



**HAL**  
open science

# Interaction entre une onde de choc et un film de savon

Quentin Raimbaud

► **To cite this version:**

Quentin Raimbaud. Interaction entre une onde de choc et un film de savon. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Université de Rennes, 2019. Français. NNT : 2019REN1S103 . tel-02927158

**HAL Id: tel-02927158**

**<https://theses.hal.science/tel-02927158>**

Submitted on 1 Sep 2020

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

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

# THESE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE DE RENNES 1  
COMUE UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N° 596  
*Matière Molécules et Matériaux*  
Spécialité : Physique des matériaux

Par

**Quentin RAIMBAUD**

## Interaction entre une onde de choc et un film de savon

Thèse présentée et soutenue à Rennes, le 18 décembre 2019  
Unité de recherche : Institut de Physique de Rennes – UMR 6251

### Rapporteurs avant soutenance :

Georges Jourdan	Professeur, Université Aix-Marseille
Christophe Raufaste	Maitre de conférence, Université de Nice



### Composition du Jury :

<b>Emmanuel Villermaux</b>	Professeur Université Aix-Marseille
<b>Ashwin Chinnayya</b>	Professeur ENSMA
<b>Florence Elias</b>	Professeur Université Paris Diderot
<b>Eric Lafontaine</b>	Docteur Ministère des armées, DGA
<b>Directeur de thèse Isabelle CANTAT</b>	Professeur Université de Rennes 1
<b>Co-directeur de thèse Steven Kerampran</b>	Maître de conférence ENSTA Bretagne
<b>Invité Martin Monloubou</b>	Maître de conférence ENSTA Bretagne



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier ma directrice de thèse Isabelle Cantat ainsi que mon co-directeur de thèse Steven Kerampran sans qui je n'aurais jamais pu réaliser ce travail. Je leur suis extrêmement reconnaissant pour la confiance et la liberté qu'ils m'ont accordés durant cette thèse, qui m'a permis de tester plein de choses (qui n'ont pas forcément marché) et d'explorer le sujet comme je le voulais, ainsi que pour leur expertise dans leur domaine.

Je tiens aussi à remercier mon "prédécesseur" Martin Monloubou pour son soutien tout au long de ma thèse, pour avoir participé aux expériences et pour avoir tenu le cahier de manip que je rechargais à faire.

Je remercie aussi tous mes collègues à l'IPR et plus particulièrement Adrien et Evgenia qui ont eu le malheur de partager leur salle de manip avec moi et mon tube à choc, David qui m'a débloqué plus d'une fois lors de nos conversations du midi et Jean-Charles pour avoir fabriqué le tube à choc. Mais aussi Donatien, notre respo non-permanent pour avoir organisé nos séminaires et activités.

Je remercie aussi Emmanuel Villermaux, Ashwin Chinnayya, Florence Elias, Eric Lafontaine, Georges Jourdan et Christophe Raufaste pour avoir accepté de participer à mon jury de thèse

Je tiens aussi à remercier la DGA pour son soutien financier et sans qui cette thèse n'aurait pas eu lieu.

Et pour finir je tiens à remercier ma famille et mes amis pour m'avoir soutenu pendant ces 3 ans, et tout particulièrement mes 3 "connards" qui ont pu m'entendre me plaindre sur discord, le soir, très très souvent, dès que quelque chose ne marchait pas, j'ai nommé : le dieu nordique, le thon-mayo québécois et le fameux carambar boy à l'humour légendaire (ou pas)...



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Notions théoriques</b>	<b>13</b>
1.1	Écoulements compressibles de référence . . . . .	13
1.1.1	Discontinuités en mécanique des fluides . . . . .	13
1.1.2	Équations d'Euler compressibles . . . . .	15
1.1.3	Méthode des caractéristiques . . . . .	16
1.1.4	Le problème du piston . . . . .	16
1.1.5	Relations de saut de Rankine-Hugoniot . . . . .	19
1.1.6	Diagramme x-t . . . . .	23
1.1.7	Visualisation des chocs par ombroscopie . . . . .	23
1.1.8	Mesures de pression . . . . .	24
1.2	Films de savon . . . . .	24
1.2.1	Solution pour les films de savon . . . . .	24
1.2.2	Mesure de tension de surface . . . . .	24
1.2.3	Lois de plateau . . . . .	25
1.2.4	Mesure de l'épaisseur d'un film de savon . . . . .	25
<b>2</b>	<b>Outils et méthodes développés pendant la thèse</b>	<b>29</b>
2.1	Tube à choc . . . . .	29
2.1.1	Description du tube à choc . . . . .	29
2.1.2	Principe de base du tube à choc . . . . .	29
2.1.3	Dimensionnement du tube à choc . . . . .	33
2.1.4	Modélisation sous CLAWPACK . . . . .	36
2.1.5	Validation du tube à choc . . . . .	38
2.1.6	Système de positionnement des films . . . . .	39
2.2	Fabrication des films . . . . .	40
2.2.1	Fabrication de films dans le tube par trempage du tube . . . . .	40
2.2.2	Fabrication de films dans le tube par soufflage de bulles . . . . .	41
2.2.3	Fabrication de films sur un cadre par tirage . . . . .	42
2.3	Outils de visualisation des films . . . . .	43
2.3.1	Caméra rapide . . . . .	43
2.3.2	Appareil photo . . . . .	45
2.3.3	Caméra Spectrale . . . . .	45
2.3.4	Apparence des films à la caméra spectrale . . . . .	46
2.4	Mesure de l'angle de vision d'un film à l'aide de la caméra rapide . . . . .	47

2.4.1	Lien entre le niveau de gris et l'angle d'observation du film . . . . .	48
2.4.2	Validation du modèle sur des images de bulles unitaires . . . . .	50
<b>3</b>	<b>Interaction entre une onde de choc plane stationnaire et un film unitaire</b>	<b>55</b>
3.1	Modélisation du mouvement d'un film impacté par une onde de choc plane stationnaire . . . . .	55
3.1.1	Modélisation dans le cas général . . . . .	55
3.1.2	Résolution analytique dans la limite des chocs faibles . . . . .	59
3.1.3	Résolution numérique du modèle non linéaire . . . . .	61
3.1.4	Vitesse terminale du film . . . . .	63
3.2	Simulation numérique de l'interaction choc/film . . . . .	67
3.3	Observations expérimentales de l'interaction choc/film . . . . .	72
3.3.1	Protocole expérimental . . . . .	72
3.3.2	Observation de l'interaction entre une onde de choc soutenue et un train de film . . . . .	73
3.3.3	Observations par ombroscopie d'un pseudo-blast sur un film unitaire	77
3.4	Conclusion . . . . .	85
<b>4</b>	<b>Déformation d'un film inhomogène mis en mouvement par un choc</b>	<b>87</b>
4.1	Phenomenology of the rupture process . . . . .	87
4.2	Experimental set-up . . . . .	89
4.2.1	Materials and methods . . . . .	89
4.2.2	Pressure profiles . . . . .	90
4.2.3	Film thickness profiles . . . . .	91
4.3	Experimental results . . . . .	92
4.3.1	Qualitative behaviour . . . . .	92
4.3.2	Film's geometrical properties . . . . .	94
4.3.3	Film trajectory . . . . .	95
4.3.4	Film deformation . . . . .	96
4.4	Model . . . . .	97
4.4.1	Shock impact on the 2-thicknesses film . . . . .	97
4.4.2	Comparison with experimental data . . . . .	99
4.5	Conclusion . . . . .	101
<b>5</b>	<b>Oscillations d'un film non-parallèle au choc</b>	<b>103</b>
5.1	Dispositifs expérimentaux et phénoménologie des impacts . . . . .	103
5.1.1	Impact sur un élément de mousse à plusieurs films . . . . .	103
5.1.2	Observation de l'instabilité dans le film perpendiculaire au choc . .	106
5.1.3	Impact sur un film oblique . . . . .	107
5.2	Mesure des longueurs d'ondes de l'instabilité . . . . .	109
5.2.1	Méthode de mesure . . . . .	110
5.2.2	Résultats . . . . .	112
5.3	Détermination de l'amplitude des perturbations . . . . .	115

5.3.1	Lien entre l'angle d'observation, la longueur d'onde et l'amplitude des perturbations . . . . .	115
5.3.2	Amplitude et taux de croissance sur les films en "Y" . . . . .	117
5.3.3	Amplitude sur les films perpendiculaires au choc . . . . .	118
5.4	Oscillations sur les films en "Y" observés de profil . . . . .	119
5.4.1	Méthode de mesure . . . . .	119
5.4.2	Résultats . . . . .	120
5.5	Modélisation de l'instabilité . . . . .	121
5.5.1	Cas général . . . . .	121
5.6	Comparaison avec les résultats expérimentaux . . . . .	127
5.6.1	Instabilité des films en Y . . . . .	127
5.6.2	Instabilité dans le cas du film perpendiculaire au choc . . . . .	129
5.7	Conclusion . . . . .	133
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>135</b>
6.1	Résumé des travaux de thèse . . . . .	135
6.2	Perspectives . . . . .	137





# Nomenclature

## Symboles

$\delta\phi$	Déphasage	$C_v$	Capacité thermique à volume constant
$\gamma$	Coefficient adiabatique	$E$	Énergie totale massique
$\Gamma^+, \Gamma^-$	Courbes caractéristiques	$e$	Énergie interne massique
$\kappa$	Tension de surface	$e$	Épaisseur du film
$\lambda$	Longueur d'onde	$g$	Accélération de la pesanteur
$\mu$	Viscosité cinématique	$h$	Enthalpie massique
$\omega$	Pulsation	$h$	Épaisseur du film
$\Pi$	Rapport des pressions	$i$	Angle d'incidence
$\rho$	Masse volumique	$J^+, J^-$	Invariants de Riemann
$\varepsilon$	Rapport des masses volumiques	$M$	Nombre de Mach
$A$	Amplitude	$n$	Indice optique
$C_p$	Capacité thermique à pression constante	$P$	Pression
		$t$	Temps
		$u$	Vitesse dans un référentiel absolu
		$v$	Vitesse dans le référentiel du choc
		$w$	Vitesse dans le référentiel des gaz devant le choc
		$x$	Position selon l'axe $x$
		$y$	Position selon l'axe $y$
		$z$	Position selon l'axe $z$



# Introduction

## Contexte de recherche : atténuation des explosions

Le contexte terroriste actuel nous pousse à chercher des solutions afin de se protéger des effets des explosions. En effet, au vu de la menace que constitue les engins explosifs improvisés, il est nécessaire de pouvoir au mieux les désamorcer en toute sécurité, ou à défaut de pouvoir les pétarder tout en limitant les effets de l'explosion sur les alentours. Les deux effets principaux qui découlent d'une explosion et engendrent des dommages aux alentours sont la génération d'une onde de choc et la projection d'éclats. L'onde de choc peut générer des dommages au niveau des bâtiments principalement au niveau des vitres et des murs, le béton et le verre étant particulièrement vulnérables aux ondes de choc. Cela peut en outre générer des éclats, qui une fois accélérés par le souffle, peuvent aussi entraîner des blessures potentiellement létales sur les êtres vivants. Blessures qui peuvent aussi être provoqués directement par la surpression principalement au niveau des oreilles, poumons et yeux, ou en cas de projection par le souffle de l'explosion.

Cependant la défense contre la menace terroriste, n'est pas le seul domaine nécessitant de pouvoir mitiger les effets des explosions.

Dans le BTP, il est par exemple nécessaire de pouvoir contrôler précisément les effets des explosions lors d'opérations de démolition pour éviter les accidents. De plus, dans certaines régions, il est fréquent de retrouver des bombes datant de la 2<sup>nde</sup> guerre mondiale lors de travaux, dans un état de détérioration avancée ne permettant pas leur désamorçage. Il est alors nécessaire de les pétarder tout en assurant la sécurité des bâtiments alentours et des riverains.

Finalement, nous pouvons aussi mentionner le domaine minier qui est aussi un grand utilisateur d'explosifs. Ceux-ci permettant d'accélérer grandement les vitesses de forage et d'extraction. Il faut alors réduire les risques pour les travailleurs qui sont principalement exposés aux blessures liés à la génération d'éclats lors de la fracture de la roche.

C'est donc ainsi que nous en venons à l'utilité des mousses liquides. En effet, elles ont la capacité d'atténuer les deux principaux effets des explosions cités précédemment :

- Les ondes de choc sont fortement atténués : la surpression maximale ainsi que la raideur du choc sont réduites réduisant ainsi leur capacité de destruction.
- Les projectiles sont grandement ralentis diminuant ainsi leur létalité.

De plus, les mousses peuvent être rapidement produites sur place ce qui facilite leur transport et leur mise en œuvre.

L'étude de l'interaction entre les mousses et les ondes a alors pour but de comprendre

les phénomènes physiques à l'origine de ces atténuations dans l'optique de pouvoir prédire cette atténuation et peut-être parvenir à optimiser la composition/structure de cette mousse pour en améliorer l'efficacité.

## Historique et état de l'art

La propriété qu'a la mousse d'atténuer les sons est un phénomène que nous pouvons observer tous les jours. En 1910 déjà, Mallock le constatait dans son article "The damping of sound by frothy liquids" [Mallock, 1910] et remarquait que des "obstacles gazeux" étaient bien plus efficaces pour atténuer les sons que des liquides ou des solides. Ses expériences montrèrent que la célérité du son dans une liquide bulleux peut être inférieure à la célérité du son dans chacun de ses constituants. Il développa alors un modèle simple permettant de déterminer la vitesse du son dans les milieux diphasiques. Il montra aussi que disposer une couche de mousse sur un objet vibrant aboutissait à une durée de vibration de l'objet plus courte. Cependant, les phénomènes physiques aboutissants à cette atténuation était alors inconnus.

Les expériences de Mallock ont donc abouti au développement d'abord des études sur les propriétés des liquides bulleux sur les ondes acoustiques, de pression et de choc, qui se sont ensuite généralisés aux études des interactions entre les chocs et divers systèmes diphasiques.

## Études dans les liquides bulleux

L'étude de l'interaction entre les ondes et les liquides bulleux a très vite débuté afin de répondre aux besoins des industriels. En 1920, Fessenden dépose le premier brevet présentant un dispositif permettant la génération d'un rideau de bulles afin de mitiger les effets d'une onde de choc sous-marine [Fessenden, 1920]. L'un des premiers succès pratique de cette méthode est attribué à La Prairie, qui, en 1955, utilisa une série de trois rideaux de bulles afin de protéger une usine hydroélectrique. Cela permit de pétarder une cloison rocheuse sous-marine sans avoir à arrêter la centrale [La Prairie, 1955]. Depuis lors, l'utilisation de rideaux de bulles est une pratique assez couramment utilisée pour la protection d'édifices sous-marins ou la réduction des nuisances sonores et donna lieu au dépôt de nombreux travaux allant de la réduction du bruit lié à la chute d'excréments dans les toilettes [Carmichael, 1968], à la protection de sites de constructions sous-marins [Baskerville and Ambuehl, 2006], en passant par la sauvegarde des espèces marines à proximité d'une zone vouée à la démolition [Keevin and Hempen, 1997]. Afin de s'assurer du bon fonctionnement de son système, La Prairie effectua une série de test dans laquelle il étudia les effets des différents paramètres sur l'atténuation des ondes. Il en conclut qu'il était important d'avoir une fraction volumique d'air importante. Résultat concordant avec Pipher et al. qui montrèrent expérimentalement que la contrainte transmise par l'onde décroît exponentiellement en fonction du débit d'air injecté [Pipher et al., 1955].

Dans le domaine des ondes sonores, en 1947, Carstensen et Foldy développèrent une théorie permettant le calcul des coefficients de réflexion/transmission/réfraction des ondes sonores

au travers d'un rideau de bulles [Carstensen and Foldy, 1947]. En 1989, Commander et Prosperetti, utilisèrent une autre approche du problème pour calculer les différents coefficients, passant par la modélisation du rideau de bulles en tant que milieu continu aux propriétés particulières et montrèrent expérimentalement que leur modèle est assez prédictif, sauf si la fréquence de l'onde sonore est proche de la fréquence de résonance des bulles où l'atténuation des sons est beaucoup plus importante [Commander and Prosperetti, 1989]. Résultats confirmés par [Würsig et al., 2000] et [Lucke et al., 2011] qui ont enregistré des atténuations pouvant atteindre  $14dB$  grâce à des rideaux de bulles.

Dans le domaine des ondes de pression, repartant des travaux de Mallock, en 1957, Campbell et Pitcher commencèrent à étudier l'effet des bulles sur la propagation d'une onde de pression plane dans un liquide [Campbell and Pitcher, 1958]. Leurs travaux théoriques permirent à la fois une amélioration et une simplification du modèle permettant le calcul de la vitesse du son de Mallock. De plus, ils montrèrent que les ondes de pressions canalisées se raidissent dans les milieux bulleux de la même façon que dans les milieux homogènes. Cependant, dans le cas des milieux homogènes ce raidissement aboutit à la formation d'une onde de choc "infiniment fine", alors que dans le cas des milieux bulleux, l'épaisseur de l'onde de pression ne peut pas être inférieure à quelques tailles de bulles.

Cette étude théorique fut complétée par une étude expérimentale de l'étude de la propagation d'une onde de choc dans un liquide bulleux. Pour ce faire, ils utilisèrent un tube à chocs, placé à la verticale et rempli d'eau. Une injection d'air en bas du cylindre permettant alors la génération des bulles dans le liquide. Ils montrèrent que l'onde de choc initiale s'épaissit dans le liquide bulleux : après une phase oscillante, où la pression derrière le choc fluctue quasi-périodiquement, l'onde de choc se transforme en une onde de compression dont la largeur est de quelques tailles de bulles. Ils en conclurent que cette onde de pression de quelques diamètres de bulles d'épaisseur est l'état vers lequel tend toute onde de compression. Cependant, alors qu'ils étaient en mesure de donner une explication théorique à l'arrêt du raidissement d'une onde de pression, ils ne pouvaient pas expliquer les mécanismes provoquant l'épaississement de l'onde de choc.

Ce dispositif expérimental de Campbell et Pitcher fut ensuite repris par de nombreuses équipes dans ce domaine, par exemple : [Miyazaki et al., 1971] montra qu'une explication possible à l'épaississement de l'onde de choc pourrait venir des mouvements de liquide entre les bulles, [Mori et al., 1975] étudia les rebonds des ondes au niveau des parois du tube et [Kuznetsov et al., 1978] s'intéresse au rôle de la viscosité...

En 1999, Surov modélise le passage d'une onde de choc au travers d'un rideau de bulles d'épaisseur finie [Surov, 1999]. Dans le cadre d'une onde de choc soutenue, il obtient une solution exacte du problème et montre que le seul effet d'un rideau de bulles est un décalage entre la position l'onde de choc transmise et la position de l'onde de choc en l'absence de rideau de bulles. Le résultat de son modèle pour les blasts est obtenu numériquement et montre qu'en plus du décalage observé pour les chocs soutenus, il y a atténuation de la surpression de l'onde de choc.

Plus récemment, Fuster étudia les effets des inhomogénéités de la dispersion des bulles dans le liquide sur l'atténuation des ondes de choc [Fuster and Colonius, 2011], tandis que Ando s'intéressa aux effets des inhomogénéités des tailles de bulles [Ando et al., 2011]. En 2012, Grandjean montra que la structure du choc est dominée par l'effet de la présence

de clusters de bulles dans le liquide et étudia aussi les déformations et fissions des bulles [Grandjean, 2012].

## Études dans les mousses

Les modèles permettant l'étude des liquides bulleux sont rapidement mis en défaut quand la fraction de liquide tend vers 0, c'est à dire quand nous sommes en présence de mousse. Or, les domaines d'applications des mousses sont bien plus nombreux, notamment parce que les dispositifs utilisant de la mousse sont bien plus faciles à mettre en œuvre et car, contrairement aux liquides bulleux, les mousses peuvent être utilisées pour des applications hors de l'eau. Par conséquent, une seconde branche d'études, centrée sur les propriétés de la mousse, se développa en parallèle de celle étudiant les liquides bulleux.

Très rapidement, il fût observé que la mousse avait une capacité à atténuer les effets des ondes de choc extrêmement importante. L'énergie de l'onde de choc était fortement dissipée lors de son passage dans la mousse. Dès lors, l'étude des mécanismes possibles de dissipation d'énergie furent étudiés.

Avant de s'occuper de ce qu'il se passe au cœur de la mousse, [Weaver and Pratt, 1987], [Ball and East, 1999] et [Ranjan et al., 2011] étudièrent la transmission/réflexion des ondes à l'interface entre l'air et la mousse. Ce qui amène à se poser la question de l'influence des réflexions d'ondes internes à la mousse étudiée dans [De Krasinski and Khosla, 1974], [Mori et al., 1976], [Weaver and Pratt, 1990], [Lighthill and Lighthill, 2001] et plus récemment [Ranjan et al., 2011].

Une possibilité d'atténuation, déjà évoquée dans [Mallock, 1910], et étudiée plus en détail dans [Surov, 1995], est due à une dissipation acoustique liée aux vibrations des bulles dans la mousse.

De plus, les bulles étant mobiles dans la mousse, la possibilité d'une dissipation visqueuse liée aux mouvements relatifs des différentes phases à rapidement été considérée dans [Batchelor, 1969], [Kudinov et al., 1981], [Kudinov et al., 1981] puis [de Krasinski, 1992]. Le passage de l'onde de choc entraînant une élévation de la température, [Szaniawski, 1957], [Batchelor, 1969], [Goldfarb et al., 1992], [Mujica and Fauve, 2002], [Hartman et al., 2006], [Ranjan et al., 2011] et [Monloubou, 2015] étudièrent la dissipation thermique liée au transfert de chaleur de la phase gazeuse vers la phase liquide de la mousse. Dans le cas d'ondes de choc de forte amplitude, cette élévation de température peut même entraîner l'évaporation de la phase liquide et donc la perte de l'énergie nécessaire au changement de phase du liquide comme le montrent [Winfield and Hill, 1977], [Clark and Bennett, 1986], [Zhdan, 1990] et [Larsen, 1994].

De plus, si la mousse ne s'évapore pas instantanément, elle se fait atomiser par le choc. [Kudinov et al., 1977], [Borisov et al., 1980], [Britan et al., 2012] et [Jourdan et al., 2015] ont alors étudié l'influence de la fragmentation de la mousse en gouttelettes sur le signal de pression.

Cependant, ces effets dissipatifs, ne sont pas les seules explications possibles à la réduction des effets des chocs dans la mousse. Borisov montra que, si la vitesse de l'onde de choc dans la mousse est inférieure à la vitesse du son dans la phase gazeuse, alors l'onde de choc se sépare en deux composantes [Borisov et al., 1980]. Nous avons tout d'abord appa-

d'un choc précurseur de faible amplitude, dont les propriétés dépendent principalement des propriétés de la mousse [Britan and Zinovik, 1994], suivi ensuite d'une compression de forte amplitude mais beaucoup plus lente, permettant d'accélérer les gaz jusqu'à leur vitesse terminale.

Ces études sur les chocs ont aussi été accompagnées d'études pratiques sur la mitigation des effets combinés des explosions. En effet, en plus d'atténuer les chocs, les mousses ont la propriété de réduire fortement la vitesse des projectiles qui la traverse [Le Goff, 2009]. Par conséquent elles peuvent aussi ralentir des projectiles accélérés par le souffle d'une explosion [de Krasinski, 1992]. Le contexte terroriste actuel pousse alors aux études sur le confinement des effets causés par des engins explosifs improvisés [Del Prete, 2012], [Breda, 2015], [Ballanger, 2016]. Cependant, d'autres études, cette fois ci dans le domaine civil, ont aussi été réalisées, notamment pour l'industrie de l'extraction minière [Raspet and Griffiths, 1983], ou de la démolition [Moxon et al., 1988].

## Autres dispositifs d'atténuation

Il existe d'autres procédés qui permettent aussi de réduire l'effet des explosions dont une revue est effectuée dans [Igra et al., 2013].

D'autres systèmes proches des mousses liquides ont été étudiés tels que les mousses solides. Ces dernières atténuent aussi les ondes de choc mais leur mise en oeuvre est plus simple que celle des mousses liquides. Elles peuvent être préparées à l'avance alors que les mousses liquides doivent être générés sur place. Kitagawa étudia le rôle de l'élasticité de la mousse et observa la dégénérescence de l'onde de choc en onde de compression [Kitagawa et al., 2006]. Petel observa la séparation de l'onde de choc en un précurseur suivi d'une onde de compression [Petel et al., 2013]. Cependant, il est important de noter que, principalement dans le cas des mousses métalliques, contrairement aux mousses liquides, les mousses solides sont susceptibles de générer des éclats potentiellement dangereux [Barthélémy, 2016]

Les études sur les mousses liquides conduisent aussi à se poser la question de l'influence des brouillards de gouttes sur les ondes de choc. En effet, dans une configuration à plusieurs ondes de choc dans une mousse liquide, la première onde atomise la mousse et donc la seconde se propage dans un nuage de gouttes. [Thomas, 2000] étudie alors l'influence de la taille des gouttes sur l'atténuation. Il en conclut que, dans le cas des grosses gouttes, c'est l'inertie qui permet l'atténuation par transfert d'énergie cinétique, alors que pour les petites gouttes c'est l'évaporation qui prime. [Schwer and Kailasanath, 2006] fit une étude numérique plus approfondie des effets inertiels des gouttes en simulant l'interaction entre un choc et un nuage de particules solides ou liquides. [Jourdan et al., 2010] et [Chauvin et al., 2011] étudièrent expérimentalement et numériquement la traversée d'un nuage de gouttes par un choc. Ils montrèrent que l'atténuation du choc est liée à la surface des gouttes traversée par le choc en prenant en compte les effets d'atomisation

Une autre méthode, probablement la plus commune dans le domaine du bâtiment, et fréquemment employée lors des opérations de déminage est de recouvrir la charge de sable afin que celui ci absorbe le souffle de l'explosion. [Edwards and Palmer, 2003] étudia expérimentalement l'effet des matériaux granulaires sur la brisance des explosifs (capacité



d'une charge à fragmenter sa cible) et observa que les petites particules sont plus efficaces. [Allen et al., 2004] modélisa numériquement le comportement d'une charge et l'influence des différents paramètres du matériau d'absorption. [Homae et al., 2007] effectue une étude expérimentale de l'influence de la densité et de la porosité du matériau sur l'absorption des choc et la vitesse des projectiles.

# Chapitre 1

## Notions théoriques

Dans ce chapitre, nous reprenons certains concepts présentés qualitativement au chapitre précédent et présentons le formalisme qui nous permettra de quantifier leurs propriétés.

### 1.1 Écoulements compressibles de référence

#### 1.1.1 Discontinuités en mécanique des fluides

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéresserons à des ondes de choc unidimensionnelles, caractérisées par un signal de pression  $P(x, t)$ . Par définition, une onde de choc est modélisé par une discontinuité, représentée le plus souvent par la présence une montée abrupte au niveau du signal de pression. Nous allons alors faire une distinction entre 3 types d'ondes de choc : les ondes de choc soutenues, les blasts et les pseudo-blasts.

##### Choc soutenu

Un choc soutenu se caractérise par un plateau de pression derrière l'onde de choc. Mathématiquement, nous pouvons modéliser son signal de pression par une fonction de Heaviside.

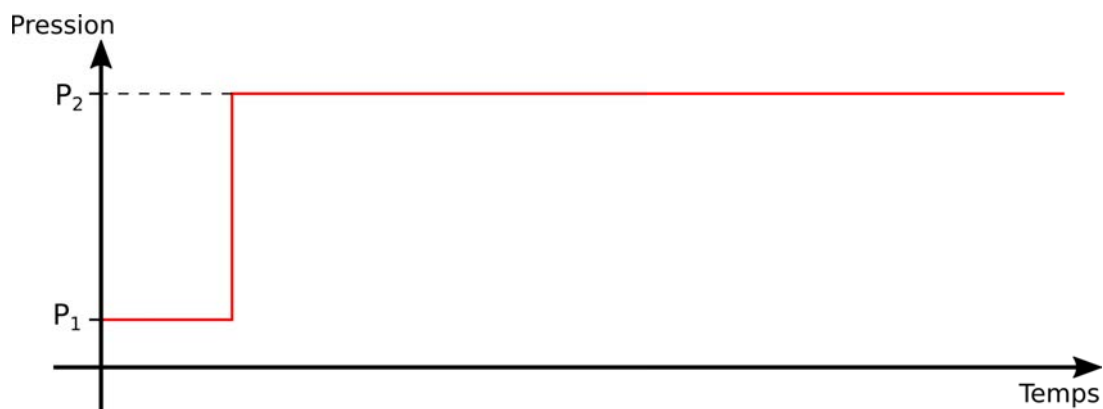


FIGURE 1.1 – Profil de pression d'un choc soutenu

Ici, la pression passe instantanément de  $P_1$  à  $P_2$  puis reste constante.

Ce genre de signal de pression est communément obtenu dans le sillage d'un objet se déplaçant à vitesse supersonique, ou, dans notre cas : en laboratoire, dans un tube à chocs.

## Blast

Dans le cas d'un blast, la pression commence à chuter immédiatement derrière l'onde de choc. Il est communément modélisé à l'aide d'un profil de Friedlander [Friedlander, 1964].

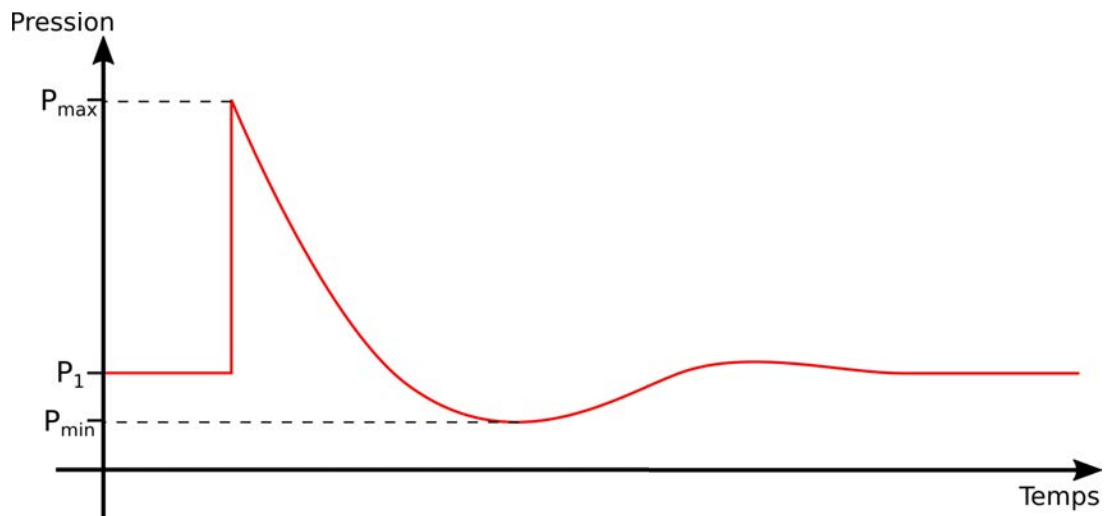


FIGURE 1.2 – Profil de Friedlander

Ici, la pression passe instantanément de  $P_1$  à  $P_{max}$  puis chute jusqu'à atteindre une pression  $P_{min}$  inférieure à la pression initiale avant de remonter.

Ce profil est obtenu habituellement lors d'une explosion. La chute de pression est due à des effets 3-D. En effet, le volume occupé par les gaz de combustion augmente sans que ni la quantité de gaz ni leur température n'augmente. La pression des gaz doit donc diminuer.

## Pseudo-blast

Pour des raisons de praticité et de sécurité (et accessoirement de légalité), nous n'allons pas utiliser d'explosifs lors de cette thèse et nous ne pouvons donc pas créer de véritable blast. Par conséquent, en utilisant un artifice au niveau du tube à choc, que nous décrirons plus en détail au 2, nous allons générer ce que nous nommerons un "pseudo-blast". Le but étant alors de se rapprocher au mieux d'un véritable signal de blast. Expérimentalement, nous avons pu obtenir les signaux suivants :

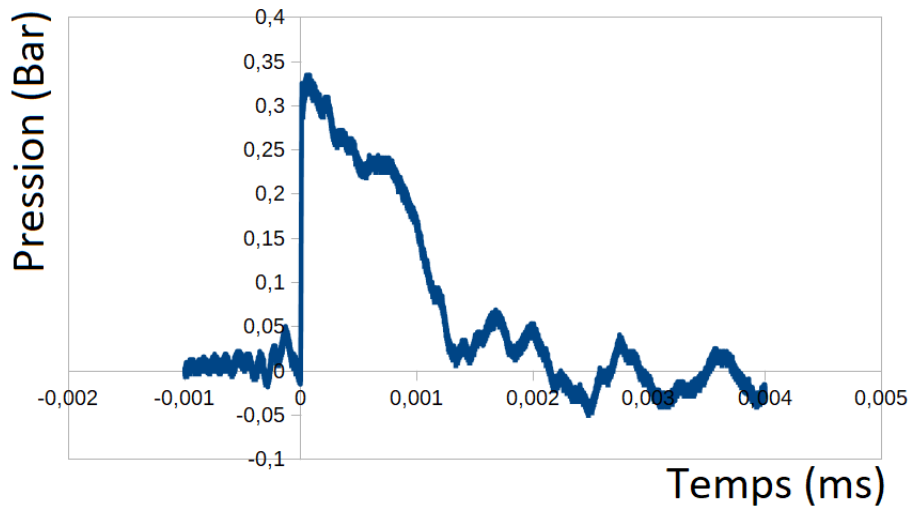


FIGURE 1.3 – Signal expérimental d’un pseudo-blast

Nous voyons que la forme générale du signal est proche de celle d’un blast avec une montée en pression brutale, suivi d’une baisse de pression. Cependant, ce ne sont pas les mêmes équations qui définissent la forme de ce signal.

### Ligne de glissement

Cependant, toutes les discontinuités dans un fluide ne sont pas des ondes de choc : une ligne de glissement est une discontinuité thermodynamique dans un fluide. Contrairement à l’onde de choc qui est une discontinuité à la fois mécanique et thermodynamique, au passage d’une ligne de glissement, la température, la masse volumique et l’entropie du fluide change, mais pas la pression ou la vitesse.

### 1.1.2 Équations d’Euler compressibles

Les équations d’Euler sont une approximation des équations de Navier-Stokes valables aux grands nombres de Reynolds, dans lesquelles l’écoulement est adiabatique et le fluide parfait. Dans cette thèse, nous n’utiliserons que sa version unidimensionnelle, sans forces volumiques.

Dans un repère absolu, elles s’expriment sous la forme suivante :

— Équation de continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0 \quad (1.1)$$

— Équation de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} \quad (1.2)$$

— Équation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho E u}{\partial x} = - \frac{\partial P u}{\partial x} \quad (1.3)$$

Avec :

—  $\rho$  : Masse volumique du fluide

—  $u$  : Vitesse du fluide

—  $P$  : Pression du fluide

—  $E = e + u^2/2$  : Énergie totale du fluide (somme de l'énergie interne  $e$  et de l'énergie cinétique)

Le système est alors fermé en y ajoutant la relation des gaz parfaits, que nous pouvons écrire sous la forme

$$e = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} \Leftrightarrow P = \rho r T \quad (1.4)$$

Avec  $\gamma = C_p/C_v$  le rapport des chaleurs spécifiques. Dans notre étude,  $\gamma = 1.4$ , typique d'un gaz diatomique à température ambiante.

### 1.1.3 Méthode des caractéristiques

La méthode des caractéristiques est une méthode mathématique permettant, dans certains cas, de résoudre des équations aux dérivées partielles.

Dans le cadre de la mécanique des fluides compressibles, si l'écoulement est isentropique, nous pouvons montrer, pour un gaz parfait, à partir des équations d'Euler que, dans le plan  $(x,t)$ , il existe deux familles de courbes  $\Gamma^+$  et  $\Gamma^-$ , d'équations respectives  $\frac{\partial x}{\partial t} = u(x,t) + a(x,t)$  et  $\frac{\partial x}{\partial t} = u(x,t) - a(x,t)$ , appelées "caractéristiques" vérifiant les propriétés suivantes :

$$J^+ = u(x,t) + \frac{2}{\gamma - 1} a(x,t) = cste \text{ sur } \Gamma^+ \quad (1.5)$$

$$J^- = u(x,t) - \frac{2}{\gamma - 1} a(x,t) = cste \text{ sur } \Gamma^- \quad (1.6)$$

où  $a(x,t) = \sqrt{\gamma \frac{P(x,t)}{\rho(x,t)}}$  est la vitesse du son dans le fluide. Les constantes  $J^+$  et  $J^-$  sont appelés invariants de Riemann.

### 1.1.4 Le problème du piston

Afin de construire, sur la base de [Délery, 2008], les solutions de référence dont nous aurons besoin, nous considérons un gaz enfermé dans un tube semi-infini, fermé par une paroi mobile située en  $x = 0$  à  $t = 0$ . Nous supposons alors que l'écoulement dans le tube est unidimensionnel.

A  $t \leq 0$ , le piston est immobile et le gaz est au repos, à l'état 1 caractérisé par une vitesse  $u_1 = 0$ , une pression  $P_1$ , une masse volumique  $\rho_1$  et une vitesse du son  $a_1 = \sqrt{\gamma \frac{P_1}{\rho_1}}$

Le piston est mis en mouvement à  $t = 0$ . Nous devons alors séparer deux cas de figure : le recul et l'avancée du piston.

## Recul du piston : génération d'une détente

Nous considérons d'abord que le piston recule, sa position au cours du temps étant déterminée par sa loi de marche  $x_p(t)$ .

La loi de marche est définie ainsi : à  $t \leq 0$  le piston est immobile, puis pour  $0 < t < t^{acc}$  le piston accélère négativement jusqu'à atteindre une vitesse terminale constante  $u_f^p < 0$  pour  $t \geq t^{acc}$ .

