousse tridimensionnelle, et sont complémentaires des visualisations directes à l'échelle de la bulle (Figure 2.23).

La rupture a cependant été étudiée dans le cas de mousses bidimensionnelles confinées en cellule de Hele-Shaw [Arif *et al.*, 2010, 2012]. Ces résultats ont montré qu'il existe des modes de fracture ductile et fragile. La vitesse de propagation de ce dernier mode peut prendre des valeurs allant de 10 à 45 m/s environ en fonction de l'âge de la mousse, et pour des surpressions imposées de 2 kPa environ (Figure 6.18). Nos vitesses de rupture mesurées s'inscrivent bien dans cette gamme. N'ayant toutefois accumulé aucune statistique, nous restons prudents sur les conclusions à tirer de cette comparaison. Notons par ailleurs que si notre expérience a été réalisée avec une taille de bulles comparable — légèrement inférieure en fait —, les surpressions mises en jeu étaient plus importantes, entre 5 et 10 kPa.

Qui plus est, Arif *et al.* ont montré que la vitesse de fracture suivait une dépendance affine à la fois en surpression imposée et en taille de bulles (figures 6.17(a) et 6.17(b)) *via* la relation

$$v_{\text{rupt}} = \frac{2R}{\tau_{\text{rupt}}} \iff v_{\text{rupt}} = R \times \delta p \times \frac{2}{\ln\left(\frac{h}{\zeta_0}\right) \sqrt{2\rho\sigma_0 h}}, \quad (6.20)$$

où nous avons introduit le temps de rupture d'un film τ_{rupt} :

$$\tau_{\text{rupt}} = \frac{\ln\left(\frac{h}{\zeta_0}\right) \sqrt{2\rho\sigma_0 h}}{\Delta p}, \quad (6.21)$$

avec h l'épaisseur des films, ρ la masse volumique du liquide moussant, γ sa tension de surface, et δp la surpression imposée au travers d'un film. La quantité ζ_0 est une perturbation microscopique à l'état de surface plane du film pour pouvoir générer l'instabilité conduisant à la rupture⁹.

En prenant $h \approx 70$ nm [Pierre *et al.*, 2014], $\zeta_0 \approx 10$ nm [Brémond et Villermaux, 2005], $\sigma_0 \approx 35$ mN/m, $\rho = 1000$ kg/m³, $R \approx 160$ μ m et $\delta p = \Delta p \approx 5$ kPa, nous obtenons, d'après (6.20), $v_{\text{rupt}} \approx 400$ m/s, résultat bien au-delà de nos valeurs mesurées. Cela dit, nous avons vu au paragraphe 5.3.1.1 que la largeur du front d'onde de pression était bien supérieure à la taille des bulles. Il est donc peu probable que l'amplitude de l'onde Δp soit la quantité pertinente à prendre en compte si l'on se fie au modèle de l'équation (6.20).

Néanmoins, l'observation de ces comportements dans les mousses bidimensionnelles laissent des perspectives intéressantes quant à notre travail, ce qui nécessiterait du coup une analyse systématique pour étudier la dépendance de la vitesse de rupture en fonction des paramètres expérimentaux.

9. Brémond & Villermaux ont reporté une valeur de $\zeta_0 \approx 10$ nm pour des épaisseurs de film de 2 μ m et stipulent que cette valeur est compatible avec les modulations d'épaisseur uniquement dues aux fluctuations thermiques [Brémond et Villermaux, 2005].

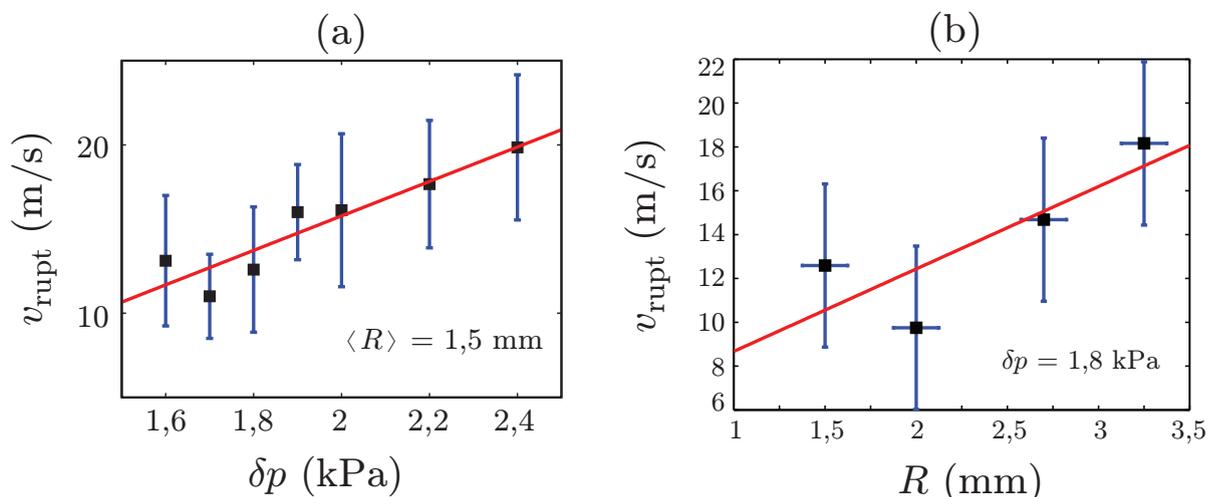


Figure 6.17 – Vitesse de propagation d’une fracture fragile dans une mousse bidimensionnelle en cellule de Hele-Shaw, (a) en fonction de la surpression appliquée et (b) de la taille des bulles. Les deux comportements suivent des lois affines. Figure extraite de [Arif *et al.*, 2010].

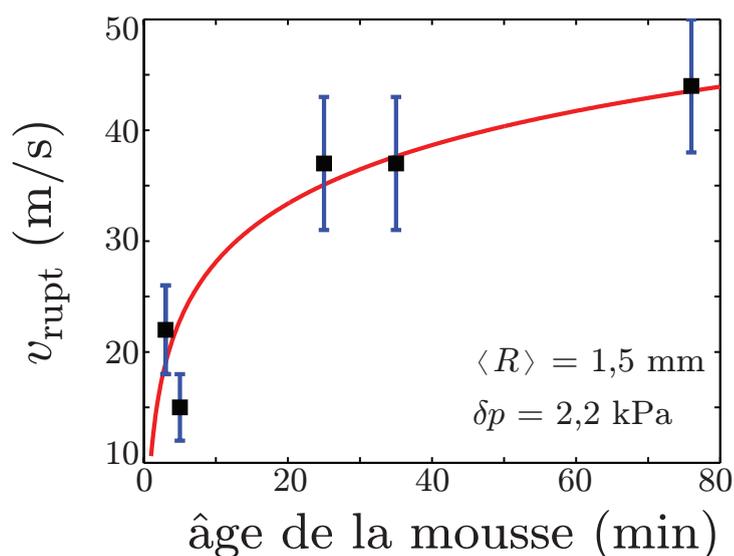


Figure 6.18 – Vitesse de propagation d’une fracture fragile dans une mousse bidimensionnelle en cellule de Hele-Shaw en fonction de l’âge de la mousse. La ligne en trait plein est un guide pour les yeux. Figure extraite de [Arif *et al.*, 2010].

Il arrive cependant que le phénomène de rupture ne soit pas complètement évident à l’image, comme en témoigne la Figure 6.19(b), où les trajectoires de la cavité et des bulles évoluent de façon parallèle dans le temps. Il existe donc un seuil de pression en-dessous duquel la mousse ne casse pas mais est simplement poussée par la cavité. Expérimentalement, il nous est pour l’instant impossible de déterminer ce seuil de rupture de la mousse, ce qui constitue néanmoins une autre perspective intéressante pour la suite.

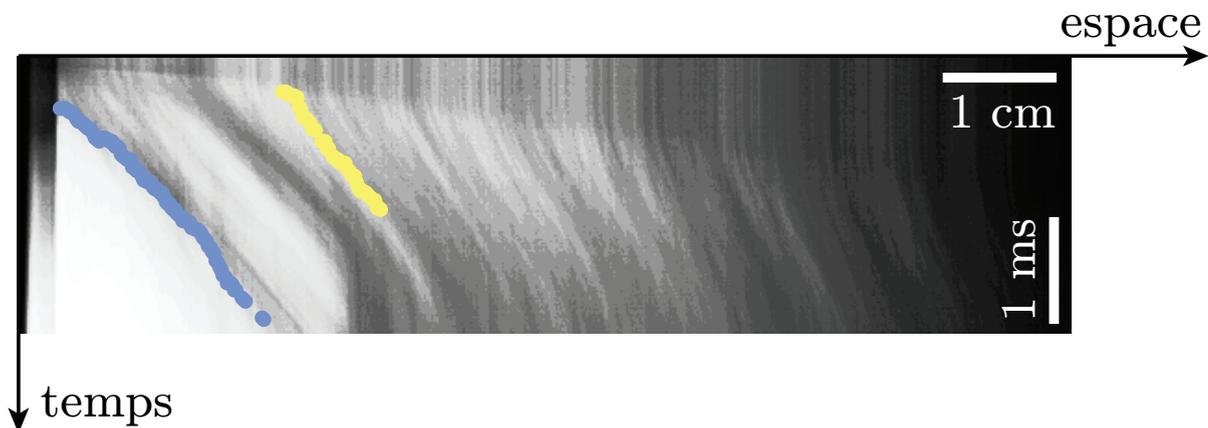


Figure 6.19 – (a) Diagramme spatio-temporel identique à celui de la figure 6.15 ($\Phi < 1\%$ et $R \approx 1\text{ mm}$). (b) Diagramme spatio-temporel avec profil de cavité et trajectoire d’une bulle reconstitués pour une mousse de fraction liquide $\Phi \approx 5\%$ et de taille de bulles $R \approx 250\ \mu\text{m}$. Une seule épaisseur d’aluminium a été utilisée comme diaphragme pour cette expérience. Ces deux images montrent que la rupture dépend fortement des paramètres, en particulier de la fraction liquide.

6.2 Dynamique de la cavité

Nous avons jusqu’à présent uniquement analysé l’avancée du bord de la cavité dans sa phase d’ouverture afin de caractériser la rupture de la mousse. Dans cette section, nous nous intéressons toujours à la dynamique de la cavité mais sur des temps plus longs. Nous étudions dans un premier temps l’ouverture maximale de la cavité et sa dépendance avec les paramètres expérimentaux. Nous finissons ensuite par commenter les oscillations de relaxation en comparant les fréquences obtenues à un modèle de cavité dans un milieu élastique.

6.2.1 Taille maximale de la cavité

Sur la Figure 6.1, nous pouvons voir que la cavité a d’abord une phase d’expansion, avant d’atteindre une taille maximale et de se rétracter et d’osciller puis d’atteindre un état d’équilibre. Cette taille maximale, facile à mesurer expérimentalement, est représentée sur la Figure 6.20 en fonction de la taille des bulles. Les données montrées sur cette figure ont été obtenues en imageant l’échantillon sur son intégralité. Qui plus est, nous ne disposons pas des capteurs de pression au moment où les mesures ont été réalisées. Ainsi distinguons-nous les séries simplement en fonction du nombre de feuilles d’aluminium utilisées comme diaphragme.