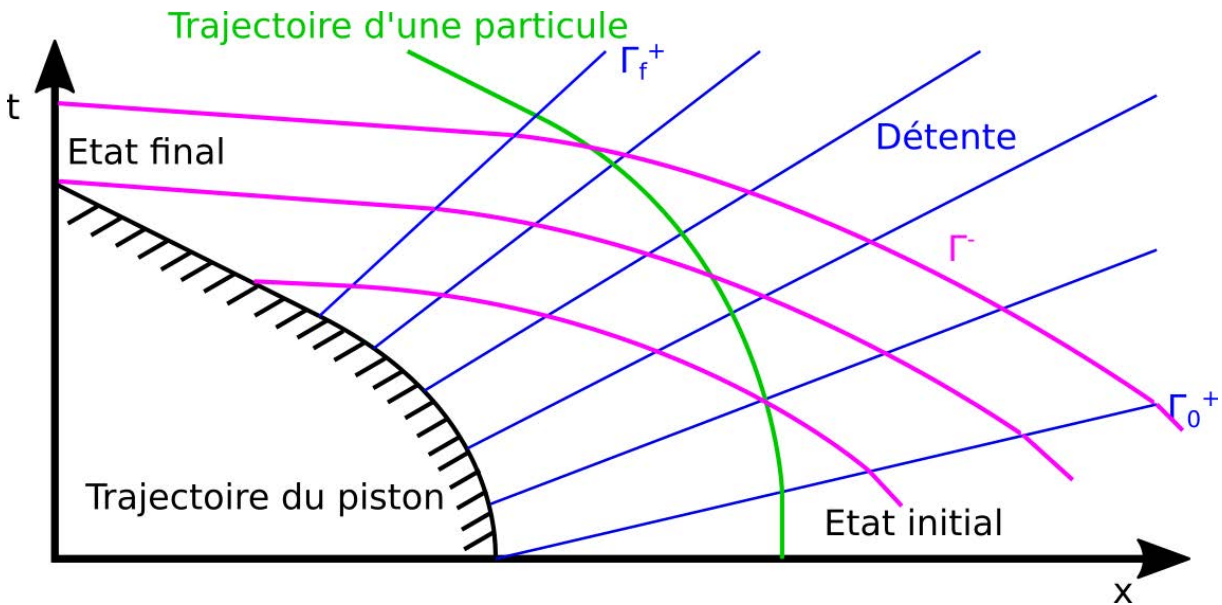


FIGURE 1.4 – Diagramme  $x$ - $t$  du piston reculant. Les droites bleues représentent des caractéristiques  $\Gamma^+$ , les droites mauves, les  $\Gamma^-$

Il est alors possible de démontrer que,

- Toutes les caractéristiques  $\Gamma^+$  sont des droites
- Les caractéristiques  $\Gamma^+$  forment une famille de droites divergentes
- Tout point situé en dessous de la caractéristique  $\Gamma_0^+$ , passant par le point de coordonnées  $(0,0)$  est à l'état initial  $u_1 = 0$ ,  $P_1$ ,  $\rho_1$  et  $a_1$
- Tout point situé au dessus de la caractéristique  $\Gamma_f^+$  passant par le point de coordonnées  $(x_p(t^{acc}), t^{acc})$  est à l'état final  $u_f$ ,  $P_f$ ,  $\rho_f$  et  $a_f$

Cet exemple présente la situation générique d'une onde de détente. La caractéristique  $\Gamma_0^+$  d'équation  $\frac{\partial x}{\partial t} = a_1$  est appelée *front de détente*, la caractéristique  $\Gamma_f^+$  est appelée *queue de détente*. Les détentes s'étalent au cours du temps : la distance entre la tête et la queue de détente augmente.

De plus, dans cet exemple, l'état initial étant constant, l'invariant de Riemann  $J^-$  est aussi constant pour tout point l'état initial. Or, comme nous le voyons sur la figure, en tout point du diagramme la caractéristique  $\Gamma^-$ , où  $J^-$  est invariant, passe par au moins un point de l'état initial. Par conséquent  $J^-$  est constant sur tout le diagramme.

Nous pouvons généraliser ce résultat pour toute onde se propageant dans un milieu constant :

- Une onde se déplaçant dans un milieu constant est appelée une onde simple.
- Si l'onde se propage dans le sens des  $x$  positifs alors  $J^-$  est constant dans tout le domaine
- Si l'onde se propage dans le sens des  $x$  négatifs alors  $J^+$  est constant dans tout le domaine

### Avancée du piston : génération d'une onde de compression

Nous considérons maintenant que le piston avance, sa position au cours du temps étant toujours déterminée par sa loi de marche  $x_p(t)$ .

Nous considérons que la loi de marche est de la forme suivante : à  $t \leq 0$  le piston est immobile, puis pour  $0 < t < t^{acc}$  le piston accélère jusqu'à atteindre une vitesse terminale constante  $u_f^p > 0$  pour  $t \geq t^{acc}$

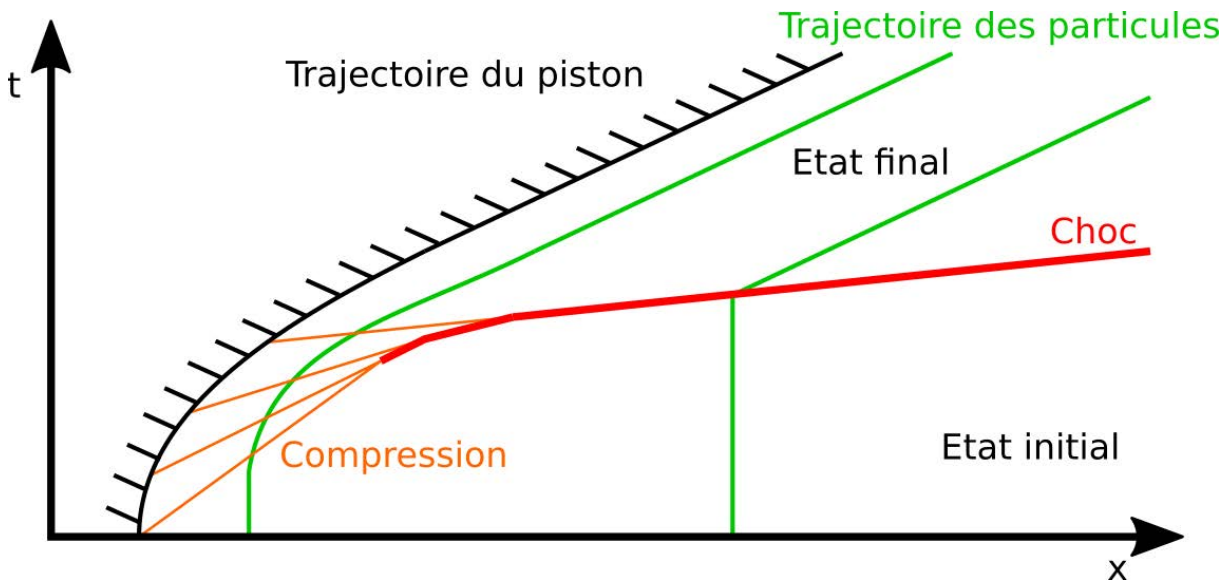


FIGURE 1.5 – Diagramme x-t du piston avançant

Il est possible de démontrer que, lors de l'avancée du piston :

- Toutes les caractéristiques  $\Gamma^+$  sont des droites
- Les caractéristiques  $\Gamma^+$  forment une famille de droites convergentes
- Tout point situé en dessous de la caractéristique  $\Gamma_0^+$  passant par le point de coordonnées  $(0,0)$  est à l'état initial
- Tout point situé au dessus de la caractéristique  $\Gamma_f^+$  passant par le point de coordonnées  $(x_p(t^{acc}), t^{acc})$  est à l'état final
- Le croisement des caractéristiques  $\Gamma^+$  entraîne la formation d'un choc

Il est possible de généraliser certains résultats sur les ondes de compression en 1-D :

- La caractéristique  $\Gamma_0^+$  d'équation  $\frac{\partial x}{\partial t} = a_1$  est appelée front de compression
- La caractéristiques  $\Gamma^{+f}$  est appelée queue de compression

- Les ondes de compression se rapprochent au cours du temps : la distance entre la tête et la queue de compression diminue

De plus, nous pouvons noter que les ondes de compressions finissent par fusionner et que nous avons l'apparition d'un choc. Or, l'apparition d'un choc rend l'écoulement anisentropique. Par conséquent, lors de la traversée du choc, les invariants de Riemann sont modifiés. Il n'est donc pas possible d'utiliser la méthode des caractéristiques en présence d'un choc.

### 1.1.5 Relations de saut de Rankine-Hugoniot

#### Référentiel absolu

Nous considérons les équations d'Euler dans le cadre d'une discontinuité "c" (comme "choc"), de vitesse  $u_c$ , séparant deux milieux homogènes (milieu amont 1 et milieu aval 2).

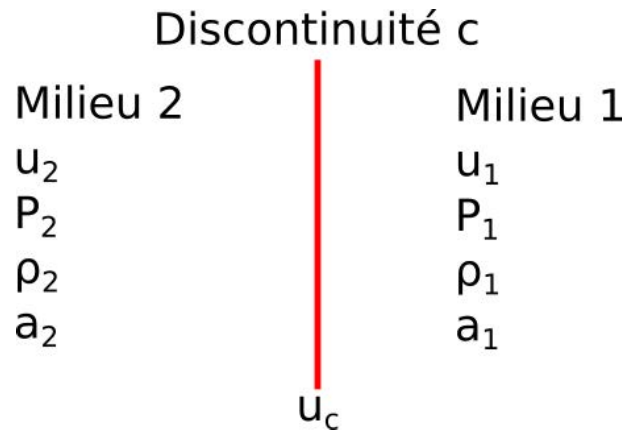


FIGURE 1.6 – Discontinuité séparant le milieu amont "1" du milieu aval "2"

Nous pouvons réécrire les équations d'Euler lors de la traversée de la discontinuité :

- Équation de conservation de la masse

$$u_c(\rho_2 - \rho_1) = \rho_2 u_2 - \rho_1 u_1 \quad (1.7)$$

- Équation de conservation de la quantité de mouvement

$$u_c(\rho_2 u_2 - \rho_1 u_1) = (\rho_2 u_2^2 + P_2) - (\rho_1 u_1^2 + P_1) \quad (1.8)$$

- Équation de conservation de l'énergie

$$u_c(\rho_2 E_2 - \rho_1 E_1) = (\rho_2 E_2 + P_2)u_2 - (\rho_1 E_1 + P_1)u_1 \quad (1.9)$$

Où  $u_i$ ,  $i \in 1, 2$ , est la vitesse du fluide dans un référentiel absolu.



## Référentiel lié aux gaz dans le milieu amont "1"

Nous pouvons aussi nous placer dans le référentiel lié aux gaz du milieu "1". Nous introduisons alors  $w_i = u_i - u_1$ ,  $i \in 2, c$  : la vitesse relative par rapport à la vitesse des gaz du milieu "1".

Nous pouvons donc réécrire les équations (Eq. 1.7), (Eq. 1.8) et (Eq. 1.9) dans ce référentiel.

— Équation de conservation de la masse

$$\rho_1 w_c = \rho_2 (w_c - w_1) \quad (1.10)$$

— Équation de conservation de la quantité de mouvement

$$P_2 - P_1 = \rho_2 w_2 (w_c - w_2) = \rho_1 w_c w_2 \quad (1.11)$$

— Équation de conservation de l'énergie

$$h_1 + \frac{w_c^2}{2} = h_2 + \frac{(w_c - w_2)^2}{2} \quad (1.12)$$

Avec  $h = e + P/\rho$ , l'enthalpie du fluide

## Référentiel de la discontinuité

Nous pouvons aussi exprimer ces équations dans le référentiel lié à la discontinuité. Nous introduisons alors  $v_i = u_i - u_c$ ,  $i \in 1, 2, c$  : la vitesse relative du fluide par rapport à la discontinuité.

Nous pouvons alors réexprimer les équations (Eq. 1.7), (Eq. 1.8) et (Eq. 1.9) dans ce référentiel.

— Équation de conservation de la masse

$$\rho_2 v_2 = \rho_1 v_1 \quad (1.13)$$

— Équation de conservation de la quantité de mouvement

$$\rho_2 v_2^2 + P_2 = \rho_1 v_1^2 + P_1 \quad (1.14)$$

— Équation de conservation de l'énergie

$$h_1 + \frac{v_1^2}{2} = h_2 + \frac{v_2^2}{2} \quad (1.15)$$

Ces équations (Eq. 1.13), (Eq. 1.14) et (Eq. 1.15) sont appelées relations de saut de Rankine-Hugoniot et sont celles que nous utiliserons dans le cadre de nos calculs sur les ondes de choc.

## Nombre de Mach et rapports des grandeurs physiques

Nous introduisons maintenant le nombre de Mach  $M_1 = |v_1|/a_1 = |w_c|/a_1$ . Dans la suite de cette thèse, l'état "1" correspond à l'état des gaz au repos :  $u_1 = 0$ . Par conséquent, le nombre de Mach  $M_1$  peut s'exprimer sous la forme  $M_1 = |u_c|/a_1$ .

A partir des relations de saut de Rankine-Hugoniot (Eq. 1.13), (Eq. 1.14) et (Eq. 1.15) et de la relation des gaz parfaits (Eq. 1.4), nous pouvons alors déterminer les rapports entre les grandeurs physiques de part et d'autre de la discontinuité en fonction du nombre de Mach :

— Rapport des vitesses et des masses volumiques

$$\varepsilon = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2} \quad (1.16)$$

— Rapport des pressions

$$\Pi = \frac{P_2}{P_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1}(M_1^2 - 1) \quad (1.17)$$

— Rapport des températures et des vitesses du son

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{a_2^2}{a_1^2} = \frac{P_2 v_2}{P_1 v_1} = \frac{\Pi}{\varepsilon} \quad (1.18)$$

Nous pouvons noter que ces 3 rapports sont des fonctions strictement croissantes du Mach de l'onde de choc. De plus,  $\varepsilon$  admet une limite supérieure :  $\varepsilon < \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$

## Grandeurs physiques en fonction du rapport des pression

Lors de certaines applications il peut être plus pratique de définir les rapports des différentes grandeurs en fonction du rapport des pression  $\Pi$

— Nombre de Mach

$$M_1 = \sqrt{\frac{1}{2\gamma} [(\gamma + 1)\Pi + (\gamma - 1)]} \quad (1.19)$$

— Rapport des vitesses et des masses volumiques

$$\varepsilon = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{(\gamma - 1)\Pi + (\gamma + 1)}{(\gamma + 1)\Pi + (\gamma - 1)} \quad (1.20)$$

— Rapport des températures et des vitesses du son

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{a_2^2}{a_1^2} = \Pi \frac{(\gamma - 1)\Pi + (\gamma + 1)}{(\gamma + 1)\Pi + (\gamma - 1)} \quad (1.21)$$

## Lien entre le nombre de Mach et la vitesse absolue des gaz

En nous plaçant cette fois ci dans le référentiel lié aux gaz dans le milieu "1", nous pouvons réexprimer l'équation (1.7) en introduisant  $w_i = u_i - u_1$  :

$$\begin{aligned}
w_c(\rho_2 - \rho_1) &= \rho_2 w_2 \\
w_2 &= w_c \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \\
\frac{w_2}{a_1} &= M_1 \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)
\end{aligned} \tag{1.22}$$

En injectant (Eq. 1.16) dans (Eq. 1.22), nous pouvons montrer que :

$$\frac{w_2}{a_1} = \frac{u_2 - u_1}{a_1} = \frac{2}{\gamma + 1} \left( M_1 - \frac{1}{M_1} \right) \tag{1.23}$$

Nous pouvons alors remarquer que, pour un état "1" fixé,  $M_1$  est une fonction croissante de  $u_2$ .

### Réflexion d'une onde de choc sur une paroi fixe

Nous considérons une onde de choc de mach  $M_1$ , entraînant un saut de pression  $\Pi_1 = \frac{P_2}{P_1}$  et un saut de vitesse  $\varepsilon_1 = \frac{v_1}{v_2}$

Si cette onde de choc arrive sur une paroi se déplaçant à une vitesse  $u^p$ , alors cette onde de choc va être réfléchi.

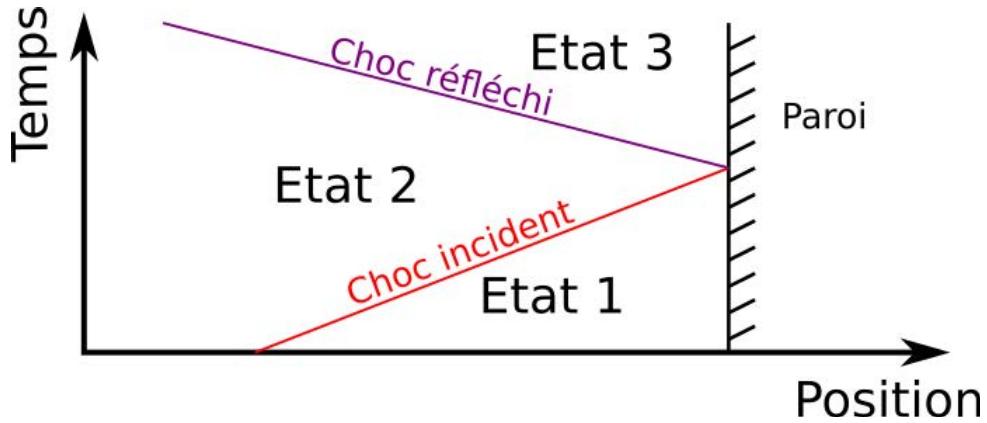


FIGURE 1.7 – Rebond d'une onde de choc sur une paroi

La vitesse des gaz derrière l'onde de choc réfléchi  $u_3$  sera fixée par  $u_3 = u^p$ . A partir de l'équation (Eq. 1.22), dans le cas particulier où  $u_3 = u^p = 0$ , nous en déduisons le Mach  $M_2$  puis le rapport des pressions  $\Pi_2 = P_3/P_2$  généré par l'onde de choc réfléchi :

$$\Pi_2 = \frac{(3\gamma - 1)\Pi_1 - (\gamma - 1)}{(\gamma - 1)\Pi_1 + (\gamma + 1)} \tag{1.24}$$

### 1.1.6 Diagramme x-t

Le diagramme x-t est un outil de visualisation des trajectoires des différentes ondes et discontinuités. Nous y représentons communément 3 types d'objets :

- Les ondes de choc (en rouge sur le schéma) et les lignes de glissement (en vert pointillé sur le schéma) sont représentées par des droites indiquant la position de la discontinuité.
- Les détente (en bleu sur le schéma) sont représentées par des éventails limités par le front et la queue de la détente (définies en section 1.1.4)

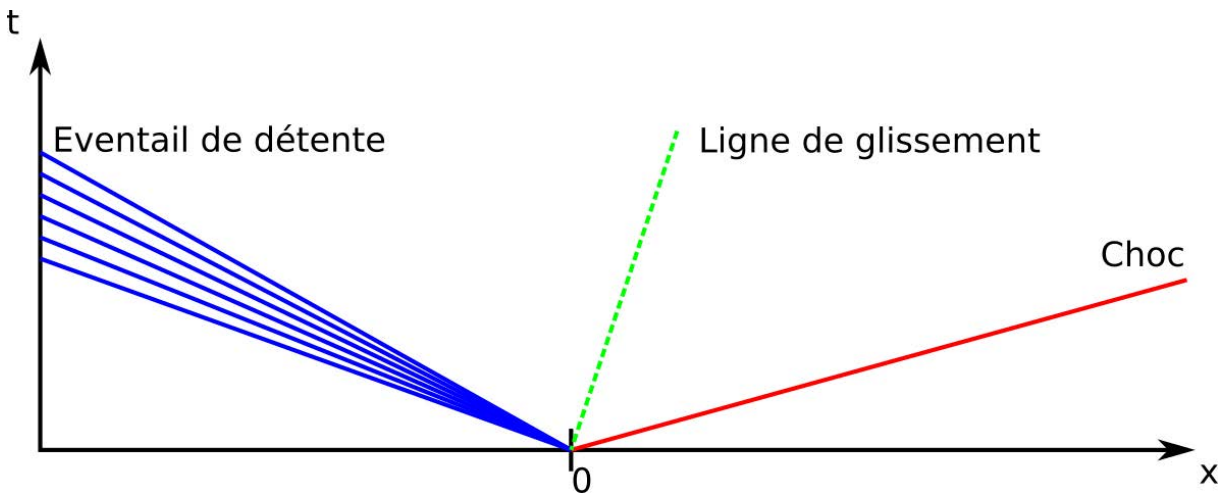


FIGURE 1.8 – Exemple de diagramme x-t dans le cadre d'un tube à choc

### 1.1.7 Visualisation des chocs par ombroscopie

Les chocs ne sont pas directement visibles à l'œil nu. Afin de les visualiser, nous avons utilisé une méthode appelée ombroscopie.

Cette méthode est assez simple à mettre en œuvre : il suffit que le milieu dans lequel se propage l'onde de choc soit transparent et éclairé en transmission à l'aide d'un faisceau de lumière collimaté.

Le passage d'une onde de choc entraîne une augmentation brutale de pression, masse volumique et température du milieu modifiant ainsi son indice optique. Les rayons issus du faisceau vont alors être déviés au niveau du choc.

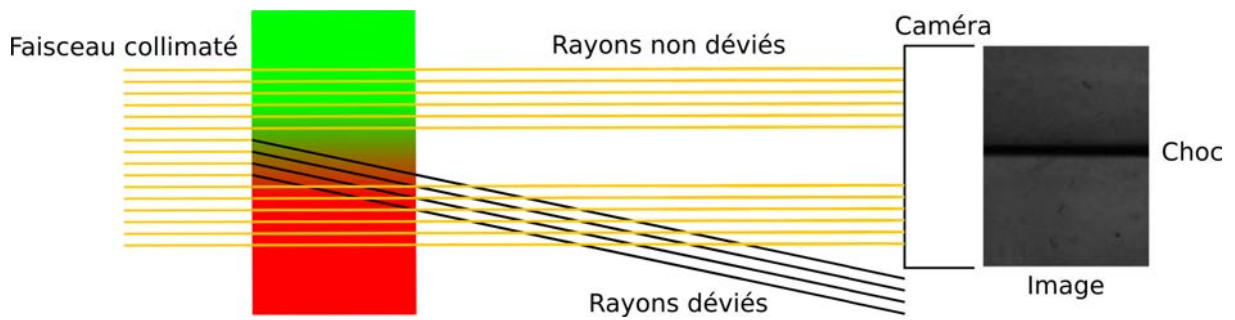


FIGURE 1.9 – Schéma de principe de l'ombroscopie

Les rayons déviés ne pouvant pas atteindre la caméra, il en résulte qu'une ombre (bande noire) apparaît sur les images.

### 1.1.8 Mesures de pression

Afin d'étudier les chocs nous avons aussi utilisé une série de capteurs de pression.

Ce sont des capteurs piézoélectriques PCB 113B28. Ils sont reliés à un conditionneur PCB 482C permettant de faire l'interface avec un oscilloscope Tektronix TDS 2004C sur lequel nous enregistrons nos signaux de pression.

Une feuille de calibration pour l'ensemble capteur et conditionneur est fournie par le constructeur. Nous y trouvons la sensibilité du capteur qui, dans notre cas, est comprise entre  $1.468$  et  $1.553 V.Bar^{-1}$



FIGURE 1.10 – Capteur de pression PCB

Lors de la mise en œuvre des capteurs de pression, il est nécessaire de s'assurer que le capteur soit affleurant à la surface afin d'éviter tout risque de rebond modifiant la pression enregistré par le capteur (Se référer à Eq. 1.24).

## 1.2 Films de savon

### 1.2.1 Solution pour les films de savon

La solution que nous utilisons est un mélange d'eau distillée, de glycérol et de Dreft de fractions volumiques respectives 80, 10 et 10%, de masse volumique  $\rho_s = 1022 kg.m^{-3}$ , de viscosité  $\mu_s = 1.31 mPa.s$  et de tension de surface  $\kappa_s = 27 mN.m^{-1}$

### 1.2.2 Mesure de tension de surface

La tension de surface étant un paramètre qui intervient dans un certain nombre de nos calculs, il est important de pouvoir la mesurer précisément. Pour cela, nous utilisons la technique de la goutte pendante. A l'aide d'un logiciel, nous cherchons à fitter l'image

d'une goutte pendante avec celle de son profil théorique obtenu grâce à l'équation de Young-Laplace.

Pour tout point de coordonnées  $(x, z)$  à la surface de la goutte, l'équation de Young-Laplace nous donne :

$$\gamma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = -(\rho_s - \rho_a)gz + \gamma \frac{2}{R_0} \quad (1.25)$$

Avec

- $R_1$  et  $R_2$  : Les rayons de courbures principaux au point de coordonnées  $(x, z)$
- $R_0$  : Le rayon de courbure en bas de la goutte, en  $z = 0$
- $\rho_s$  et  $\rho_a$  : Les masses volumiques respectivement de la solution et de l'air
- $g$  : L'accélération de la pesanteur

Le logiciel itère alors sur les valeurs de  $\gamma$  jusqu'à trouver le fit qui correspond le mieux à l'image de la goutte.

### 1.2.3 Lois de plateau

Les films de savon sont des surfaces minimales : afin de minimiser leur énergie, ils tendent à minimiser leur surface. Il en résulte un certain nombre de règles de géométrie ([Taylor, 1976], [Plateau, 1873b]) :

- La courbure moyenne d'un film est constante.
- 3 films se rejoignent en un bord de plateau, elles forment un angle de  $120^\circ$  entre elles
- 4 ménisques se rejoignent en un vertex, ils forment un angle de  $109.5^\circ$
- Un film s'accroche à une paroi mouillée par un bord de plateau et forme un angle de  $90^\circ$  avec cette paroi

### 1.2.4 Mesure de l'épaisseur d'un film de savon

L'iridescence des films de savon est due à un phénomène d'interférences qui a lieu dans un matériau de faible épaisseur. Nous pouvons nous en servir afin de déterminer l'épaisseur du matériau.

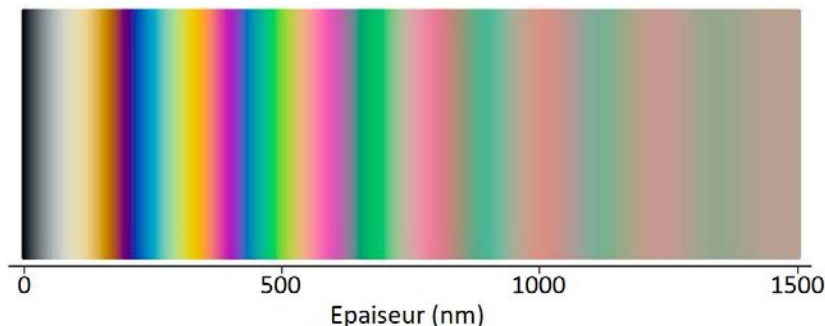


FIGURE 1.11 – Couleur des films de savon en fonction de l'épaisseur

Dans un film de savon, les rayons réfléchis à la première interface interfèrent avec ceux réfléchis sur la seconde interface.

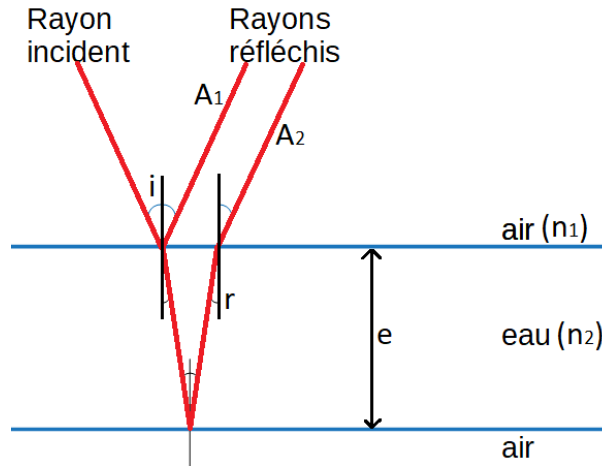


FIGURE 1.12 – Schéma des rayons interférant dans un film de savon

La différence de marche entre les deux rayons est la somme de la distance supplémentaire parcourue par le second rayon dans le film de savon  $2ne \cos(r)$  à laquelle il faut ajouter  $\pi$  pour prendre en compte l'inversion de phase à l'interface eau/air. En multipliant le résultat par  $2\pi/\lambda$ , nous obtenons la différence de phase entre les deux rayons.

$$\delta\phi = \frac{4\pi e}{\lambda} n \cos(r) + \pi = \frac{4\pi e}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin(i)^2} + \pi \quad (1.26)$$

L'amplitude des deux ondes peut alors s'écrire

$$\begin{aligned} A_1 &= A_{01} \cos(\omega t) \\ A_2 &= A_{02} \cos(\omega t + \delta\phi) \end{aligned}$$

Nous cherchons une solution de la forme

$$A_t = A_{0t} \cos(\omega t + \phi_t) = A_1 + A_2 \quad (1.27)$$

D'où, en développant les cosinus

$$\begin{aligned} A_{0t}(\cos(\omega t) \cos(\phi_t) - \sin(\omega t) \sin(\phi_t)) \\ = A_{01} \cos(\omega t) + A_{02}(\cos(\omega t) \cos(\delta\phi) - \sin(\omega t) \sin(\delta\phi)) \end{aligned}$$

Cette équation ne peut être vérifiée pour tout  $t$  seulement si

$$\begin{aligned} A_{0t} \cos(\phi_t) &= A_{01} + A_{02} \cos(\delta\phi) \\ A_{0t} \sin(\phi_t) &= A_{02} \sin(\delta\phi) \end{aligned}$$

On porte chaque équation au carré et l'on somme

$$\begin{aligned} A_{0t}^2 &= A_{01}^2 + A_{02}^2 + 2A_{01}A_{02} \cos(\delta\phi) \\ &= A_{01}^2 + A_{02}^2 - 2A_{01}A_{02} \cos\left(\frac{4\pi e}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin(i)^2}\right) \end{aligned}$$

Ce qui donne, dans la limite des grands coefficients de transmission  $A_{01} = A_{02} = A_0$  :

$$I(\lambda) = I_0 \left( 1 - \cos \left( \frac{4\pi e}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin^2(i)} \right) \right), \quad (1.28)$$

Avec  $I_0$  : intensité lumineuse du rayon incident.

L'intensité lumineuse d'un rayon est donc périodique en nombre d'onde  $\sigma = 1/\lambda$ . Il est alors possible de relier la fréquence  $f$  de ce signal à l'épaisseur  $e$  du film :

$$2\pi f = 4\pi e \sqrt{n_{eau}^2 - \sin^2(i)} \Leftrightarrow e = \frac{f}{2\sqrt{n_{eau}^2 - \sin^2(i)}} \quad (1.29)$$





# Chapitre 2

## Outils et méthodes développés pendant la thèse

Dans ce chapitre, nous nous pencherons sur le matériel utilisé ainsi que sur sa mise en œuvre.

### 2.1 Tube à choc

#### 2.1.1 Description du tube à choc

Le tube à chocs, inventé en 1899 par Paul Vieille lors de travaux sur les effets des explosifs, est un dispositif permettant, comme son nom l'indique, de produire des ondes de choc. En plus d'être bien plus pratique à mettre en œuvre qu'une expérience utilisant de véritables explosifs, ses principales qualités sont :

- Simplicité
- Fiabilité
- Reproductibilité des tirs

#### 2.1.2 Principe de base du tube à choc

##### Description

Un tube à choc basique est composé de 2 sections séparées par un opercule :

- la section haute pression (HP) : contenant un gaz sous pression à la pression  $P_4$
- la section basse pression ou partie d'étude (BP) : instrumentée et dans laquelle on place l'objet de l'étude à la pression  $P_1$

Lors de la rupture de l'opercule, les 2 sections sont mises en contact alors que leurs pressions sont différentes. Cela entraîne l'apparition d'un choc dans la section basse pression et d'une détente dans la section haute pression. Une ligne de glissement se forme alors à la frontière entre les gaz ayant subi un choc et ceux ayant subi une détente.

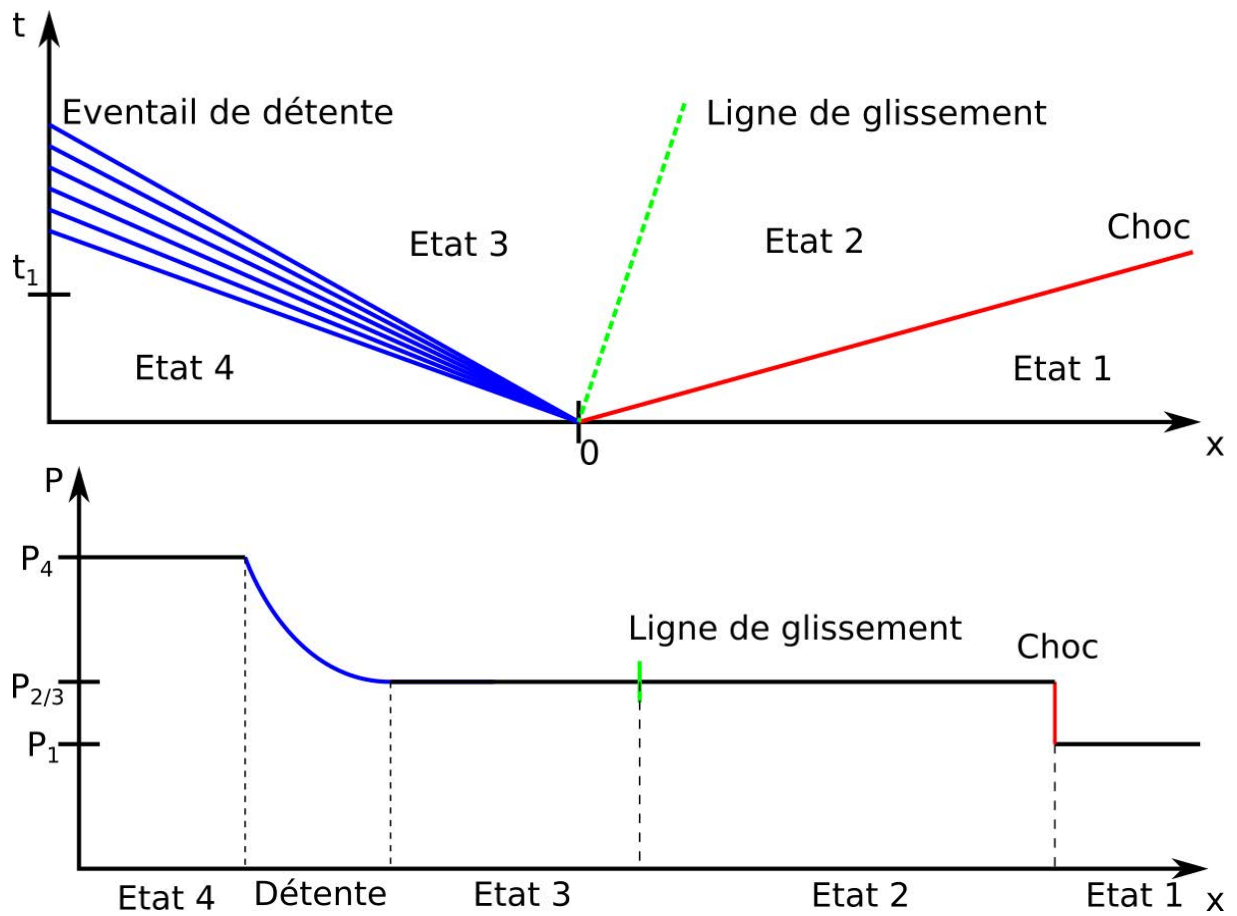


FIGURE 2.1 – En haut : Diagramme x-t représentant la position des différentes ondes et discontinuités présentes dans un tube à choc au cours du temps

En bas : Diagramme de la pression dans le tube correspondant au diagramme x-t à  $t = t_1$

Nous avons ici un choc soutenu qui se propage dans le tube basse pression. Il est important de noter que la pression des gaz entre le choc et la détente  $P_{2/3}$  est différente des deux pressions initiales  $P_1$  et  $P_4$ .

### Calcul des propriétés du choc

Afin de déterminer les propriétés du choc, nous cherchons à calculer son Mach  $M_c = u_c = a_1$ . Nous n'effectuerons pas la démonstration ici, mais, la continuité mécanique du système imposant  $P_2 = P_3$  et  $u_2 = u_3$ , à partir des équations (Eq. 1.8) et de la méthode des caractéristiques, nous pouvons montrer que :

$$\frac{P_4}{P_1} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \left( \frac{2\gamma}{\gamma - 1} M_c - 1 \right) \left( 1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{a_1}{a_4} \left( M_c - \frac{1}{M_c} \right) \right)^{-\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \quad (2.1)$$

## Rebonds d'ondes aux extrémités du tube

Notre tube n'étant pas de longueur infinie, le choc atteindra l'extrémité du tube basse pression à  $t = t_a$  et la détente l'extrémité du tube haute pression à  $t = t_b$ . Supposant le tube fermé à ses deux extrémités, le choc se réfléchit en choc comme présenté à l'équation (Eq. 1.24) et la détente se réfléchit en détente.

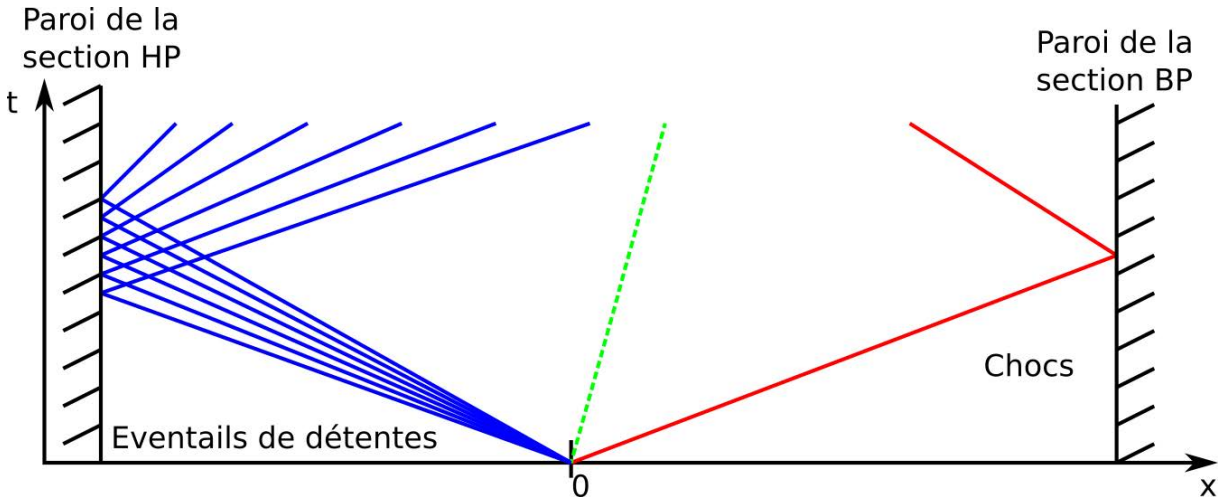


FIGURE 2.2 – Diagramme x-t avec les réflexions d'ondes aux extrémités du tube

## Limitation de la durée d'observation

Ces rebonds limitent alors la durée d'observation lors de nos expériences en choc soutenu. En effet, si le choc ou la détente réfléchi atteint l'objet d'étude dans le tube avant la fin des mesures alors le signal sera parasité par le rebond.

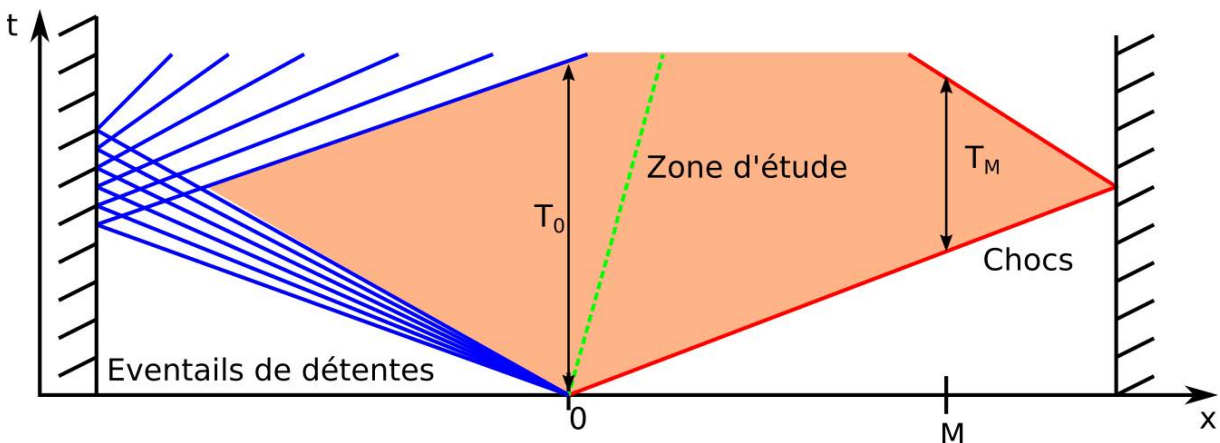


FIGURE 2.3 – Diagramme x-t montrant la zone d'étude possible, où seule une onde est passée

Par exemple, sur ce diagramme x-t, au point M, la durée d'observation possible  $T_M$  est limitée par le passage de l'onde de choc réfléchi, Alors qu'à l'origine, le temps d'observation

$T_0$  est limité par la détente réfléchi.