À diaphragme imposé, la taille de la cavité montre une tendance significative à l’augmentation avec la taille des bulles. Nous n’avons à ce jour aucun argument à avancer pour expliquer cet effet très net. Il est cependant possible que la tendance observée soit due au phénomène de rupture évoqué au paragraphe précédent : si le volume de mousse détruite

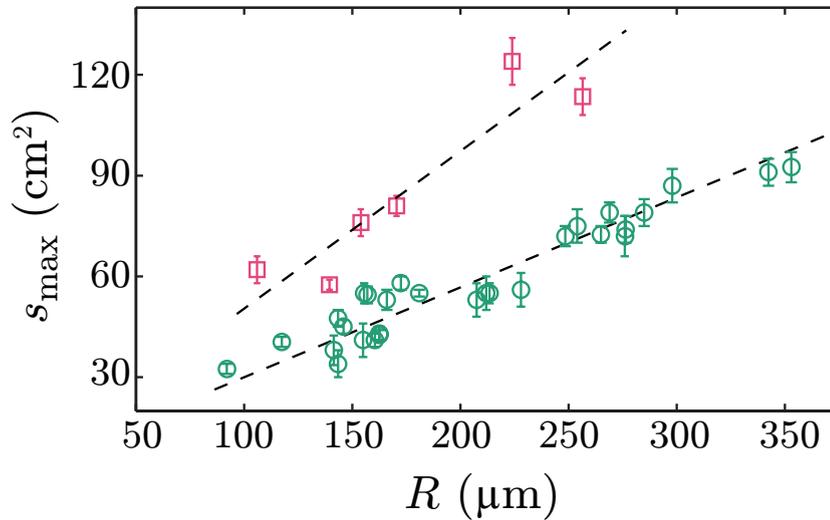


Figure 6.20 – Taille maximale de la cavité en fonction de la taille des bulles, en utilisant 1 feuille d’aluminium (\circ) et 2 feuilles d’aluminium (\square). Les droites en pointillés sont des guides pour les yeux.

venait à dépendre de la taille des bulles alors cet effet se ressentirait sur la taille de la cavité. Ces résultats préliminaires ne demandent encore une fois qu’à être approfondis par des études systématiques.

6.2.2 Oscillations de relaxation

6.2.2.1 Résultats expérimentaux

Après sa phase d’expansion, la cavité se rétracte et oscille radialement jusqu’à relaxation. Le diagramme spatio-temporel de la Figure 6.21 illustre bien ce comportement. La fréquence d’oscillation de la cavité est $f_c = \frac{1}{T_c} = (54 \pm 3)$ Hz. La Figure 6.21 ne fait cependant apparaître proprement que deux oscillations. Il est alors préférable d’analyser les oscillations du bord extérieur de la mousse, qui sont identiques à celles de la cavité, avec un simple déphasage en plus (Figure 6.22). La mesure de la fréquence des oscillations sur ce diagramme spatio-temporel donne effectivement $f_b = (58 \pm 1)$ Hz.

6.2.2.2 Comparaison à un modèle de cylindre élastique creux vibrant

Après l’ouverture de la cavité, la mousse oscille radialement. Nous allons dans cette partie comparer la fréquence caractéristique f_b à la fréquence de vibration radiale d’un cylindre élastique creux, que nous noterons f_0 , la pulsation correspondante étant ω_0 .

Pour trouver ω_0 , il faut dans un premier temps résoudre l’équation de l’élastodynamique sous l’hypothèse d’un champ de déplacement purement radial $\mathbf{u} = u(r, t) \mathbf{e}_r$. Cette

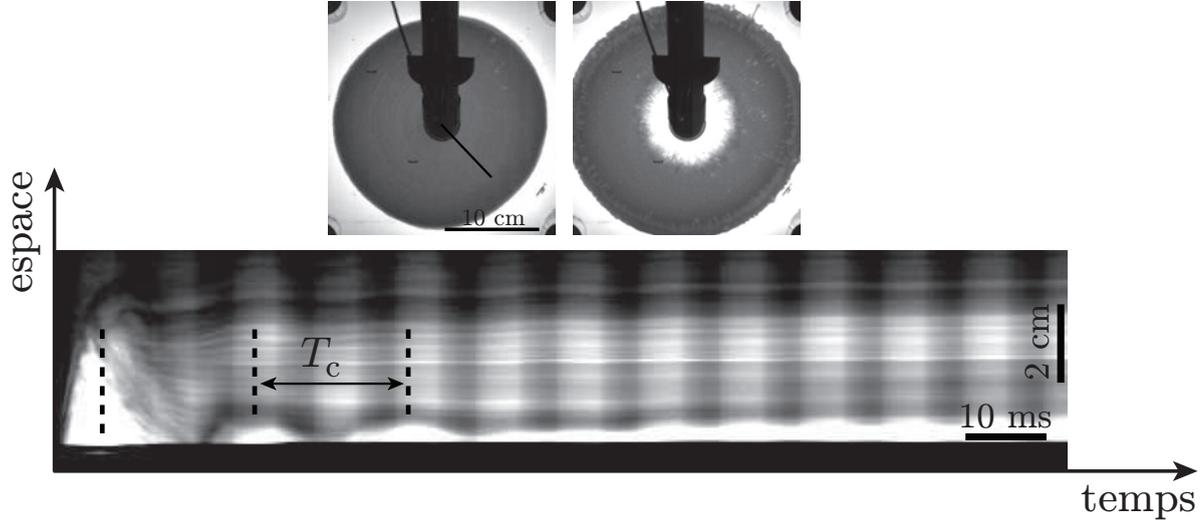


Figure 6.21 – **Haut** : à gauche, vue de dessus de l'échantillon dans sa situation initiale. La droite noire indique la ligne selon laquelle le diagramme spatio-temporel a été tracé. À droite, instant où la cavité atteint sa taille maximale. **Bas** : Diagramme spatio-temporel aux temps longs montrant les oscillations de relaxation de la cavité. La durée d'une oscillation est notée T_c . L'expérience a été réalisée avec une feuille d'aluminium comme diaphragme et une taille de bulles de 225 μm environ.

équation s'écrit

$$\rho_f \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \text{div } \bar{\tau} \cdot \mathbf{e}_r, \quad (6.22)$$

avec ρ_f la masse volumique de la mousse et $\bar{\tau}$ le tenseur des contraintes. Seules les contraintes élastiques relatives à la compression et au cisaillement sont prises en compte ici. Nous négligeons par ailleurs la dissipation¹⁰. Dans ce cas, le tenseur des contraintes obéit à la loi de Hooke, donnant alors [Landau et Lifshitz, 1970] (chapitre 1, §5, page 14) :

$$\tau_{rr} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} [(1-\nu)\varepsilon_{rr} + \nu\varepsilon_{\theta\theta}] = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[(1-\nu)\frac{\partial u}{\partial r} + \nu\frac{u}{r} \right], \quad (6.23)$$

$$\tau_{\theta\theta} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} [(1-\nu)\varepsilon_{\theta\theta} + \nu\varepsilon_{rr}] = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[(1-\nu)\frac{u}{r} + \nu\frac{\partial u}{\partial r} \right], \quad (6.24)$$

où E est le module d'Young de la mousse, ν son coefficient de Poisson, et $\bar{\varepsilon}$ le tenseur des déformations. Nous avons ici utilisé le fait qu'en symétrie radiale, $\varepsilon_{rr} = \frac{\partial u}{\partial r}$ et $\varepsilon_{\theta\theta} = \frac{u}{r}$. Dans cette symétrie, la divergence du tenseur des contraintes est quant à elle

$$\text{div } \bar{\tau} \cdot \mathbf{e}_r = \frac{\partial \tau_{rr}}{\partial r} + \frac{\tau_{rr} - \tau_{\theta\theta}}{r}. \quad (6.25)$$

¹⁰. Cette hypothèse paraît raisonnable, le mouvement oscillatoire n'étant pas suramorti sur la Figure 6.22.

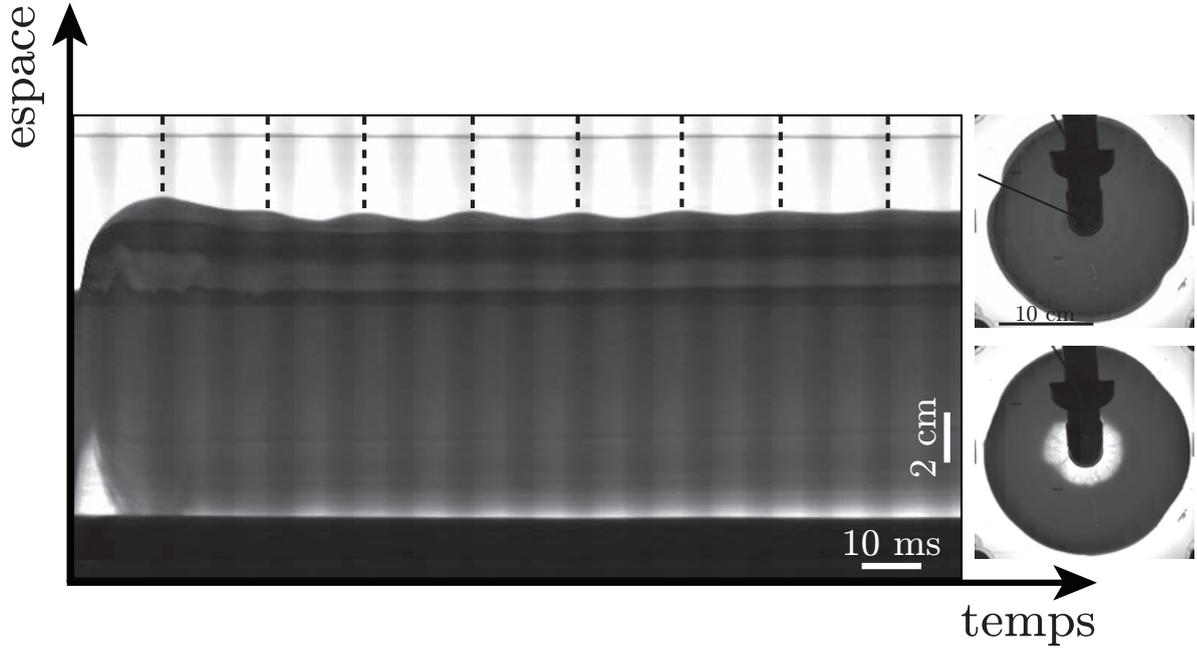


Figure 6.22 – Diagramme spatio-temporel aux temps longs montrant les oscillations de relaxation du bord extérieur de la mousse. À droite : Configuration initiale de la mousse (vue de dessus) et instant où la cavité atteint sa taille maximale. La droite noire est la ligne selon laquelle le spatio-temporel a été obtenu. L'expérience a été réalisée avec une feuille d'aluminium en guise de diaphragme et une taille de bulles de $150\ \mu\text{m}$ environ.

En combinant les équations (6.23), (6.24) et (6.25), l'équation (6.22) devient :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c_\ell^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} \right), \quad (6.26)$$

où nous avons introduit la vitesse des ondes longitudinales dans la mousse :

$$c_\ell^2 = \frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)\rho_f} = \frac{3K+4G}{3\rho_f}, \quad (6.27)$$

avec K le module de compression et G le module de cisaillement. Cette vitesse est en fait la vitesse du son, et plus précisément, dans la gamme des fréquences considérées (inférieures à 100 Hz), la vitesse de Wood. En effet, la mousse peut être considérée comme quasi-incompressible, K étant de l'ordre de la pression atmosphérique alors que $G \approx \frac{\sigma_0}{R} \approx 300\ \text{Pa}$ avec $R \approx 100\ \mu\text{m}$ [Cantat *et al.*, 2013] (chapitre 4, page 181)¹¹. En utilisant l'hypothèse isotherme (valable pour la taille de bulles considérée), nous avons donc $K = \frac{p_0}{1-\Phi}$, avec p_0 la pression atmosphérique, si bien que $c_\ell^2 \equiv c_w \simeq \frac{p_0}{\rho_f \Phi (1-\Phi)}$.