### Génération de pseudo-blast

Nous pouvons cependant aussi utiliser ces rebonds à notre avantage, plus particulièrement le rebond de la détente. Comme nous ne pouvons pas faire de tests avec des explosifs nous ne pouvons pas faire de véritable blast. Cependant, si la section haute pression est suffisamment courte, alors la détente réfléchi va rattraper le choc. Nous avons donc un choc suivi immédiatement d'une détente :

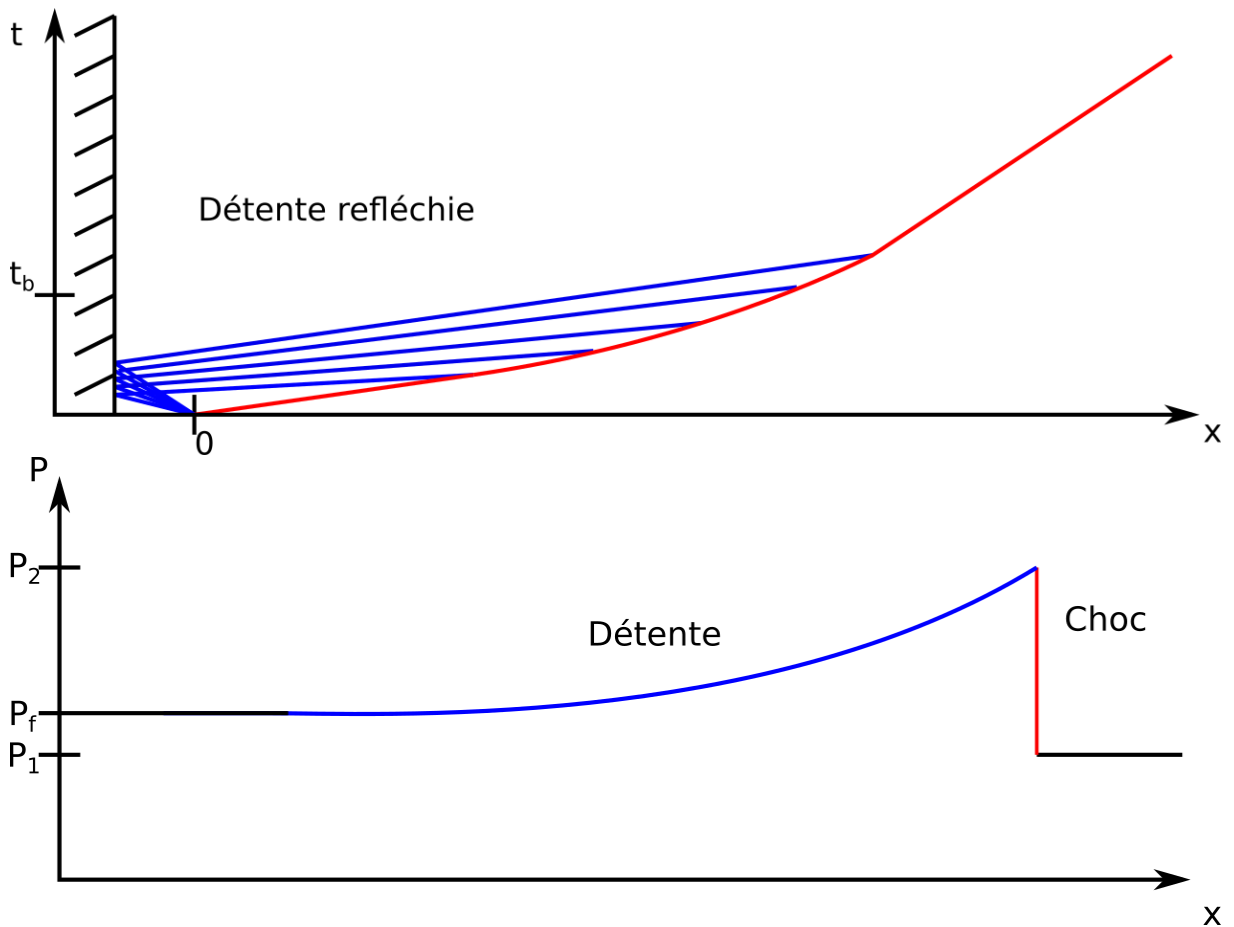


FIGURE 2.4 – En haut : Diagramme x-t avec une chambre haute pression très courte : la détente réfléchi rattrape le choc

En bas : Profil de pression pour un pseudo-blast correspondant au diagramme x-t à  $t = t_b$

Plus la longueur de la chambre haute-pression est faible, plus la détente rattrapera le choc rapidement et donc plus le pseudo-blast sera formé rapidement.

Ce n'est pas un véritable blast car les origines de la baisse de pression après le choc sont différentes et répondent à d'autres équations cependant le profil global en est proche.

### 2.1.3 Dimensionnement du tube à choc

Le dimensionnement du tube a été effectué en considérant une chambre haute pression courte pour faire des pseudo-blasts. Le dimensionnement du tube pour effectuer des chocs soutenus est moins contraignant et nous pouvons alors utiliser le même tube avec une chambre haute pression plus longue.

#### Contraintes pour le dimensionnement

Avant de commencer le dimensionnement du tube à proprement dit, nous avons dû dresser une liste de contraintes que doit respecter le tube afin de pouvoir être installé puis utilisé sans problème.

- Contrainte 1 : Limitation des effets du drainage des films.

Afin d'avoir des films plus stables et donc d'avoir plus de temps pour réaliser nos expériences, nous devons limiter les effets du drainage, c'est à dire l'évacuation de liquide hors du film dû à la gravité. Si besoin est, le tube doit pouvoir être placé à la verticale pour que les films soient à l'horizontale. Cela limite donc la longueur totale du tube, en effet, nous devons pouvoir accéder à l'indenteur situé à l'extrémité de la section haute pression pour pouvoir percer l'opercule.

La longueur totale maximale du tube est donc limitée à environ  $1.80 - 2.00 m$ .

- Contrainte 2 : Positionnement des films dans le tube

Lors d'un tir, la rupture de l'opercule n'est pas parfaite et génère une onde de compression. Comme vu au chapitre 1.1.4, l'onde de choc a alors besoin un certain temps pour se former. Elle peut aussi présenter des défauts : ne pas être droite, présenter des rebonds, avoir une montée en pression pas assez rapide. Il faut alors une certaine distance pour que l'onde de compression se renforce en onde de choc et que ces défauts se résorbent. Les films de savon que nous étudions ne peuvent donc pas être placés trop près de l'opercule. Les films doivent donc être positionnées loin de la section haute pression

- Contrainte 3 : Positionnement des films dans le tube

Nous voulons aussi que l'onde qui remonte dans le tube après que le choc ait atteint la sortie n'influence pas l'expérience. Il faut donc que le film soit placé suffisamment loin de l'extrémité du tube pour que cette onde n'ait pas le temps d'atteindre le film avant la fin de l'expérience.

Les films doivent donc être positionnées loin de l'extrémité du tube

- Contrainte 4 : Méthode de fabrication des films

Le moyen le plus simple de mettre un film dans le tube est de le créer à l'extrémité du tube puis de l'aspirer pour le mettre en position. Cependant, il n'est pas raisonnable de

faire remonter le film sur une très grande distance car il y aurait de fortes chances que le film casse.

Les films doivent donc être placés près de l'extrémité du tube.

### Ébauche de plan du tube à choc

Nous constatons que nos contraintes 3 et 4 semblent incompatibles, les films devant être situés à la fois proche et loin de l'extrémité du tube. Afin de résoudre ce problème, nous avons décidé de créer une rallonge détachable pour le tube. Elle est donc retirée pendant la phase de création des films pour limiter la distance sur laquelle ils doivent être aspirés. Puis, si nécessaire, nous la remettons lors des tirs pour éviter le problème des retours d'onde. En pratique, la rallonge fut finalement peu utilisée car les films sortent du champ de vision de la caméra avant que l'onde réfléchie ne l'atteigne.

Nous avons donc imaginé un tube divisé en 4 parties :

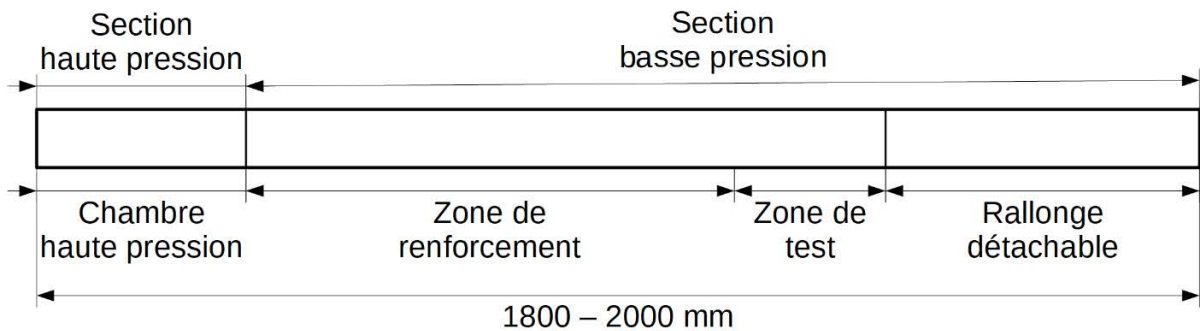


FIGURE 2.5 – Plan de base du tube à choc

- Une chambre haute pression : renforcée afin de résister à la pression des gaz moteurs
- Une zone de renforcement : suffisamment longue pour que le choc ait le temps de se former
- Une zone de test : instrumentée, qui accueille les films lors des expériences
- Une rallonge détachable : pour éviter le parasitage des expériences par les ondes réfléchies

Le tout limité à une longueur de  $2m$

### Section du tube

Avant de nous occuper de la longueur des différentes parties du tube, nous avons voulu en définir la section.

Comme nous voulons pouvoir imaginer l'interaction choc/film dans le tube, nous choisissons d'utiliser une section rectangulaire afin que l'image ne soit pas déformée. De plus, afin de pouvoir accommoder le système de fixation de la rallonge, nous avons besoin que l'un des côtés de la section fasse plus de  $25mm$ . Pour des raisons de facilité, nous avons donc décidé de faire un tube de section carrée de  $30 \times 30mm$

## Choix des matériaux

Pour des raisons de résistance, la chambre haute pression est faite d'acier.

Pour la partie basse pression, nous distinguons les parois latérales devant être transparentes pour pouvoir filmer l'intérieur du tube des parois inférieures et supérieures ou l'on insérera les capteurs de pression.

Les parois latérales sont faites de polycarbonate car c'est un matériau transparent, résistant aux chocs et qui n'absorbe pas l'humidité.

Les parois inférieures et supérieures sont faites principalement de PVC car ce matériau est résistant aux chocs, facile à usiner et pas cher. Afin de s'assurer que les capteurs pression ne bougent pas lors des tirs, au niveau de la zone de test, une section de la paroi supérieure est faite de laiton.

## Longueur de la zone de test

Nous commençons par fixer la longueur de la zone de test, car elle ne dépend que de paramètres d'encombrement : elle doit être suffisamment longue pour accommoder nos capteurs, ainsi que le système de fixation de la rallonge.

Nous disposons de 4 capteurs piezo-électrique PCB 113B28 de 5 *mm* de diamètre que nous choisissons d'espacer de 30 *mm*. La partie instrumentation mesure donc 100 *mm*.

Le système de fixation de la rallonge est composé de deux fermoirs à levier placés de part et d'autre du tube et nécessitent aussi 100 *mm* pour leur installation.

La zone de test mesure donc au total 200 *mm*.

## Longueur des 3 autres zones

Ces 3 longueurs ne peuvent pas être déterminées indépendamment les unes des autres car, comme le montre la figure 2.4, le profil de pression d'un pseudo-blast dépend directement de la longueur de la chambre haute pression. Une chambre HP plus courte nécessite donc une zone de renforcement plus courte avant que la détente rattrape le choc et que nous ayons formation du pseudo-blast souhaité.

Le calcul de ces longueurs n'étant pas faisable analytiquement, nous avons alors utilisé le code de calcul de volumes finis "CLAWPACK" afin de les déterminer. Notre objectif est de déterminer un jeu de longueurs satisfaisant simultanément ces 3 critères :

- Nous voulons un pseudo-blast :
  - La détente doit avoir rattrapé le choc avant d'atteindre la zone de test
- Le retour d'onde ne doit pas perturber la zone de test avant que le pseudo-blast soit terminé
  - Le retour d'onde doit arriver dans la zone de test après que la queue de détente l'ait quitté
- L'indenteur situé en bout de chambre haute pression doit être accessible quand le tube est à la verticale
  - La longueur maximale de la section basse pression est fixée à 1800 *mm*



## 2.1.4 Modélisation sous CLAWPACK

CLAWPACK est un code de simulation de mécanique des fluide utilisant la méthode des volumes finis pour résoudre les équations d'Euler.

### Modélisation du tube

La modélisation sous CLAWPACK est effectuée en 1-D par soucis de rapidité et de simplicité. Nous devons ensuite discrétiser notre domaine de calcul. Le tube complet mesurant entre 1.80 et 2 m, nous décidons de le découper en cellules de calcul de 1 mm de long.

### Description rapide du fonctionnement de CLAWPACK

Le problème que nous devons ensuite résoudre est un problème de Riemann appliqué aux équations d'Euler unidimensionnelles (Eqs. 1.1, 1.2 et 1.3) sur chaque cellule composant le tube. Le problème est linéarisé puis le code utilise la méthode des caractéristiques afin de calculer les vitesses des différentes ondes, et finalement résoudre les équations à l'instant suivant à l'aide du schéma de Godunov [S. Godunov, 1959].

### Modèles utilisés lors des calculs

Dans un soucis de rapidité, nous avons opté par le modèle le plus simple qui soit. Nous sommes donc en présence d'un écoulement :

- adiabatique
- non-visqueux
- sans diffusion
- gaz parfait

### Conditions initiales

Pour définir les conditions initiales, nous avons séparé le domaine de calcul en 2 :

- Partie haute pression
  - $u = 0m.s^{-1}$
  - $P = 5Bar$
  - $\rho = 6.225kg.m^{-3}$
- Partie basse pression
  - $u = 0m.s^{-1}$
  - $P = 1Bar$
  - $\rho = 1.225kg.m^{-3}$

La partie haute pression est dans des conditions de pression comparables à ce que nous comptons utiliser dans le tube alors que la partie basse pression est dans les conditions atmosphériques.

## Résultat

Nous avons effectué les calculs sous CLAWPACK en faisant varier la longueur de la chambre HP. Nous constatons cependant que la simulation fait apparaître 2 chocs : le choc initial d'abord et un choc après la détente du blast.

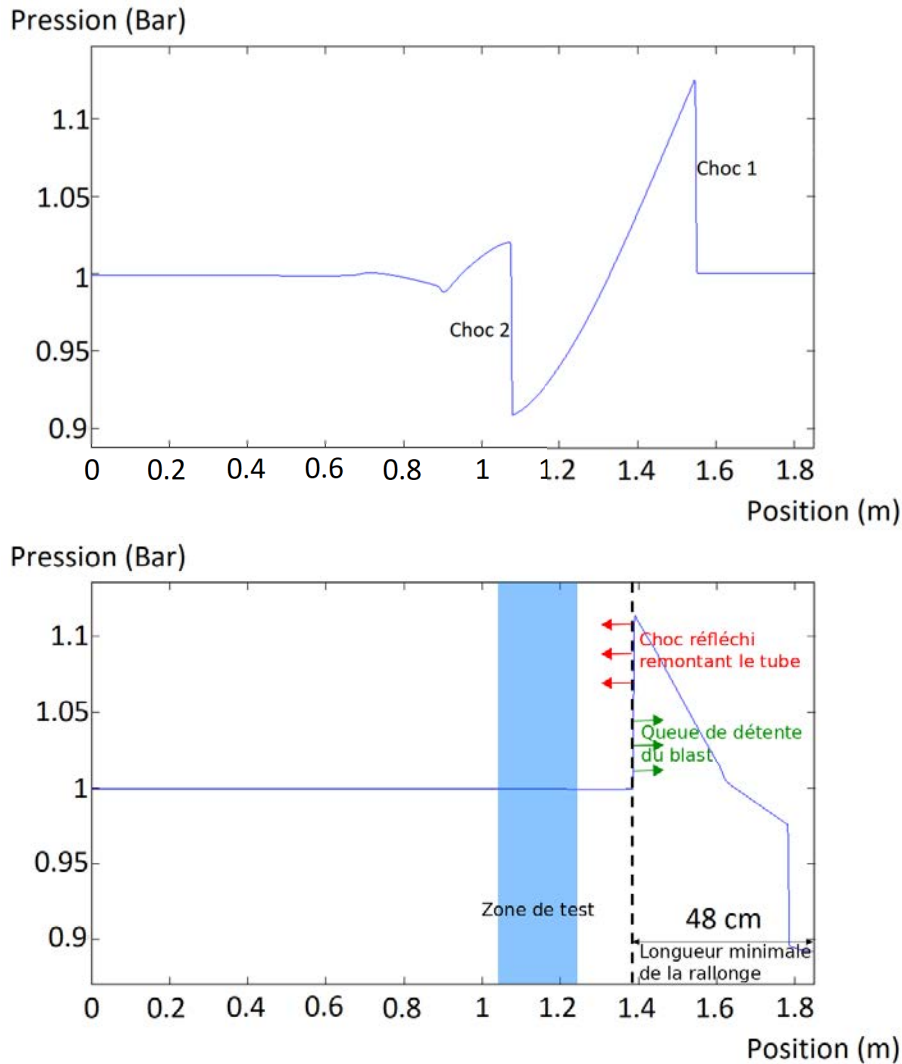


FIGURE 2.6 – En haut : Graphique représentant la pression dans le tube obtenu grâce à un calcul CLAWPACK à  $t = 3.6\mu s$ . En bas : A  $t = 5.55\mu s$ , l'onde de choc réfléchi (flèches rouges) se trouve à la même position que la queue de détente (flèches vertes), nous en déduisons la longueur minimale de la rallonge. La zone bleu clair représente la position finale de la zone de test

Le choc 2 est dû à l'absence totale de phénomènes dissipatifs dans la simulation. Après la détente, il y a bien une légère recompression, or dans la simulation celle-ci est transformée en choc bien plus vite que dans un tube à choc réel. Le pseudo-blast dans la simulation est donc légèrement plus court que ce qu'il devrait être.

Nous avons ensuite cherché le moment où l'onde de choc réfléchi à l'extrémité de la chambre basse pression se situe au même niveau que la queue de la détente (figure 2.6 bas) afin d'en déduire la longueur de rallonge nécessaire puis la longueur de la zone de renforcement.

Au final, après plusieurs simulations, nous avons déterminé qu'une chambre haute pression de 50 mm de long semblait donner le meilleur compromis.

La longueur minimale de la rallonge sur la simulation est de 480 mm. Par précaution, nous prenons une rallonge d'une longueur de 600 mm.

La longueur totale de la section basse pression étant limitée à 1.8m. Comme la zone de test mesure 0.2m et la rallonge 0.6m, il reste 1m pour la zone de renforcement. Les plans du tube, puis le tube lui même ont été réalisés sur cette base.

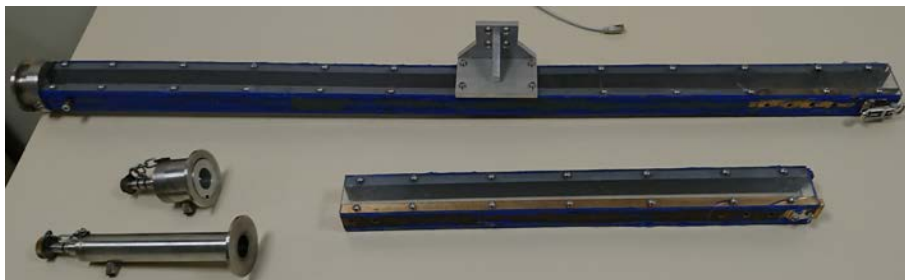


FIGURE 2.7 – Tube à choc. En haut : la section basse pression avec la zone de renforcement, suivie de la zone de test. En bas à gauche : les deux chambres haute pression, la petite pour les pseudo-blasts et la grande pour les chocs soutenus. En bas à droite : la rallonge

### 2.1.5 Validation du tube à choc

Une fois le tube fabriqué, nous avons besoin nous assurer qu'il fonctionne correctement. Pour cela nous avons effectué une série de tirs à vide, durant lesquels nous avons enregistré les signaux de pression issus des capteurs piézoélectriques.

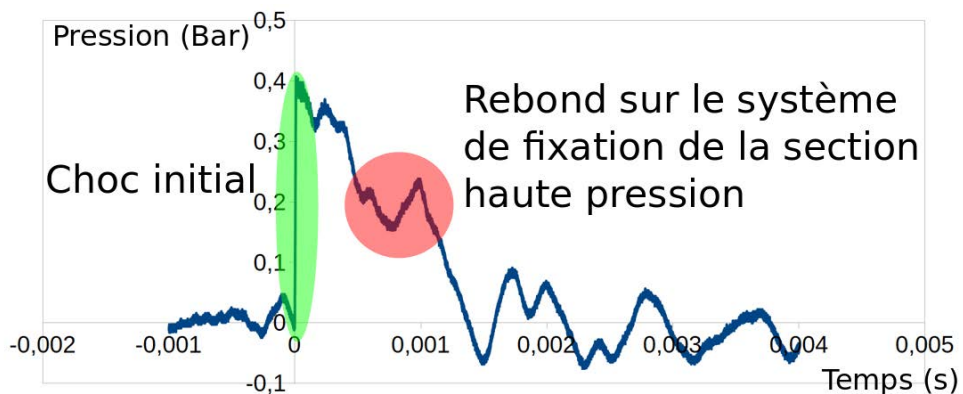


FIGURE 2.8 – Signal de pression au niveau du capteur 1 lors d'un des tirs de la 1<sup>ère</sup> série de tirs de validation

Nous constatons sur ce graphique que, bien que le signal ait globalement la bonne forme : un choc bien défini (en vert) suivi d'une détente, nous avons aussi la présence d'une compression parasite d'amplitude non négligeable pendant la détente.

Nous avons fini par découvrir que cette compression était due à une série rebonds d'ondes sur le système de fixation de la section haute pression que nous avons donc du modifier. Une autre série de tirs nous a alors permis de confirmer que nous avons résolu le problème.

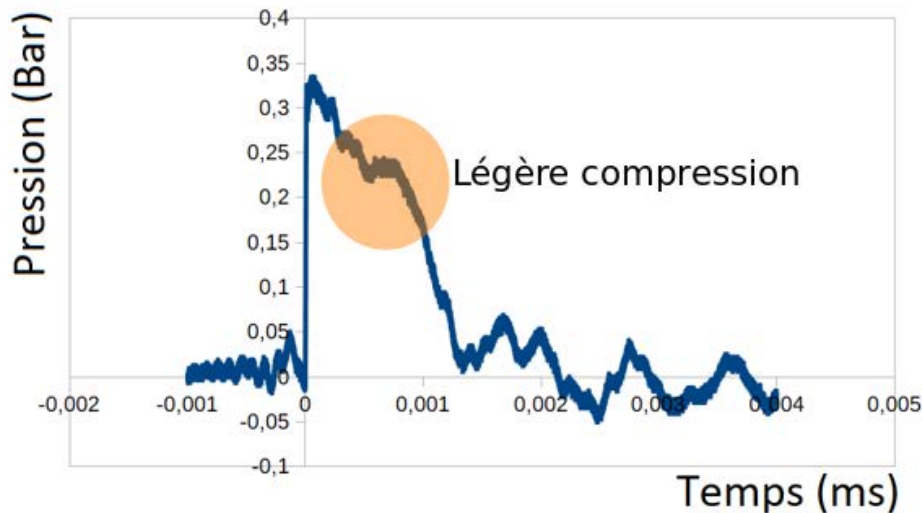


FIGURE 2.9 – Signal de pression, toujours au niveau du capteur 1 lors du dernier tir de validation

Nous constatons qu'il reste toujours une trace d'une compression, mais que celle-ci est bien plus faible que précédemment. Le tube est donc prêt à être utilisé.

### 2.1.6 Système de positionnement des films

Maintenant que le tube est validé, nous avons besoin d'un système permettant de positionner précisément les films dans la zone de test, devant la caméra.

Le tube est donc relié à un piston permettant de modifier le volume de gaz présent dans le tube, entre le film et l'opercule séparant la section haute pression de la section basse pression.

Nous voulons pouvoir placer le film n'importe où entre les capteurs 1 à 4, par conséquent le volume du piston doit correspondre au volume du tube au niveau de la zone de test, soit  $3\text{ cm} \times 3\text{ cm} \times 17\text{ cm} = 0,153\text{ L}$

Au final, nous avons récupéré un piston sur une autre expérience. Le volume de ce piston est de  $0,15\text{ L}$  et il présente l'avantage d'avoir été déjà motorisé.

Nous opérons un moteur à courant continu, dont la vitesse est contrôlée à l'aide d'un potentiomètre. Ce moteur est relié au piston par un système vis-écrou.

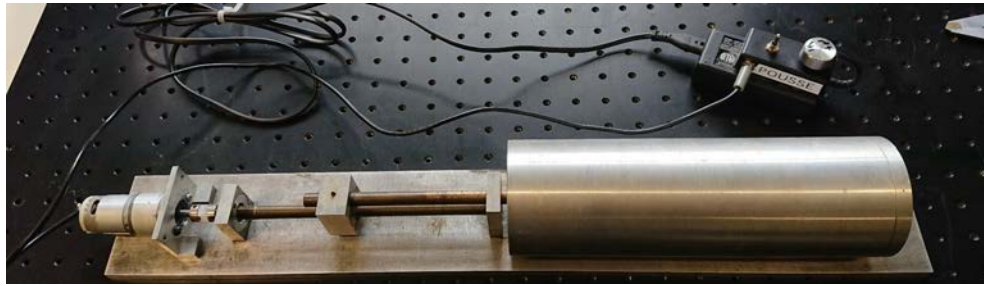


FIGURE 2.10 – Le piston servant au positionnement des films. En haut à droite : le potentiomètre permettant de régler la vitesse. En bas : le système moteur (à gauche) + piston (à droite), reliés par un système vis-écrou

## 2.2 Fabrication des films

Nous avons 2 méthodes principales de création de films dans le tube en fonction du type de film que nous voulons réaliser.

### 2.2.1 Fabrication de films dans le tube par trempage du tube

Cette méthode nous permet de créer rapidement des films unitaires parallèles au choc, des trains de films et des films en "Y".

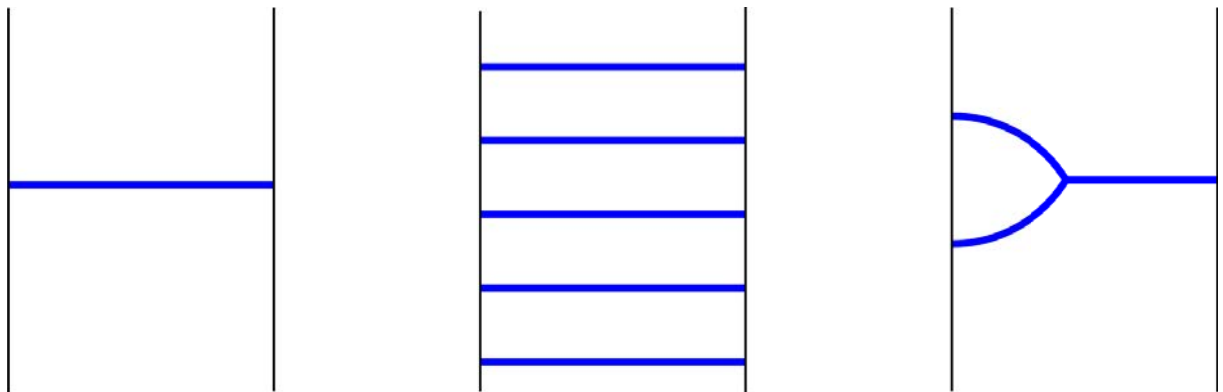


FIGURE 2.11 – Types de films réalisables par trempage

Pour cette méthode, le tube est placé quasiment à la verticale. Nous trempons l'extrémité du tube dans un bain de solution moussante de façon à créer un film au bout du tube. Ensuite, à l'aide du piston nous faisons remonter le film jusqu'à sa position pour l'expérience. Pour créer un train de film, nous effectuons la phase d'aspiration en plusieurs étapes, en prenant soin de créer un film avant chaque redémarrage du piston. Les films en "Y" se forment spontanément si deux films consécutifs sont trop

## Fabrication des films en "Y"

Afin de créer ce "Y", nous créons deux films en bout de tube, si les deux films sont suffisamment proche, cette configuration est instable.

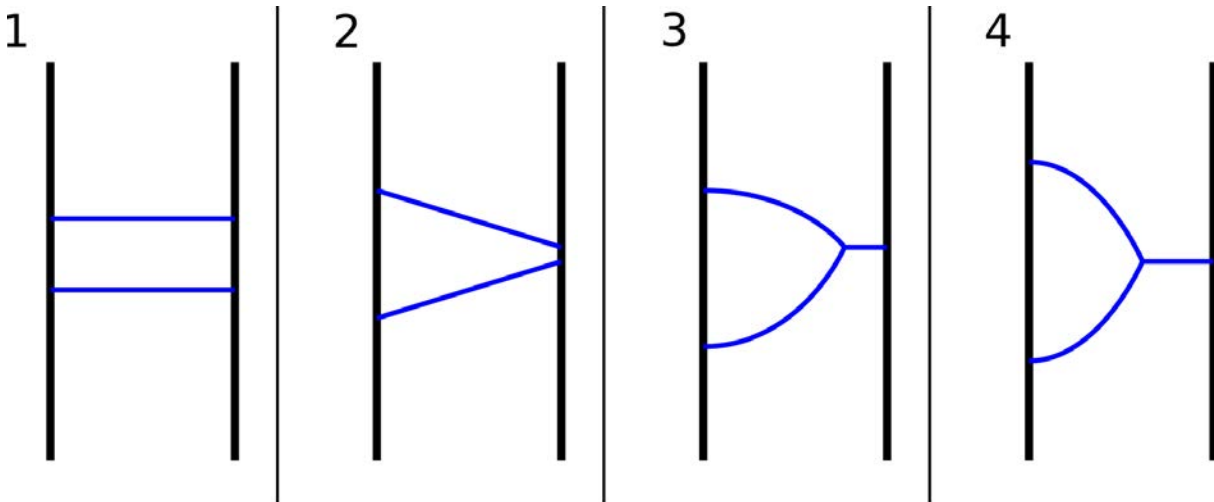


FIGURE 2.12 – Schéma explicatif de la fabrication des "Y".

- 1 : Fabrication de deux films proches.
- 2 : Les films tournent et leurs extrémités se rapprochent.
- 3 : Les films se touchent ce qui entraîne la formation d'une bulle.
- 4 : Un film en "Y" symétrique est créé

Un "Y" se forme spontanément car c'est la forme permettant de minimiser la surface totale (voir Chapitre 1.2.3) de film tout en conservant le volume de gaz emprisonné entre les films.

La géométrie de ce "Y" respecte les lois de plateau (Chapitre 1.2.3), l'angle entre les 3 films qui le compose vaut  $60^\circ$  et l'angle de contact entre les films et les parois du tube vaut  $90^\circ$ . Nous utilisons alors le piston afin de positionner le "Y" devant la caméra

Notons que nous ne contrôlons pas la direction que prends le "Y" lors de sa formation et peut donc se former soit de face soit de profil

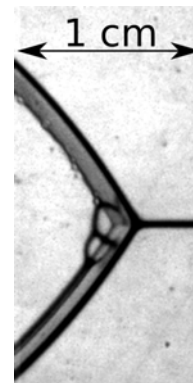


FIGURE 2.13 – Image du "Y" de profil dans le tube.

### 2.2.2 Fabrication de films dans le tube par soufflage de bulles

Lorsque nous voulons créer des films perpendiculaires au choc, nous soufflons directement des bulles dans le tube.

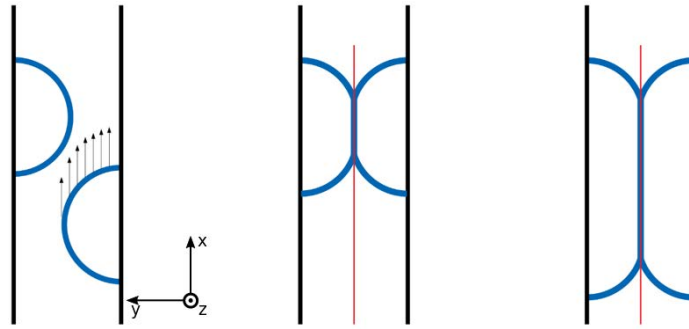


FIGURE 2.14 – Étapes de fabrication du film perpendiculaires au choc. En bleu : profils successifs des films (invariants selon  $z$ ). En rouge : tige métallique empêchant la rotation des films

Nous commençons par créer deux bulles hémicylindriques, une de chaque côté du tube et couvrant toute la hauteur du tube (axe  $z$ ), puis nous poussons sur une des bulles jusqu'à ce que les deux bulles se touchent (image de gauche). Nous avons maintenant un film dans l'axe du tube, maintenu par 4 films.

Nous insérons ensuite un guide dans le ménisque inférieur du film central afin de maintenir ce film droit et dans l'axe du tube (image centrale). Ce guide sera retiré juste avant le tir pour être sûr qu'il ne vienne pas parasiter nos mesures.

Finalement, nous utilisons un tube afin de gonfler les deux bulles ce qui allonge le film central (image de droite).

Le guide inséré dans le ménisque central sert à empêcher la rotation du film central lors du gonflement des bulles. En effet, si nous ne gonflons pas les bulles, le film central est trop court pour que l'on puisse faire des observations dessus. Cependant, si nous allongeons ce film, la configuration obtenue est instable : une série de 3 films permet de minimiser l'aire totale de film ( voir Chapitre 1.2.3), le film central tends donc à tourner afin former un film parallèle au choc.

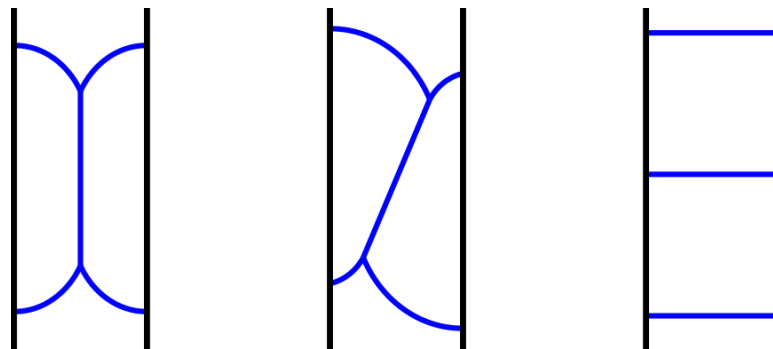


FIGURE 2.15 – Rotation du film central en l'absence de guide

### 2.2.3 Fabrication de films sur un cadre par tirage

Le principal problème des deux méthodes présentées précédemment est que l'on ne peut pas contrôler l'épaisseur des films obtenus.

Pour les expériences où l'épaisseur est un paramètre critique, nous n'avons donc pas pu mettre les films dans le tube, ils sont fixés à un cadre placé en sortie de tube.

Le film est ici obtenu par tirage du cadre hors d'un bain de solution. L'épaisseur du film est alors liée à la vitesse de tirage, l'augmenter permet d'avoir un film plus épais.

De plus, si nous changeons brusquement la vitesse pendant le tirage du cadre, nous pouvons avoir un film dont l'épaisseur varie fortement sur une courte distance. Sur le film ci contre, le fort gradient d'épaisseur est indiqué par le resserrement des lignes colorées observable au centre du film

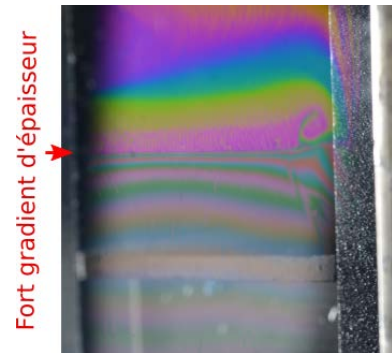


FIGURE 2.16 – Film à forte variation d'épaisseur sur son cadre.

## 2.3 Outils de visualisation des films

### 2.3.1 Caméra rapide

#### Matériel

Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé deux caméra rapides de la marque PHOTRON :

Une Photron FASTCAM SA-3.

Cette caméra à été principalement utilisée lors de tests préliminaires afin de s'assurer du bon déroulement des expériences. Les vidéos prises avec cette caméra ont typiquement une fréquence d'acquisition comprise entre 12 et 20k FPS pour une résolution approchant 256 par 128 px



FIGURE 2.17 – Photron FASTCAM SA3

Une Photron FASTCAM SA-X2.

Il s'agit de la caméra principale utilisée lors des expériences. A résolution équivalente, elle est capable d'atteindre des fréquences d'acquisition dix fois supérieures à la PHOTRON SA-3. Pour une résolution de 256 par 128 px, nous pouvons donc atteindre des framerates de 200k FPS. En résolution réduite (128 par 16 px), nous pouvons même atteindre 1 million de FPS



FIGURE 2.18 – Photron FASTCAM SA-X2



## Visualisation directe des films

Les expériences en visualisation directe servent principalement à observer les déformations des films ainsi que leur rupture. L'éclairage est alors fait en transmission.

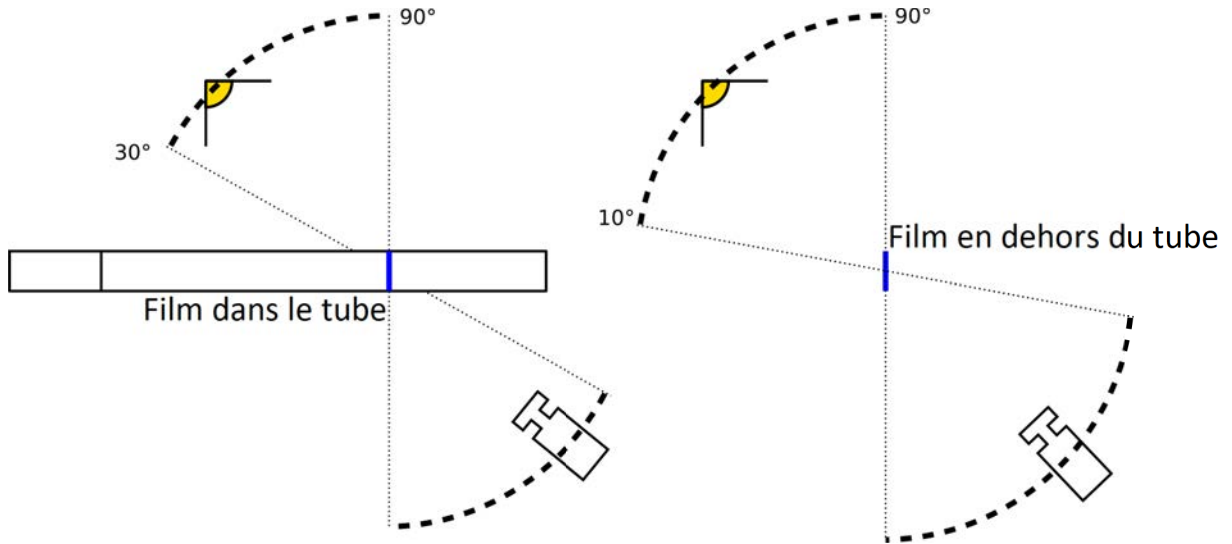


FIGURE 2.19 – Emplacement possible des caméras en fonction de la position du film

Si le film observé se trouve dans le tube, nous pouvons placer la caméra à un angle compris entre 30 et 90° par rapport à l'axe du tube. Si le film est en dehors du tube, alors la caméra peut être placée sur une plage allant de 10 à 90°

## Visualisation par ombroscopie

L'ombroscopie, présentée en section 1.1.7, permet de visualiser les ondes de choc en plus des films.