11. Nous rappelons ici que σ_0 désigne la tension de surface de la solution moussante.

Considérons maintenant un mode de pulsation ω et posons $u(r, t) = \hat{u}(r) \cos(\omega t)$. L'équation du mouvement (6.26) devient alors :

$$\frac{d^2 \hat{u}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\hat{u}}{dr} + \left(\frac{\omega^2}{c_\ell^2} - \frac{1}{r^2} \right) \hat{u} = 0, \quad (6.28)$$

qui a pour solution générale :

$$\hat{u} = \alpha \mathcal{J}_1 \left(\frac{\omega r}{c_\ell} \right) + \beta \mathcal{Y}_1 \left(\frac{\omega r}{c_\ell} \right), \quad (6.29)$$

où \mathcal{J}_1 et \mathcal{Y}_1 sont respectivement les fonctions de Bessel de première et deuxième espèce, toutes deux d'ordre 1.

Les conditions aux limites sont imposées en contraintes : le bord externe de la mousse, que l'on considérera à la position $r = R_e$ dans la configuration de référence, est à pression atmosphérique, alors que le bord interne de la mousse, au rayon $r = R_i$, en contact avec la cavité, subit une pression variable $P(t) = p_0 + p(t)$ avec $p(t)$ la surpression à l'intérieur de la cavité. Si le déplacement suit une dépendance sinusoïdale en temps, alors la pression doit suivre la même dépendance en vertu de la loi de Hooke. Nous écrirons alors $p(t) = \hat{p} \cos(\omega t)$. La configuration de référence étant à pression ambiante, on a donc comme condition aux limites : $\tau_{rr} = 0$ en $r = R_e$ et $\tau_{rr} = -p$ en $r = R_i$. Ainsi, d'après la loi de Hooke (6.23),

$$\begin{aligned} 0 &= (1 - \nu) \left(\frac{d\hat{u}}{dr} \right)_{r=R_e} + \nu \frac{\hat{u}}{R_e}, \\ \frac{(1 + \nu)(1 - 2\nu)\hat{p}}{E} &= (1 - \nu) \left(\frac{d\hat{u}}{dr} \right)_{r=R_i} + \nu \frac{\hat{u}}{R_i}. \end{aligned}$$

En tenant compte du fait que $\mathcal{J}'_1 = \mathcal{J}_0 - \mathcal{J}_2$ et $\mathcal{Y}'_1 = \mathcal{Y}_0 - \mathcal{Y}_2$, et en prenant $\nu = 1/2$ (on suppose toujours la mousse quasi-incompressible), on déduit de ces conditions et de (6.29) que :

$$\begin{aligned} 0 &= \alpha \left\{ \frac{\omega}{2c_\ell} [\mathcal{J}_0(\bar{R}_e) - \mathcal{J}_2(\bar{R}_e)] + \frac{1}{2R_e} \mathcal{J}_1(\bar{R}_e) \right\} \\ &\quad + \beta \left\{ \frac{\omega}{2c_\ell} [\mathcal{Y}_0(\bar{R}_e) - \mathcal{Y}_2(\bar{R}_e)] + \frac{1}{2R_e} \mathcal{Y}_1(\bar{R}_e) \right\}, \\ 0 &= \alpha \left\{ \frac{\omega}{2c_\ell} [\mathcal{J}_0(\bar{R}_i) - \mathcal{J}_2(\bar{R}_i)] + \frac{1}{2R_i} \mathcal{J}_1(\bar{R}_i) \right\} \\ &\quad + \beta \left\{ \frac{\omega}{2c_\ell} [\mathcal{Y}_0(\bar{R}_i) - \mathcal{Y}_2(\bar{R}_i)] + \frac{1}{2R_i} \mathcal{Y}_1(\bar{R}_i) \right\}, \end{aligned}$$

où $\bar{R}_{e,i} = \omega R_{e,i}/c_\ell$.

Les modes propres de vibration sont trouvés en annulant le déterminant de ce système, et obéissent donc à l'équation suivante :

$$\begin{aligned} 0 &= \{ \bar{R}_e [\mathcal{J}_0(\bar{R}_e) - \mathcal{J}_2(\bar{R}_e)] + \mathcal{J}_1(\bar{R}_e) \} \{ \bar{R}_i [\mathcal{Y}_0(\bar{R}_i) - \mathcal{Y}_2(\bar{R}_i)] + \mathcal{Y}_1(\bar{R}_i) \} \\ &\quad - \{ \bar{R}_i [\mathcal{J}_0(\bar{R}_i) - \mathcal{J}_2(\bar{R}_i)] + \mathcal{J}_1(\bar{R}_i) \} \{ \bar{R}_e [\mathcal{Y}_0(\bar{R}_e) - \mathcal{Y}_2(\bar{R}_e)] + \mathcal{Y}_1(\bar{R}_e) \}. \end{aligned} \quad (6.30)$$

Cette équation peut être résolue numériquement pour trouver le mode fondamental, c'est-à-dire la fréquence f_0 la plus basse qui vérifie (6.30), en utilisant R_i , R_e et c issus des données expérimentales. Nous prendrons ici $c_\ell \equiv c_w = 47$ m/s vu la fraction liquide des expériences. La détermination des rayons est un peu plus délicate. D'un point de vue théorique, il faut définir une configuration de référence autour de laquelle les oscillations élastiques se produisent. Le rayon interne correspond donc à celui de la cavité établie, à rayon constant, après sa croissance transitoire. Pour être cohérent, le rayon externe ne doit donc pas être choisi comme le rayon initial, mais comme le rayon atteint après la croissance de la cavité. Sur notre expérience modèle, nous avons, d'après les images, $R_e \approx 11,8$ cm. Le rayon interne de la cavité est en revanche plus difficile à déterminer expérimentalement, car une partie de la mousse se redépose sur les parois à la rétraction. On estime $R_i \approx 4,1$ cm, mais avec une incertitude significative. Avec ces données, on trouve $\omega_0 = 576$ rad/s, d'où une fréquence de vibration $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} \approx 92$ Hz.

Cette fréquence de vibration purement radiale, et purement élastique, est du même ordre de grandeur que la fréquence expérimentale $f_b \approx 58$ Hz, mais significativement supérieure. Une raison possible tient aux hypothèses restrictives du modèle qui vient d'être développé. Ainsi, il n'est pas certain que la mousse oscille de façon purement radiale ; or, toute déviation de la symétrie radiale va solliciter la mousse en cisaillement, et comme la raideur en cisaillement est très inférieure à celle en compression, tout écart même faible à cette symétrie peut baisser significativement la fréquence de vibration observée.

On peut par ailleurs s'interroger sur la présence éventuelle de modes de plaques. En effet, le tube à choc étant directement branché sur les plaques, la génération du choc excite les modes de vibration des plaques. Il n'est de ce fait pas exclu que la fréquence mesurée expérimentalement soit un couplage entre les modes de plaques et les modes intrinsèques de la mousse. Cela étant, en imageant la vibration des plaques, nous avons constaté que l'amortissement des oscillations de plaques était beaucoup plus lent que celui des oscillations de la mousse, ce qui nous pousse à croire que ce sont bien des oscillations libres de la mousse que nous observons dans notre expérience.

6.2.3 Vers les cavités polygonales ?

De façon quelque peu paradoxale, nous terminons le dernier chapitre de résultats de cette thèse par les toutes premières expériences réalisées fin septembre 2012¹².

Ces expériences ont été réalisées à l'ESPCI, avec Adrien Benusiglio et Jacopo Seiwert, et consistaient à faire exploser des pétards à mèche dans un bac de Gillette®. Parmi toutes les expériences, une a retenu notre attention : l'explosion d'un pétard à moitié immergé dans la mousse (Figure 6.23). L'explosion engendre la formation d'une cavité qui suit une dynamique en plusieurs phases : expansion, atteinte d'une taille maximale puis rétraction, et oscillations de relaxation. Dans sa phase d'expansion, la cavité s'ouvre de façon sphérique. En revanche, nous pouvons voir clairement que lors de la rétraction, la cavité devient facettée, mettant en évidence une forme polygonale qui persiste jusqu'à relaxation.

12. Soit avant même le début de la thèse, commencée début octobre 2012.

Sans tenir compte du facettage de la cavité, le diagramme spatio-temporel associé à cette expérience, montré sur la Figure 6.24, permet de mettre en évidence une période d'oscillations de la cavité : $f_c = (17 \pm 2)$ Hz. Nous avons établi au paragraphe précédent un modèle de vibration d'un cylindre élastique creux. Ce modèle peut être étendu à celui d'une sphère creuse. Dans cette géométrie sphérique, la fréquence d'oscillations est donnée par [Timoshenko et Goodier, 1970] (chapitre 14, §171 et 172, pages 508-511) :

$$f_0 = \sqrt{\frac{G}{2\pi^2 \rho_f R_{\text{cav}}^2}}, \quad (6.31)$$

où G dénote le module de cisaillement de la mousse, ρ_f sa masse volumique, et R_{cav} le rayon de la cavité.

La mousse utilisée pour cette expérience était de la Gillette®. Pour une telle mousse, le module de cisaillement est $G \approx \frac{\sigma_0}{R} \approx 100 - 200$ Pa (en prenant $R \approx 30 \mu\text{m}$). La fraction liquide typique d'une mousse à raser est $\Phi \approx 7\%$, ce qui donne $\rho_f \approx 70 \text{ kg/m}^3$. En mettant ces chiffres dans l'expression (6.31), nous obtenons $f_0 \approx (17 \pm 3)$ Hz (en tenant compte de différentes valeurs du module de cisaillement), qui est exactement la fréquence mesurée expérimentalement. Fait intéressant, en géométrie sphérique, l'équation (6.31) ne fait intervenir que le module de cisaillement, alors que la mousse est initialement mise en compression par l'explosion ; ceci est probablement dû à la cinématique très particulière du mouvement à symétrie sphérique.

L'instabilité responsable du facettage de la cavité lors de la rétraction n'a pas été étudiée au cours de cette thèse. Quelques expériences similaires dans des mousses de SDS ont été faites et nous n'avons jamais pu observer de nouveau la formation de ces cavités polygonales. La compréhension du mécanisme de l'instabilité et des ingrédients physiques entrant en jeu constitue cependant un sujet de recherche annexe intéressant à développer.

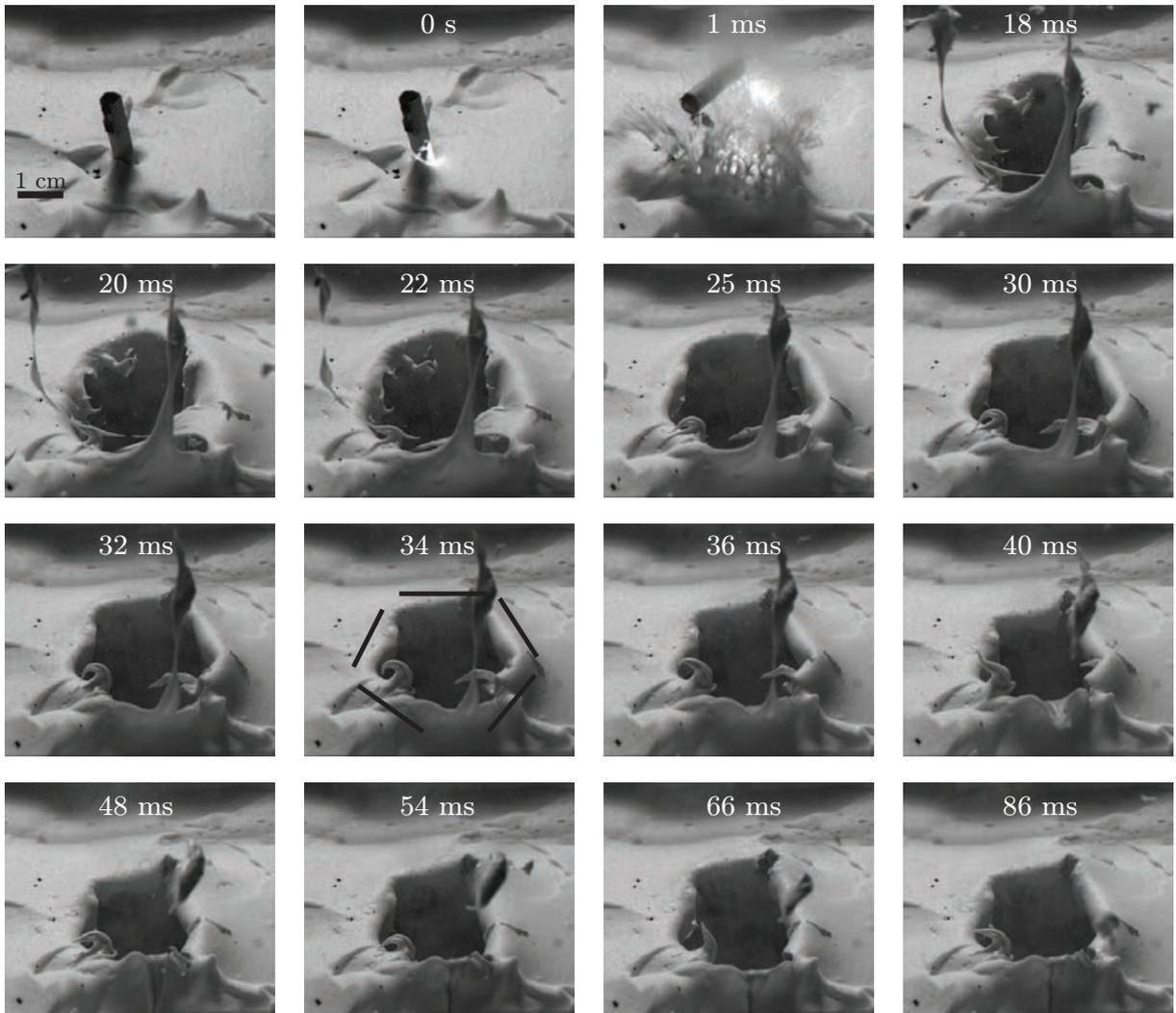


Figure 6.23 – Chronophotographie de l'explosion d'un pétard à mèche à moitié immergé dans de la mousse à raser. La première photo montre l'état initial. Les suivantes illustrent la dynamique de formation de la cavité avec l'ouverture sphérique et l'instabilité conduisant au facettage de la cavité lors de sa rétraction.

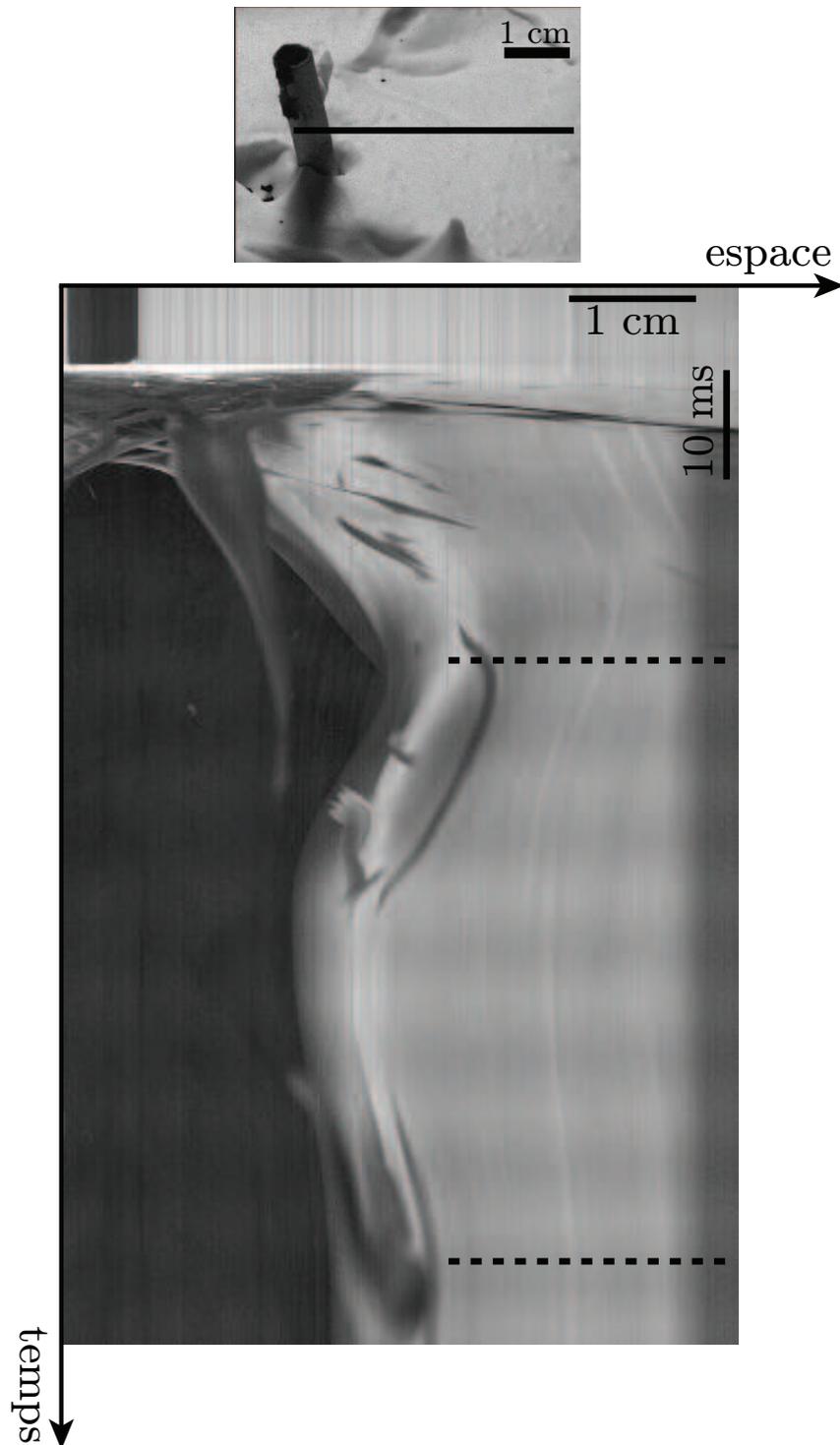


Figure 6.24 – Diagramme spatio-temporel correspondant à l'expérience illustrée sur la Figure 6.23. L'image en haut du diagramme montre la ligne (en trait plein) selon laquelle le spatio-temporel a été obtenu. Les lignes en trait pointillé délimitent une période d'oscillation de la cavité formée par l'explosion.

Conclusion et perspectives

Dans ce manuscrit, nous avons étudié l'interaction d'une onde de souffle avec une mousse liquide. Ce travail a tout d'abord nécessité l'entière réalisation d'un dispositif expérimental adéquat pour cette étude, et beaucoup d'optimisation afin de pouvoir mesurer avec une bonne précision toutes les quantités physiques en jeu. Un tube à choc a été utilisé pour générer une onde de choc impactant une mousse de dodécylsulfate de sodium (SDS), produite tantôt par mélange turbulent¹³, tantôt par bullage à travers des bougies frittées de porosité donnée.

Nous nous sommes dans un premier temps concentrés sur la propagation de l'onde de souffle dans la mousse, en analysant l'atténuation du signal et la vitesse de propagation de l'onde dans la mousse en fonction de la taille des bulles et de l'amplitude du choc (chapitres 4 et 5).

Au chapitre 4, nos résultats expérimentaux ont montré une augmentation de l'atténuation jusqu'à des tailles de bulles d'environ 300 μm , puis une tendance à la saturation pour de plus grandes bulles ($\approx 530 \mu\text{m}$). Dans le régime linéaire, ces résultats ont été confrontés à un modèle en loi d'échelle de dissipation thermique à l'échelle de la bulle. Lorsque la taille des bulles est petite devant la longueur thermique, le gaz se comporte de façon isotherme. Le gaz répond en revanche de façon adiabatique dans la limite où la taille des bulles est grande devant la longueur thermique. Ce modèle de dissipation thermique conduit à l'expression d'une viscosité effective, qui, dans le cas isotherme, est proportionnelle à R^2 , et dans le cas adiabatique à $1/R$. Le comportement global non monotone de la viscosité effective prédit l'existence d'un maximum d'atténuation que nous n'avons cependant pas pu mettre en évidence expérimentalement.

En développant les équations de l'acoustique non-linéaire au deuxième ordre, nous avons pu simuler numériquement la propagation d'une onde acoustique dans un milieu continu, compressible et dissipatif dans un régime faiblement non-linéaire. Ces simulations, dont seul le coefficient de viscosité est ajustable, reproduisent bien les comportements expérimentalement observés pour des tailles de bulles et amplitudes modérées ($P_1 \lesssim 20$ kPa et $R \lesssim 210 \mu\text{m}$).

Au chapitre 5, nous avons caractérisé la vitesse de propagation de l'onde au travers de la mousse. Dans le régime linéaire et loin de la source du choc, la vitesse suit le modèle de

13. Ce dispositif de génération de mousse était déjà opérationnel au début de la thèse. Aussi est-ce la seule partie de notre dispositif expérimental qui ne nécessitait pas d'être conçue pour ces travaux de thèse.

Wood — valable en acoustique linéaire pour un milieu continu effectif — quelle que soit la taille de bulles explorée. L'absence de saut de vitesse après le passage du pic d'atténuation, signature de la résonance en acoustique linéaire, montre que le maximum de dissipation que nous prédisons ne peut pas être expliqué par la résonance mécanique de la structure de la mousse. Nous avons par ailleurs estimé la taille de bulles à laquelle la résonance acoustique devrait arriver de l'ordre du millimètre, ce qui se situe au-delà de la gamme de taille de bulles balayée, ce qui situe notre régime *a priori* en-dessous de la résonance. La mise en évidence de ce phénomène constitue un résultat majeur de cette thèse.

Le régime de propagation faiblement non-linéaire loin de la source a également été caractérisé et confronté à des prédictions théoriques et des simulations numériques, les résultats expérimentaux étant en bon accord avec les deux approches. Pour finir, nous avons discuté le régime de propagation proche de la source où nous avons observé d'importantes valeurs de la vitesse pouvant être bien plus grandes que la vitesse de Wood. Cet effet, aussi observé avec une onde plane, n'est pas dû à la géométrie. Il pourrait s'agir d'un simple effet d'étalement du signal.