Nous pouvons alors nous servir des vidéos pour déterminer la position et la vitesse des ondes de choc, les comparer avec les données des capteurs, mais nous pouvons aussi les utiliser pour effectuer des images spatio-temporelles permettant de visualiser l'interaction choc/film.

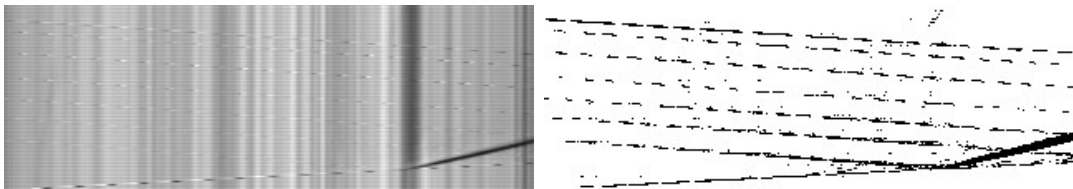


FIGURE 2.20 – A droite : images spatio-temporelle brute de l'interaction entre un choc et un train de film obtenue par ombroscopie. A gauche : même image une fois traitée pour enlever le fond et ne laisser que la visualisation des chocs et du film

Ce montage nécessite que la caméra soit placée à 90° par rapport à l'axe du tube.

### 2.3.2 Appareil photo

Nous utilisons un appareil photo Nikon D90 pour prendre des images en couleur des films de savon.



FIGURE 2.21 – Photo d’un film prise avec l’appareil photo

Comme montré en section 1.2.4, ces couleurs sont dues à un phénomène d’interférences dépendant de l’épaisseur du film.

En comparant les images des films à la carte des couleurs présentée en figure 1.11, nous pouvons rapidement obtenir une épaisseur approximative des films de savon.

A titre exemple sur cette image, nous voyons que l’épaisseur du film est comprise entre  $200\text{ nm}$  en haut du film et  $3\ \mu\text{m}$  en bas

### 2.3.3 Caméra Spectrale

La caméra spectrale est un dispositif permettant d’obtenir le spectre d’un objet sur une ligne au cours du temps. Nous pouvons nous servir de ce spectre afin de déterminer l’épaisseur d’un film de savon (Chapitre 1.2.4).

La caméra spectrale que nous utilisons est une Resonon Pika L. Elle peut imager sur une ligne de 900px à 250 FPS, sur une gamme de longueurs d’onde allant de 400 à 1000 nm avec une résolution spectrale d’environ  $1.05\text{ nm}$ .

L’éclairage se fait en réflexion, la caméra et la source lumineuse sont donc placées symétriquement l’une de l’autre par rapport à un plan perpendiculaire à la surface à observer. Nous obtenons alors une vidéo sur laquelle l’axe vertical représente le spectre et l’axe horizontal représente l’espace.



FIGURE 2.22 – Photo de la caméra spectrale Resonon Pika L

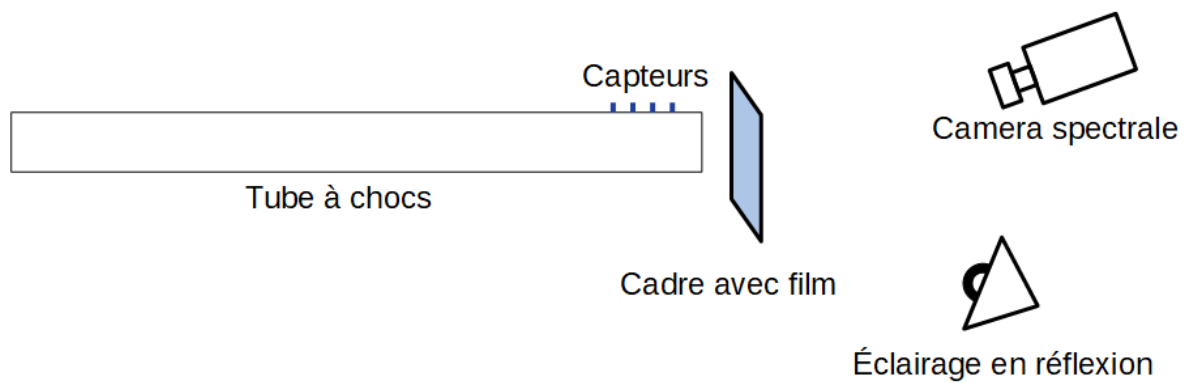


FIGURE 2.23 – Montage de la caméra spectrale

Lors du montage des expériences, l'échelle ainsi que la position de la caméra sont obtenus à l'aide d'une mire spécialement faite pour la caméra spectrale.

La caméra spectrale nous permet d'obtenir le spectre de la mire sur une ligne dans la direction  $z$

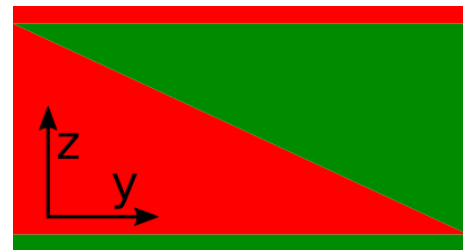


FIGURE 2.24 – Mire utilisée pour le positionnement

Nous pouvons alors déterminer la position dans la direction  $z$  de la caméra à l'aide des deux extrémités de la mire. La position dans la direction  $y$  est obtenue grâce au rapport entre la quantité de vert et la quantité de rouge visible sur les images de la caméra.

Sur l'image 2.25, nous voyons que les quantités de vert et de rouge sont à peu près égales, la caméra spectrale filme donc le centre de la mire.

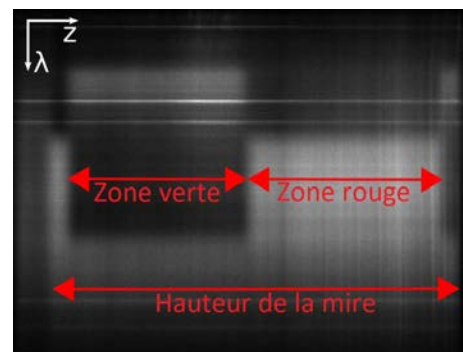


FIGURE 2.25 – Mire vue par la caméra spectrale

### 2.3.4 Apparence des films à la caméra spectrale

Quand nous observons un film quasi-homogène à l'aide de la caméra spectrale, nous obtenons alors une image de la forme suivante :



Le spectre obtenu est représenté par une succession de bandes claires et sombres qui est dû au phénomène d'interférence dans le film de savon présenté en 1.2.4 et est donc directement liée à l'épaisseur du film.

FIGURE 2.26 – Visualisation d'un film à la caméra spectrale

Un film non homogène présente des discontinuités dans les bandes :

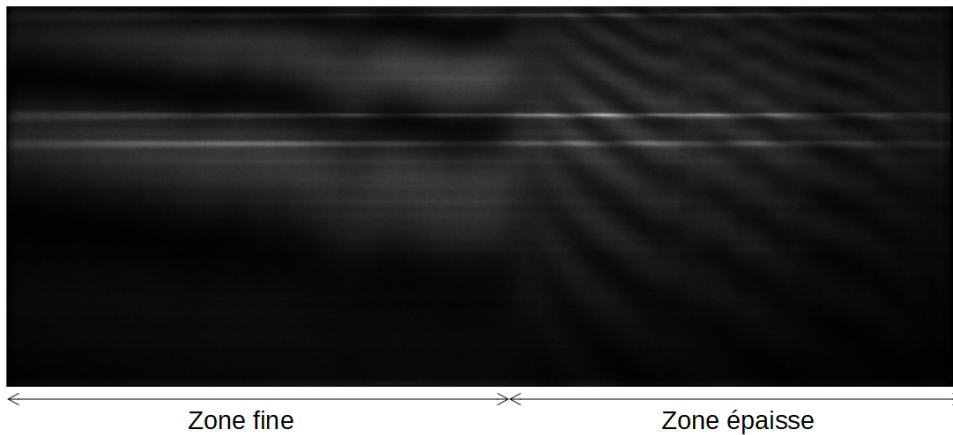


FIGURE 2.27 – Visualisation d'un film non homogène à la caméra spectrale

Sur cette image, nous pouvons voir deux zones distinctes séparées par une zone floue, ce qui nous indique que nous avons un film dans lequel la partie haute à une épaisseur fortement différente de la partie basse.

## 2.4 Mesure de l'angle de vision d'un film à l'aide de la caméra rapide

Dans cette section nous allons montrer que la valeur du niveau de gris sur une image prise à la caméra rapide, avec l'éclairage en transmission, peut nous donner la valeur de l'angle entre le film et sa normale.

### 2.4.1 Lien entre le niveau de gris et l'angle d'observation du film

Il nous faut tout d'abord calculer les coefficients de transmission du champ électrique au travers d'une interface.

#### Coefficient de transmission à l'interface

L'intensité lumineuse transmise au travers d'une interface est déterminé a partir des amplitudes du champ électrique transmises pour chaque polarisation.

Nous nous plaçons dans le cas suivant :

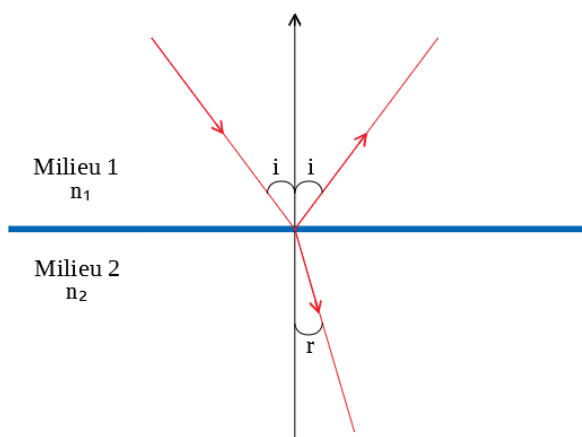


FIGURE 2.28 – Schéma de l'interaction entre un rayon lumineux et une interface

Un rayon lumineux atteint l'interface entre un milieu 1 (d'indice  $n$ ) et un milieu 2 (d'indice  $n'$ ) avec un angle d'incidence  $i$ . Une partie de ce rayon est alors réfléchi avec un angle de réflexion  $i$  et une autre partie est transmise avec un angle de réfraction  $r$ .

Le rapport de l'amplitude du champ électrique transmis  $E_t$  sur celle du champ électrique incident  $E_i$ , que l'on désigne par  $t$  varie en fonction de la polarisation et est donné par les formules suivantes :

Pour une polarisation perpendiculaire :

$$\frac{E_{t\perp}}{E_{i\perp}} = t_{\perp} = \frac{2n \cos(i)}{n \cos(i) + \sqrt{n'^2 - n^2 \sin^2(i)}} \quad (2.2)$$

Et pour une polarisation parallèle :

$$\frac{E_{t\parallel}}{E_{i\parallel}} = t_{\parallel} = \frac{2nn' \cos(i)}{n' \cos(i) + n \sqrt{n'^2 - n^2 \sin^2(i)}} \quad (2.3)$$

Nous en déduisons alors l'intensité lumineuse transmise au travers de l'interface  $I_t$  :

$$I_t = E_{t\perp}^2 + E_{t\parallel}^2 = \frac{n' \cos(r)}{n \cos(i)} ((E_{i\perp} t_{\perp})^2 + (E_{i\parallel} t_{\parallel})^2) \quad (2.4)$$

Que nous pouvons simplifier en considérant une contribution égale des champs de polarisation perpendiculaires et parallèles  $E_{i\perp} = E_{i\parallel} = E_i/\sqrt{2}$  :

$$I_t = E_{t\perp}^2 + E_{t\parallel}^2 = \frac{E_i^2}{2} \frac{n' \cos(r)}{n \cos(i)} (t_{\perp}^2 + t_{\parallel}^2) \quad (2.5)$$

### Coefficient de transmission total au travers d'un film

Dans le cas d'un film, notre rayon doit traverser deux interfaces : une interface air-eau suivi d'une interface eau-air.

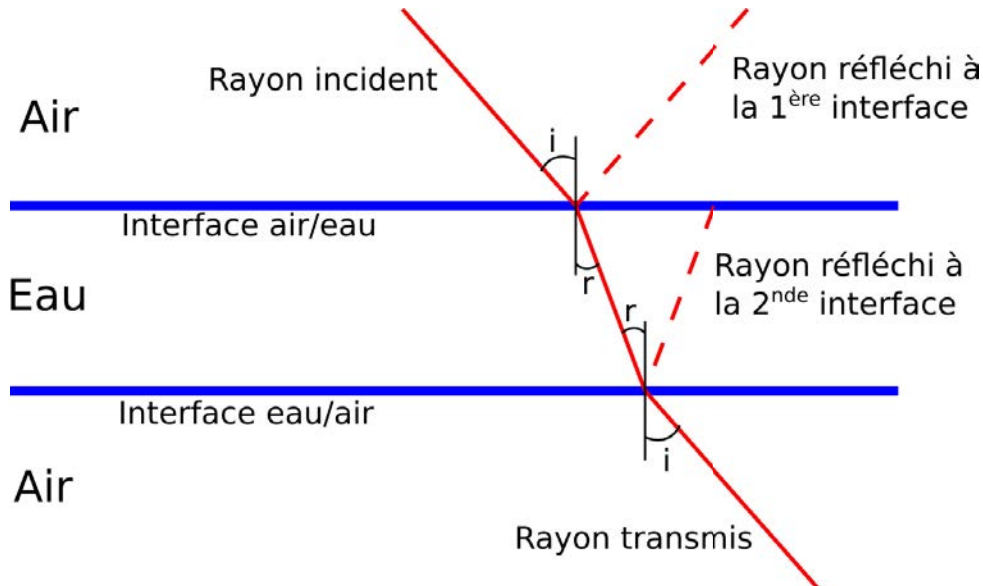


FIGURE 2.29 – Schéma de la transmission au travers d'un film

Dans ce cas, nous considérons que les deux interfaces restent parallèles. Le rayon incident est donc parallèle au rayon transmis et l'intensité lumineuse transmise se calcule de la façon suivante :

$$I_{t,film} = E_{t\perp,film}^2 + E_{t\parallel,film}^2 = (E_{i\perp} t_{\perp,air\rightarrow eau} t_{\perp,eau\rightarrow air})^2 + (E_{i\parallel} t_{\parallel,air\rightarrow eau} t_{\parallel,eau\rightarrow air})^2 \quad (2.6)$$

$$= \frac{E_i^2}{2} (t_{\perp,air\rightarrow eau}^2 t_{\perp,eau\rightarrow air}^2 + t_{\parallel,air\rightarrow eau}^2 t_{\parallel,eau\rightarrow air}^2) \quad (2.7)$$

$$= I_{ext} T_{film} \quad (2.8)$$

Où  $I_{ext}$  est l'intensité lumineuse sans la présence du film et  $T$  est le coefficient de transmission global du film.

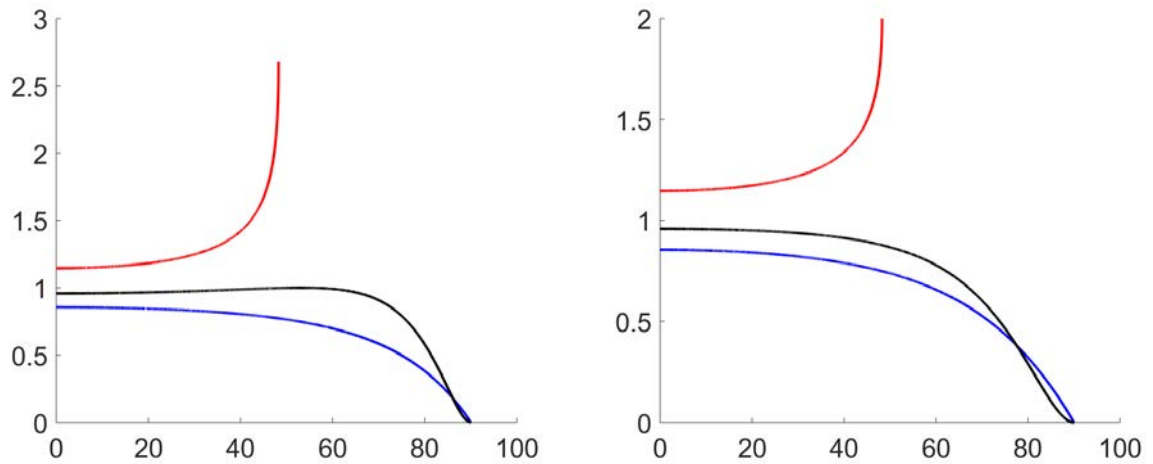


FIGURE 2.30 – A gauche : Coefficients de transmission pour une polarisation parallèle. A droite : Coefficients de transmission pour une polarisation orthogonale. En bleu : interface air/eau. En rouge : interface eau/air. En noir : coefficient de transmission pour un film.

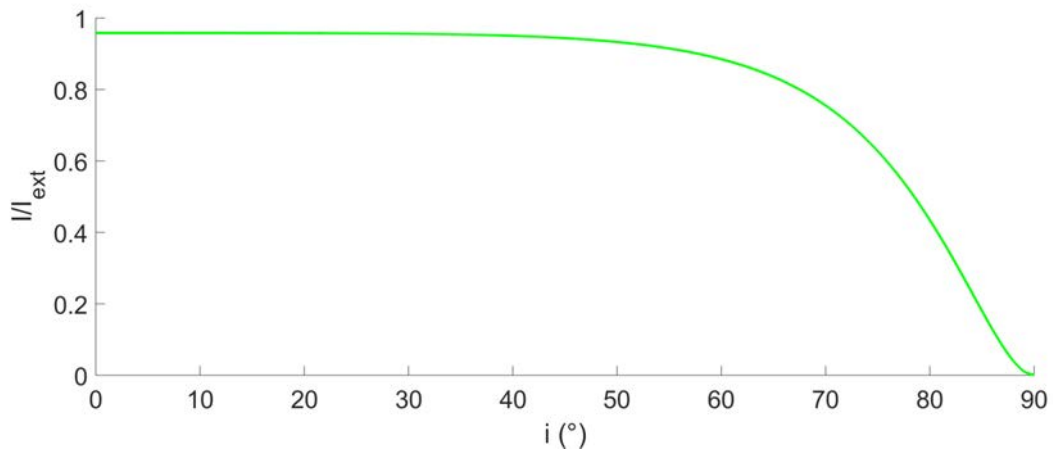


FIGURE 2.31 – Coefficient de transmission total  $T_{film}$  au travers d'un film

Sur ce graphique, nous pouvons alors voir que le coefficient de transmission l'intensité lumineuse au travers du film reste à peu près constant pour un angle d'incidence inférieur à  $45^\circ$  ( $T_{45^\circ}/T_{0^\circ} = 0.985$ ), puis chute rapidement pour atteindre les valeurs  $T_{70^\circ}/T_{0^\circ} = 0.8$ ,  $T_{80^\circ}/T_{0^\circ} = 0.5$  et  $T_{90^\circ}/T_{0^\circ} = 0$ .

## 2.4.2 Validation du modèle sur des images de bulles unitaires

Afin de valider notre modèle liant l'intensité lumineuse à l'angle formé entre le film et la source lumineuse, nous avons voulu comparer les résultats obtenus par le modèle avec un cas réel où l'angle est connu à l'avance. Pour ce faire, nous prenons l'exemple d'une bulle.

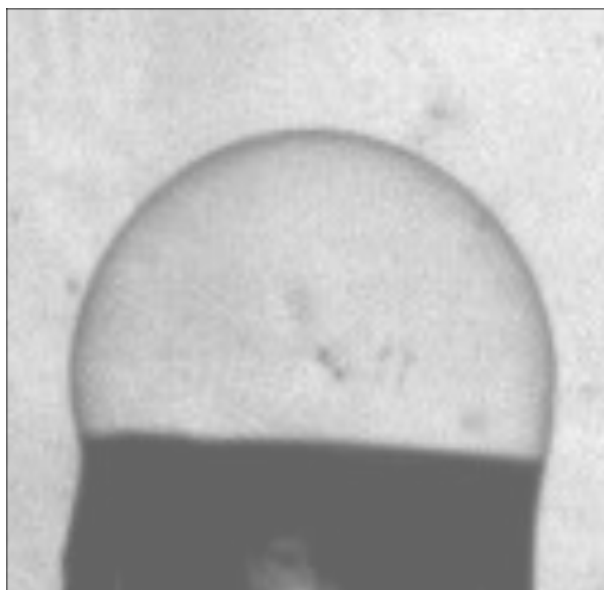


FIGURE 2.32 – Image d’une bulle, le bord de la bulle est plus sombre car l’angle formé entre la normale à la bulle et les rayons est plus grand.

### Coefficient de transmission au travers d’une bulle

Notre bulle étant supposée parfaitement sphérique de rayon  $R_0$ , nous pouvons en déduire un lien entre la position d’une section de film et son angle. En notant  $d$  la distance entre le centre de la bulle sur la photo et le point où l’on veut déterminer l’angle :

$$\theta = \sin^{-1}\left(\frac{d}{R_0}\right) \quad (2.9)$$

Lors de la traversée de la bulle, un rayon doit alors traverser deux films, soit 4 interfaces :

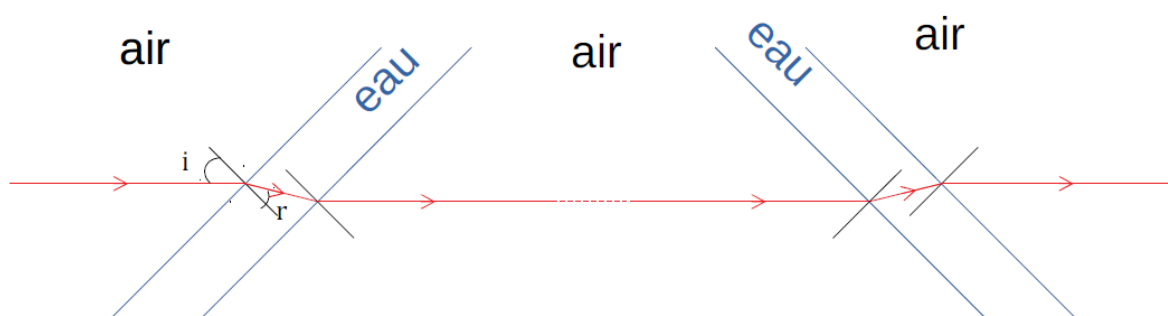


FIGURE 2.33 – Trajet des rayons dans une bulle

Nous supposons que les deux interfaces d’un même film sont parallèles et aussi, pour des raisons de symétrie, nous avons  $i_1 = i_2$  et  $r_1 = r_2$ . L’intensité lumineuse transmise peut alors s’exprimer de la façon suivante



$$I_{t,bulle} = E_{t\perp,2films}^2 + E_{t\parallel,2films}^2 = (E_{i\perp}(t_{\perp,air\rightarrow eau}t_{\perp,eau\rightarrow air})^2)^2 + (E_{i\parallel}(t_{\parallel,air\rightarrow eau}t_{\parallel,eau\rightarrow air})^2)^2 \quad (2.10)$$

$$= \frac{E_i^2}{2}(t_{\perp,air\rightarrow eau}^4 t_{\perp,eau\rightarrow air}^4 + t_{\parallel,air\rightarrow eau}^4 t_{\parallel,eau\rightarrow air}^4) \quad (2.11)$$

$$= I_0 T_{bulle} \quad (2.12)$$

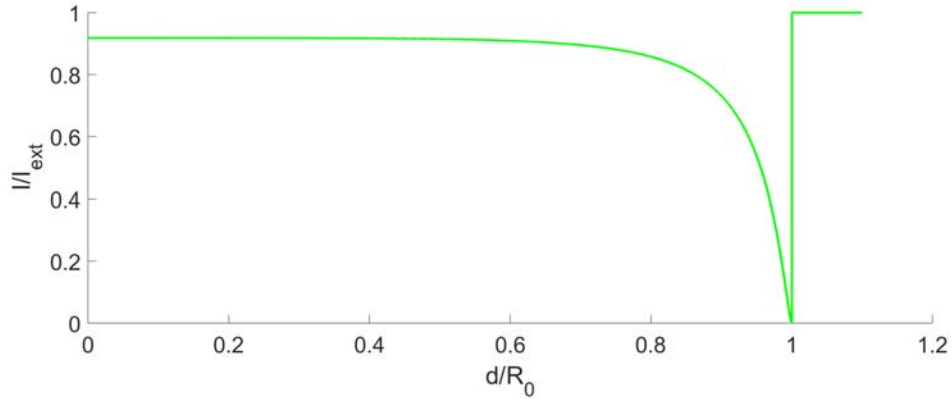


FIGURE 2.34 – Coefficient de transmission total à travers une bulle  $T_{bulle}$  en fonction de la distance au centre de la bulle normalisée

Nous avons donc obtenu un coefficient de transmission théorique de la lumière au travers d'une bulle. Cependant, si nous voulons le comparer avec le coefficient expérimental obtenu à l'aide des images des bulles, nous devons prendre en compte la présence d'artefacts liés à la pixelisation des images. En effet, le niveau de gris d'un pixel correspond en réalité à la moyenne de l'intensité lumineuse sur ce pixel. Pour améliorer le modèle, nous avons donc effectué une moyenne glissante sur  $I_{t,bulle}$  sur une fenêtre dont la largeur équivaut à la taille d'un pixel.

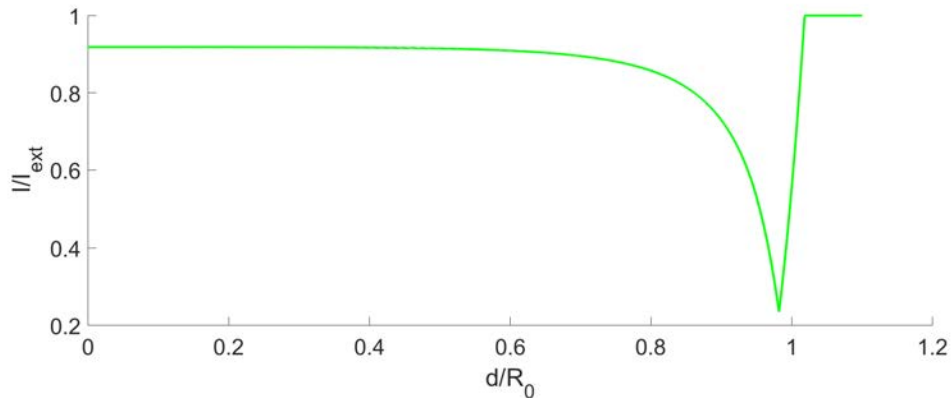


FIGURE 2.35 – Coefficient de transmission total, corrigé pour prendre en compte les effets de pixelisation

## Niveaux de gris sur l'image d'une bulle

Nous avons extrait le niveau de gris moyen en fonction de la distance au centre de la bulle pour quatre images :

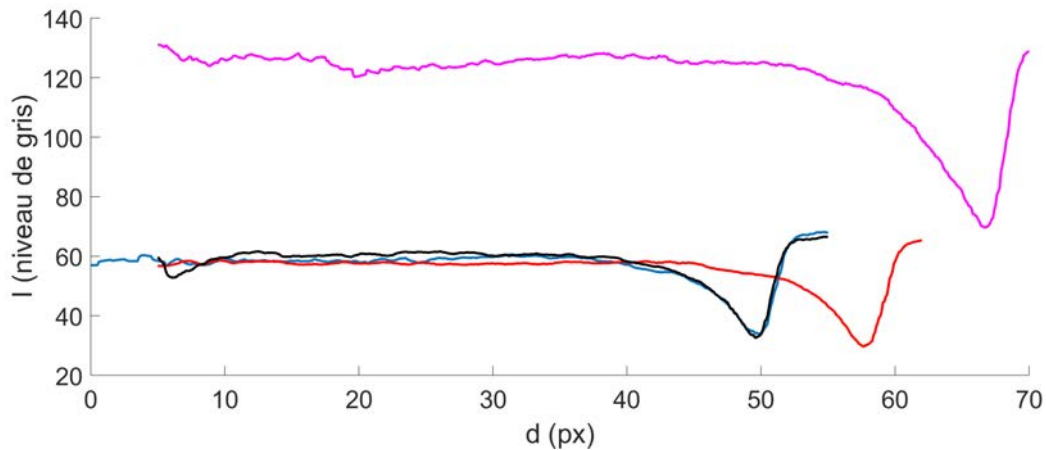


FIGURE 2.36 – Niveau de gris moyen en fonction de la distance au centre de la bulle

Nous considérons que ce niveau de gris est directement proportionnel à l'intensité lumineuse tant que nous n'avons pas de saturation. Afin de faciliter les comparaisons, nous en déduisons alors un coefficient de transmission en normalisant l'intensité lumineuse par sa valeur à l'extérieur de la bulle et la distance au centre par un rayon approximatif de bulle :

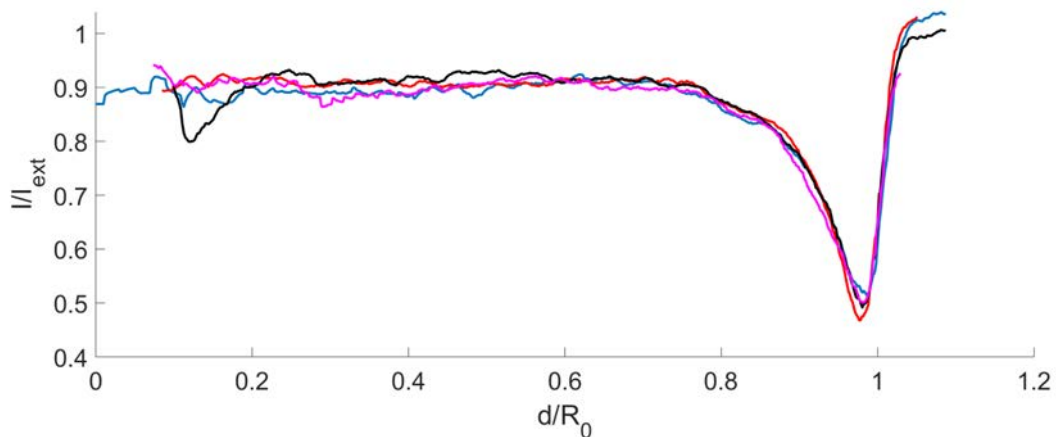


FIGURE 2.37 – Coefficient de transmission en fonction de la distance au centre de la bulle

Nous voyons que le résultat est très reproductible, avec au centre de la bulle ( $d/R_0 < 0.7$ ) un plateau où le coefficient de transmission vaut 0.9, puis une chute où le coefficient de transmission atteint 0.5.

### Comparaison avec le modèle

Nous pouvons alors comparer  $I_{t,bulle}$  avec le niveau de gris obtenu sur les images de bulles, en fonction de la distance au centre.

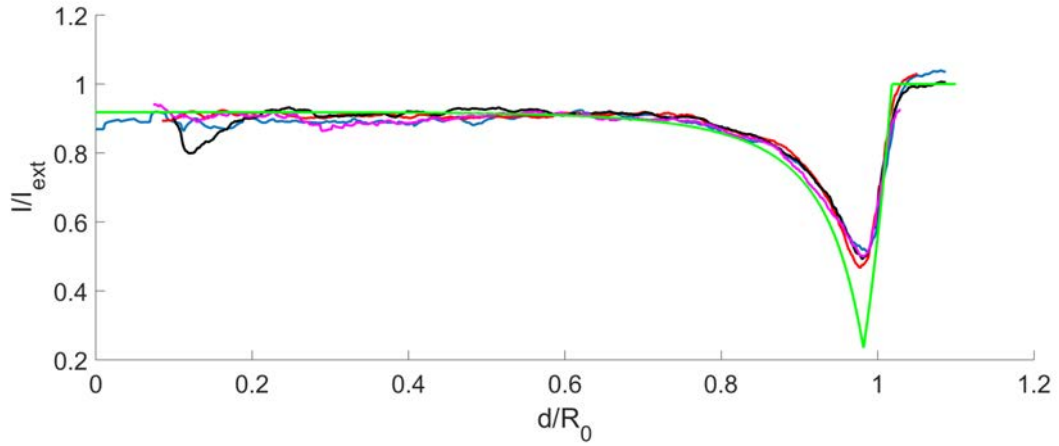


FIGURE 2.38 – Comparaison des coefficients de transmission en fonction de la distance au centre de la bulle

Nous voyons que l'accord entre le modèle et les observations expérimentales est correct mais que de légers écarts subsistent. Ces derniers peuvent être dus notamment à des défauts dans la sphéricité de la bulle ou encore dans la collimation de la lumière.

# Chapitre 3

## Interaction entre une onde de choc plane stationnaire et un film unitaire

Dans ce chapitre, nous traiterons l'interaction entre un choc et un film plan, d'épaisseur homogène, perpendiculaire à la direction de propagation du choc.

### 3.1 Modélisation du mouvement d'un film impacté par une onde de choc plane stationnaire

#### 3.1.1 Modélisation dans le cas général

Nous cherchons à modéliser, dans le cadre d'un écoulement monodimensionnel, la façon dont l'arrivée d'un choc sur un film va entraîner la mise en mouvement de ce dernier ainsi que la génération de diverses ondes de choc ou de détente (résumées en figure 3.1).

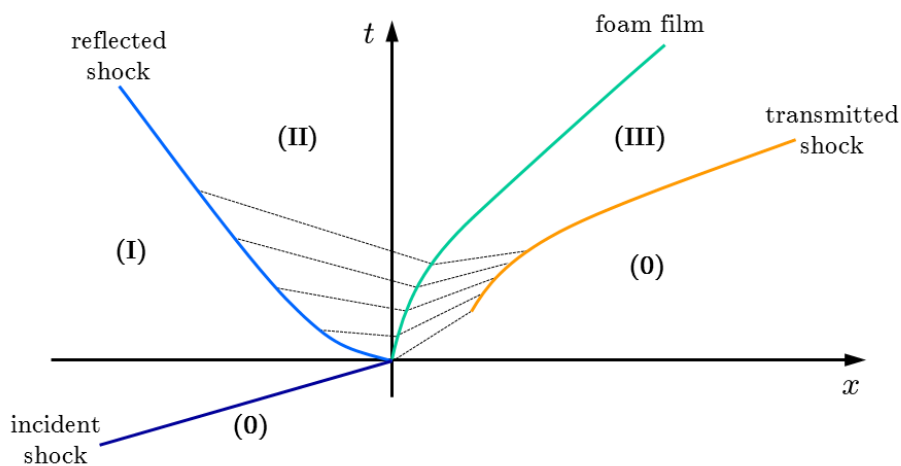


FIGURE 3.1 – Diagramme de marche théorique de l'interaction entre une onde de choc stationnaire et un film de savon.

Nous allons nous baser dans un premier temps sur l'article de [Bremond and Villiermaux, 2005]. La situation initiale, à  $t < 0$ , est représenté en figure 3.2 :

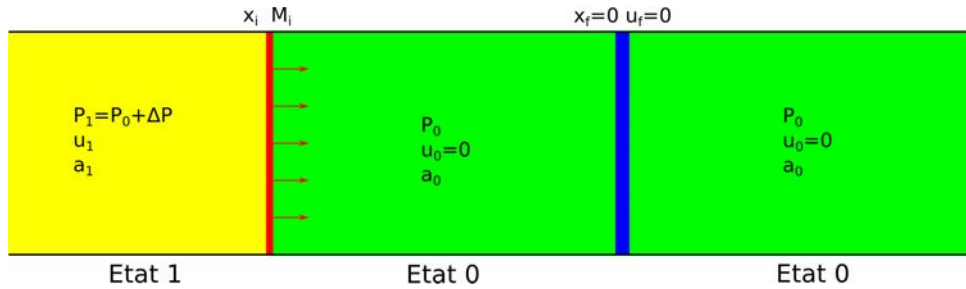


FIGURE 3.2 – Représentation de l'état initial. L'onde de choc incidente (à la position  $x_i$ ) fait passer les gaz de l'état 0 ( $P_0, u_0, a_0$ ) à l'état 1 ( $P_1, u_1, a_1$ ).

Un film d'épaisseur  $e_f$  est placé à la position  $x_f$ , dans un tube de longueur infinie, où les gaz sont au repos (appelé état 0). Une onde de choc incidente "i" se propage dans le tube à Mach  $M_i = w_i/a_0 = -v_0/a_0 = u_i/a_0$  et met en mouvement les gaz dans son sillage, de l'état 0 à l'état 1.

À  $t = 0$ , le choc arrive sur le film. À l'interface, le coefficient de réflexion dépend de l'impédance acoustique  $Z = \rho a$  des matériaux mis en jeu. Or les valeurs de l'impédance acoustique du film :  $Z_f$  et du milieu 0 :  $Z_0$  sont respectivement :

$$Z_f = \rho_f a_f = 1000 \times 1500 = 1.5 \cdot 10^6 \text{ Pa s m}^{-1}$$

$$Z_0 = \rho_0 a_0 = 1.225 \times 340 = 416 \text{ Pa s m}^{-1}$$

Soit

$$\frac{Z_f}{Z_0} = 3.6 \cdot 10^3$$

Nous allons donc considérer que l'impédance acoustique du film est infinie par rapport à celle du milieu 0. Par conséquent, nous supposons que le choc est intégralement réfléchi à l'interface : l'onde de choc transmise dans le film est négligeable

À  $t = 0^+$ , juste après réflexion du choc sur le film, nous avons donc la situation représentée sur la figure 3.3 :

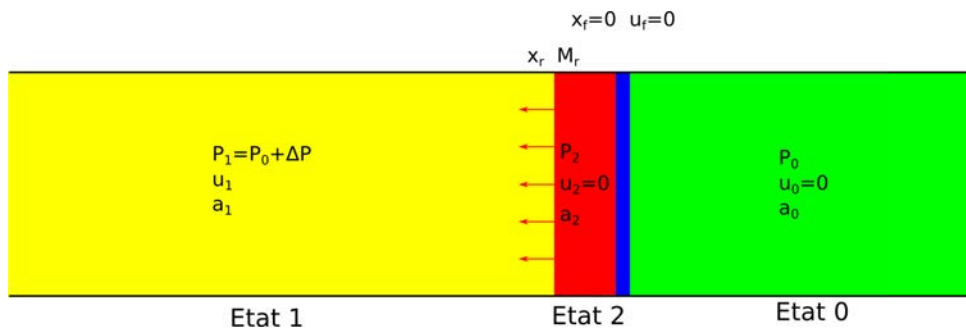


FIGURE 3.3 – Représentation des pressions à  $t = 0^+$ . Le film n'a pas encore commencé à bouger : devant le film, les gaz sont toujours l'état 0 ( $P_0, u_0, a_0$ ). Derrière le film, l'onde de choc réfléchi sépare l'état 1 ( $P_1, u_1, a_1$ ) de l'état 2 ( $P_2, u_2, a_2$ ).