Nous nous sommes ensuite penchés sur des dynamiques plus lentes liées à la rupture de la mousse et de la formation de la cavité dans la mousse après le passage du choc (chapitre 6).

Par deux méthodes différentes — l'une indirecte basée sur l'interpolation des signaux de pression, et l'autre directe par mesure à l'image —, nous avons pu mesurer un volume de mousse détruite non nul ainsi qu'une vitesse de front de rupture de l'ordre de quelques dizaines de mètres par seconde. À notre connaissance, il s'agit de la première mise en évidence quantitative de la rupture dans une mousse tridimensionnelle. Nos expériences ne nous permettent en revanche pas de définir un seuil de rupture de la mousse. Les valeurs de vitesse de rupture concordent par ailleurs avec l'ordre de grandeur de vitesse de propagation de fracture dans une mousse bidimensionnelle.

Les oscillations de relaxation de la mousse ont également été étudiées, et comparées à un modèle de vibration d'un cylindre élastique creux. Ce modèle minimal capture le bon ordre de grandeur de la fréquence des oscillations, mais donne tout de même un résultat significativement plus important sur la fréquence propre. La présence d'oscillations orthoradiales et de modes de plaques peut éventuellement expliquer l'écart à la valeur du modèle.

Perspectives

Les travaux réalisés au cours de cette thèse soulèvent de nouvelles questions et ouvrent de nombreuses perspectives pour la suite.

Effet d'autres paramètres

Dans toute notre étude, nous nous sommes essentiellement attachés à faire varier l'amplitude du choc et la taille des bulles. Il serait dès lors intéressant de poursuivre l'explo-

ration de l'espace des paramètres en regardant notamment les effets suivants :

- **la composition de la phase gazeuse.** Le modèle de dissipation thermique établi au chapitre 4 montre l'importance des propriétés thermiques du gaz, notamment la diffusivité thermique, faisant intervenir la masse volumique et la conductivité thermique. L'utilisation d'un gaz fluoré comme l'hexafluoréthane permettrait d'atteindre des longueurs thermiques 10 fois plus petites qu'avec l'azote. Nous devrions ainsi uniquement observer un régime d'atténuation thermique adiabatique dans la gamme de tailles de bulles balayée.
- **La fraction liquide.** Mise à part la caractérisation de la vitesse de propagation en fonction de la fraction liquide, l'effet de ce paramètre n'a pas beaucoup été étudié dans ces travaux, tant sur l'atténuation que sur la dynamique de cavité présentée dans le chapitre 6. La fraction liquide n'est d'ailleurs pas prise en compte dans le modèle de dissipation thermique. Nous avons notamment émis l'hypothèse que le liquide jouait le rôle de thermostat, mais qu'en est-il dans le cas de mousses très sèches ($\Phi \ll 1\%$) ? A-t-on encore assez de liquide pour assurer la validité de cette hypothèse ? Dans la négative, comment se comporte l'atténuation dans ce régime-là ?
- **La composition chimique de la mousse.** Toutes les mousses utilisées dans nos expériences étaient composées dodécylsulfate de sodium (SDS), tensioactif soluble. Il est bien établi que le temps d'adsorption/désorption d'un tensioactif aux interfaces liquide/gaz dépend du type de molécules utilisées [Chang et Franses, 1995]. Ce processus a-t-il un impact sur le processus d'atténuation de l'onde à travers la mousse ? Une série d'expériences avec quelques mousses différentes délivrerait un début de réponse.

Prise en compte de la dispersion

À la fin du chapitre 5, nous avons commencé à évoquer le potentiel rôle de la dispersion pour essayer d'expliquer les valeurs de vitesse importantes mesurées proche de la source. En acoustique linéaire, il existe tout un domaine de fréquences/tailles de bulles où le régime de propagation est dispersif. Il serait dès lors intéressant de se pencher plus en détails sur la question dans notre régime faiblement non-linéaire et d'essayer d'implémenter la dispersion dans nos simulations numériques.

Vers d'autres expériences à l'échelle de la mousse

En plus de ce que nous venons d'énumérer, il nous paraît important de conduire d'autres expériences à l'échelle de la mousse pour affiner notre compréhension de l'interaction choc-mousse à cette échelle-là.

Nous évoquons à la fin du chapitre 3 le contraste d'impédance à l'interface air-mousse, en montrant que la taille des bulles modifiait la transmission de l'onde dans la mousse (Figure 3.23). De façon générale, le coefficient de transmission en amplitude à l'interface air-mousse est élevé, ce qui implique que celui à l'interface mousse-air est faible. De ce fait, l'onde ressortant de la mousse a une faible amplitude comparée à celle de départ. Il se peut donc que le saut de pression dû au contraste d'impédance joue aussi un rôle dans l'atténuation de l'onde dans le milieu extérieur. Un moyen simple d'étudier cet effet

expérimentalement serait de réutiliser le dispositif présenté dans ce manuscrit, en prenant soin d'avoir un échantillon de mousse de taille contrôlée de telle sorte que le capteur 3 se trouve dans la mousse juste avant l'interface et le capteur 4 dans l'air juste après l'interface. Le saut de pression au travers de l'interface pourrait alors être quantifié et étudié en fonction des paramètres, notamment en fonction de la taille des bulles.

Au cours de notre étude, nous avons d'une part observé la mousse en champ global pour caractériser l'évolution de la cavité, et en champ restreint d'autre part, de façon à augmenter la cadence temporelle et résoudre le front d'onde se propageant dans la mousse. D'un point de vue rhéologique, il serait intéressant de zoomer encore plus afin de voir nettement les bulles à la paroi de façon à pouvoir observer leur déplacement au passage de l'onde et ainsi établir une relation contrainte-déplacement dans ce régime de sollicitation mécanique bien différent de celui imposé en rhéométrie classique.

Nous avons commencé à caractériser la rupture de la mousse lorsque celle-ci est soumise à une onde de choc (chapitre 6). La mise en évidence d'un front de rupture et d'un volume de mousse détruite non nul ouvre le champ à d'autres expériences pour avancer dans cette direction. Des études plus approfondies sur la vitesse de propagation du front de rupture sont par exemple envisageables, afin de voir si les lois valables en deux dimensions [Arif *et al.*, 2010] sont retrouvées ou non dans notre cas. En progressant sur cet aspect, et désormais forts d'un outillage de qualité bien calibré, nous pourrions potentiellement retourner à l'utilisation de charges explosives contrôlées pour générer des ondes de souffle. Notons que l'explosion d'une charge s'accompagne d'une élévation de température importante que nous ne retrouvons pas en produisant une onde de choc mécaniquement. Cela ouvre alors également la porte à des études plus approfondies sur la réponse thermique d'une mousse¹⁴. Les températures après une explosion pouvant dépasser plusieurs centaines de degrés, la vaporisation de la phase liquide serait à prendre en compte dans ce cas, cet effet ajoutant certainement une contribution à la dissipation d'énergie au sein du système.

Interaction choc-film

Nous avons par ailleurs discuté le fait que la rupture n'était pas tout le temps présente, ce qui nous amène à nous demander comment définir une pression de rupture critique pour une mousse tridimensionnelle. Cette dernière interrogation nous pousse à nous pencher sur d'autres échelles d'observations, en particulier celle du film. Nous pouvons légitimement supposer que la rupture de la mousse résulte de l'éclatement des films de savon [Arif *et al.*, 2010]. L'impact d'une onde de choc sur un film unique — de section centimétrique — et de sa déstabilisation a déjà été étudié [Brémond et Villermaux, 2005]. Cela dit, dans une mousse, les films sont toujours connectés à des bords de Plateau, c'est-à-dire décorés de ménisques. Une idée serait alors d'analyser comment se déstabilise un film

14. Des expériences préliminaires ont d'ailleurs été réalisées par Arnaud Saint-Jalmes, Benjamin Dollet, Éric Robin et Jean-Benoît Le Cam à l'Institut de Physique de Rennes en enregistrant la réponse thermique d'une mousse à l'aide d'une caméra thermique sensible au milli-Kelvin.

décoré par un ménisque suite à l'impact d'une onde de choc. Nous pourrions pour cela reprendre par exemple la géométrie en caténoïde développée et utilisée par Seiwert *et al.* [Seiwert *et al.*, 2013].

Annexe A

Équations de l'acoustique non-linéaire

Nous décrivons ici comment obtenir l'équation de propagation du son dans un régime faiblement non-linéaire, en tenant compte des propriétés visqueuse et thermique du matériau. C'est sur les équations présentées ici que se base la simulation numérique dont nous parlons aux chapitres 4 et 5.

Notons par ailleurs que nous ne traiterons ici que le cas de propagation acoustique dans les fluides (gaz ou liquides).

A.1 Définitions et acoustique linéaire

Une onde sonore est la propagation de proche en proche d'une perturbation de pression dans un fluide (ou un solide). Au passage de l'onde, chaque point du fluide subit une compression suivie d'une détente et est animé d'une vitesse \mathbf{v} qui, en module, représente une correction de petite amplitude par rapport à l'état de repos (vitesse nulle).

Le principe de l'acoustique linéaire repose sur le fait que les perturbations de pression et de masse volumique engendrées par l'onde restent aussi petites devant les valeurs d'équilibre. On peut alors écrire

$$\mathbf{v} = \mathbf{0} + \mathbf{v}_1, \quad p = p_0 + p_1 \quad \text{et} \quad \rho = \rho_0 + \rho_1, \quad (\text{A.1})$$

avec p et ρ les valeurs de la pression et de la masse volumique (respectivement) au passage de l'onde, p_0 et ρ_0 les valeurs de ces mêmes quantités dans l'état de référence (en l'occurrence ici au repos), et p_1 et ρ_1 les perturbations engendrées par l'onde telles que $p_1 \ll p_0$ et $\rho_1 \ll \rho_0$. La vitesse est quant à elle directement un terme d'ordre 1, d'où la notation indiquée pour cette quantité également.

Considérons dans un premier temps la propagation d'une onde sonore dans un fluide dont on néglige tout phénomène de dissipation. Ce fluide est alors décrit par des équations emblématiques de la mécanique des fluides, à savoir l'équation de continuité (A.2) et l'équation d'Euler (A.3) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (\text{A.2})$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p, \quad (\text{A.3})$$

où ∇ désigne l'opérateur vectoriel différentiel ayant pour composantes les dérivées partielles spatiales. Nous avons au passage négligé la présence de toute force extérieure dans l'équation (A.3).

Réinjectons désormais dans ces deux équations les expressions utilisées dans (A.1). Au premier ordre, l'équation de conservation de continuité devient

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \operatorname{div} \mathbf{v}_1 = 0, \quad (\text{A.4})$$

tandis que l'équation d'Euler prend la forme

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\nabla p_1, \quad (\text{A.5})$$

où nous avons négligé le terme d'advection, qui ne donne des corrections qu'à partir du deuxième ordre. Nous le réintroduirons dans les paragraphes suivants lorsque nous établirons les équations dans le régime faiblement non-linéaire.