Le choc à été intégralement réfléchi sur le film. Comme montré à l'équation (Eq. 1.24), le rapport des pressions entre l'état 2 et l'état 1 vaut donc :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{(3\gamma - 1)\frac{P_1}{P_0} - (\gamma - 1)}{(\gamma - 1)\frac{P_1}{P_0} + (\gamma + 1)} \quad (3.1)$$

Nous pouvons alors déterminer le nombre Mach théorique de l'onde réfléchie  $M_r$  à l'aide de l'équation (Eq. 1.19).

$$M_r = \frac{|u_c - u_1|}{a_1} = \sqrt{\frac{1}{2\gamma} \left[ (\gamma + 1)\frac{P_2}{P_1} + (\gamma - 1) \right]} \quad (3.2)$$

Nous remarquons que les pressions ne sont pas à l'équilibre de part et d'autre du film, ce qui induit, par simple application du PFD, une accélération de celui ci, donnée par (Eq. 3.3)

$$\rho_f e_f \frac{\partial u_f}{\partial t} = P(x_f^-) - P(x_f^+) \quad (3.3)$$

Nous supposons alors que le film agit comme un piston et que nous pouvons appliquer les équations présentées au chapitre 1.1.3 : l'accélération du film entraîne la formation d'une onde de compression dans les gaz à l'état 0 devant le film ainsi que la formation d'une onde de détente dans les gaz à l'état 2 derrière le film comme montré sur la figure 3.4.

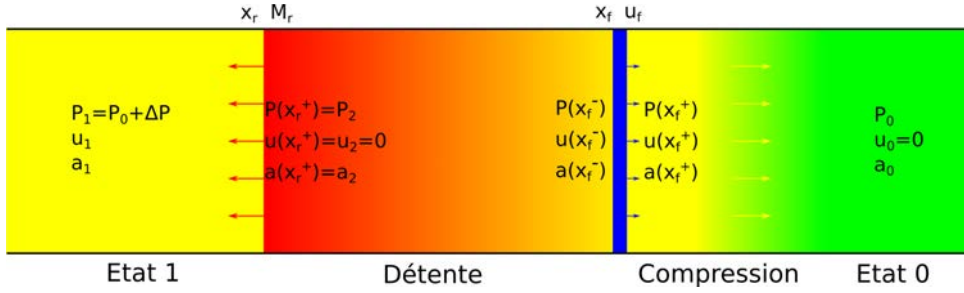


FIGURE 3.4 – Représentation des pressions à  $t > 0$ . Devant le film, une onde de compression se propage et fait la transition entre l'état 0 ( $P_0$ ,  $u_0$ ,  $a_0$ ) et l'état juste devant le film ( $P_{x_f^+}$ ,  $u_{x_f^+}$ ,  $a_{x_f^+}$ ). Derrière le film, l'onde de choc réfléchie sépare des gaz à l'état 1 ( $P_1$ ,  $u_1$ ,  $a_1$ ) de gaz à l'état 2 ( $P_2$ ,  $u_2$ ,  $a_2$ ), puis une onde de détente fait la transition entre cet état 2 ( $P_2$ ,  $u_2$ ,  $a_2$ ) et l'état juste derrière le film ( $P_{x_f^-}$ ,  $u_{x_f^-}$ ,  $a_{x_f^-}$ ).

Nous cherchons à déterminer l'évolution des pressions  $P(x_f^-)$  et  $P(x_f^+)$  de part et d'autre du film afin de déterminer son accélération au cours du temps.

Pour  $x > x_f$ , l'état 0 ne varie pas au cours du temps, l'onde de compression est une onde simple se propageant dans le sens des  $x$  positifs jusqu'à ce qu'il y ait formation d'une onde de choc séparant l'état 0 d'un état "3" (voir Chapitre 1.1.4).

Par conséquent, l'invariant de Riemann  $J^- = u - \frac{2a}{\gamma - 1}$  est constant dans tout le domaine  $x > x_f$  et donc :

$$u_f - \frac{2}{\gamma - 1} \sqrt{\frac{\gamma P(x_f^+)}{\rho(x_f^+)}} = -\frac{2}{\gamma - 1} a_0 \quad (3.4)$$

Comme l'écoulement est isentropique :  $P\rho^{-\gamma} = cste$  dans tout l'écoulement pour  $x > x_f$ , nous obtenons donc :

$$u_f - \frac{2}{\gamma - 1} \sqrt{\frac{\gamma P(x_f^+)}{\rho_0 \left(\frac{P(x_f^+)}{P_0}\right)^{1/\gamma}}} = -\frac{2}{\gamma - 1} a_0$$

Soit

$$P(x_f^+) = P_0 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{u_f}{a_0}\right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \quad (3.5)$$

Cette relation n'est plus vraie dès l'apparition d'une onde de choc en aval du film. Nous en discuterons au chapitre 3.1.3.

Dans le domaine  $x < x_f$ , le choc réfléchi se trouve à la position  $x_r$ . Nous allons supposer que la détente qui se développe entre  $x_r$  et  $x_f$  ne rétroagit pas sur le choc. Devant le choc (en  $x_r^-$ ), nous avons donc l'état 1, et, derrière le choc (en  $x_r^+$ ), nous supposons que nous avons un état 2 ne variant pas au cours du temps.

Nous effectuons cette approximation car elle permet une résolution analytique du modèle. Sa validité est discuté au chapitre 3.1.3.

Dans cette configuration, l'onde de détente se propageant dans le sens des  $x$  négatifs, c'est l'invariant de Riemann  $J^+ = u + \frac{2a}{\gamma - 1}$  qui est constant et donc :

$$u_f + \frac{2}{\gamma - 1} \sqrt{\frac{\gamma P(x_f^-)}{\rho(x_f^-)}} = \frac{2}{\gamma - 1} a_2 \quad (3.6)$$

Suivant le même cheminement que pour (Eq. 3.5), nous obtenons :

$$P(x_f^-) = P_2 \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{u_f}{a_2}\right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \quad (3.7)$$

Nous pouvons alors reprendre l'équation 3.3 qui donne alors :

$$\rho_f e_f \frac{\partial u_f}{\partial t} = P_2 \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{u_f}{a_2}\right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} - P_0 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{u_f}{a_0}\right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \quad (3.8)$$

Nous présenterons le résultat de l'intégration numérique de cette équation au chapitre 3.1.3.

Nous pouvons aussi déterminer analytiquement la vitesse terminale du film en posant que

$\frac{\partial u_f}{\partial t} = 0$  dans (Eq. 3.8) à la fin de la phase d'accélération.

$$\begin{aligned}
P_2 \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{u_f}{a_2}\right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} &= P_0 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{u_f}{a_0}\right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \\
u_f^\infty &= \frac{2 \left(P_2^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - P_0^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}\right)}{(\gamma - 1) \left(\frac{P_0^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}}{a_0} + \frac{P_2^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}}{a_2}\right)} \quad (3.9)
\end{aligned}$$

Nous notons alors que la vitesse terminale du film ne dépend pas des paramètres du film. Elle ne dépend que des propriétés du choc réfléchi, qui lui même ne dépend que du choc incident (Eq. 3.1).

### 3.1.2 Résolution analytique dans la limite des chocs faibles

A l'instar de [Bremond and Villermaux, 2005], nous allons linéariser notre problème dans la limite des chocs faibles afin de pouvoir résoudre analytiquement le problème. Dans la limite des chocs faibles ( $M_i \sim 1$ ), nous pouvons reprendre les équations (Eq. 3.1), (Eq. 3.5), (Eq. 3.7) au 1<sup>er</sup> ordre en  $\Delta P = P_1 - P_0 \ll P_0$ . Par exemple, pour  $M = 1.1$  et  $P_0 = 1 \text{ Bar}$ , à l'aide de (Eq. 1.17), nous obtenons  $\Delta P = 0.012 \text{ Bar} \ll P_0$ .

Ainsi, reprenant [Détery, 2008], (Eq. 3.1) devient :

$$\begin{aligned}
\frac{P_2}{P_1} &= \frac{(3\gamma - 1)\frac{P_1}{P_0} - (\gamma - 1)}{(\gamma - 1)\frac{P_1}{P_0} + (\gamma + 1)} = 1 + \frac{2\gamma\Delta P}{(\gamma - 1)\Delta P + 2\gamma P_0} \\
\frac{P_2}{P_1} &\sim 1 + \frac{\Delta P}{P_0} \quad (3.10)
\end{aligned}$$

$$P_2 \sim (P_0 + \Delta P)\left(1 + \frac{\Delta P}{P_0}\right) = P_0 + 2\Delta P + \frac{\Delta P^2}{P_0} = P_0 + 2\Delta P \quad (3.11)$$

Nous en déduisons alors le rapport des vitesses du son  $a_2/a_0$  à partir de (Eq. 1.21)

$$\begin{aligned}
\frac{a_2}{a_0} &= \frac{a_2}{a_1} \frac{a_1}{a_0} \\
&= \left(\frac{P_2 (\gamma - 1)\frac{P_2}{P_1} + (\gamma + 1)}{P_1 (\gamma + 1)\frac{P_2}{P_1} + (\gamma - 1)}\right) \left(\frac{P_1 (\gamma - 1)\frac{P_1}{P_0} + (\gamma + 1)}{P_0 (\gamma + 1)\frac{P_1}{P_0} + (\gamma - 1)}\right) \\
&= \left(\left(1 + \frac{\Delta P}{P_0}\right) \frac{(\gamma - 1)\left(1 + \frac{\Delta P}{P_0}\right) + (\gamma + 1)}{(\gamma + 1)\left(1 + \frac{\Delta P}{P_0}\right) + (\gamma - 1)}\right)^2 \\
&\sim 1 + 2\frac{\Delta P}{P_0} \quad (3.12)
\end{aligned}$$



Nous pouvons utiliser ce résultat afin de linéariser (Eq. 3.9) :

$$\begin{aligned}
u_f^\infty &= \frac{2 \left( P_2^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - P_0^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \right)}{(\gamma-1) \left( \frac{P_0^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}}{a_0} + \frac{P_2^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}}{a_2} \right)} = \frac{2P_0^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \left( (1 + 2\frac{\Delta P}{P_0})^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - 1 \right)}{(\gamma-1) \frac{P_0^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}}{a_0} \left( 1 + \frac{(1+2\frac{\Delta P}{P_0})^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}}{1+2\frac{\Delta P}{P_0}} \right)} \\
&= \frac{a_0 \Delta P}{\gamma P_0}
\end{aligned} \tag{3.13}$$

Etant donné que  $u_f < u_f^\infty$ , nous en déduisons que  $u_f/a_0 < u_f^\infty/a_0 \ll 1$ , ce qui nous permet de linéariser l'invariant de Riemann  $J^-$  de l'équation (Eq. 3.5) :

$$\begin{aligned}
P_c(x_f^+) &= P_0 \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} \frac{u_f}{a_0} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \\
&\sim P_0 \left( 1 + \gamma \frac{u_f}{a_0} \right)
\end{aligned} \tag{3.14}$$

De même pour (Eq. 3.7), nous obtenons alors :

$$\begin{aligned}
P_d(x_f^-) &= P_2 \left( 1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{u_f}{a_2} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \\
&\sim (P_0 + 2\Delta P) \left( 1 - \gamma \frac{u_f}{a_0(1+2\frac{\Delta P}{P_0})} \right) \\
&\sim (P_0 + 2\Delta P) \left( 1 - \gamma \frac{u_f}{a_0} \right)
\end{aligned} \tag{3.15}$$

L'équation (Eq. 3.3) devient alors :

$$\begin{aligned}
\rho_f e_f \frac{\partial u_f}{\partial t} &= P(x_f^-) - P(x_f^+) \\
\rho_f e_f \frac{\partial u_f}{\partial t} &= (P_0 + 2\Delta P) \left( 1 - \gamma \frac{u_f}{a_0} \right) - P_0 \left( 1 + \gamma \frac{u_f}{a_0} \right) \\
\rho_f e_f \frac{\partial u_f}{\partial t} &= 2\Delta P - 2\gamma(P_0 + \Delta P) \frac{u_f}{a_0}
\end{aligned}$$

D'où

$$\frac{\partial u_f}{\partial t} + \frac{2\gamma P_0}{\rho_f e_f a_0} u_f - \frac{2\Delta P}{\rho_f e_f} = 0 \tag{3.16}$$

Nous pouvons alors résoudre cette équation différentielle afin de déterminer la vitesse du film au cours du temps. Sachant que  $u_f(t=0) = 0$ , on obtient :

$$u_{f,l} = u_{f,l}^\infty (1 - e^{-t/\tau_{f,l}}) \tag{3.17}$$

Avec :

$$u_{f,l}^{\infty} = \frac{a_0 \Delta P}{\gamma P_0} \quad (3.18)$$

$$\tau_{f,l} = \frac{\rho_f e_f a_0}{2\gamma P_0} \quad (3.19)$$

Dans les conditions habituelles de nos tirs, avec  $\Delta P \sim 0.5 \text{ bar}$  et  $e_f \sim 1 \mu\text{m}$ , cela nous donne un ordre de grandeur de  $100 \text{ m.s}^{-1}$  pour la vitesse terminale du film et de  $1 \mu\text{s}$  pour le temps d'accélération.

Nous pouvons alors noter que, dans le modèle linéaire, la vitesse terminale du film correspond à la vitesse des gaz derrière le choc incident. En effet, si nous reprenons l'équation (Eq. 1.23), y injectons (Eq. 1.19) et que nous la linéarisons, nous obtenons :

$$\frac{w_1}{a_0} = \frac{2}{\gamma + 1} \left( \sqrt{\frac{1}{2\gamma} \left[ (\gamma + 1) \frac{P_1}{P_0} + (\gamma - 1) \right]} - \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2\gamma} \left[ (\gamma + 1) \frac{P_1}{P_0} + (\gamma - 1) \right]}} \right)$$

$$w_1 = u_1 - u_0 = u_1 = \frac{a_0 \Delta P}{\gamma P_0} \quad (3.20)$$

### 3.1.3 Résolution numérique du modèle non linéaire

La solution numérique du modèle non linéaire (Eq. 3.8) ainsi que le résultat du modèle linéarisé (Eq. 3.17) sont présentées en figure 3.5 pour différentes valeurs de  $P_1/P_0$ .

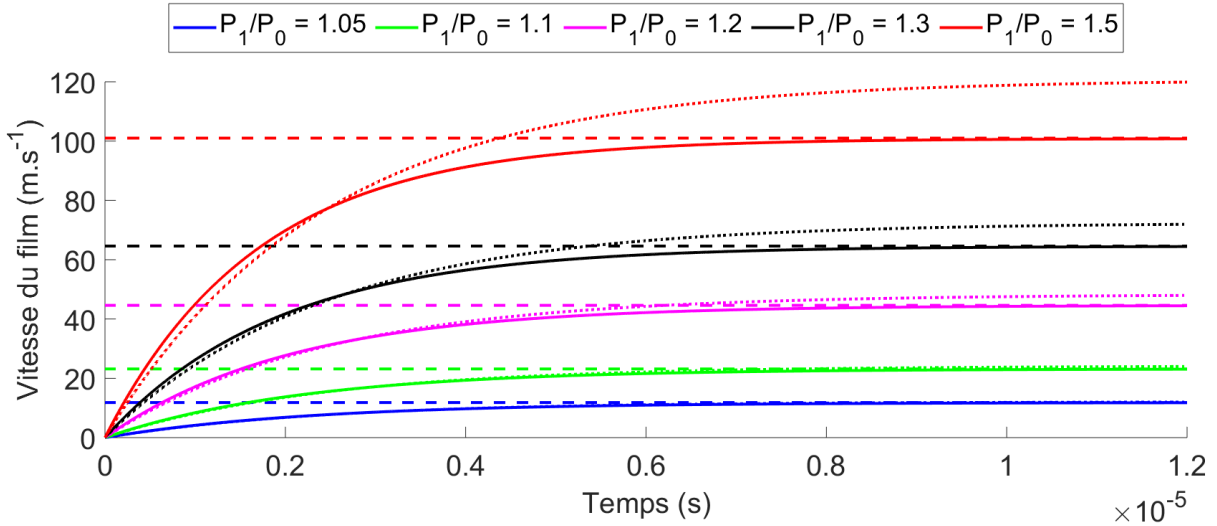


FIGURE 3.5 – Vitesse du film en fonction du temps pour différents rapports  $P_1/P_0$ . La ligne en trait pleins représente la résolution numérique de l'équation différentielle (3.8) :  $u_{f,nl}(t)$ , celle en pointillés représente la solution linéaire présentée en (3.17) :  $u_{f,l}(t)$ . Les tirets représentent la vitesse des gaz derrière le choc incident  $u_1$  calculée à partir de l'équation (Eq.1.16).

Nous constatons que la limite linéaire tracée sur le même graphe est satisfaisante jusqu'à  $P_1/P_0 = 1.2$ , où l'écart entre du modèle linéaire est de 10%, mais sur-estime significativement la vitesse terminale au delà.

La vitesse des gaz dans le sillage du choc incident  $u_1$  est comparée aussi avec la vitesse terminale du film  $u_{f,nl}^\infty$ .

L'égalité entre les deux vitesses, démontrée en régime linéaire, semble également correcte dans le cadre du modèle non linéaire : nous pensons qu'en réalité, la vitesse terminale du film en régime non linéaire  $u_{f,nl}^\infty$  est égale à la vitesse des gaz dans le sillage du choc incident  $u_1$  et que la très légère différence de vitesse observée avec la résolution numérique provient des approximations de notre modèle effectuées afin d'obtenir les équations (Eq. 3.5) et (Eq. 3.7).

En effet, si nous reprenons la figure 3.4, nous ne modélisons pas correctement les ondes issues du mouvement du film. Une représentation plus réaliste des différentes ondes en présence à  $t > 0$  est donné sur la figure 3.6 :

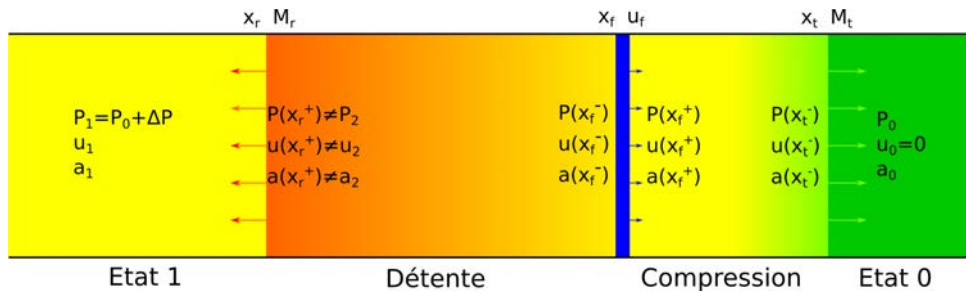


FIGURE 3.6 – Schéma plus réaliste de l'état à  $t > 0$  lors d'une interaction choc / film. Le choc réfléchi s'est affaibli alors qu'un choc a commencé à se reformer derrière le film.

- La détente dans le milieu  $x < x_f$  est générée dès que le film est mis en mouvement. Elle apparaît donc dès que le choc incident se réfléchit sur le film. Par conséquent la détente rattrape le choc réfléchi et l'atténue. L'état juste derrière le choc réfléchi n'est donc pas un état "2" constant contrairement à ce qui est utilisé dans le calcul de l'onde simple de détente (3.7).
- Comme montré au chapitre 1.1.4, la compression se change en un choc "t" qui se renforce au cours du temps, par conséquent, l'invariant de Riemann à considérer n'est pas celui de l'état 0 mais celui de l'état juste derrière le choc)

De plus, les deux états juste derrière les chocs réfléchis et reformés, ne sont pas constants : le choc réfléchi s'atténue et le choc transmis se renforce, les ondes de détente et de compression ne sont donc plus des ondes simples et nous ne pouvons donc plus utiliser les invariants de Riemann afin de déterminer l'évolution de l'état des gaz.

Le principal effet du film semble être donc d'entraîner un décalage de l'onde de choc reformée par rapport à la position qu'aurait eu le choc incident en l'absence de film.

### 3.1.4 Vitesse terminale du film

Nous en conjecturons que la vitesse du film est la même que celle des gaz derrière le choc incident, ce qui implique que le choc reformé derrière le film est de même amplitude que le choc incident.

La situation aux temps asymptotiquement long, c'est à dire quand le film à fini d'accélérer et que les ondes émises ont toutes rattrapés les chocs réfléchis et reformés, est résumée sur la figure 3.7 :

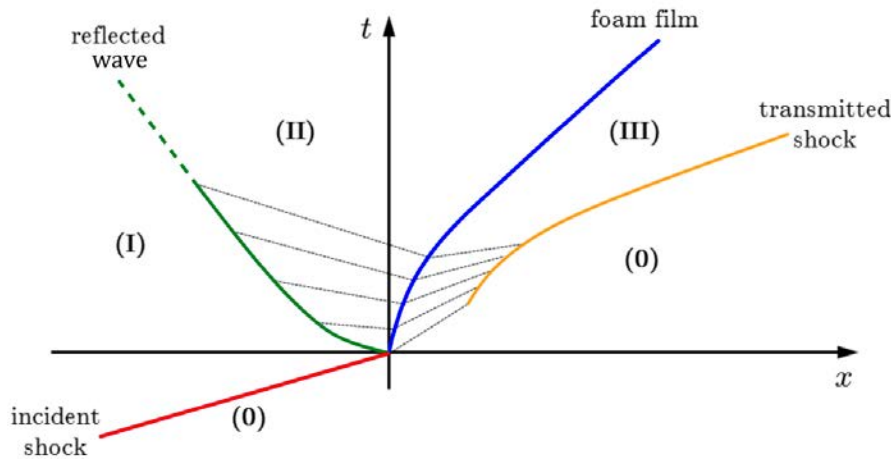


FIGURE 3.7 – Diagramme de marche de l'interaction entre une onde de choc stationnaire et un film de savon. en rouge : choc incident, en jaune : choc reformé, en vert : onde réfléchie et en bleu : film

- Dans le domaine  $x > x_f$  :  
Le film ayant atteint sa vitesse terminale, il n'accélère donc plus. Par conséquent, aucune nouvelle onde de pression ne vient renforcer le choc reformé.  
Nous supposons donc que le domaine  $x > x_f$  comprends un état "0" et un état constant (III) ou la vitesse des gaz vaut  $u_f$  séparés par le choc reformé "t" (en jaune).
- Dans le domaine  $x < x_f$  :  
Le film ayant sa vitesse terminale, aucune nouvelle onde de détente n'est générée. Les ondes de détente ont toutes rattrapé le choc réfléchi (en trait plein vert). L'écoulement peut alors adopter deux configurations :  
Soit les ondes de détente qui ont rattrapé le choc réfléchi n'ont pas suffit pour le faire disparaître, nous supposons donc que l'onde réfléchie (en vert pointillés) reste une choc qui se propage dans le milieu amont.  
Soit les ondes de détente qui ont rattrapé le choc réfléchi ont atténués le choc au point de le faire disparaître, nous supposons alors que l'onde réfléchie (en vert pointillés) est une onde de détente qui se propage dans le milieu amont.

Nous allons raisonner par l'absurde. En supposant d'abord que  $u_f^\infty > u_1$  puis que  $u_f^\infty < u_1$ , nous montrons que nous aboutissons dans les 2 cas à une contradiction, démontrant ainsi

la propriété cherchée c'est à dire  $u_f^\infty = u_1$

**Cas 1 :  $u_f > u_1$**

— Dans le domaine  $x > x_f$  (Fig. 3.8) :

L'onde de choc "t", de nombre de Mach  $M_t$  se propage dans le domaine  $x > x_f$ . La vitesse des gaz derrière le choc est fixée par la vitesse du film, donc  $u(x_f^+) = u_f > u_1$ .

Nous allons maintenant comparer d'une part la pression  $P_1$  dans le sillage d'un choc portant des gaz d'un état "0", de vitesse des gaz  $u_0$ , à un état "1", de vitesse des gaz  $u_1$  et d'autre part la pression  $P(x_f^+)$  derrière un choc portant des gaz toujours d'un état "0", de vitesse des gaz  $u_0$ , à un état où la vitesse des gaz est  $u_f > u_1$

Nous avons vu au chapitre 1.1.5 que, pour un état initial donné, le nombre de Mach d'une onde de choc est une fonction croissante de la vitesse absolue des gaz dans son sillage et donc  $M_t > M_1$ . Ce qui implique, comme montré à l'équation (Eq. 1.17),  $\frac{P(x_f^+)}{P_0} > \frac{P_1}{P_0}$   
 Nous en concluons que :

$$u(x_f^+) > u_1 \Rightarrow M_t > M_1 \Rightarrow \frac{P(x_f^+)}{P_0} > \frac{P_1}{P_0} \Leftrightarrow P(x_f^+) > P_1 \quad (3.21)$$

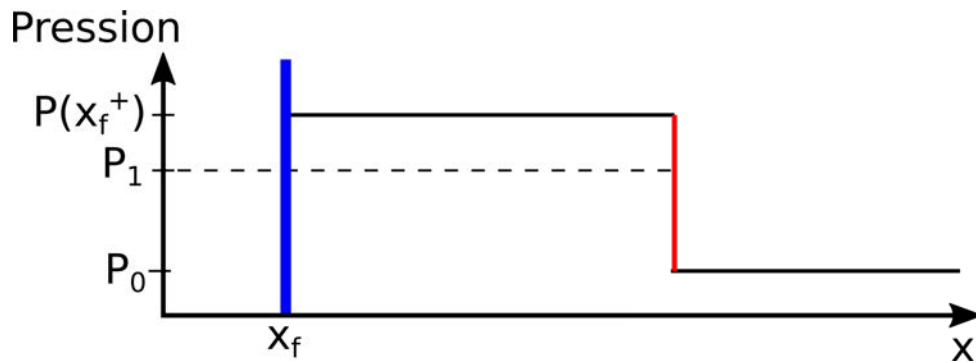


FIGURE 3.8 – Profil de pression en aval du film dans le cas où  $u_f > u_1$

— Dans le domaine  $x < x_f$  (Fig. 3.9) :

Nous avons une onde se déplaçant vers la gauche qui porte les gaz d'une vitesse  $u_1$  à une vitesse  $u(x_f^-) = u_f > u_1$ . Nous utilisons alors la méthode des caractéristiques pour déterminer la pression au niveau du film  $P(x_f^-)$ . Dans ce cas, l'onde se propage vers la gauche donc  $J^+ = cste$ .

$$u_1 + \frac{2a_1}{\gamma - 1} = u(x_f^-) + \frac{2a(x_f^-)}{\gamma - 1}$$

D'où par un raisonnement analogue à celui utilisé pour déterminer 3.7

$$P(x_f^-) = P_1 \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{u_1 - u(x_f^-)}{a_1} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \quad (3.22)$$

Comme  $u(x_f^-) = u_f > u_1$ , nous en déduisons que  $P(x_f^-) < P_1$

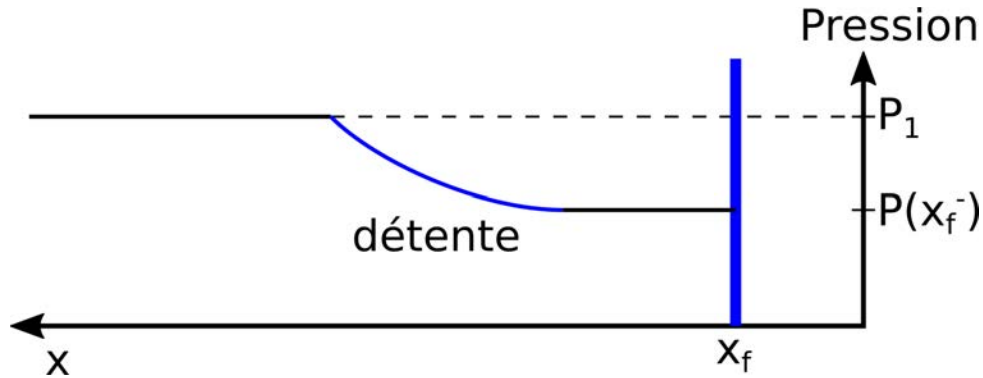


FIGURE 3.9 – Profil de pression en amont du film dans le cas où  $u_f > u_1$

— Conclusion dans le cas 1 (Fig. 3.10) :

Nous avons montré que si, à  $t = \infty$ ,  $u_f > u_1$  alors, nous avons  $P(x_f^-) < P_1 < P(x_f^+)$ .

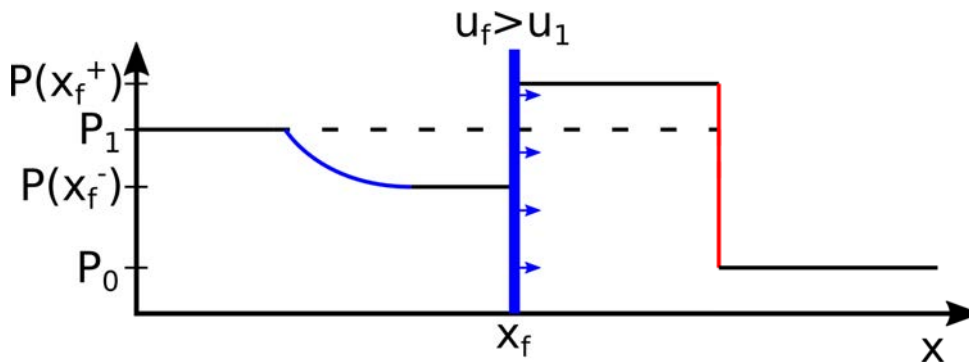


FIGURE 3.10 – Profil de pression de part et d'autre du film dans le cas où  $u_f > u_1$

Par conséquent les pressions ne sont pas à l'équilibre de part et d'autre du film et comme  $P(x_f^-) < P(x_f^+)$ , le film ralentit et sa vitesse  $u_f$  tend à se rapprocher de  $u_1$ .

### Cas 2 : $u_f < u_1$

— Dans le domaine  $x > x_f$  (Fig. 3.11) :

Nous appliquons ici exactement le même raisonnement que dans le cas 1 : nous comparons le saut de pression engendré par un choc portant des gaz à l'état "0" de  $u_0$  à  $u_1$  et à celui engendré par un choc portant des gaz aussi à l'état "0" de  $u_0$  à  $u(x_f^+) < u_1$ . Nous en déduisons donc que :

$$u(x_f^+) < u_1 \Rightarrow M_t < M_1 \Rightarrow \frac{P(x_f^+)}{P_0} < \frac{P_1}{P_0} \Leftrightarrow P(x_f^+) < P_1 \quad (3.23)$$

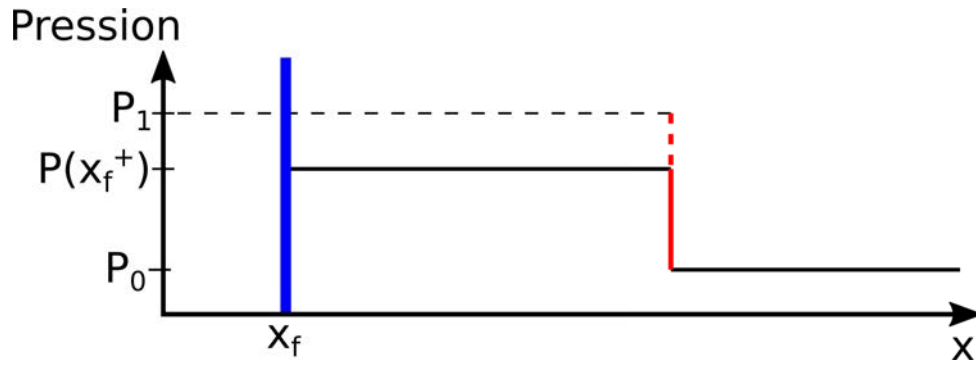


FIGURE 3.11 – Profil de pression en aval du film dans le cas ou  $u_f < u_1$

— Dans le domaine  $x < x_f$  (Fig. 3.12) :

Nous avons une onde se déplaçant vers la gauche qui porte les gaz d'une vitesse  $u_1$  à une vitesse  $u(x_f^-) = u_f < u_1$ .

Nous utilisons de nouveau la méthode des caractéristiques pour déterminer la pression au niveau du film  $P(x_f^-)$ . Nous avons une onde se propageant vers la gauche qui porte les gaz d'une vitesse  $u_1$  à une vitesse  $u(x_f^-) = u_f < u_1$ . A nouveau, en utilisant l'invariant de Riemann  $J^+ = cste$ , nous obtenons :

$$P(x_f^-) = P_1 \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{u_1 - u(x_f^-)}{a_1} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \quad (3.24)$$

Cette fois ci  $u_f < u_1$ , nous en déduisons que  $P(x_f^-) > P_1$ . Dans ce cas, l'onde de choc réfléchi a été atténuée par la détente issue du mouvement du film, mais pas suffisamment pour entraîner la disparition de la surpression. Il reste donc une onde de choc "r". La valeur de  $P(x_f^-)$ , donnée à l'équation 3.24 n'est donc pas correcte, car  $J^+$  n'est pas constant au travers d'une onde de choc. Cependant cette onde de choc a toujours pour effet d'augmenter la pression, donc nous avons bien  $P(x_f^-) > P_1$

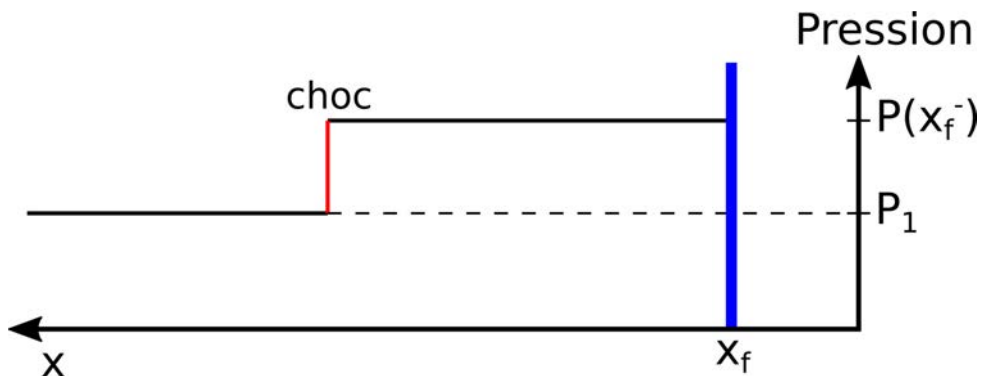


FIGURE 3.12 – Profil de pression en amont du film dans le cas ou  $u_f < u_1$

— Conclusion dans le cas 2 (Fig. 3.13) :

Nous avons montré que si, à  $t = \infty$ ,  $u_f < u_1$  alors, cette fois nous avons  $P(x_f^-) > P_1 > P(x_f^+)$ .

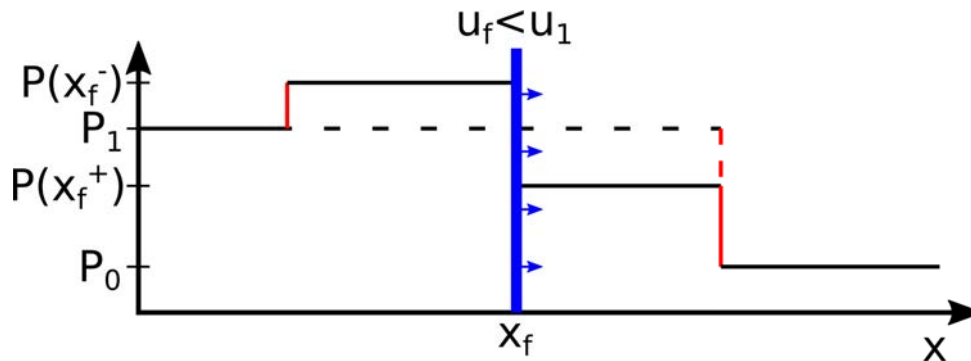


FIGURE 3.13 – Profil de pression de part et d'autre du film dans le cas où  $u_f < u_1$

Par conséquent, comme  $P(x_f^-) > P(x_f^+)$ , le film accélère et sa vitesse  $u_f$  tends aussi à se rapprocher de  $u_1$

### Implications

Nous avons donc montré que, aux temps asymptotiquement longs, la vitesse du film ne peut être ni inférieure ni supérieure à la vitesse des gaz derrière l'onde de choc incidente car cela engendrerait toujours un différentiel de pression qui tend à ramener sa vitesse à  $u_1$ . Il n'existe donc pas de configuration à onde unique, dans chacun des domaines  $x > x_x$  et  $x < x_f$  dans laquelle la vitesse du film n'est pas égale à la vitesse  $u_1$  derrière le choc initial.

Cela implique que la vitesse des gaz derrière le choc "t" est la même qu'à l'état "1" : l'onde de choc reformée dans le domaine  $x > x_f$  porte un gaz à l'état "0" à la vitesse  $u_1$ . Or fixer un saut au travers d'une onde de choc implique que l'on fixe tous les autres paramètres. Par conséquent, l'état derrière le choc "t" tends vers l'état "1" en  $t = \infty$ .

Pour finir, nous pouvons aussi comparer les trajectoires des ondes de choc incidentes et reformées. Les deux ondes ayant au final la même vitesse, leurs trajectoires sont les mêmes mais présentent au final un décalage temporel de l'ordre de la microseconde, lié à la phase d'accélération du film. En effet, tant que le choc reformé n'avait pas atteint sa vitesse terminale, il était plus lent que le choc initial et à donc pris un léger retard.

## 3.2 Simulation numérique de l'interaction choc/film

Des simulations 1D de l'interaction choc/film ont été réalisées à l'aide du logiciel StarCCM+. Nous ne sommes pas exactement dans les conditions de nos expériences, le choc étant plus fort, mais cela nous permet d'observer la dynamique du film et des différentes ondes et de discuter la pertinence de nos hypothèses.





FIGURE 3.14 – Profil de pression à  $t = t_0^-$ , immédiatement avant que le choc n'impacte le film

En reprenant les notations précédentes, nous avons des gaz à l'état "0" : au repos à pression atmosphérique et dans lesquels se propage une onde de choc soutenue à un Mach  $M_i = 1.5$ , correspondant à un rapport des pressions de  $P_1/P_0 = 2.46$  (Eq. 1.17). Cette onde de choc vient impacter à  $t = t_0$  un film placé en  $x_f = 0$ , modélisé par une paroi mobile de masse  $m_f = \rho_f e_f$ , avec  $\rho_f = 1000 \text{kg.m}^{-3}$  et  $e = 2 \mu\text{m}$ . Nous allons alors comparer les pressions  $P_{sim}$  de cette simulation avec celles issues de la résolution numérique de notre modèle  $P_{mod}$ .

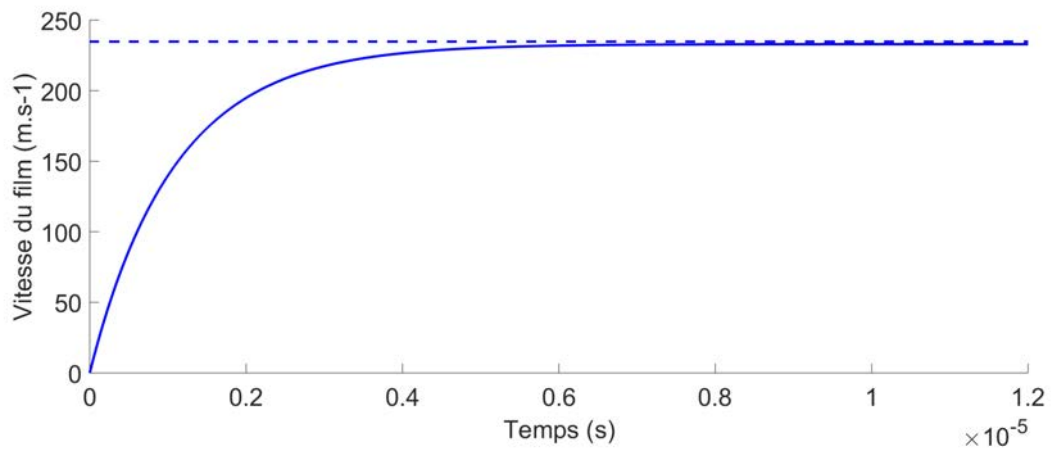


FIGURE 3.15 – Évolution de la vitesse du film au cours du temps. En trait plein : vitesse calculée à l'aide du modèle, en pointillés : vitesse théorique des gaz derrière le choc incident.

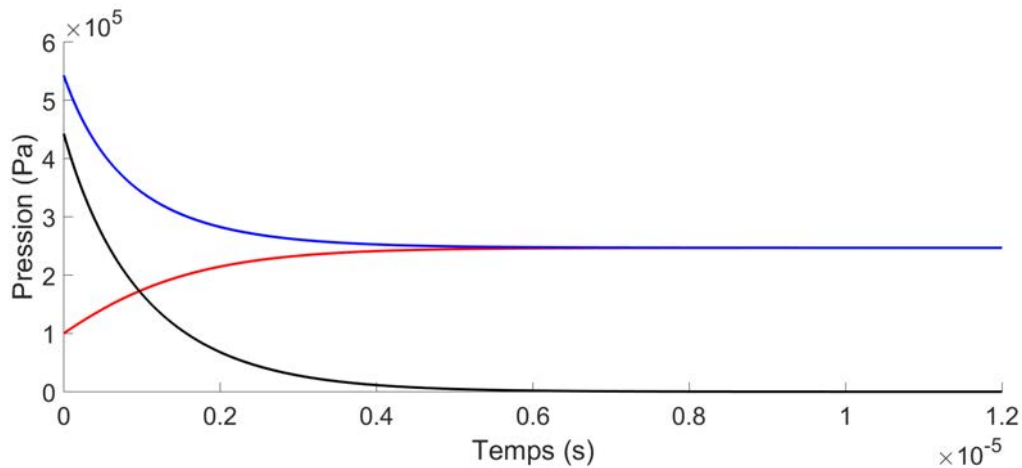


FIGURE 3.16 – Évolution de la pression au niveau du film au cours du temps avec le modèle. En bleu : pression en face arrière, en rouge : pression en face avant, en noir : différentiel de pression entre les deux faces.

A  $t = t_0^+$ , le choc vient de se réfléchir sur la paroi mobile. La surpression du choc réfléchi  $P_2$  peut alors être déterminée à l'aide de l'équation (3.1).

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{(3\gamma - 1)\frac{P_1}{P_0} - (\gamma - 1)}{(\gamma - 1)\frac{P_1}{P_0} + (\gamma + 1)} = 2.21$$

Nous en déduisons que  $P_2 = 5.44 \text{ Bar}$

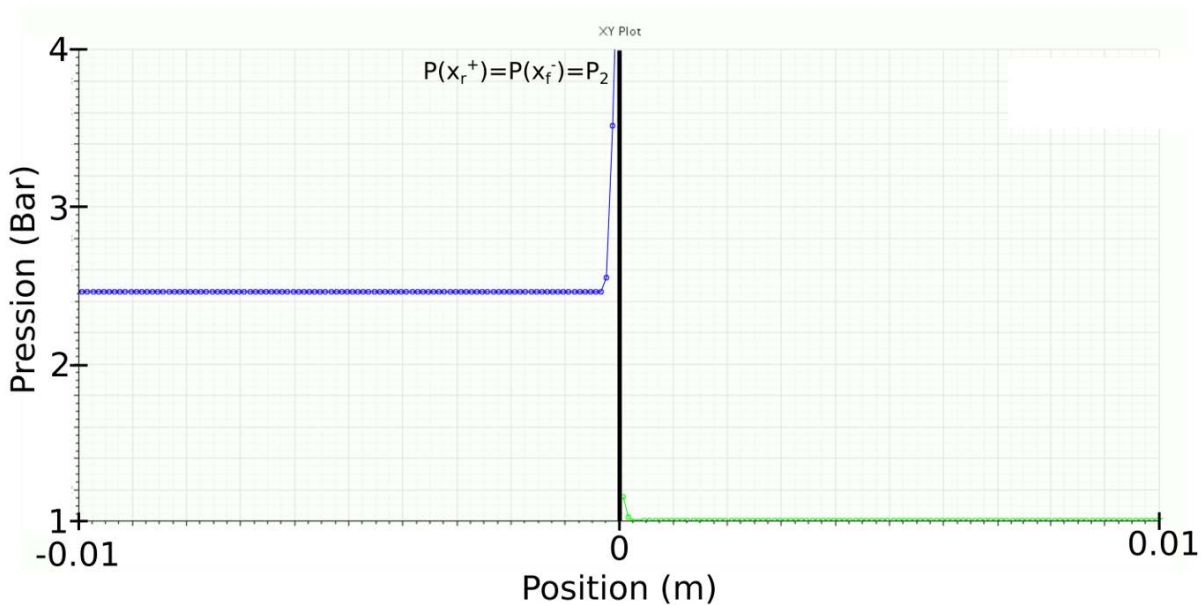


FIGURE 3.17 – Profil de pression à  $t = t_0^+$ , juste après que le choc n'impacte le film, nous voyons que le choc réfléchi est de très forte amplitude et la présence d'une légère compression en face avant du film.

Nous voyons, sur la figure 3.17, d'une part le choc réfléchi qui comprime les gaz derrière le film une seconde fois et un début de compression des gaz devant le film.

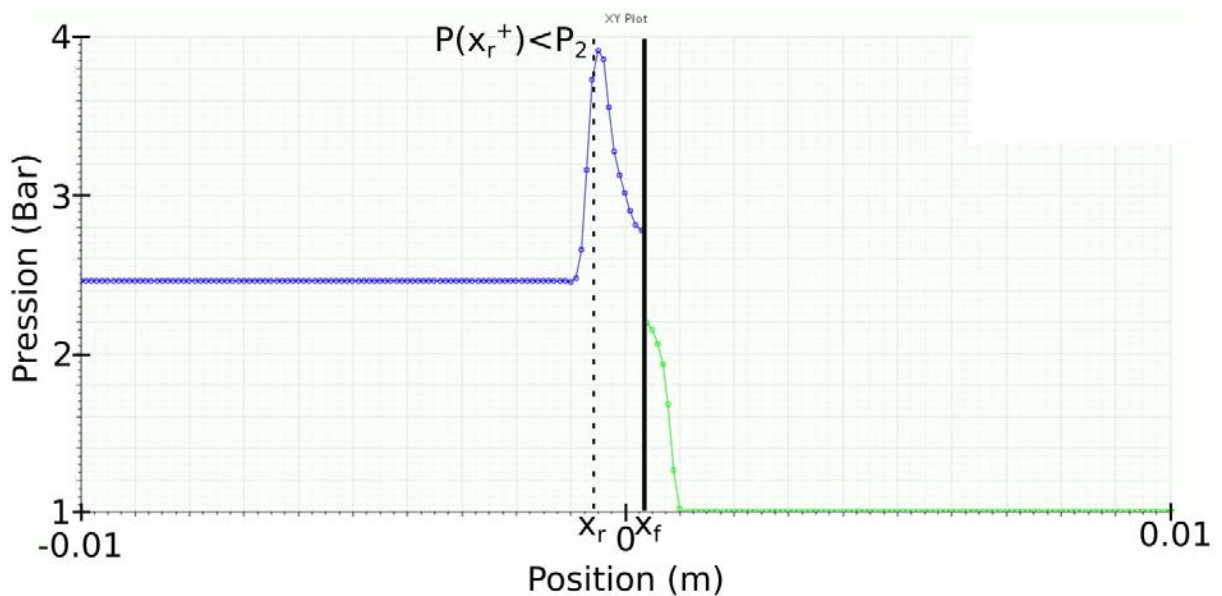


FIGURE 3.18 – Profil de pression à  $t = t_0 + 2\mu s$ , la mise en mouvement du film entraîne une forte diminution de l'amplitude du choc réfléchi et le renforcement de l'onde de compression devant le film.

A un instant ultérieur ( $t = t_0 + 2\mu s$ ), sur la figure 3.18, nous voyons que le choc réfléchi, à la position  $x_r$  a été atténué par la détente issue du mouvement du film. La pression juste derrière le choc réfléchi a chuté de  $P_{sim}(x_r^+, t_0) = 5.44 \text{ Bar}$  à  $P_{sim}(x_r^+, t_0 + 2\mu s) = 3.94 \text{ Bar}$ , ce qui n'est pas prévu par le modèle de [Bremond and Villermaux, 2005]. Nous constatons cependant que la pression juste derrière le film reste très proche entre le modèle  $P_{mod}(x_f^-, t_0 + 2\mu s) = 2.83 \text{ Bar}$  et la simulation  $P_{sim}(x_f^-, t_0 + 2\mu s) = 2.77 \text{ Bar}$ .

En face avant, l'onde de compression s'est renforcée et raidie devant le film, cependant nous n'avons toujours pas d'onde de choc à proprement parler. Le modèle prédit alors une pression devant le film de  $P_{mod}(x_f^+, t_0 + 2\mu s) = 2.15 \text{ Bar}$  pour une pression dans la simulation de  $P_{sim}(x_f^+, t_0 + 2\mu s) = 2.20 \text{ Bar}$ .

Il est intéressant de noter que, malgré de légers écarts entre les pressions du modèle et celles de la simulation, le différentiel de pression entre les deux faces du film  $\Delta P(x_f)$  est très proche avec  $\Delta P_{mod}(x_f) - \Delta P_{sim}(x_f) = 0.01 \text{ Bar}$  de différence entre modèle et simulation.

A  $t = t_0 + 6\mu s$ , sur la figure 3.19, nous constatons que l'onde de compression a continué à se renforcer, nous avons maintenant presque un choc, à la position  $x_t$  suivi d'une légère compression entre le choc et le film.

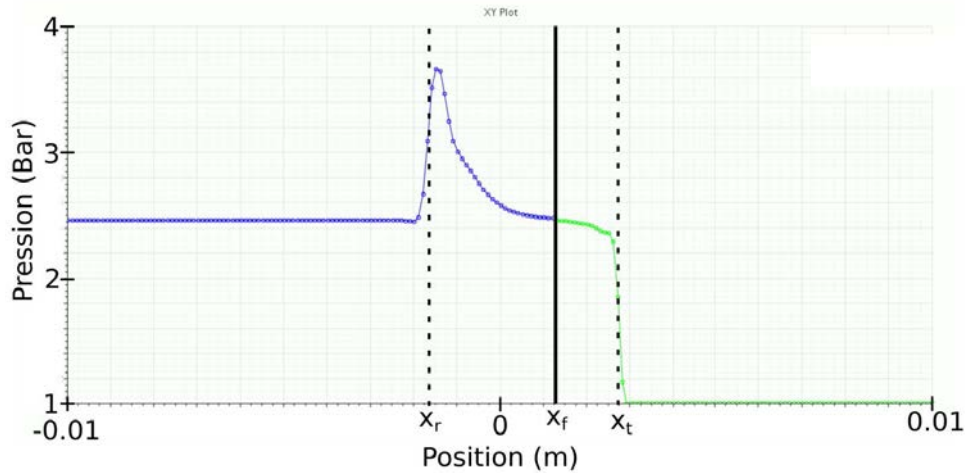


FIGURE 3.19 – Profil de pression à  $t = t_0 + 6\mu s$ , l'accélération du film est presque terminée, les pressions sont quasiment à l'équilibre de part et d'autre du film.

L'apparition de ce choc n'est pas non plus prévue par [Bremond and Villermaux, 2005]. Le choc porte des gaz à une pression d'environ  $P_{sim}(x_t^-, t_0 + 6\mu s) = 2.3Bar$ , puis l'onde de compression fait monter la pression jusqu'à  $P_{sim}(x_f^+, t_0 + 6\mu s) = 2.46 bar$ , que l'on peut comparer avec la pression en face avant du modèle qui est aussi de  $P_{mod}(x_f^+, t_0 + 6\mu s) = 2.46 bar$ .

Dans le domaine  $x < x_f$ , le choc réfléchi a continué a s'atténuer et  $P_{sim}(x_r^+, t_0 + 6\mu s) = 3.67 Bar$ , cependant, cela ne semble pas avoir de grande influence sur la pression en face arrière du film. En effet le modèle et la simulation donnent tout deux une pression de  $P_{mod}(x_f^-, t_0 + 6\mu s) = P_{sim}(x_f^-, t_0 + 6\mu s) = 2.48 bar$

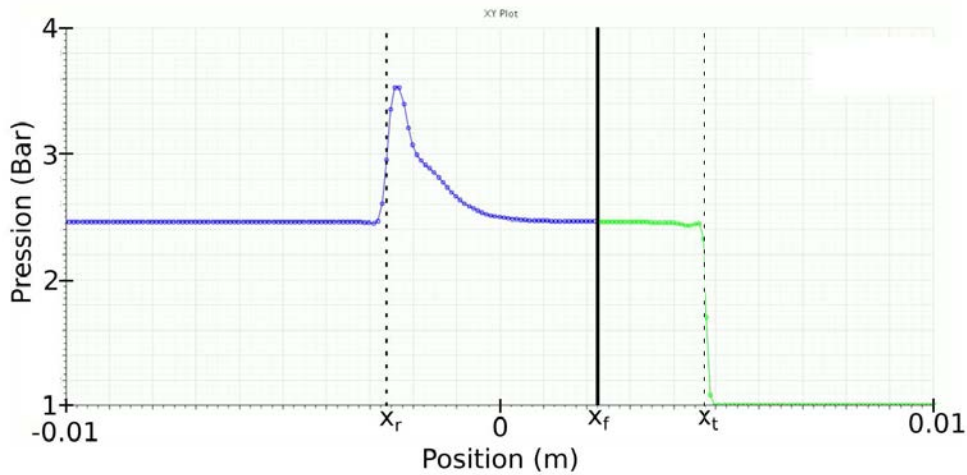


FIGURE 3.20 – Profil de pression à  $t = t_0 + 10\mu s$ , l'accélération du film est terminée, les pressions sont à l'équilibre de part et d'autre du film. L'onde de choc formée devant le film à les mêmes propriétés que l'onde de choc initiale

Nous constatons alors qu'à ce stade, les résultats donnés par la simulation et par le modèle sont égaux.

A  $t = t_0 + 10\mu s$ , il n'y a plus de différence de pression entre les deux faces du film, l'accélération du film donc est terminée.

Dans la simulation, le choc reformé devant le film, et porte des gaz de la pression atmosphérique à une pression de  $P_{sim}(x_t^-, t_0 + 10\mu s) = P_{sim}(x_f^+, t_0 + 10\mu s) = 2.46Bar$ , qui est aussi la pression des gaz derrière le choc incident. Nous en déduisons donc que les deux chocs ont les mêmes propriétés.

Le modèle converge vers une pression  $P_{mod}(x_t^-, t_0 + 10\mu s) = P_{mod}(x_f^+, t_0 + 10\mu s) = 2.47Bar$  qui est aussi très proche de la pression  $P_1$ .

Les résultats de la simulation et du modèle sont donc très proches tout au long de la simulation. Nous pouvons noter que, bien que les pressions de part et d'autre du film puissent présenter jusqu'à 3% d'écart entre la simulation et le modèle, le différentiel de pression entre les deux faces du film et donc l'accélération du film ne varie pas de plus de 1% entre simulation et modèle, les trajectoires du film dans les deux cas sont donc très similaires.

Cette simulation semble donc confirmer que la pression derrière le choc formé devant le film a bien les mêmes propriétés que le choc incident.

### 3.3 Observations expérimentales de l'interaction choc/film

Le modèle et la simulation présentées ne s'appliquent qu'au cas de chocs soutenus mais, comme nous l'avons indiqué dans le chapitre 2.1, notre tube à choc nous permet d'effectuer des tirs avec des ondes de chocs soutenues et des pseudo-blast. Nous avons donc des données pour les deux types d'ondes.

Nos expériences sur les pseudo-blasts sont beaucoup plus abouties, car notre montage avait pour objectif initial l'étude de ce type d'onde de choc. Elles sont a priori moins directement comparables aux modèles développés, mais présentent finalement un bon accord.

#### 3.3.1 Protocole expérimental

Ces expériences ont été réalisées avec le tube à choc placé à la verticale.

Selon le tir, pour la chambre haute pression nous avons utilisé soit la chambre longue pour obtenir des chocs soutenus soit la chambre courte afin d'avoir des pseudo-blasts.

La caméra est placée de telle sorte que le haut de son champ de vision se trouve au niveau du capteur 4. Les capteurs 1,2,3 et 4 se trouvent respectivement à 175 – 145 – 115 et 85 *mm* de la sortie du tube. L'éclairage s'effectue en transmission et peut être soit collimaté afin d'avoir une visualisation par ombroscopie permettant de voir les chocs mais entraînant une mauvaise visualisation des films, soit diffus ce qui permet d'avoir de bien meilleures images des films mais ne permet pas de voir les chocs. L'enregistrement des signaux de pression ainsi que de la vidéo à la caméra rapide est déclenchée à l'aide d'un boîtier relié au capteur 1 permettant de détecter le passage de l'onde sur ce capteur.

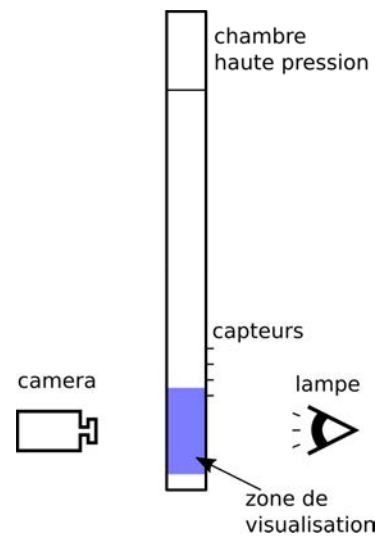


FIGURE 3.21 – Montage de l'expérience d'observation de l'interaction choc/films.

Nous appliquons la procédure de tir présentée au chapitre 2 : nous commençons par installer l'opercule permettant de fermer la chambre haute pression. Le film ou le train de films est ensuite produit en bout de tube, par trempage dans notre solution de Drecht, puis aspiré grâce au piston afin de le positionner dans le champ de vision de la caméra, en dessous du capteur 4. Finalement, la chambre haute pression est mise sous pression à l'aide d'une bonbonne d'azote. La pression est alors contrôlée à l'aide du manomètre situé sur le détendeur de la bonbonne. Pour tirer, nous utilisons un indenteur afin de percer l'opercule.

### 3.3.2 Observation de l'interaction entre une onde de choc soutenue et un train de film

Nous avons pu réaliser 3 tirs afin de visualiser l'interaction d'une onde de choc soutenue et d'un train de films en utilisant le procédé d'ombroscopie 1.1.7.

Le profil de pression des ondes lors de ces tirs n'est cependant pas idéal : ils ont été réalisés avec une version prototype de la chambre haute pression longue permettant la génération d'ondes de choc soutenues et présentent un pic de pression en début de signal, avant le plateau. Nous pensons qu'elle est liée à un rebond d'onde parasite sur l'indenteur placé dans le tube.

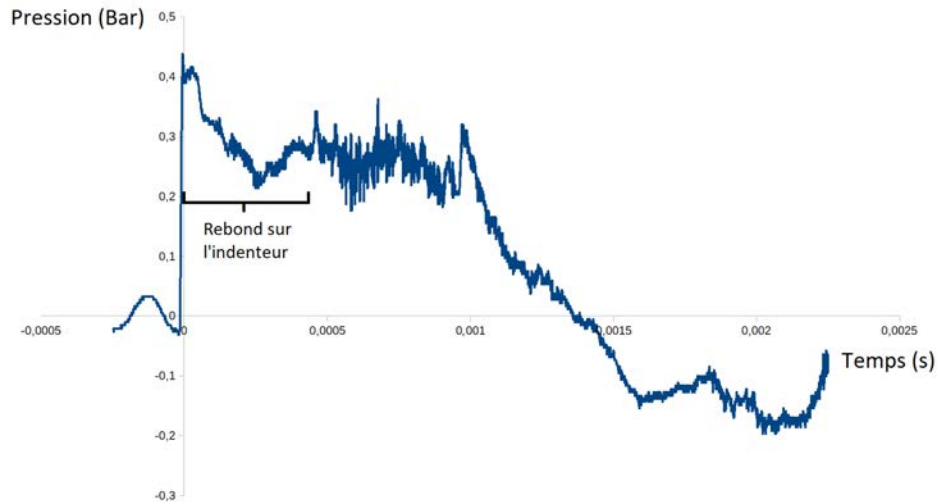


FIGURE 3.22 – Profil de pression typique obtenu lors de nos 4 tirs avec des ondes de choc soutenues. Nous observons la présence d’un pic de pression en début de signal atteignant  $0.4 \text{ Bar}$  causé probablement par un rebond d’onde sur l’indenteur. La surpression théorique est de  $0.24$ , ce qui correspond bien à la surpression du plateau derrière le pic

Pour des raisons de disponibilité de matériel, nous n’avons pas eu le temps de compléter ces données avec une autre série de tirs utilisant la version finale de la chambre haute pression longue. Les résultats de ce paragraphe doivent donc être considéré comme un étude de faisabilité, et illustre les données expérimentales qui peuvent être obtenues afin de tester les modèles.

La figure 3.23 montre l’image spatio-temporelle obtenue par ombroscopie sur un train de films.

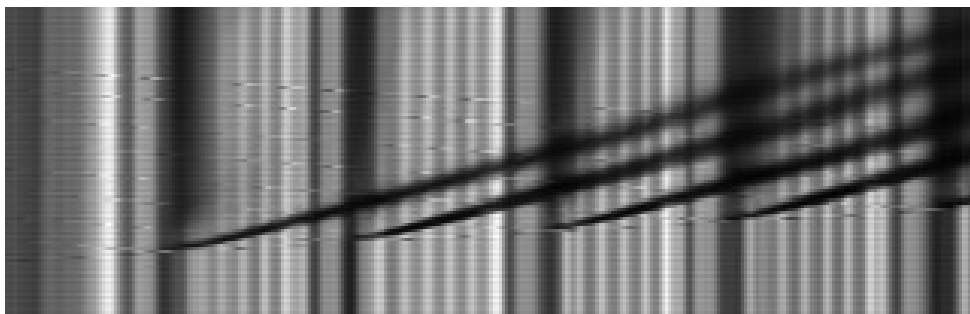


FIGURE 3.23 – Image spatio-temporelle brute de l’impact d’une onde de choc soutenue sur une série de 8 films (seuls 4 films sont dans le champ de vision de la caméra). Verticalement : direction  $x$ ,  $11.1 \text{ px.mm}^{-1}$ , horizontalement : temps,  $144 \text{ px.ms}^{-1}$

Ces images nous donnent la trajectoire des films (bandes noires). Les trajectoires des ondes de choc, par contre, ne sont pas bien visibles sur les images brutes et n’apparaissent qu’après traitement. De plus, à l’aide des données des capteurs de pression, nous pouvons déterminer le Mach du choc incident et ainsi en déduire une vitesse théorique des gaz

derrière le choc (Eq. 1.16). Nous pouvons alors comparer ces deux vitesses théoriques et expérimentales en figure 3.24

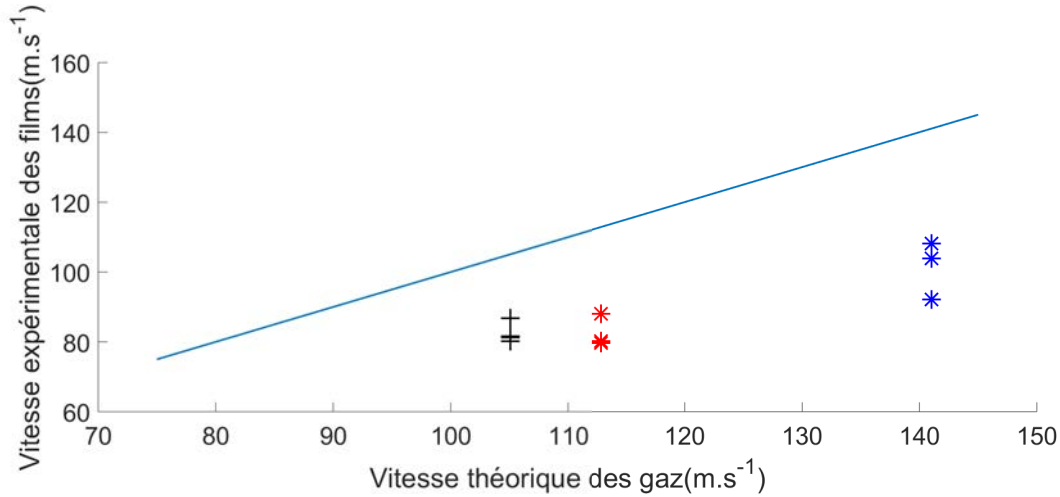


FIGURE 3.24 – Comparaison entre la vitesse des films et la vitesse théorique des gaz derrière l’onde de choc. Chaque couleur représente les vitesses des différents films pour un même tir.

Nous constatons que la vitesse des films est ici légèrement inférieure à la vitesse des gaz d’environ 20%, ce qui est peut être dû à la surpression parasite que nous avons mentionnée précédemment.

Si nous voulons obtenir la vitesse des ondes de choc sur les images spatio-temporelles, nous devons effectuer un traitement d’images plus poussé sur les vidéos. Nous commençons par retirer le fond statique de la vidéo, puis par une augmentation de contraste suivi d’un seuillage, nous pouvons obtenir une image où la trajectoire des chocs est clairement représentée.

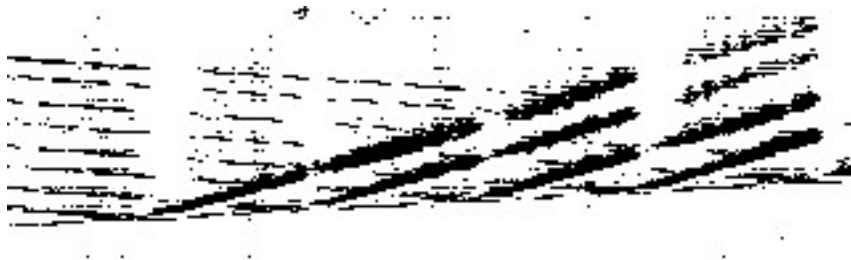


FIGURE 3.25 – Image spatio-temporelle traitée correspondant au même tir que l’image spatio-temporelle précédente.



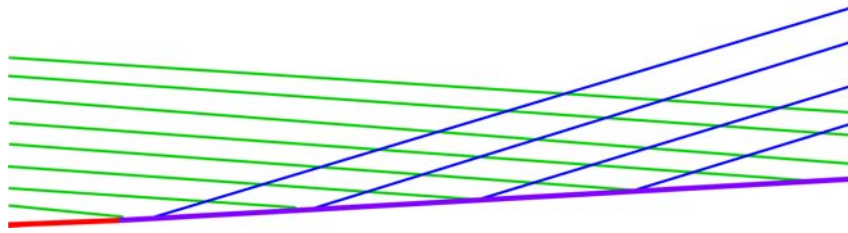


FIGURE 3.26 – Schémas des trajectoires des chocs et des films. Rouge : choc incident, vert : chocs réfléchis, violet : chocs reformés, bleu : films.

Bien qu’elles soient incomplètes, nous pouvons facilement distinguer les trajectoires des différentes ondes de choc sur cette image. Nous plaçons alors manuellement une droite à l’aide du logiciel imageJ afin d’interpoler la trajectoire du choc et sa vitesse.

Nous avons voulu vérifier que la trajectoire des ondes obtenue par ombroscopie correspondait aux données de l’oscilloscope. Pour cela, nous avons extrait le Mach de l’onde incidente des images spatio-temporelles :  $M_{s-t}$  et l’avons comparé avec celui obtenu grâce aux données des capteurs de pression :  $M_{osc}$ .

numéro du tir	$M_{osc}$	$M_{s-t}$	$M_{osc} - M_{s-t}$	Incertitude sur $M_{osc}$	Incertitude sur $M_{s-t}$
1	1.167	1.133	0.034	0.0019	0.092
2	1.202	1.142	0.060	0.0018	0.092
3	1.157	1.137	0.020	0.0019	0.087

FIGURE 3.27 – Tableau récapitulatif des différents nombres de Mach mesurés lors des expériences sur l’interaction entre des ondes de choc soutenues et des trains de films de savon.

Les deux Mach obtenus concordent, cependant nous pouvons noter que l’incertitude sur les Mach obtenus grâce à l’ombroscopie est très élevée. En effet, la vitesse d’acquisition de la caméra étant relativement faible :  $120k FPS$ , le choc incident n’est visible que sur quelques images de la vidéo et déterminer sa vitesse exacte est compliqué. Notre incertitude est alors de l’ordre de l’ordre de 8% au niveau de la vitesse du choc. A l’inverse, les incertitudes sur  $M_{osc}$ , sont vraiment faibles et nous constatons qu’il y a un facteur 50 entre les incertitudes sur  $M_{osc}$  et  $M_{s-t}$ . Nous en concluons que, pour une vitesse d’acquisition de la caméra relativement faible, il est plus judicieux de se baser sur les résultats des signaux de pression que sur ceux de l’ombroscopie.

### 3.3.3 Observations par ombroscopie d'un pseudo-blast sur un film unitaire

#### Description qualitative des expériences

Dans cette série de 5 expériences, afin d'avoir une meilleure précision sur la vitesse des chocs, nous avons poussé la vitesse d'acquisition de la caméra à son maximum (deux tirs à 480000 FPS et 3 tirs à 1M FPS) que nous allons donc utiliser afin de créer des images spatio-temporelles très détaillées de l'interaction pseudo-blast/film.

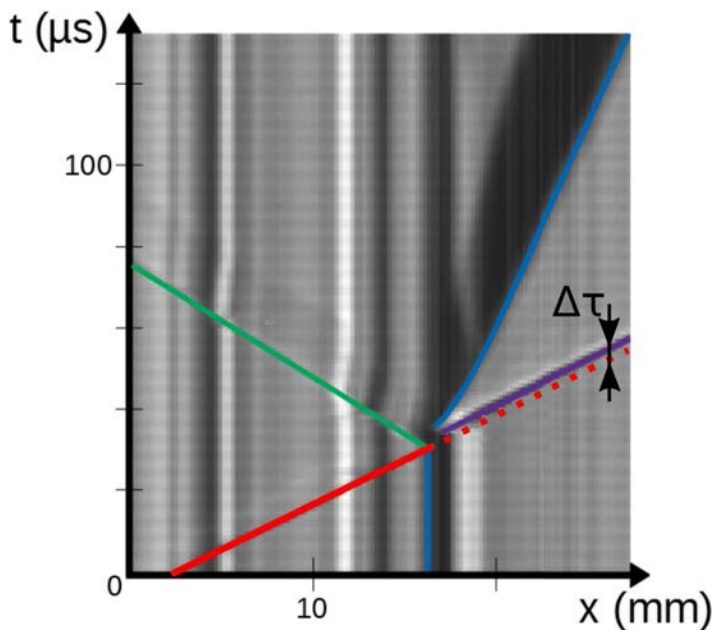


FIGURE 3.28 – Image spatio-temporelle de l'interaction pseudo-blast/film en ombroscopie à 1M d'images secondes. En rouge : choc incident. En vert : choc réfléchi. En bleu : trajectoire du film. En violet : Choc reformé

Sur l'image spatio-temporelle de l'interaction blast / film (Figure 3.28), nous voyons l'onde de choc incidente (en rouge) arriver sur le film, et être immédiatement réfléchi (en vert). Le film (en bleu) est mis en mouvement, puis l'onde de choc transmise (en violet) apparaît. On peut remarquer 2 éléments importants sur cette image :

- L'onde de choc transmise présente un décalage temporel,  $\Delta\tau$ , de l'ordre de la microseconde par rapport à l'onde de choc incidente (dont la trajectoire a été prolongée en pointillés).
- La pente de la trajectoire de l'onde transmise (en violet) est très proche de celle de l'onde incidente (en rouge), par conséquent les deux ondes ont des propriétés très similaires

Il est aussi intéressant de noter que la trajectoire du choc réfléchi est proche d'une droite. Cela indique que le choc se propage à vitesse constante et donc qu'il est peu atténué. Le calcul de la pente des trajectoires des différents chocs nous permet alors de déterminer plus précisément la vitesse de ces chocs. Nous obtenons alors la vitesse absolue du choc incident  $u_i$ , du choc reformé  $u_t$  et du choc réfléchi  $u_r$  ainsi que la vitesse du film  $u_f$ .

numéro du tir	$u_i$	$u_t$	$u_r$	$u_f$
1	385.5	393.5	292.7	81.5
2	375.4	376.3	294.2	67.0
3	366.0	368.7	303.1	51.4
3	385.5	382.6	282.7	79.1
3	393.3	403.1	269.7	96.7

FIGURE 3.29 – Tableau récapitulatif des différentes vitesses mesurés lors des expériences sur l’interaction entre des pseudo-blasts et des films de savon unitaires.

### Étude des signaux de pression

Nous avons aussi obtenus des signaux de pression à l’aide des capteurs, qui nous permettent d’observer l’évolution des chocs sur une échelle de temps bien plus longue que les images spatio-temporelles. Alors que ces dernières sont limités à une durée d’étude d’environ  $100 \mu s$ , les signaux de l’oscilloscope nous permettent d’avoir des informations sur une période de  $1 ms$  :

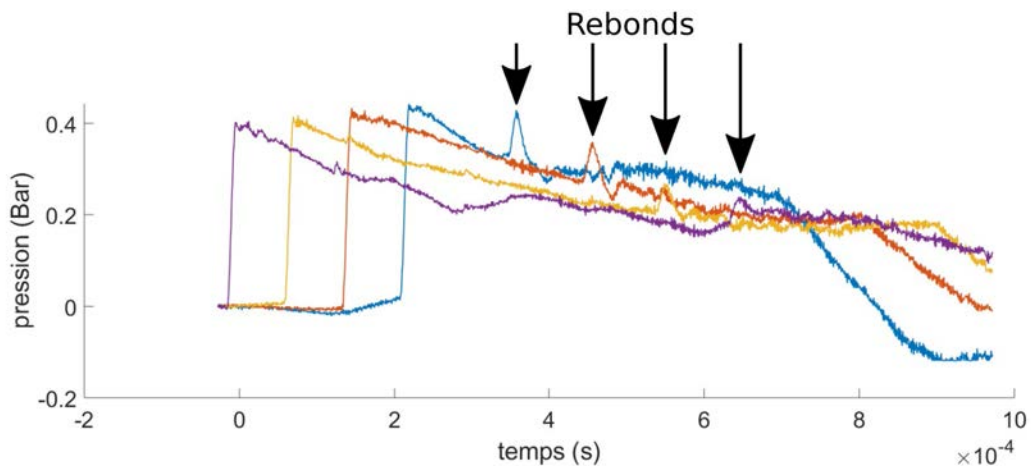


FIGURE 3.30 – Pression dans le tube au niveau du capteur 1 en violet, 2 en jaune, 3 en orange et 4 en bleu. Nous observons la présence d’une onde de choc réfléchi sur les signaux

Nous pouvons observer ici à la fois le choc incident, puis la réflexion de l’onde de choc sur le film. Le choc réfléchi remontant dans le tube, il atteint les capteurs en partant du capteur 4. En notant le temps de passage des chocs au niveau de chaque capteur, nous pouvons en déduire la vitesse absolue des chocs dans le tube.

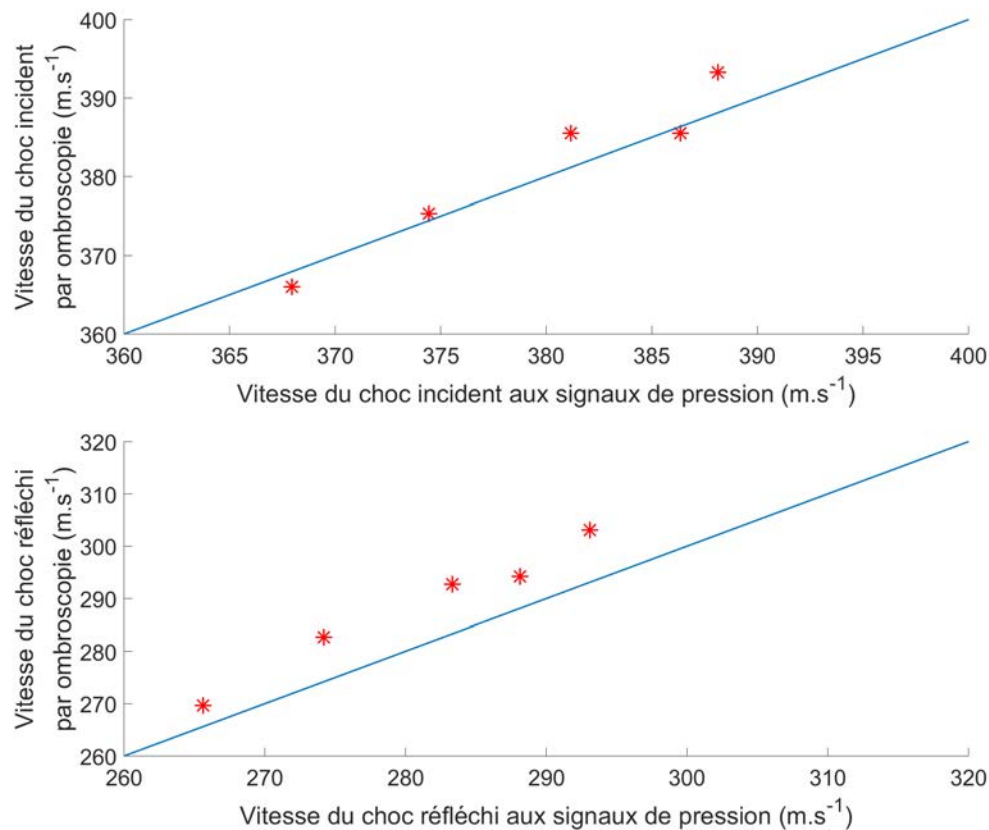


FIGURE 3.31 – Comparaison entre les vitesses absolues des choc incident (en haut) et réfléchi (en bas) obtenu à l’oscilloscope et celles obtenues en ombroscopie

Dans le cas des chocs incidents, nous constatons un bon accord entre les données des capteurs et l’ombroscopie, les légères différences provenant sûrement des incertitudes inhérentes aux mesures de vitesses par ombroscopie. Cette expérience nous permet de nous assurer de la cohérence des résultats entre l’oscilloscope et l’ombroscopie.

Dans le cas des chocs réfléchis, nous constatons que la vitesse du choc à l’oscilloscope est légèrement plus faible que celle obtenue par ombroscopie. Nous pensons que ce résultat est du à un effet d’échelle : les résultats en ombroscopie sont valides pour des temps très courts, de l’ordre de la centaine de microseconde, alors dans le cas des mesures de pression, nous sommes à une échelle bien supérieure, d’une milliseconde. L’onde de choc réfléchie est donc plus atténuée sur sa visualisation à l’oscilloscope, ce qui explique sûrement sa vitesse plus faible.