Les équations (A.4) et (A.5) contiennent 3 inconnues : \mathbf{v}_1 , p_1 et ρ_1 . Il faut alors éliminer une de ces variables pour fermer le système et pouvoir le résoudre. Pour ce faire, nous utilisons le fait qu'une onde sonore dans un fluide parfait est un processus adiabatique, ce qui permet d'écrire [Landau et Lifshitz, 1968]¹ (chapitre 8, §63, page 245)

$$p_1 = \left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_s \rho_1. \quad (\text{A.6})$$

Cette équation injectée dans (A.4) donne alors

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} + \rho_0 \left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_s \operatorname{div} \mathbf{v}_1 = 0. \quad (\text{A.7})$$

Prenons maintenant la divergence de (A.5) et la dérivée partielle par rapport au temps de (A.7). Cette combinaison d'opérations permet d'éliminer \mathbf{v}_1 et d'obtenir une équation du second ordre sur p_1 :

$$\boxed{\frac{\partial^2 p_1}{\partial t^2} - c^2 \Delta p_1 = 0}, \quad (\text{A.8})$$

1. Ce résultat se démontre assez aisément en considérant la différentielle de l'entropie par unité de masse, notée s : $ds = \left. \frac{\partial s}{\partial p} \right|_\rho dp + \left. \frac{\partial s}{\partial \rho} \right|_p d\rho$. Si le mouvement du fluide est adiabatique, alors l'entropie d'une particule fluide est constante en suivant son mouvement : $ds = 0$, ce qui permet d'écrire $dp = -\left. \frac{\partial s}{\partial \rho} \right|_p \left. \frac{\partial p}{\partial s} \right|_\rho d\rho$. En utilisant la relation $\left. \frac{\partial s}{\partial \rho} \right|_p \left. \frac{\partial p}{\partial s} \right|_\rho \left. \frac{\partial \rho}{\partial p} \right|_s = -1$, on montre alors bien qu'une perturbation de pression p_1 est liée à une perturbation en masse volumique ρ_1 par l'équation (A.6).

avec Δ l'opérateur Laplacien. On reconnaît ici la forme d'une équation de propagation. La perturbation de pression p_1 se propage à la vitesse c , définie comme étant la vitesse linéaire du son :

$$c^2 = \left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_s. \quad (\text{A.9})$$

A.2 Acoustique non-linéaire

Les bases de l'acoustique linéaire venant d'être posées, nous allons à présent établir les équations du son en régime faiblement non-linéaire, en ajoutant les effets visqueux et thermiques.

◆ Tenseur des contraintes

De façon très générale, les équations du mouvement d'un fluide s'obtiennent à partir du tenseur des contraintes $\bar{\sigma}$. Celui-ci prend la forme très générale suivante :

$$\sigma_{ik} = -p \delta_{ik} + \sigma'_{ik}, \quad (\text{A.10})$$

où $i, k = 1, 2$ ou 3 désignent indirectement la coordonnée considérée². Le terme δ_{ik} est le symbole de Kronecker. Il vaut 1 si $i = k$ et 0 autrement. Le tenseur σ'_{ik} est celui des contraintes visqueuses. Pour un fluide newtonien, il s'écrit

$$\sigma'_{ik} = \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \text{div } \mathbf{v} \delta_{ik} \right) + \zeta \text{div } \mathbf{v} \delta_{ik}, \quad (\text{A.11})$$

où η et ζ sont respectivement les viscosités de cisaillement et dilatationnelle.

◆ Création d'entropie

Dans le but de comprendre les termes dissipatifs, analysons maintenant la variation d'entropie d'un fluide dans le temps. Cette dernière quantité est donnée par [Landau et Lifshitz, 1968] (chapitre 5, §49, pages 183-186)

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dt} = \int \kappa \frac{(\nabla T)^2}{T^2} d\tau + \int \frac{\eta}{2T} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \text{div } \mathbf{v} \delta_{ik} \right)^2 d\tau \\ + \int \frac{\zeta}{T} (\text{div } \mathbf{v})^2 d\tau, \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

avec S l'entropie et T la température. L'élément différentiel $d\tau$ dénote un petit volume élémentaire. Le terme d/dt désigne quant à lui une dérivée en suivant le mouvement. La convention de sommation sur les indices répétés a par ailleurs été adoptée.

2. Prenons un exemple : supposons un système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) . La composante σ_{12} du tenseur dénote en fait la composante σ_{xy} .

Remarquons par ailleurs que l'expression (A.12) comporte des termes en gradients. Physiquement parlant, si un gradient existe, il témoigne d'un phénomène irréversible, induisant une création d'entropie, ce qui conduit à un processus de dissipation d'énergie, comme nous l'avons énoncé au paragraphe 4.2.1.1.

Nous voyons donc ici que la dissipation peut non seulement provenir des frottements visqueux, mais aussi d'effets thermiques liés à d'éventuels gradients de température. On peut ainsi définir un seul coefficient de dissipation K qui regroupe les effets visqueux et thermiques [Landau et Lifshitz, 1968] (chapitre 8, §77, pages 298-300) :

$$K = \frac{4}{3}\eta + \zeta + \kappa \left(\frac{1}{C_V} - \frac{1}{C_P} \right), \quad (\text{A.13})$$

où C_V et C_P sont respectivement les capacités calorifiques à volume et pression constants.

◆ Ajout des non-linéarités

Nous allons maintenant établir l'équation de propagation d'une onde sonore en régime dissipatif faiblement non-linéaire. Nous écrivons les équations dans une géométrie cylindrique axisymétrique et invariante par translation, qui correspond à la géométrie utilisée expérimentalement.

En reprenant l'équation de conservation de la masse (A.2), en prenant la divergence du tenseur des contraintes défini par (A.10) et en introduisant "à la main" le coefficient de dissipation K qui tient compte des effets thermiques, on obtient [Morse et Ingard, 1986]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial r} + \frac{\rho v}{r} = 0, \quad (\text{A.14})$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial p}{\partial r} - K \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} \right) = 0. \quad (\text{A.15})$$

On procède alors de la même façon qu'en acoustique linéaire en introduisant des petites perturbations sur la vitesse, la pression et la masse volumique, en allant cette fois-ci jusqu'au deuxième ordre, de telle sorte que

$$v = 0 + v_1 + v_2, \quad p = p_0 + p_1 + p_2 \quad \text{et} \quad \rho = \rho_0 + \rho_1 + \rho_2. \quad (\text{A.16})$$

Écrivons ensuite un développement limité de ρ en différents termes de pression jusqu'au deuxième ordre :

$$\rho = \rho_0 + p_1 \left. \frac{\partial \rho}{\partial p} \right|_{p_0, \rho_0, s} + \frac{1}{2} p_1^2 \left. \frac{\partial^2 \rho}{\partial p^2} \right|_{p_0, \rho_0, s} + p_2 \left. \frac{\partial \rho}{\partial p} \right|_{p_0, \rho_0, s}. \quad (\text{A.17})$$

Ce développement permet d'éliminer directement la masse volumique dans les équations et de composer uniquement avec v et p .

Réinjectons alors les expressions définies en (A.16) dans les équations (A.14) et (A.15). Au premier ordre, on obtient les équations de l'acoustique linéaire, qui, en configuration axisymétrique, s'écrivent

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial p_1}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial v_1}{\partial r} + \rho_0 \frac{v_1}{r} = 0, \quad (\text{A.18})$$

$$\rho_0 \frac{\partial v_1}{\partial t} + \frac{\partial p_1}{\partial r} = K \Delta_r v, \quad (\text{A.19})$$

où l'on a introduit l'opérateur Laplacien radial : $\Delta_r = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r^2}$.

De la même façon, nous pouvons écrire les équations de continuité et de Navier-Stokes à l'ordre 2 (nous ne le ferons pas). En utilisant une astuce similaire à celle évoquée en section A.1 permettant d'obtenir l'équation (A.8), il est possible d'éliminer certains termes en v_2 . En combinant l'équation obtenue à l'ordre 2 avec celle à l'ordre 1, il est alors possible d'obtenir l'équation de propagation pour la surpression, ainsi que l'équation de continuité :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \left(p + \frac{\nu}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\rho_0 \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) u^2 + \frac{\Gamma}{\rho_0 c^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2}, \quad (\text{A.20})$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) u = 0, \quad (\text{A.21})$$

où nous avons introduit enfin le paramètre sans dimension Γ tel que

$$\Gamma = \frac{1}{2} \rho_0 c^4 \frac{\partial^2 \rho}{\partial p^2} \Big|_{p_0, \rho_0, s}. \quad (\text{A.22})$$

Bibliographie

Les numéros indiqués après une référence renvoient aux pages où cette référence est citée.

- A. ANDRIANOV, R. FARAJZADEH, M. MAHMOODI NICK, M. TALANANA, ET P. L. J. ZITHA. Immiscible Foam for Enhancing Oil Recovery : Bulk and Porous Media Experiments. *Ind. Eng. Chem. Res.*, **51** :2214–2226, 2012. [13](#)
- S. ARIF, J.-C. TSAI, ET S. HILGENFELDT. Speed of crack propagation in dry aqueous foam. *EPL*, **92** :38001, 2010. [46](#), [48](#), [49](#), [148](#), [149](#), [162](#)
- S. ARIF, J.-C. TSAI, ET S. HILGENFELDT. Spontaneous brittle-to-ductile transition in aqueous foam. *J. Rheol.*, **56**(3) :485–499, 2012. [46](#), [48](#), [49](#), [148](#)
- J. BAKKEN, T. SLUNGAARD, T. ENGBRETSSEN, ET S. O. CHRISTENSEN. Attenuation of shock waves by granular filters. *Shock Waves*, **13** :33–40, 2003. [31](#)
- G. J. BALL ET R. A. EAST. Shock and blast attenuation by aqueous foam barriers : influences of barrier geometry. *Shock Waves*, **9** :37–47, 1999. [38](#), [39](#), [42](#)
- I. BEN SALEM, I. CANTAT, ET B. DOLLET. Response of a two-dimensional liquid foam to air injection : swelling rate, fingering and fracture. *J. Fluid Mech.*, **714** :258–282, 2013a. [46](#), [48](#), [50](#)
- I. BEN SALEM, I. CANTAT, ET B. DOLLET. Response of a two-dimensional liquid foam to air injection : Influence of surfactants, critical velocities en branched fracture. *Colloids Surf. A*, **438** :41–46, 2013b. [46](#), [48](#)
- I. BEN SALEM, R.-M. GUILLERMIC, C. SAMPLE, V. LEROY, A. SAINT-JALMES, ET B. DOLLET. Propagation of ultrasound in aqueous foams : bubble size dependence and resonance effects. *Soft Matter*, **9** :1194–1202, 2013. [20](#), [22](#), [61](#), [92](#), [121](#), [129](#)
- A. BENUSIGLIO, D. QUÉRÉ, ET C. CLANET. Explosions at the water surface. *J. Fluid Mech.*, **752** :123–139, 2014. [64](#)