## Étude du choc reformé devant le film

Nous pouvons également comparer la vitesse absolue du choc incident  $u_i$  à celle du choc reformé  $u_t$  pour chacun des 5 tirs sur la figure 3.32

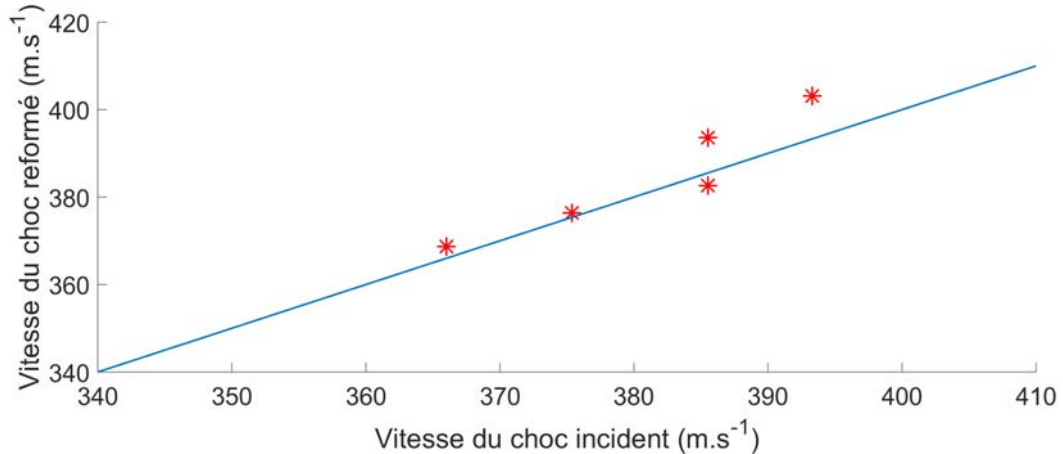


FIGURE 3.32 – Comparaison de la vitesse du choc incident  $u_i$  avec celle du choc reformé  $u_t$  lors de nos 5 tirs.

Nous constatons que ces deux vitesses  $u_i$  et  $u_t$  sont sensiblement égales avec un écart maximum entre les deux vitesses de  $13m.s^{-1}$  (soit environ 3.2%). Il semble donc que, aux échelles de temps étudiées, l'interaction pseudo-blast/film se passe globalement comme l'interaction choc soutenu/film : l'accélération du film engendre la formation d'un nouveau choc, dont les propriétés sont les mêmes que celles du choc incident mais présentant un léger retard par rapport à la position qu'aurait eu le choc incident en l'absence de film. Nous pensons que nous sommes à une échelle de temps tellement courte que la détente qui suit le choc n'a pas beaucoup d'influence sur l'écoulement et donc que nous pouvons appliquer les mêmes équations ici que dans le cadre des chocs soutenus.

## Vitesse du film

Nous pouvons calculer le nombre Mach de l'onde incidente  $M_i = (u_i - u_0)/a_0 = u_i/a_0$  car l'onde de choc incidente se propage dans un milieu au repos. Cela nous permet d'en déduire la vitesse des gaz derrière le choc incident  $u_1$  grâce à (Eq. 1.23).

Nous avons donc pu comparer la vitesse du film  $u_f$  avec la vitesse théorique des gaz derrière le choc incident  $u_1$  sur la figure 3.33. Nous avons ici un très bon accord entre la vitesse du film et celle des gaz. En effet l'écart entre les deux vitesses ne dépasse pas  $12m.s^{-1}$ , ce qui vient appuyer notre conjecture supposant que la vitesse terminale du film est égale à celle des gaz.

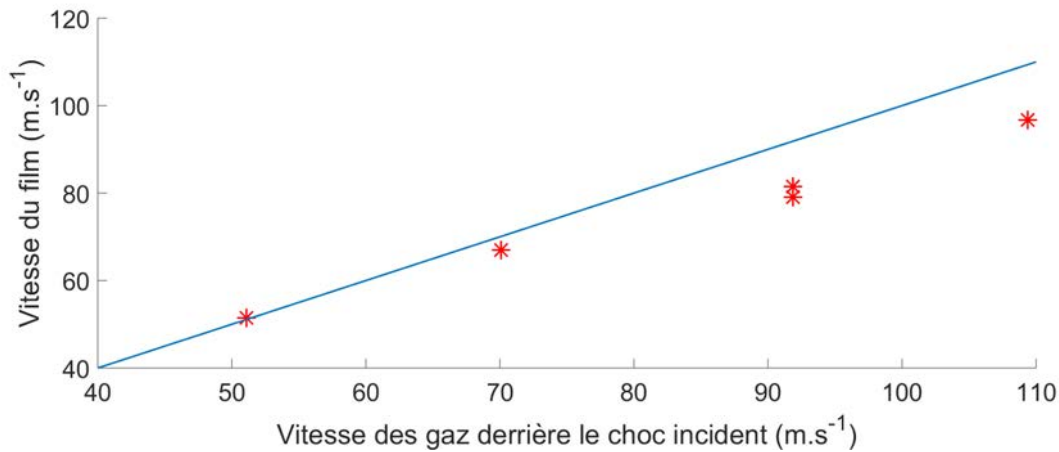


FIGURE 3.33 – Comparaison de la vitesse des films  $u_f$  avec celle des gaz  $u_1$  obtenue par calcul à l'aide du Mach de l'onde incidente  $M_i$ .

### Étude du choc réfléchi

Comme nous avons pu constater sur les images spatio-temporelles que le choc réfléchi semble être peu atténué, nous avons aussi voulu déterminer le nombre de Mach de l'onde réfléchi obtenu expérimentalement par ombroscopie pour ensuite le comparer à son nombre de Mach théorique, obtenu grâce au modèle : (Eq. 3.1) et (Eq. 1.19).

Afin de déterminer le nombre de Mach du choc réfléchi  $M_r$ , nous déterminons tout d'abord la vitesse absolue du choc réfléchi  $u_r$  sur les images spatio-temporelles grâce aux pentes des trajectoires du choc. La vitesse relative du choc réfléchi par rapport aux gaz du milieu 1 est alors calculée par  $v_r = u_r - u_1$ . Ensuite, nous déterminons la vitesse du son derrière le choc incident  $a_1$  à l'aide de (Eq. 1.18). Et finalement, nous obtenons le nombre de Mach du choc réfléchi  $M_r = v_r/a_1$

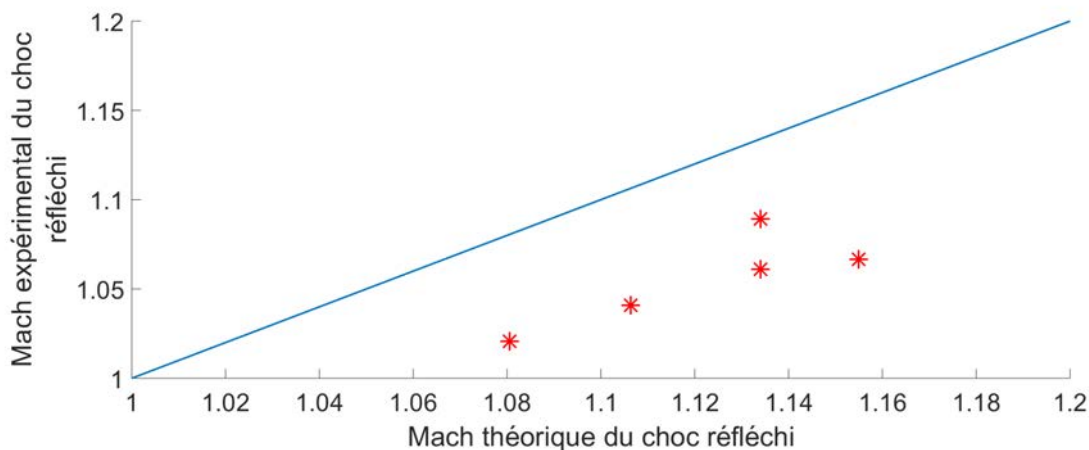


FIGURE 3.34 – Comparaison entre Mach de l'onde réfléchi obtenu grâce à un calcul théorique (Eq. 1.24) et (Eq. 1.19) et celui obtenu à l'aide des images spatio-temporelles

Nous voyons que le Mach du choc réfléchi obtenu à partir des images spatio-temporelles est inférieur au Mach obtenu par calcul de la réflexion d'onde sur le film. La différence entre les deux est d'environ 6%. Nous pensons que le choc réfléchi a été très fortement atténué lors des premières microsecondes du mouvement du film, à une échelle de temps trop faible pour pouvoir être visualisée correctement. Une fois que le film a fini d'accélérer, le moteur de l'atténuation étant arrêté, le taux d'atténuation devient beaucoup plus faible. Le choc semble se propager à vitesse constante.

Ceci est donc cohérent avec les simulations numériques présentées au Chapitre 3.2. L'onde de choc réfléchie est très fortement atténuée par la détente issue de l'accélération brutale du film pendant les 10 premières microsecondes de la simulation. Une fois que le film a atteint sa vitesse terminale, la vitesse du choc réfléchi varie beaucoup plus lentement.

### Pseudo-blast sur un train de films

Nous utilisons à nouveau un dispositif d'ombroscopie, afin de visualiser l'interaction blast/train de films. La largeur du système que nous voulons étudier fait que nous devons prendre une résolution spatiale et temporelle plus faible que pour les films unitaires. La caméra a été décalée vers le haut et image maintenant une zone centrée autour du capteur 4 afin de pouvoir visualiser les différentes ondes de choc sur une durée plus importante. Nous pouvons alors créer des images spatio-temporelles tels que celle présentée en figure 3.35 :

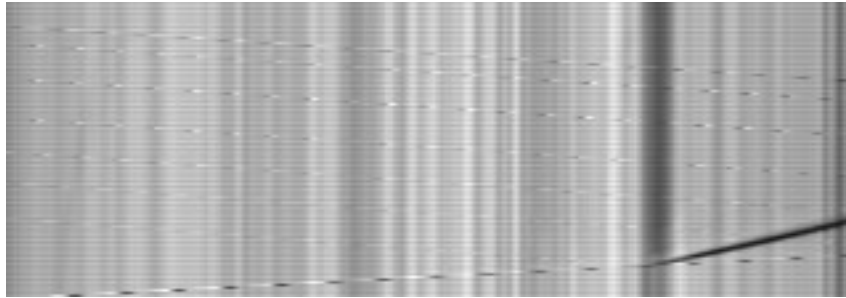


FIGURE 3.35 – Image spatio-temporelle brut d'un pseudo-blast sur un train de film pris par ombroscopie. Verticalement : direction  $x$ ,  $11.1 \text{ px.mm}^{-1}$ , horizontalement : temps,  $120 \text{ px.ms}^{-1}$

Nous pouvons peut facilement distinguer sur l'image les ondes de choc incidentes et transmises ainsi que la position du film. Cependant il est plus difficile de voir les ondes de choc réfléchies à cause de l'inhomogénéité de l'arrière plan. Nous effectuons donc le même traitement d'images que pour les images spatio-temporelles des ondes de choc soutenues (figure 3.36).

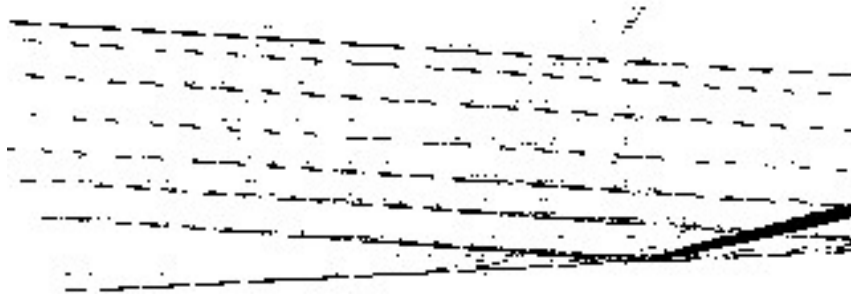


FIGURE 3.36 – Image spatio-temporelle une fois traité d'un tir sous ombroscopie d'un tir sur un train de films. Nous distinguons alors facilement les trajectoires des différents ondes de choc réfléchies

Nous pouvons voir très clairement sur cet exemple les trajectoires des ondes de chocs aussi bien incidente que réfléchies ainsi que la trajectoire du film une fois celui ci mis en mouvement. Nous remarquons alors que, lors de ce tir, il y avait sept films dans le tube, car nous pouvons observer la présence de 7 ondes de choc réfléchies, ce que l'on pouvait difficilement distinguer dans le diagramme original. De plus, nous constatons qu'il n'y a pas de différences notables entre les images spatio-temporelles faites avec des pseudo-blasts, et celles faites avec des chocs soutenus. Nous pouvons ensuite nous en servir pour déterminer les vitesses des différentes ondes. L'incertitude sur les vitesse ici n'est plus que d'environ 1% car nous avons décalé la caméra afin de voir les ondes de choc pendant plus longtemps.

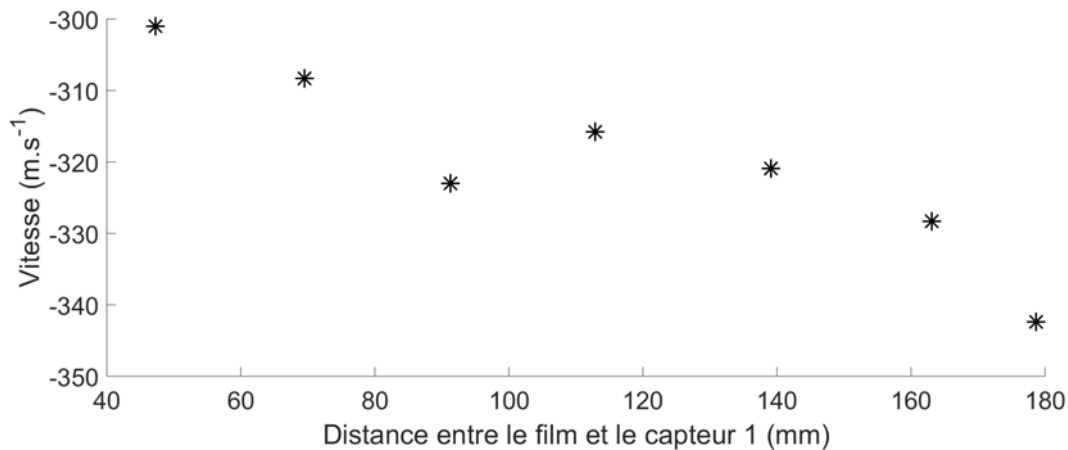


FIGURE 3.37 – Vitesse des films obtenue grâce au diagramme spatio-temporel. La vitesse des ondes réfléchi est négative ici car celles-ci vont dans la direction opposée à l'onde incidente.

Nous constatons alors que globalement la vitesse des ondes réfléchies décroît avec la distance du film qui génère la réflexion. Cela peut être dû à la détente qui suit directement l'onde de choc et qui est créée par le déplacement du film dans le tube, mais aussi liés à la variation de vitesse du gaz après le passage des ondes de choc précédentes.



Nous pouvons alors associer chaque onde de choc réfléchi des images spatio-temporelles à sa surpression sur les signaux issus des capteurs de pression.

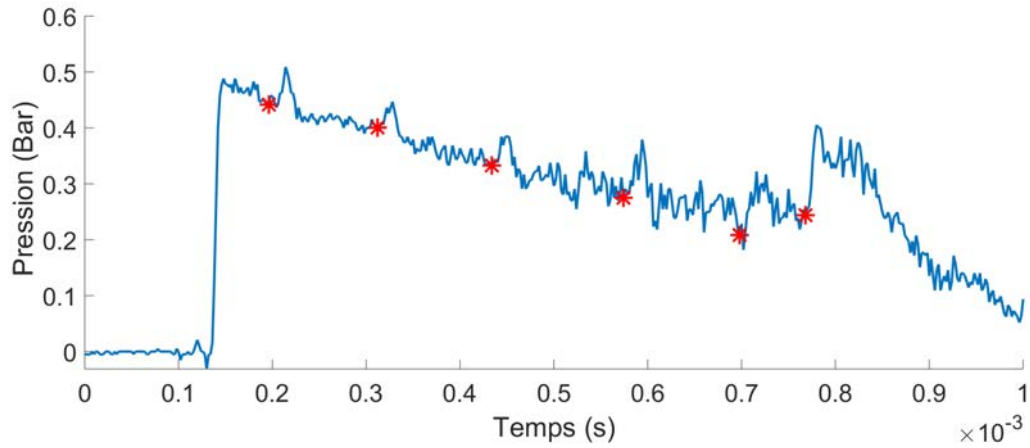


FIGURE 3.38 – Comparaison des temps d’arrivée aux capteurs issu des images spatio-temporelles (en rouge) et les signaux de pression

Bien que la comparaison des temps d’arrivée des ondes réfléchies sur nos nos signaux de pressions et les temps issus des images spatio-temporelles soit plutôt satisfaisante, nous notons la présence d’un décalage systématique d’environ  $2 \mu s$ , dont nous ignorons la cause. De plus, lors de certains tirs, le premier film se trouve entre les capteurs 3 et 4. Nous pouvons donc observer l’effet de la présence d’un film sur la surpression issue de l’onde de choc incidente.

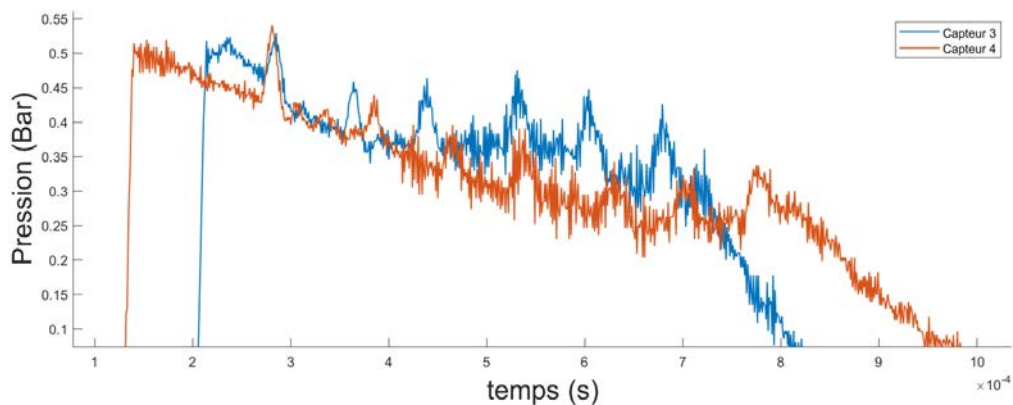


FIGURE 3.39 – Signaux de pression issus des capteurs 3 et 4, alors qu’un film se trouve entre les deux

Nous constatons que la surpression générée par l’onde de choc incidente est sensiblement la même que nous soyons au niveau du capteurs 3 avant le film ou du capteur 4 après le film. Cette fois ci, ce sont des données des capteurs qui confortent notre conjecture

proposant que l'onde de choc reformée derrière le film soit sensiblement identique à l'onde incidente

### 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un modèle simple permettant de décrire l'accélération d'un film dans un tube à choc, ainsi que les différentes ondes qui entrent en jeu dans ce processus : l'onde de choc incidente se réfléchit sur le film, ce qui engendre un différentiel de pression entre les faces du film et le met en mouvement. Le film agit ensuite comme un piston, créant une surpression puis un choc devant lui, et une détente suivant le choc réfléchi derrière lui.

La discussion autour du modèle et des différentes approximations que nous avons fait nous a permis de conjecturer que les ondes de choc incidente et reformée ont vraisemblablement les mêmes propriétés, ce qui est équivalent à considérer que le film se déplace à la même vitesse que les gaz derrière l'onde de choc incidente.

Nous avons ensuite montré que notre modèle, ainsi que la conjecture effectuée, semblent en adéquation avec des résultats issus d'une part de simulations numériques, et d'autre part avec nos observations expérimentales effectuées sur des films et des trains de films, notamment grâce au procédé de visualisation par ombroscopie.



# Chapitre 4

## Déformation d'un film inhomogène mis en mouvement par un choc

Dans ce chapitre, nous étudions les effets des inhomogénéités d'épaisseurs des films, lors de leur impact par un choc, sur le mécanisme de rupture. Nous avons alors pu identifier deux modes de rupture. L'un d'entre eux est déjà connu et a été traité par [Bremond and Villermaux, 2005], cependant, l'autre ne semble pas avoir fait l'objet d'études. Ce chapitre faisant l'objet d'un article que nous allons soumettre, il a été directement rédigé en anglais.

### 4.1 Phenomenology of the rupture process

The two rupture modes are first qualitatively illustrated in Fig. 4.1 using the set-up presented in section 4.3.

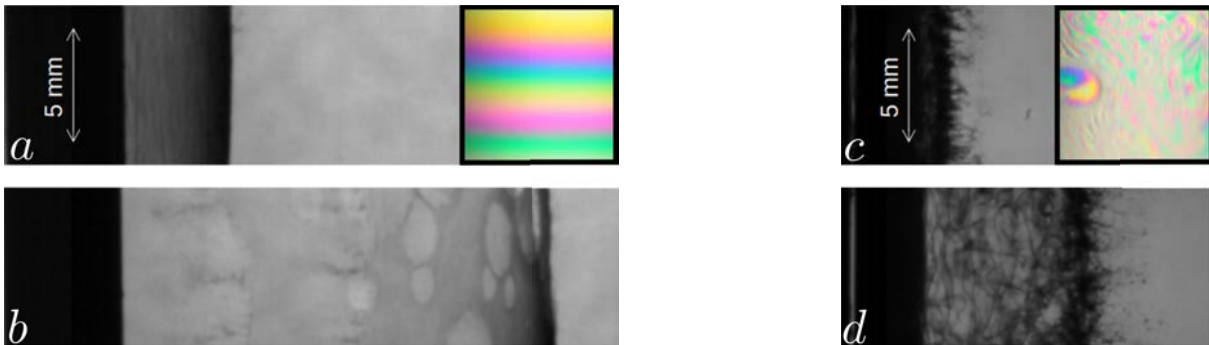


FIGURE 4.1 – Side view of the rupture induced by a shock on a foam film with either small thickness gradients (a, b), or large gradients (c, d). The delays after the shock are : (a)  $t_a \lesssim 100\mu s$ ; (b)  $t_b = t_a + 200\mu s$ ; (c)  $t_c \lesssim 30\mu s$ ; (d)  $t_d = t_c + 100\mu s$ . The insets in (a) and (c) are front views of the two films, in which the thickness field can be deduced from the interference colors (same scale as the main images).

Figures 4.1(a) and 4.1(b) are the side views of a foam film at two different times and illus-

trate the destabilization described in [Bremond and Villermaux, 2005]. The black band on the left is the solid frame which initially supports the film. At time  $t = 0$ , a film is impacted by a shock wave, propagating to the right : the film accelerates (see Chapter 3), reaches a constant velocity (a) and remains smooth until the first circular holes appear and grow (b). The thickness, qualitatively deduced from the interference colors shown in the inset of (a), is 350 nm in the top part of the film and 700 nm in the bottom part. Importantly, the top and bottom parts reach the same asymptotic velocity despite their thickness difference. In this first example the film is vertical, and the gravity induces a stratification : the initial thickness fluctuations are reorganized spatially (before the shock) so that the thickest parts are at the bottom and the thinnest parts at the top. This minimizes the thickness gradients in the film.

Figures 4.1(c) and 4.1(d) illustrate the evolution of another film, at the same time and space scales. In that second case, the whole set up has been rotated by  $90^\circ$  : the film is horizontal and the shock propagates vertically. The film velocity is close to the previous case, the foaming solution is identical, and the thickness range in the film is similar, as shown in the insets of Fig. 4.1a and c. The only difference lies in the thickness spatial distribution : patches of various thicknesses are randomly localized in the film and the thickness varies locally over a typical length scale much smaller than the width of the colored bands in the vertical film. Thickness gradients are thus much higher. As shown in Fig. 4.1 (c) and (d), the rupture process is very different : at less than  $30 \mu\text{s}$  after the shock, the vertical film is still smooth and still intact, whereas the horizontal film is strongly deformed in the out of plane direction, with droplets and liquid ligaments which seems to be torn off the film.

Some peculiar structures appears at the rear of the film, as shown in Fig. 4.2. Note that in this case the film is horizontal as in Fig. 4.1c, d, but inside the tube. This avoids the boundary effects at the end of the tube discussed in section 4.3.1, and allows for the visualization of the film rear side.

The behavior shown in Figs. 4.1c, d and 4.2 is not predicted by the theory developed in [Bremond and Villermaux, 2005] and is studied on a controlled system in the following.

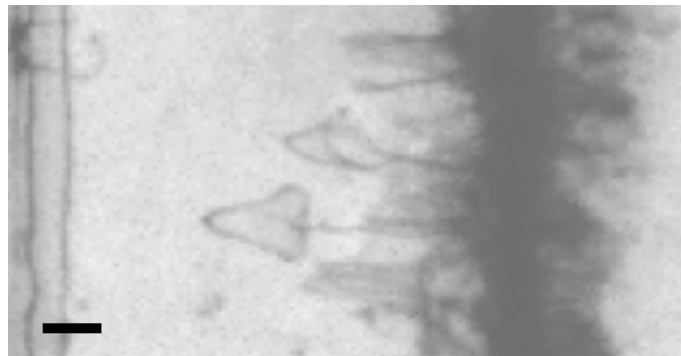


FIGURE 4.2 – Side view of the film 0.5 ms after the shock. In that case, the film is produced in the tube, and boundary effects are smaller. This allows to visualize the structures which develop at the rear side of the film. The scale bar is 2 mm.

## 4.2 Experimental set-up

### 4.2.1 Materials and methods

The shock wave is produced with the shock tube, whose main characteristics are detailed in the chapter 2.1. For these experiment, we used the long high pressure chamber (200 mm long). The shock is produced by perforating a  $50 \mu\text{m}$  thick mylar sheet used as a diaphragm, with a driving section pressure in the range  $[4 - 6]$  bar.

The pressure signal in the tube is recorded using 4 pressure sensors PCB 113B28 located at  $85 - 115 - 145 - 175$  mm from the end of the tube. The time resolution  $\tau_{\text{osc}} = 1 \mu\text{s}$  is set by the oscilloscope sampling rate.

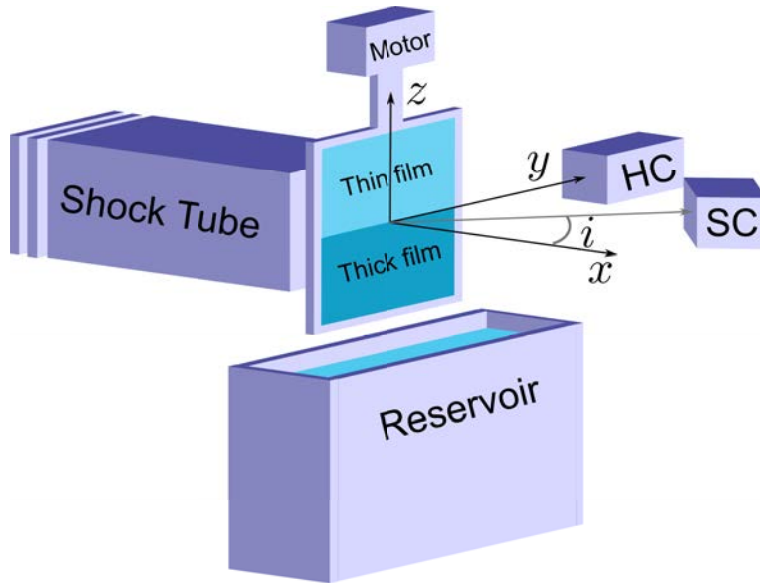


FIGURE 4.3 – Experimental setup. The shock tube is oriented along the axis  $x$  (horizontal). A frame is pulled out of the foaming solution reservoir at controlled velocity to produce a foam film at the end of the tube, in the  $(y, z)$  plane. The high speed camera (HC) provides a side view of the film deformation and the spectral camera (SC) records the mirror reflection of a halogen light on the film, and thus measures the film thickness profile along the vertical direction  $z$ .

We used the foaming solution presented in Chapter 1.2.1. The foam film is produced at the end of the tube by pulling a metallic frame of width  $w = 50$  mm, height  $H = 100$  mm and thickness 3 mm out of a bath (see Fig. 4.3). The inner boundary of the frame is beveled and is only 1 mm thick. The equilibrium position of the film is in the rear plane of the frame (*i.e.* on the tube side), located 5 mm from the tube exit.

This geometry is similar to the one used in [Bremond and Villermaux, 2005]. The originality of our study lies in the foam film thickness profile : using successively a slow and a fast velocity to pull the frame out of the bath we obtain a homogeneous thin film in the top half of the frame, and a much thicker one in the bottom half, with a well defined horizontal frontier (see Chapter 2.2.3. The motor is stopped when the frame is centered

on the tube axis.

At this final position, the frame is fully out of the bath and we tuned the duration of the slower frame motion for the frontier to be in the middle of the film. We generate the shock wave 5 s after the motor stop, which results from a compromise between (I) a delay long enough for the film to stabilize (II) a delay short enough to minimize gravitational drainage in the thick film.

The chosen reference frame  $(0, \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$  is shown in Fig. 4.3 : the origin is in the film plane, in the middle of the frontier, the wave propagates in the  $x$  direction and gravity is  $-\mathbf{g}\mathbf{e}_z$ . The time at which the shock reaches the film is considered as the origin of times. The thickness is measured as a function of  $z$  using the spectral camera Resonon Pika L we introduced in Chapter 2.3.3. With this setup, the intensity  $I$  reflected by a point  $z$  of the imaged line is given by (Eq. 1.28)

$$I(z, \lambda) = I_0 \left( 1 - \cos \left( \frac{4\pi h(z)}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin^2(i)} \right) \right) \quad (4.1)$$

with  $\lambda$  the wave length,  $I_0$  the incoming intensity,  $i$  the incidence angle,  $n$  the refractive index of the solution and  $h(z)$  the local thickness of the film.

The delay between two images is 4 ms, which is much larger than the dynamics of interest, but much shorter than the spontaneous evolution time of the film, before the shock. We thus only analyse the last image before the shock, which allows us to compute the thickness profile of the film  $h(z, 0)$  at the time of the shock. We assume a thickness invariance in the  $y$  direction, which is validated by visual inspection.

Finally, the film motion is recorded using a fast camera Photron FASTCAM SA-X2 type 1080k (introduced in Chapter 2.3.1) used at a rate between 100,000 and 144,000 frames per second. The film is observed in transmission, using a Dedolight DLH400DT spot, powerful enough to use an exposure time of  $0.3 \mu\text{s}$ . Most of the experiments have been performed with a direction of observation being along the  $y$  direction (hereafter called the "side view" position). Some additional observations have been made with a direction of observation making an angle of  $15^\circ$  with the  $x$  direction, in the  $(x, y)$  plane (hereafter called the "front view" position). In that case, the film is lit through the polycarbonate sides of the tube, which considerably degrades the image quality.

The fast camera and the pressure sensors are synchronized, and triggered by the arrival of the shock wave at the first pressure sensor. A dedicated reference image has been taken using the spectral camera and the fast camera to convert the spatial coordinates of both into the same reference frame.

## 4.2.2 Pressure profiles

Typical pressure signals, obtained with the empty tube and the long high pressure chamber are shown in Fig. 4.4 as a function of time. All the experiments have been performed with a driving section pressure in the range  $[4 - 6]$  bar, leading to a shock overpressure near the tube exit of the order of 0.4 bar. The duration of the pressure plateau shown in Fig. 4.4 is limited by the reflexion of the shock on the tube exit, leading to a rarefaction wave propagating towards negative  $x$ .

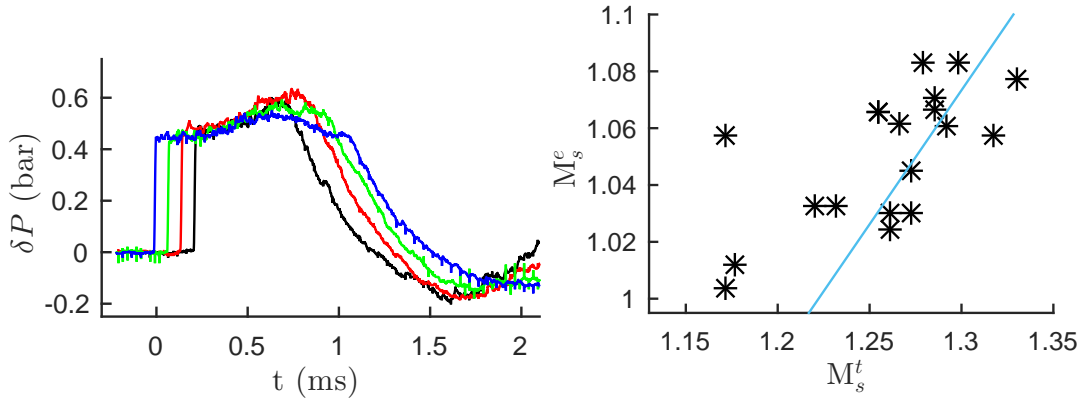


FIGURE 4.4 – (Left) Pressure signals as a function of time for the empty tube, at sensor 1 (black), 2 (red), 3 (green) and 4 (blue); all the apparatus are triggered by the sudden increase of the signal at sensor 1. (Right) Shock Mach number  $M_s^e$  measured just after the foam film, at the tube exit, as a function of the Shock Mach number in the tube  $M_s^t$ . The blue line is a guide for the eyes corresponding to  $M_s^e = 0.83 M_s^t$ .

The shock Mach number is first measured in the tube, at 10 cm from the end of the tube. The pressure front arrives respectively at times  $t_1$  and  $t_4$  at sensors 1 and 4 separated by the distance  $d_{1,4} = 90$  mm. The value  $M_s^t$  is defined as  $d_{1,4}/[a_0(t_4 - t_1)]$  with  $a_0 = \sqrt{\gamma P_0/\rho_0} = 340$  m/s the sound velocity in the gas, in the reference state. The shock wave is also visible on the images and can be tracked. Its Mach number at the tube exit  $M_s^e$  can thus be determined from the images. The relationship between both is shown in Fig. 4.4(right). As the wave expands and slows down after exiting the tube,  $M_s^e < M_s^t$ . The wave is only visible 8 mm downstream of the foam film, whereas the foam film is initially located at 5 mm. The actual wave Mach number is therefore expected to lie between  $M_s^e$  and  $M_s^t$ .

### 4.2.3 Film thickness profiles

To produce the film, we first pull the frame, initially fully immersed, at a velocity  $U_1^m \approx 0.6$  mm.s<sup>-1</sup>. When approximately half the frame is out of the bath, the motor velocity switches abruptly to a much higher, tunable, velocity  $U_2^m$ .

A raw space-spectrum image of the resulting film, made just after the motor stops, is shown in Fig. 4.5, as well as the corresponding film thickness profile, deduced from eq. (1.28). The thickness gradients in the transition domain are too large and the interference pattern is lost. The width of the unresolved zone is of the order of 1 mm, which is our error bar on the frontier position  $z = 0$ , located in the middle of this zone. The thin part of the film is very uniform and the thickness  $h_1$  is defined as  $h_1 = \langle h(z, 0) \rangle_{z>0}$ . The thick part slightly varies with  $z$ , and we denote  $h_2$  the thickness measured at the first resolved point near the frontier, on the thick region side.



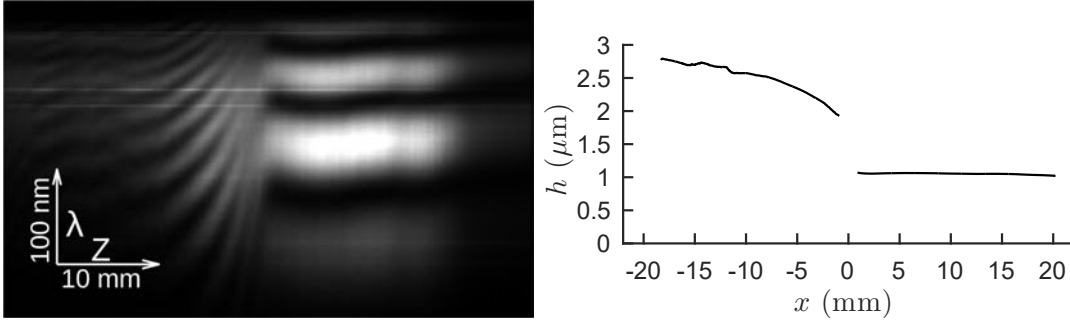


FIGURE 4.5 – Characterization of the film profiles. (Left) Example of raw image of the spectral camera (last image before the shock). (Right) Corresponding film thickness profile  $h(x)$  obtained using the relation 1.28.

We attempted to tune the film thicknesses by varying  $U_2^m$ , in the range  $[10 - 200]$   $\text{mm.s}^{-1}$ . However, as shown in Fig. 4.6, no significant thickness variation was obtained, and we have  $h_1 = (1.12 \pm 0.1) \mu\text{m}$  and  $h_2 = (2.1 \pm 0.2) \mu\text{m}$  for the whole set of data presented in this paper. The thickness in the thick film increases in a band of width 5 mm along the frontier and then saturates. The order of magnitude of this gradient is  $\frac{dh}{dz} = -(0.13 \pm 0.05) \mu\text{m.mm}^{-1}$ , leading to thickness variations smaller than .

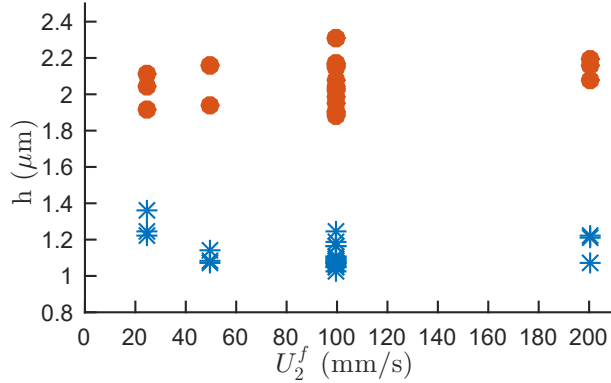


FIGURE 4.6 – Film thicknesses  $h_1$  (in blue) and  $h_2$  (in red) as a function of the motor velocity  $U_2^m$ .

## 4.3 Experimental results

### 4.3.1 Qualitative behaviour

At the impact, the suspended film is strongly accelerated and is torn from the frame and from its bounding menisci. The resulting free film then moves in the  $x$  direction at an almost constant velocity, as shown in Fig. 4.7. Its free boundary retracts at the Taylor-Culick velocity ([Taylor, 1959, Culick, 1960, Keller, 1983]),  $v_{TC} = [2\sigma/(\rho_w h)]^{1/2} \approx 10 \text{ m/s}$  (in the film plane), and the retraction after 0.5 ms is thus of the order of 5 mm. The dynamics of the central part of the film is thus unaffected by this process, in the observation

time range.