- M. BOKIL. Characterization of the pressure wave from a shock tube using numerical simulations. Master's thesis, University of Utah, Department of Mechanical Engineering, 2010. [27](#), [28](#)
- A. A. BORISOV, B. E. GEL'FAND, V. M. KUDINOV, V. V. PALAMARCHUK, V. V. STEPANOV, E. I. TIMOFEEV, ET S. V. KHOMIK. Shock waves in water foams. *Acta Astronaut.*, **5** :1027–1033, 1978. [34](#)
- C. BRÉDA. *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, 2015. [33](#), [74](#), [145](#)
- A. BRITAN, G. BEN-DOR, O. IGRA, ET H. SHAPIRO. Attenuation of shock waves by granular filters. *Int. J. Multiphase Flow*, **27** :617–634, 2001. [31](#)
- A. BRITAN, G. BEN-DOR, H. SHAPIRO, M. LIVERTS, ET I. SHREIBER. Drainage effects on shock wave propagating through aqueous foams. *Colloids Surf. A*, **309** :137–150, 2007. [38](#), [39](#), [40](#)
- A. BRITAN, M. LIVERTS, ET G. BEN-DOR. Mitigation of sound waves by wet particulate foams. *Colloids Surf. A*, **344** :48–55, 2009. [38](#), [40](#)
- A. BRITAN, M. LIVERTS, ET G. BEN-DOR. Shock wave propagation through wet particulate foams. *Colloids Surf. A*, **382** :145–153, 2011. [39](#)
- A. BRITAN, H. SHAPIRO, M. LIVERTS, G. BEN-DOR, A. CHINNAYYA, ET A. HADJADJ. Macro-mechanical modelling of blast wave mitigation in foams. Part I : review of available experiments and models. *Shock Waves*, **23** :5–23, 2013a. [41](#), [42](#), [43](#), [44](#)
- A. BRITAN, H. SHAPIRO, M. LIVERTS, G. BEN-DOR, A. CHINNAYYA, ET A. HADJADJ. Macro-mechanical modelling of blast wave mitigation in foams. Part III : verification of the models. *Shock Waves*, **24** :241–256, 2013b. [42](#), [43](#), [44](#), [45](#), [46](#)
- N. BRÉMOND ET E. VILLERMAUX. Bursting thin liquid films. *J. Fluid Mech.*, **524** :121–130, 2005. [46](#), [47](#), [48](#), [67](#), [148](#), [162](#)
- I. J. CAMPBELL ET A. S. PITCHER. Shock waves in liquids containing bubbles. *Proc. R. Soc. Lond. A*, **243** :534–545, 1958. [20](#)
- I. CANTAT, S. COHEN-ADDAD, F. ELIAS, F. GRANER, R. HÖHLER, O. PITOIS, F. ROUYER, ET A. SAINT-JALMES. *Foams, Structure and Dynamics*. Oxford University Press, 2013. [5](#), [6](#), [8](#), [9](#), [10](#), [11](#), [62](#), [64](#), [79](#), [153](#)
- N. CHANDRA, S. GANPULE, N. N. KLEINSCHMIT, R. FENG, A. D. HOMBERG, A. SUNDARAMURTHY, V. SELVAN, ET A. ALAI. Evolution of blast wave profiles in simulated air blasts : experiment and computational modeling. *Shock Waves*, **22** :403–415, 2012. [27](#), [65](#)

- C.-H. CHANG ET E. I. FRANCES. Adsorption dynamics at the air/water interface : a critical review of mathematical models, data, and mechanisms. *Colloids Surf. A*, **100** : 1–45, 1995. 161
- A. CHAUVIN, G. JOURDAN, E. DANIEL, L. HOUAS, ET R. TOSELLO. Experimental investigation of the propagation of a planar shock wave through a two-phase gas-liquid medium. *Phys. Fluids*, **23** :113301, 2011. 31
- A. CHINNAYYA, E. DANIEL, ET R. SAUREL. Modelling detonation waves in heterogeneous energetic materials. *J. Comput. Phys.*, **196** :490–538, 2004. 45
- S. COHEN-ADDAD, R. HÖHLER, ET Y. KHIDAS. Origin of the Slow Viscoelastic Response of Aqueous Foams. *Phys. Rev. Lett.*, **93**(2) :188303, 2004. 50
- K. W. COMMANDER ET A. PROSPERETTI. Linear pressure waves in bubbly liquids : Comparison between theory and experiments. *J. Acoust. Soc. Am.*, 85(2) :732–746, 1989. 51
- E. DEL PRETE. *Choc et onde de souffle dans les mousses aqueuses. Étude expérimentale et modélisation numérique*. Thèse de Doctorat, Université de Rouen, 2012. 8, 13, 33, 37, 39, 41, 43, 44, 45, 46, 47, 68
- E. DEL PRETE, A. CHINNAYYA, L. DOMERGUE, A. HADJADJ, ET J.-F. HAAS. Blast wave mitigation by dry aqueous foams. *Shock Waves*, **23** :39–53, 2013. 35, 36, 45
- N. D. DENKOV, S. TCHOLAKOVA, K. GOLEMANOV, A. ANANTHAPADMANABHAN, ET A. LIPS. Viscous friction in foams and concentrated emulsions under steady shear. *Phys. Rev. Lett.*, **100** :138301, 2008. 50
- C. DEVIN. Survey of Thermal, Radiation, and Viscous Damping of Pulsating Air Bubbles in Water. *J. Acoust. Soc. Am.*, **31**(12) :1654–1667, 1959. 51
- J. DÉLERY. *Traité d'aérodynamique compressible*, volume 2, chapitre 5, pages 108–112. Hermes Sciences, 2008a. 26
- J. DÉLERY. *Traité d'aérodynamique compressible*, volume 3, chapitre 7, pages 163–167. Hermes Sciences, 2008b. 30
- B. DOLLET ET C. RAUFASTE. Rheology of aqueous foams. *C. R. Phys.*, **15** :731–747, 2014. 50
- D. DOLLET ET I. CANTAT. Deformation of soap films pushed through tubes at high velocities. *J. Fluid Mech.*, **652** :529–539, 2010. 48
- W. DRENCKHAN ET A. SAINT-JALMES. The science of foaming. *Adv. Colloid Interface Sci.*, **222** :1–32, 2015. 4, 56

- A.-L. FAMEAU, A. SAINT-JALMES, F. COUSIN, B. HOUINSOU HOUSSOU, B. NOVALES, L. NAVAILLES, F. NALLET, C. GAILLARD, F. BOUÉ, ET J.-P. DOULIEZ. Smart Foams : Switching Reversibly Between Ultrastable and Unstable Foams. *Angew. Chem. Int. Ed.*, **50** :8264–5269, 2011. 13
- R. FARAJZADEH, A. ANDRIANOV, R. KRASSTEV, G. J. HIRASAKI, ET W. R. ROSSEN. Foam-oil interaction in porous media : Implications for foam assisted enhanced oil recovery. *Adv. Colloid Interface Sci.*, **183-184** :1–13, 2012. 13
- T. GAILLARD, C. HONOREZ, M. JUMEAU, F. ELIAS, ET W. DRENCKHAN. A simple technique for the automation of bubble size measurements. *Colloids Surf. A*, **473** : 68–74, 2015. 59
- B. GERAUD. *Mouillage et dynamique confinée de fluides complexes*. Thèse de Doctorat, Université de Lyon 1, 2013. 109
- I. GOLDFARB, I. R. SCHREIBER, ET F. I. VAFINA. Heat transfer effect on sound propagation in foam. *J. Acoust. Soc. Am.*, **92** :2756–2769, 1992. 14, 20, 42
- I. GOLDFARB, Z. ORENBACH, I. R. SCHREIBER, ET F. I. VAFINA. Sound and weak shock wave propagation in gas-liquid foams. *Shock Waves*, **7** :77–88, 1997. 20, 42, 44, 45
- K. GOLEMANOV, N. D. DENKOV, S. TCHOLAKOVA, M. VETHAMUTHU, ET A. LIPS. Surfactant Mixtures for Control of Bubble Surface Mobility in Foam Studies. *Langmuir*, **24** :9956–9961, 2008. 6
- A. D. GOPAL ET D. J. DURIAN. Shear-Induced “Melting” of an Aqueous Foam. *J. Colloid Interface. Sci*, **213** :169–178, 1999. 9
- A. D. GOPAL ET D. J. DURIAN. Relaxing in Foam. *Phys. Rev. Lett.*, **91**(18) :188303, 2003. 50, 98
- H. GRANDJEAN. *Propagation d’une onde de choc dans un liquide aéré : modélisation et application aux rideaux de bulles*. Thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 2012. 31
- P. GRASSIA, E. MAS-HERNÁNDEZ, N. SHOKRI, S. J. COX, G. MISHURIS, ET W. R. ROSSEN. Analysis of a model for foam oil improved recovery. *J. Fluid Mech.*, **751** : 346–405, 2014. 13
- R.-M. GUILLERMIC, S. VOLLAND, S. FAURE, B. IMBERT, ET W. DRENCKHAN. Shaping complex fluids-How foams stand up for themselves. *J. Rheol.*, **57** :333–348, 2013. 5
- A. HADJAJ ET O. SADOT. Shock and blast wave mitigation. *Shock Waves*, **23** :1–4, 2013. 32

- W. F. HARTMAN, B. A. BOUGHTON, ET M. E. LARSEN. Blast Mitigation Capabilities of Aqueous Foams. Technical report, Sandia National Laboratories, 2006. 35
- S. HILGENFELDT, S. A. KOEHLER, ET H. A. STONE. Dynamics of Coarsening Foams : Accelerated and Self-Limiting Drainage. *Phys. Rev. Lett.*, **86**(20) :4707, 2001. 12
- S. HUTZLER ET D. WEAIRE. Foam coarsening under forced drainage. *Phil. Mag. Lett.*, **80** :419–425, 2000. 12
- G. JOURDAN, L. BIAMINO, C. MARIANI, C. BLANCHOT, E. DANIEL, J. MASSONI, L. HOUAS, R. TOSELLO, ET D. PRAGUINE. Attenuation of a shock wave passing through a cloud of water droplets. *Shock Waves*, **20** :285–296, 2010. 31
- G. JOURDAN, C. MARIANI, L. HOUAS, A. CHINNAYYA, A. HADJADJ, E. DEL PRETE, J.-F. HAAS, N. RAMBERT, D. COUNILH, ET S. FAURE. Analysis of shock-wave propagation in aqueous foams using shock tube experiments. *Phys. Fluids*, **27** :056101, 2015. 47, 68
- K. B. KANN. Sound waves in foams. *Colloids Surf. A*, **263** :315–319, 2005. 16, 20, 21
- K. B. KANN ET A. A. KISLITSYN. A Film Model of Sound Propagation in Gas-Liquid Foams : 1. The Sound Velocity. *Colloid J.*, **65**(1) :26–30, 2003. 16, 17, 18
- K. B. KANN, V. N. FEKLISTOV, ET G. A. SHUSHKOV. Effect of structural parameters on sound absorption in foams. *Acoust. Phys.*, **40** :132–133, 1994. 20
- J. B. KELLER ET I. KOLODNER. Instability of Liquid Surfaces and the Formation of Drops. *J. Appl. Phys.*, **25**(7) :918–921, 1954. 46
- K. KITAGAWA, K. TAKAYAMA, ET M. YASUHARA. Attenuation of shock waves propagating in polyurethane foams. *Shock Waves*, **15** :437–445, 2006. 31
- K. KRISHAN, A. HELAL, R. HÖHLER, ET S. COHEN-ADDAD. Fast relaxations in foam. *Phys. Rev. E*, **82** :011405, 2010. 98
- L. D. LANDAU ET E. M. LIFSHITZ. *Fluids Mechanics, Course of Theoretical Physics Volume 6*. Addison-Wesley, 1968. 93, 94, 97, 98, 101, 102, 122, 166, 167, 168
- L. D. LANDAU ET E. M. LIFSHITZ. *Theory of Elasticity, Course of Theoretical Physics Volume 7*. Pergamon Press, 1970. 152
- S. LE ROUX. *Effet Marangoni aux interfaces fluides*. Thèse de Doctorat, Université de Rennes 1, 2015. 6
- T. G. LEIGHTON. *The Acoustic Bubble*. Academic Press, 1994. 51
- A. J. LIU, S. RAMASWAMY, T. G. MASON, H. GANG, ET D. A. WEITZ. Anomalous Viscous Loss in Emulsions. *Phys. Rev. Lett.*, **76** :3017, 1996. 50

- M. LIVERTS, O. RAM, O. SADOT, N. APAZIDIS, ET G. BEN-DOR. Mitigation of exploding-wire-generated blast-waves by aqueous foams. *Phys. Fluids*, **27** :076103, 2015. [37](#), [38](#)
- A. B. MALLOCK. The damping of sound by frothy liquids. *Proc. R. Soc. Lond. A*, **84** : 391–395, 1910. [2](#)
- G. MAURDEV, A. SAINT-JALMES, ET D. LANGEVIN. Bubble motion measurement during foam drainage and coarsening. *J. Colloid Interface. Sci*, **300** :735–743, 2006. [11](#)
- M. MINNAERT. On Musical Air-Bubbles and the Sounds of Running Water. *Phil. Mag.*, **16** :235–248, 1933. [22](#)
- V. MIRALLES, B. SELVA, I. CANTAT, ET M.-C. JULLIEN. Foam Drainage Control Using Thermocapillary Stress in a Two-Dimensional Microchamber. *Phys. Rev. Lett.*, **112** : 238302, 2014. [10](#)
- M. MONLOUBOU, A. SAINT-JALMES, B. DOLLET, ET I. CANTAT. Influence of bubble size and thermal thermal dissipation on compressive wave attenuation in liquid foams. *soumis à EPL*, 2015. [99](#)
- P. M. MORSE ET K. U. INGARD. *Theoretical Acoustics*. Princeton University Press, 1986. [101](#), [168](#)
- N. T. MOXON, A. C. TORRANCE, ET S. B. RICHARDSON. The Attenuation of Acoustic Signals by Aqueous and Particulate Foams. *Appl. Acoust.*, **24** :193–209, 1988. [15](#), [17](#), [20](#)
- N. MUJICA ET S. FAUVE. Sound velocity and absorption in a coarsening foam. *Phys. Rev. E*, **66** :021404, 2002. [14](#), [17](#), [20](#), [51](#), [91](#), [92](#)
- O. PETEL, S. OUELLET, A. J. HIGGINS, ET D. I. FROST. The elastic-plastic behaviour of foam under shock loading. *Shock Waves*, **23** :55–67, 2013. [31](#)
- J. PIERRE, F. ELIAS, ET V. LEROY. A technique for measuring velocity and attenuation of ultrasound in liquid foams. *Ultrasonics*, **53** :622–629, 2013a. [17](#), [19](#), [20](#), [21](#), [22](#)
- J. PIERRE, R.-M. GUILLERMIC, F. ELIAS, W. DRENCKHAN, ET V. LEROY. Acoustic characterisation of liquid foams with an impedance tube. *Eur. Phys. J. E*, **36** :113, 2013b. [17](#), [20](#)
- J. PIERRE, B. DOLLET, ET V. LEROY. Resonant Acoustic Propagation and Negative Density in Liquid Foams. *Phys. Rev. Lett.*, **112** :148307, 2014. [18](#), [20](#), [21](#), [23](#), [74](#), [92](#), [121](#), [127](#), [129](#), [130](#), [148](#)
- J. PIERRE, B. GIRAUDET, P. CHASLE, B. DOLLET, ET A. SAINT-JALMES. Sound propagation in liquid foams : Unraveling the balance between physical and chemical parameters. *Phys. Rev. E*, **91** :042311, 2015. [19](#), [20](#), [21](#), [92](#), [121](#), [129](#)

- H. M. PRINCEN. Rheology of Foams and Highly Concentrated Emulsions. *J. Colloid Interface. Sci*, **105** :150 – 171, 1985. 130
- A. PROSPERETTI. Thermal effects and damping mechanisms in the forced radial oscillations of gas bubbles in liquids. *J. Acoust. Soc. Am.*, **61** :17–27, 1977. 20, 51
- A. PROSPERETTI. The thermal behaviour of oscillating gas bubbles. *J. Fluid Mech.*, **222** :587–616, 1991. 20, 51, 91
- R. RASPET ET S. K. GRIFFITHS. The reduction of blast noise with aqueous foam. *J. Acoust. Soc. Am.*, **6**(6) :1757–1761, 1983. 35, 36
- A. SAINT-JALMES. Physical chemistry in foam drainage and coarsening. *Soft Matter*, **2** : 836–849, 2006. 11, 63
- A. SAINT-JALMES, M. U. VERA, ET D. J. DURIAN. Uniform foam production by turbulent mixing : new results on free drainage vs. liquid content. *Eur. Phys. J. B*, **12** : 67–73, 1999. 55
- A. SAINT-JALMES, Y. ZHANG, ET D. LANGEVIN. Quantitative description of foam drainage : Transitions with surface mobility. *Eur. Phys. J. E*, **15** :53–60, 2004. 11, 63
- A. SALONEN, M. IN, J. EMILE, ET A. SAINT-JALMES. Solutions of surfactant oligomers : a model system for tuning foam stability by the surfactant structure. *Soft Matter*, **6** : 2271–2281, 2010. 13
- L. W. SCHWARTZ ET H. M. PRINCEN. A Theory of Extensional Viscosity for Flowing Foams and Concentrated Emulsions. *J. Colloid Interface. Sci*, **118** :201–211, 1987. 48
- D. SCHWER ET K. KAILASANATH. Blast Mitigation by Water Mist 2) Shock Wave Mitigation Using Glass Particles and Water Droplets in Shock Tubes. Technical report, Center for Reactive Flow and Dynamical Systems, 2006. 31
- J. SEIWERT, M. MONLOUBOU, B. DOLLET, ET I. CANTAT. Extension of a Suspended Soap Film : A Homogeneous Dilatation Followed by New Film Extraction. *Phys. Rev. Lett.*, **111** :094501, 2013. 163
- E. SILBERMAN. Sound Velocity and Propagation in Bubbly Mixtures Measured in Standing Wave Tubes. *J. Acoust. Soc. Am.*, **29**(8) :925–933, 1959. 14, 20
- P. Stevenson, editor. *Foam Engineering : Fundamentals and Applications*. Wiley, 2012. 13
- V. S. SUROV. Reflection of an Air Shock Wave from a Foam Layer. *High Temperature*, **38**(1) :97–105, 2000. 42, 91, 122
- G. I. TAYLOR. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. I. *Proc. R. Soc. Lond. A*, **201** :192–196, 1950. 46

- S. TCHOLAKOVA, N. D. DENKOV, K. GOLEMANOV, A. ANANTHAPADMANABHAN, ET A. LIPS. Theoretical model of viscous friction inside steadily sheared foams and concentrated emulsions. *Phys. Rev. E*, **78**, 2008. 50
- G. O. THOMAS. On the conditions required for explosion mitigation by water sprays. *Process Saf. Environ. Prot.*, **78** :339–354, 2000. 31
- B. P. TIGHE. Relaxations and Rheology near Jamming. *Phys. Rev. Lett.*, **107** :158303, 2011. 50
- S. P. TIMOSHENKO ET J. N. GOODIER. *Theory of Elasticity*. McGraw-Hill, 1970. 156
- S. TRELAT. *Impact de fortes explosions sur les bâtiments représentatifs d'une installation industrielle*. Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, 2006. 27
- F. H. WINFIELD ET D. A. HILL. Preliminary results on the physical properties of aqueous foams and their blast characteristics. Technical report, Defense Research Establishment, Alberta, Canada, 1977. 33
- S. J. WOLF, V. S. BEBARTA, C. J. BONNETT, P. T. PONS, ET S. V. CANTRILL. Blast injuries. *The Lancet*, **374** :405–415, 2009. 32
- A. B. WOOD. *A Textbook of Sound*. McMillan Company, New-York, 1930. 14, 15, 16

VU :

Le Directeur de Thèse
(Nom et Prénom)

VU :

Le Responsable de l'École Doctorale

VU pour autorisation de soutenance

Rennes, le

Le Président de l'Université de Rennes 1

Guy CATHELINÉAU'

VU après soutenance pour autorisation de publication :

Le Président de Jury,
(Nom et Prénom)

Résumé

Les mousses liquides sont utilisées dans de nombreux domaines de la vie quotidienne. Leur excellente capacité à dissiper de l'énergie en fait également des matériaux très utilisés dans le domaine militaire pour atténuer les ondes de souffle émises lors d'une explosion. Dans cette thèse, nous avons conçu un dispositif expérimental original nous permettant de visualiser la déformation d'une mousse liquide lors de l'impact d'une onde de souffle en sortie d'un tube à choc. Nous mesurons la surpression en plusieurs points de la mousse, sur une gamme de 5 à 50 kPa. Nous mettons en évidence une atténuation de pression qui augmente avec la taille des bulles puis sature, tous les autres paramètres, notamment la fraction liquide, étant maintenus constants. Ces résultats sont interprétés avec un modèle de dissipation thermique à l'échelle de la bulle suggérant l'existence d'un maximum d'atténuation pour une taille de bulles donnée. Nous caractérisons ensuite la vitesse de propagation de l'onde au sein de la mousse. Aux petites amplitudes, la vitesse suit le modèle de Wood, basé sur une propagation linéaire dans un milieu continu effectif. Aux plus hautes amplitudes, nous mettons en évidence l'apparition d'un régime non linéaire, avec une vitesse de propagation plus importante et une atténuation plus faible, ces deux phénomènes étant retrouvés à la fois théoriquement et numériquement. Près de la source, la mousse est détruite par le choc. Nous terminons notre étude avec des résultats plus qualitatifs sur la quantité de mousse détruite et la vitesse de propagation du front de rupture, visualisées pour la première fois dans une mousse tridimensionnelle.

Mots-clefs : fluides complexes, mousse, bulles, onde de choc, dissipation, thermique, acoustique, rupture

Abstract

Liquid foams are used in various domains in our everyday life. Their excellent ability to dissipate energy makes foams widely used in the military domain to mitigate blast waves produced after an explosion. In this Thesis, we have designed an original experimental setup allowing us to image the deformation of a liquid foam after the impact of a blast wave exiting a shock tube. We also measure the overpressure in the foam, within a range of 5 to 50 kPa. We evidence a pressure attenuation, increasing and then saturating at increasing bubble size, while all the other parameters of the foam, especially liquid fraction, are kept constant. Those results are interpreted with a thermal dissipation model at the bubble scale, suggesting the existence of a maximum dissipation for a given bubble size. We then characterise the wave velocity in the foam. At small amplitudes, the velocity follows Wood's model, based on linear propagation in an effective continuous medium. At greater amplitudes, we show the apparition of a non-linear regime, with a higher propagation velocity and a lower attenuation, those two features being captured theoretically and numerically. Close to the source, the foam is destroyed by the shock. We close our study with more qualitative results on the quantity of destroyed foam and the propagation velocity of the rupture front, which have been evidenced for the first time in a three-dimensional foam.

Keywords : complex fluids, foam, bubbles, shock wave, dissipation, thermal, acoustics, rupture