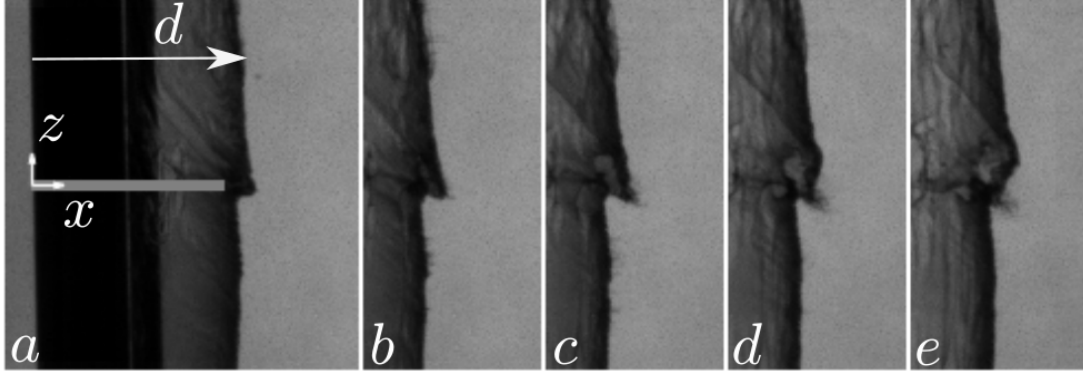


FIGURE 4.7 – Side views of the film at times 35, 63, 91, 119 and 147  $\mu\text{s}$  after the shock, which propagates from left to right. The magnitude of vectors  $\vec{x}$  and  $\vec{z}$  in image (a) correspond to 1 mm. The origin of the  $x$  axis is located at the back of the solid frame; the origin of the  $z$  axis is at the boundary between the thick and the thin parts of the film obtained from the spectral camera : the light gray strip coincides with the domain of unresolved thickness between both parts of the film and the point  $z = 0$  is set in the middle of the strip; the origin of the  $y$  axis is on the symmetry plane of the film. The long white arrow in image (a) indicates the position  $d(z, t)$  of the film (along symmetry plane). Images (b-e) are cropped on their left side at positions  $x = 6, 7.4, 8.8$  and  $10.2$  mm, respectively.

Because of the divergence of the flow at the exit of the tube, the lateral parts of the film (which is slightly larger than the tube exit) are accelerated by a smaller overpressure and reach a smaller velocity, therefore inducing a film curvature, as shown in Fig. 4.7. This effect accounts for the thick grey level zone growing as the film is put into motion. For experiments with a film inside the tube, this boundary effect is not observed. In Fig. 4.7, the well defined frontier separating the uniform light gray level at large  $x$  and the darker part of the image at small  $x$ , is the position  $d(z, t)$  of the film along its symmetry axis  $y = 0$ . In the following, we focus on the central part of the film and we assume that the problem is invariant in the  $y$  direction.

The point  $z = 0$  of the boundary between the thick and the thin parts, obtained with the spectral camera, is drawn in Fig. 4.7(a). The thick part, located at  $z < 0$ , moves at a constant velocity and remains relatively flat and parallel to its initial  $(y, z)$  plane, as expected. The thin part shows a very different behaviour : it tilts and deforms, with its fastest point located very close to the boundary. After a delay of the order of 100  $\mu\text{s}$ , the generation of a vortex is usually observed in the vicinity of the boundary, as shown in Fig. 4.7(c,d) : the fastest point wraps around itself and holes appear in this strongly deformed region, as shown in Fig. 4.8, obtained with the camera in front view position. In the latter figure, the dark domain growing along the boundary position indicates a large tilt of the film with respect to its initial orientation. The first holes appear in this deformed region (Fig. 4.8d), and some rapidly expanding circular holes are clearly visible on the next images. The expansion velocity in this example is 7 m/s, consistent with the

Taylor-Culick velocity of a 1  $\mu\text{m}$  thick film.

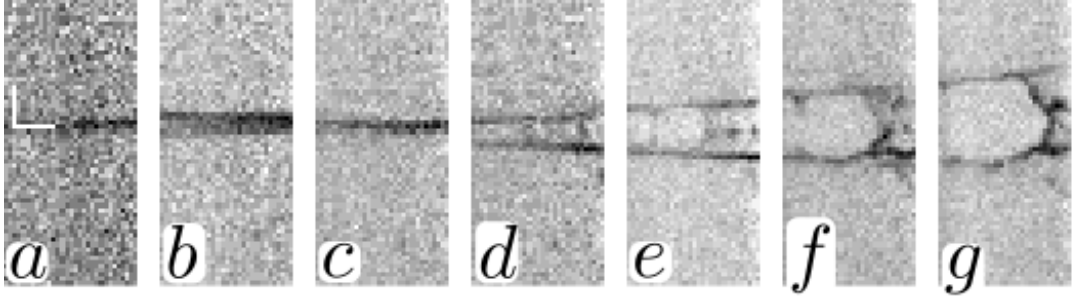


FIGURE 4.8 – Front views of the film at times 67, 108, 150, 192, 233, 275 and 317  $\mu\text{s}$  after the shock, front view. The white segments in Fig. a correspond to 1 mm in the  $y$  direction (horizontal) and in the  $z$  direction (vertical). The darker line is located along the boundary between the thin and the thick parts of the film, initially at  $z=0$  in image a. The width of this deformed strip increases with time. In (d) the first holes appear in the middle of the dark strip and expand in the following images, at the Taylor Culick velocity.

### 4.3.2 Film's geometrical properties

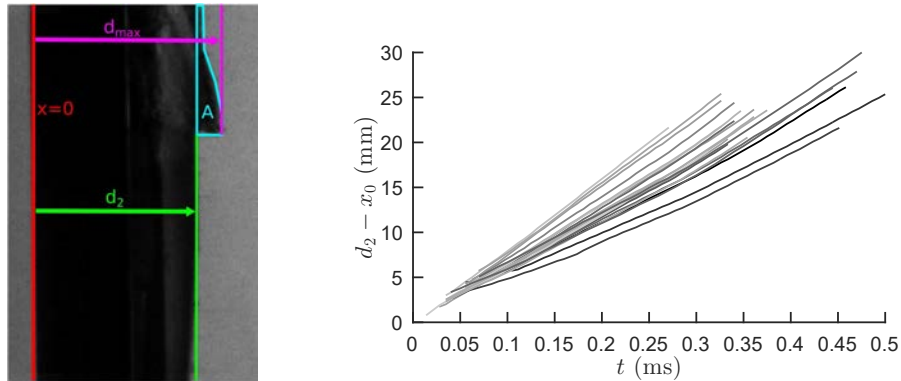


FIGURE 4.9 – (left) Definition of the geometrical quantities  $d_2$ ,  $d_{max}$  and  $A$ . (right) Position  $d_2$  of the thick part of the film as a function of time. The gray level indicates the Mach number  $M_s^t$ : it varies between 1 (dark gray) and 1.1 (light gray). The initial position of the film ( $x_0$  obtained from the fitting procedure) has been subtracted from  $d_2$  for a better readability.

In order to quantify the film dynamics before its rupture, we systematically extracted different geometrical quantities from the side view images, as shown in Fig. 4.9, left. The film shape, assumed to be independent of  $y$  in its central part, is characterized by the equation  $x = d(z, t)$ . As previously discussed, the foam film is expected to be initially in the rear plane of the frame, which we chose as reference for  $x$  (see Fig. 4.7(a)). The first image where the shock is visible at the right of the frame is our experimental definition

of the reference time  $t = 0$ . With these conventions,  $d(z, 0) = 0$  and  $d(z, t) > 0$  at later times.

We determined the frontier position  $z = 0$  as the beginning of the film deformation, on the fastcam images. We checked that this point is consistent with the frontier position determined from the spectral camera data (see Fig. 4.7). As the thick film remains flat, its position  $d_2(t)$  is obtained from an average over the whole  $z < 0$  domain. All the pixel lines between the image bottom and  $z = 0$  are first summed up. Along this averaged profile, the gray level shows a sharp decrease : the middle of this jump is automatically detected, providing the experimental definition of  $d_2(t)$ .

For the thin part of the film, we extracted  $d_{max}$  which is the position  $d(z_{max})$  of the fastest point. Finally, we measured the whole area  $A$  between the thin film profile  $x = d(z, t)$  and the thick film position  $x = d_2(t)$  for  $0 < z < z_{top}$  where  $z_{top}$  is the upper limit of the image :

$$A(t) = \int_0^{z_{top}} [d(z, t) - d_2(t)] dz \quad (4.2)$$

### 4.3.3 Film trajectory

The thick film trajectory, characterized by the time evolution of  $d_2$  is shown in Fig. 4.9, right. The acceleration time scale, of the order of the microsecond, is below our temporal resolution, and the dominant observed feature is thus a global motion of the whole film at a constant velocity  $U$ . Consistently, all the trajectories are well fitted by a law  $d_2(t) = x_0 + Ut$ .

We defined the origin of the  $x$  axis as the rear side of the frame, which is the equilibrium position of the foam film. Consistently, the initial positions deduced from the fits verify  $\langle x_0 \rangle = 0$ , when averaged over all the data. However, the standard deviation  $\delta x_0 = 2$  mm is large, and can not be explained by the uncertainty on the impact time, which is the  $10 \mu\text{s}$  delay between two images. This dispersion is probably due to some foam film vibrations induced by the fast pulling of the frame. The initial position has been subtracted on the trajectories shown in Fig. 4.9 (right).

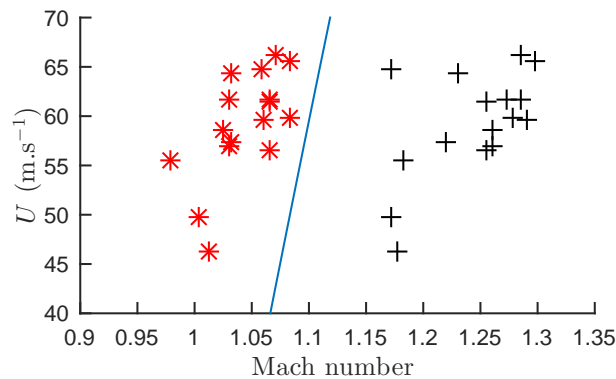


FIGURE 4.10 – Velocity  $U$  of the film, as a function of the Mach numbers  $M_s^t$  (+) and  $M_s^e$  (\*). This film velocity is compared to the prediction of (Eq. 1.22) (blue line).

In Fig. 4.10, the obtained thick film velocities  $U$  are plotted as a function of the Mach numbers  $M_s^t$  and  $M_s^e$  (defined in Fig. 4.4). Whatever the chosen definition for the Mach number, we observed an increase of the film terminal velocity with the shock magnitude. The comparison with the film velocity  $U^{th}$  predicted in section 4.4 shows that the film velocity is compatible with an actual shock Mach number between  $M_s^t$  and  $M_s^e$ .

### 4.3.4 Film deformation

The film deformation can be characterized by the difference  $d_{max} - d_2$ , which is plotted as a function of time in Fig. 4.11, for all our data. This quantity regularly increases after the shock, until it reaches typically one millimeter after a fraction of millisecond. The fastest point therefore moves at a velocity of the order of 3 mm/s relatively to the thick part, which is much smaller than the average film velocity  $U$ , of the order of 50 m/s : the thickness difference does not affect the global motion of the film. The one millimeter shift is in contrast very large compared to the film thickness, and corresponds to a dramatic deformation, leading to the film burst. The largest Mach numbers lead on average to slightly larger shifts, but the difference observed is smaller than the data dispersion.

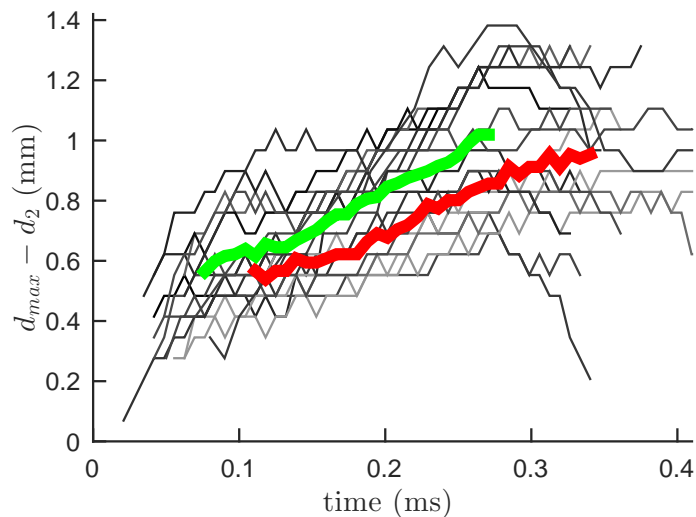


FIGURE 4.11 – Film position difference  $d_{max} - d_2$  as a function of time. The grey level indicates the Mach number  $M_s^t$  : it varies between 1.15 (light grey) and 1.35 (dark grey). The coloured lines are averaged values, obtained for the data set with  $M_s^t = (1.2 \pm 0.04)$  (red) and  $(1.29 \pm 0.04)$  (green).

## 4.4 Model

### 4.4.1 Shock impact on the 2-thicknesses film

#### 1D model

Using the model presented in Chapter 3, the film trajectory is easily obtained, in the weak shock limit, by integrating eq. (3.17) :

$$x_f = U^{lin} \left[ t - \tau(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \right] . \quad (4.3)$$

The asymptotic velocity is independent of the film thickness, but the acceleration time varies as  $h$ , and is thus  $\tau_1$  in the thin part and  $\tau_2$  in the thick part, with  $\tau_1 < \tau_2$ . Assuming that each part of the film evolves independently of one another, and that the 1D model of section 3.1.2 remains valid, we predict from eq. (4.3) that the distance between both film parts should be

$$\Delta^{1D} x = U^{lin} \left( \tau_2 - \tau_1 + \tau_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} - \tau_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) . \quad (4.4)$$

This theoretical shift reaches a constant value after  $\tau_2 \sim 1\mu\text{s}$  and its asymptotic value is

$$\Delta_{\infty}^{1D} x = U^{lin} (\tau_2 - \tau_1) = \frac{P_1 - P_0}{2\gamma P_0} \frac{\rho_w}{\rho_0} (h_2 - h_1) \quad (4.5)$$

which is of the order of  $100 \mu\text{m}$ . This small shift is much smaller than the observed value, which should thus be explained by a coupling between both parts of the film.

#### Transverse flows

During the acceleration time, transient pressure gradients appear in the  $z$  direction, at the origin of gas fluxes across the plane  $z = 0$ . We determine the scaling and the order of magnitude of these fluxes below, in the weak shock limit.

From the 1D model of paragraph 3.1.2, we know that, schematically, for  $t \in [0; \tau_1]$  the incident shock wave has been reflected on the film which is immobile ; for  $t \in [\tau_1; \tau_2]$ , which is the case shown in Fig. 4.12, the thin part moves at  $U$  and the incident shock has been rebuilt downstream in the  $z > 0$  domain, whereas the thick film can still be considered as immobile ; for  $t > \tau_2$ , the whole film moves at  $U$  and the initial shock has been rebuilt downstream for all  $z$ . In a very crude approach, we will determine the transverse fluxes as perturbations to this reference situation.

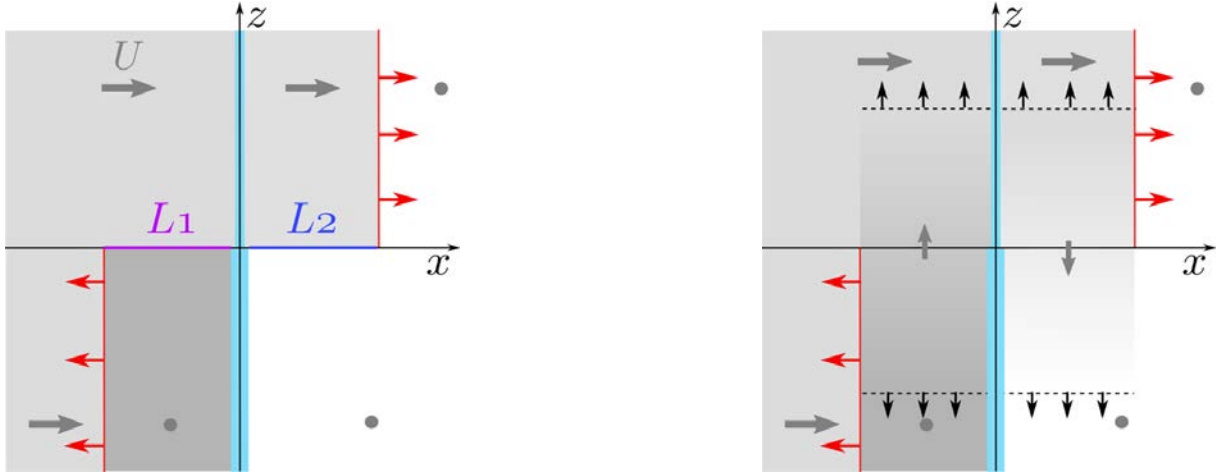


FIGURE 4.12 – Schematic view of the pressure and velocity fields on both sides of the thin film ( $z > 0$ ) and thick film ( $z < 0$ ), at a typical time  $t$  between  $\tau_1$  and  $\tau_2$ , in the weak shock limit. The red lines represent the shock waves, moving at velocity  $a_0$  in the direction of the red arrows; the dark grey arrows represent the gas velocities (with grey dots for gas at rest); the grey background is representative of the pressure level:  $P_0$  in white,  $P_0 + \delta P$  in light grey and  $P_0 + 2\delta P$  in dark grey. The left-hand configuration is the prediction of the 1D model of section 3.1.2, leading to unphysical discontinuities along the line  $L_1$  (magenta) and  $L_2$  (dark blue). The right-hand side configuration shows the compression and rarefaction waves (dashed lines) propagating along the  $z$ -direction at a velocity  $a_0$  (black arrows), inducing a vertical flux downwards (resp. upwards) in front of (resp. behind) the film.

As shown in Fig. 4.12(left), the above reference scenario involves a pressure discontinuity along two segments  $L_1$  and  $L_2$ , respectively upstream and downstream of the film, over a time interval  $\delta\tau = \tau_2 - \tau_1$ . The segment lengths scale as  $a_0\delta\tau$  and the associated pressure jumps as  $\delta P = P_1 - P_0$ , the initial shock amplitude. The system cannot sustain such a pressure discontinuity along the  $z = 0$  line, and waves propagating in the  $z$  direction are generated, as shown in Fig. 4.12(right).

Along the segment  $L_1$ , the vertical gas velocity  $w_1$  induces (i) a compressive wave invading at the sound velocity a gas at pressure  $P_0 + \delta P$  in the  $z > 0$  domain; (ii) a rarefaction wave invading a gas at pressure  $P_0 + 2\delta P$  in the  $z < 0$  domain. Taking into account only the vertical component of the flow, Riemann invariant conservation yields

$$P(L_1) = (P_0 + \delta P) \left( 1 + \gamma \frac{w_1}{a_0} \right), \quad (4.6)$$

$$P(L_1) = (P_0 + 2\delta P) \left( 1 - \gamma \frac{w_1}{a_0} \right). \quad (4.7)$$

The continuity of velocities and pressures along  $L_1$  finally leads to

$$w_1 = \frac{a_0}{2\gamma} \frac{\delta P}{P_0} = \frac{1}{2} U^{lin}. \quad (4.8)$$

As the compressive and rarefaction waves propagate at the sound velocity, the gas set into motion at time  $\tau_2$  at velocity  $w_1$  is in a domain of height  $\delta\tau a_0$  in the  $z$  direction. The corresponding pressure field is shown schematically in Fig. 4.12.

The same process arises along the segment  $L_2$ , with a resulting negative  $z$ -velocity.

At later times, for  $t > \tau_2$ , the whole system is set into motion at the velocity  $U^{lin}$  in the  $x$  direction, and the pressure field around the film has relaxed towards  $P_1$ . However, the gas having a vertical velocity at time  $\tau_2$  keeps moving by inertia. The resulting upstream flux across the line  $z = 0$  scale as

$$Q_u = \frac{a_0}{2\gamma} \frac{\delta P}{P_0} a_0 \delta\tau = \frac{\rho_w}{\rho_0} \frac{a_0}{4\gamma} \frac{\delta P}{P_0} \delta h. \quad (4.9)$$

The domain where this volume is redistributed should extend over a distance  $z_{def}(t) = w_1 t$  in the  $z$  direction.

#### 4.4.2 Comparison with experimental data

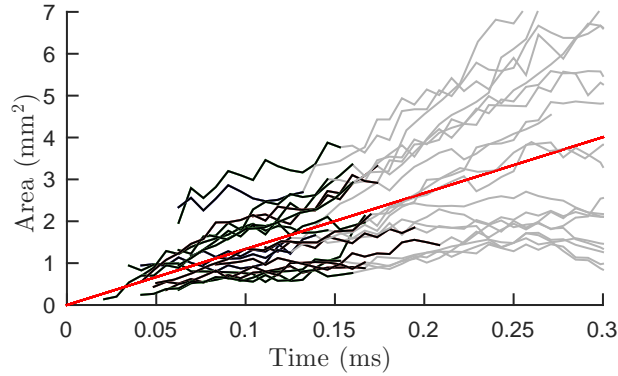


FIGURE 4.13 – Excess area  $A(t)$  defined by eq. 4.2 as a function of time for all the experiments. The lines are black when the deformation front is in the field of view, and gray afterwards. The red line is the prediction  $A^{th} = Q_u t$  with  $Q_u$  given by eq. 4.9.

Neglecting the effects of gas compressibility, the previous model predicts that  $dA/dt = Q_u$ , with  $A$  the volume excess (per unit length in the  $y$  direction) behind the thin film, with respect to the undeformed situation. This quantity has been defined in Fig. 4.9 and is plotted as a function of time in Fig. 4.13. In order to compare our data with the prediction, the volume  $A$  should be in principle measured in the whole region ranging from  $z = 0$  to  $z = z_{def}(t)$ , which are supposed to be the boundaries of the deformed region. The theoretical value  $z_{def}(t)$  reaches the upper limit of the field of view at a time  $t_{max}$ , after which some part of the deformation is not measurable anymore. In Fig. 4.13, the data are plotted in black if  $t < t_{max}$  and in gray afterwards. These data are compared to the linear law  $Q_u t$  predicted by equation (4.9). The film thickness difference we used in eq. (4.9) is  $\delta h = 1 \mu\text{m}$  (see Fig. 4.5); the incoming shock amplitude is  $\delta P = 0.2$  bar, corresponding to a Mach number  $M_{s,1} = 1.1$  (see eq. (1.17)). This value is deduced from the averaged asymptotic film velocity (see Fig. 4.10).



Despite its simplicity, the model predicts the right order of magnitude for the total flux  $Q_u$ . The model also predicts that the lateral extension of the deformation in the  $z$  direction should be  $z_{def}(t) = w_1 t$ , *i. e.* of the order of 3 mm after 0.1 ms if  $U_f = 60\text{m/s}$  (see eq. 4.8). This is the order of magnitude that can be observed at short time, in Fig. 4.7 for example. However, the area shown in Fig. 4.13 keeps increasing at constant rate at long times, when the deformation increase is predicted to be out of the field of view (the gray part of the lines in Fig. 4.13). This evidences that the gas remains closer to the boundary than predicted by the model in the time range  $[0.2 - 0.3]$  ms after the shock. The transverse velocities shown in Fig. 4.12 are consistent with the appearance of a vortex at these times, and with its orientation. This vortex may trap the gas flux and be at the origin of the localization of the deformation close to the boundary.

We believe that the patterns observed in Fig. 4.2 are due to the same phenomenon : some thick patches are left behind the film, with their boundaries wrapping around themselves downstream, thus forming the observed mushroom shapes. The typical thickness pattern in the film is shown in the inset of Fig. 4.1c : the thickness varies in the range  $[300 - 800]$  nm, with disordered pattern involving many length scales. The amplitude of the induced film deformations can only be seen in the side views, but, as these images are only a 2D projections of the shape, most of these fluctuations are hidden by each others. However, the slowest and fastest pieces of film are visible. In some cases, a relatively regular shape without hole is observed (most often at the rear side of the film), which volume evolution can be measured. We have only few examples satisfying these requirements, but we can deduce orders of magnitude of transverse fluxes from them. As discussed below, they compare nicely to our model.

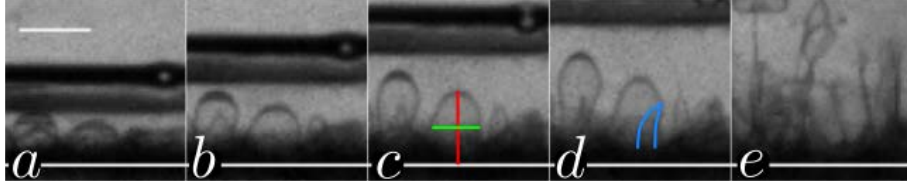


FIGURE 4.14 – Zoom on an individual structure in the deformed film, at times 15, 20, 25, 30 and 60  $\mu\text{s}$  after the shock (which propagates downwards). The red and green segments in Fig. c represent respectively the lengths  $R_2$  and  $2R_1$  of the structure of interest ; the horizontal white line is the position  $x_f$  of the film as defined in the text. The image d is the last measurable image of the sequence, as a hole, underlined in blue, appears. The scale bar in Fig. a is 1 mm.

One example is shown in Fig. 4.14. The average position  $x_f$  of the film is extracted and provides the film velocity  $U_f = dx_f/dt$ . We measure at different times the width  $2R_1$  of an individual structure and the position  $x_{min}$  of its slowest part. We define  $R_2 = x_f - x_{min}$  and the gas volume trapped in the structure as  $\Omega(t) = \pi(R_2 - R_1)R_1^2 + 2\pi R_1^3/3$ , approximating the structure shape by a cylinder with a hemispherical end. The volume is plotted as a function of time in Fig. 4.15 and shows a linear evolution, only due to the increase of  $R_2$ . The value of  $R_1$  is constant with time and is interpreted as the radius of the initial patch of higher thickness. Following the assumption of our model, we expect a flux  $Q_u$  given by

$R_1$ (mm)	0.29	0.36	0.61	0.18	0.16	0.19
$\Delta P/P_0$	0.47	0.35	0.26	0.23	0.22	0.17
$\delta h^{fit}$ ( $\mu\text{m}$ )	0.37	0.33	0.35	0.14	0.47	0.13

TABLE 4.1 – Examples of analyzed structures at the rear of films. The structure width  $R_1$  is measured on few successive images and averaged over time; the incoming shock amplitude  $\Delta P$  is deduced from the film mean velocity  $U_f$ ; the thickness difference  $\delta h$  is deduced from the structure volume variation rate, using the prediction (Eq. 4.10). Quantitative comparisons can not be performed, as the thickness field is not spatially resolved. However, the values obtained by the fitting procedure is in the expected range.

eq. 4.9 to occur along the perimeter  $2\pi R_1$  of this thick patch. The prediction is thus

$$\Omega^{th} = 2\pi R_1 t \frac{\rho_w}{\rho_0} \frac{a_0}{4\gamma} \frac{\delta P}{P_0} \delta h. \quad (4.10)$$

The pressure difference  $\delta P$  is deduced from the film velocity  $U_f$  m/s using eq. 3.18,  $R_1$  is the structure radius, averaged on the successive images, and the thickness difference  $\delta h$  is kept as adjustable parameter, to fit the measured values  $\Omega(t)$ .

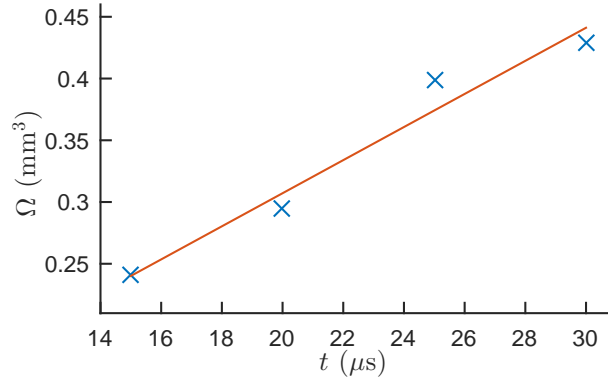


FIGURE 4.15 – Volume trapped in the individual structure of Fig. 4.14 as a function of time.

The characteristics obtained for 6 structures are summarized in table 4.1.

Quantitative comparisons with experiments would require to measure the thickness field with out of reach temporal and spatial resolutions. However, the predicted thickness difference is always in the expected range, confirming that the model predicts the right order of magnitude for the observed structures.

## 4.5 Conclusion

Nous avons étudié la déstabilisation d'un film présentant de forts gradients d'épaisseur lors de son impact par une onde de choc.

Nous avons montré que, lors de cette interaction, la différence d'inertie entre les différentes parties fines et épaisses du film, entraîne l'apparition d'écoulements parallèles au film qui accélère les parties fines et ralentit les parties épaisses. Cela entraîne une déformation localisée du film et conduit alors à sa rupture au niveau du gradient.

Nous avons pu mesurer cette déformation sur des films présentant un gradient d'épaisseur localisé et pensons que ce phénomène est responsable du mode de rupture particulier des films horizontaux.

Nous pensons ainsi que ce mode de déformation et de rupture des films peut jouer un rôle important dans la déstabilisation des mousses 3D, et peut avoir une influence sur la distribution des tailles de gouttes après rupture.

# Chapitre 5

## Oscillations d'un film non-parallèle au choc

Nous avons jusqu'ici considéré des films plans, perpendiculaire à la section du tube. Le plan de l'onde de choc et le film étaient donc parallèles. Or, dans une mousse 3D, toutes les orientations sont possibles.

Par conséquent, dans ce chapitre, nous allons considérer des structures à quelques films, permettant d'observer l'impact d'un choc sur un film pouvant être soit perpendiculaire au plan de l'onde, inclinés d'un certain angle. Nous en profiterons aussi pour étudier l'impact de l'onde sur les bords de Plateau. Dans tous les cas, les films observés dans ce chapitre sont non horizontaux afin d'éviter l'instabilité étudiée au chapitre 4.

Dans ces conditions, nous observons le développement d'une instabilité d'une autre nature, conduisant à des déformations régulières du film, et que nous identifions comme une instabilité dérivée de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

### 5.1 Dispositifs expérimentaux et phénoménologie des impacts

#### 5.1.1 Impact sur un élément de mousse à plusieurs films

Le comportement sous choc des différents éléments d'une structure de mousse est d'abord observé qualitativement avec la structure à 5 films schématisée Fig. 5.1, obtenue avec la technique discutée au paragraphe 2.2.2.

Dans cette structure, un film (appelé film central) est perpendiculaire au choc, et ses 4 films voisins sont légèrement courbes et avec une orientation oblique par rapport au choc. De plus, deux bords de Plateau sont "libres", c'est à dire qu'il ne sont pas en contact avec les parois, contrairement aux bords de Plateau des chapitres précédents (également appelés pseudo-bords de Plateau).

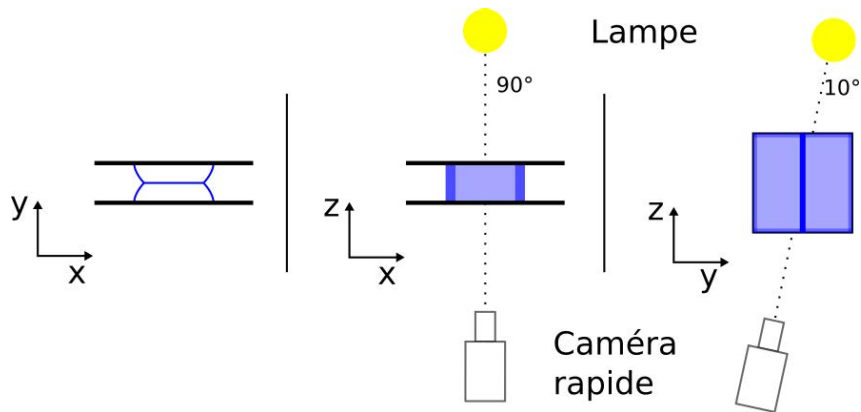


FIGURE 5.1 – Dispositif d’observation de la structure à 5 films ayant permis l’obtention des figures 5.2 et 5.3, vue sous 3 angles différents. Le choc se propage dans la direction  $x$ .

Le tube est placé horizontalement et la structure est visualisée en transmission. La caméra est orientée avec un angle de  $90^\circ$  par rapport à la direction  $x$  du tube, et avec un angle d’environ  $10^\circ$  par rapport au plan du  $x - z$  du film (voir figure 5.1).

Comme le montre la figure 5.2, le choix de ces angles permet de voir tous les films et tous les bords de Plateau simultanément, sans être gêné par les bords de plateau au niveau des parois. Nous pouvons alors observer la dynamique de tous ces éléments au cours du temps (Fig. 5.3).

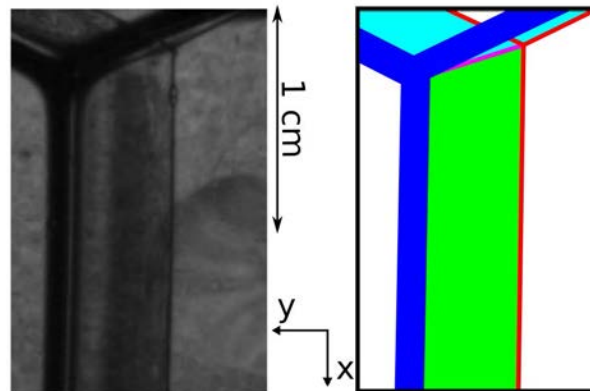


FIGURE 5.2 – Photo du bord de plateau avant tir et sa représentation schématique.

En bleu : bord de Plateau sur la paroi inférieure du tube ; en rouge : bord de Plateau sur la paroi supérieure du tube ; en violet : bord de Plateau central à la jonction des 3 films ; en vert : film central perpendiculaire au choc ; en cyan, films latéraux tenant le film central.

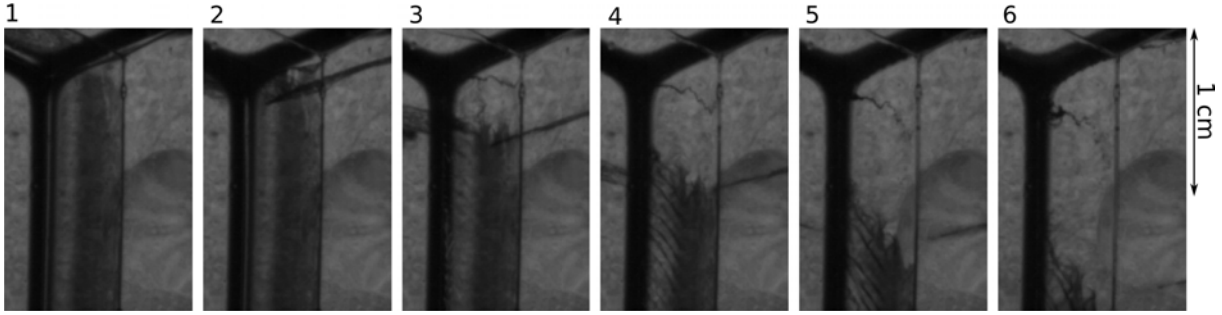


FIGURE 5.3 – Images successives de l’interaction choc / bord de Plateau. La 1<sup>ère</sup> image est prise avant choc, puis la période entre chaque image est de  $80 \mu s$ .

### Pseudo bords de Plateau

D’une manière générale, nous constatons que les pseudo bords de Plateau ne bougent pas à l’échelle de temps considérée.

### Bords de Plateau libres

Le bord de plateau libre visible sur l’image 5.3 est d’abord accéléré sur les images 2 à 4. A partir de l’image 5, il se déstabilise en gouttelettes du fait de l’instabilité de Rayleigh-Plateau [Plateau, 1873a].

Notons que ce bord de plateau met plus de temps pour accélérer que les différents film : il n’a quasiment pas bougé sur l’image 2. En effet, le temps d’accélération des différentes parties de la structure sont directement liées au rapport entre leur surface dans le plan du choc et leur masse (voir Chapitre 3). Les temps d’accélération des ménisques peuvent être estimés à partir de l’équation 3.19, conduisant à  $\tau_m \sim \rho_s r_m a_0 / (2\gamma P_0) \sim 300 \mu s$  pour un rayon de ménisque  $r_m$  de l’ordre de  $300 \mu m$ , ce qui est compatible avec les observations. Ce retard des bords de Plateau implique que les films se détachent rapidement des bords de plateau et que les dynamiques de ces deux types d’objets sont entièrement découplées, comme déjà supposé au chapitre 4.

### Films latéraux

Les films latéraux sont quasiment parallèles au choc et sont donc accélérés brutalement par le passage de l’onde de choc par le processus discuté au Chapitre 3.

Une fois arrachés des bords de Plateau (ce qui est visible dès l’image 2), ils se rétractent, du fait de leur tension de surface. Les mesures de la vitesse de rétractation sur les vidéos nous donnent une vitesse du bord du film, projetée dans la direction  $y$ , de l’ordre de  $16$  à  $18 \text{ m.s}^{-1}$ , que nous avons comparé à la vitesse de rétractation d’un film de Taylor-Culick [Culick, 1960]

$$v_{TC} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\rho_s h}}, \quad (5.1)$$

avec  $\kappa = 27 \text{ mPa.s}$  la tension de surface de la solution,  $\rho_s = 1003 \text{ kg.m}^{-3}$  la masse volumique de la solution et  $h$  l’épaisseur du film.

L'épaisseur ne peut pas être mesurée dans le tube, mais l'observation directe des couleurs interférentielles indique une épaisseur de l'ordre du micron, correspondant à une vitesse de rétractation de valeur  $v_{TC} = 7.3 \text{ m.s}^{-1}$

Dans l'exemple du film latéral de gauche sur la figure 5.2, la normale au film est  $\mathbf{n} = (\cos(\pi/6), \sin(\pi/6))$  au voisinage du ménisque et sa tangente  $\mathbf{t} = (-\sin(\pi/6), \cos(\pi/6))$  (dans la direction opposée au ménisque libre). Dans l'hypothèse d'un mouvement d'ensemble du film selon  $x$ , la vitesse de son bord, projetée dans la direction  $y$  devrait être de l'ordre de  $v_{TC} \cos(\pi/6) \sim 6 \text{ m/s}$ .

Si au contraire on suppose une accélération du film dans la direction normale à son plan tangent local (du fait des forces de pression orientées perpendiculairement aux interfaces) sa vitesse terminale est  $\mathbf{U}^f = U^f \mathbf{n}$  et la vitesse selon  $y$  de son bord est  $v_{TC} \cos(\pi/6) + U^f \cos(\pi/6) \sim 36 \text{ m/s}$ .

Le film est donc sans doute accéléré dans une direction intermédiaire, que nous ne sommes pas en mesure de déterminer exactement. Dans la modélisation faite au paragraphe 5.5, nous supposerons un mouvement de tous les films dans la direction  $x$ .

### Film central

L'accélération du film central relève d'un mécanisme entièrement différent. En effet, la pression est la même de chaque côté du film, par symétrie, et seule les forces dues à la viscosité de l'air peuvent accélérer le film. Cela est discuté au paragraphe 5.5.

Nous notons que sur l'image 2 le film central commence tout juste à se détacher du ménisque central : il y a une rupture partielle du film au niveau du bord de Plateau, mais il n'est pas encore totalement libre, contrairement aux films latéraux. Il y a donc un léger retard du film central, au plus de l'ordre du mm.

A partir de l'image 3, des bandes sombres apparaissent sur le film, et deviennent plus prononcées sur les images 4 et 5. Cette modification du coefficient de transmission de la lumière par le film est directement reliée à un changement d'orientation du film par rapport à la direction d'observation, comme discuté au paragraphe 2.4. Les images montrent donc que le film prend une forme oscillante, avec des plans d'onde perpendiculaires à la direction de propagation du choc, et une amplitude croissante avec le temps. Cette instabilité, que nous avons identifié comme une instabilité de type Kelvin-Helmholtz, fait l'objet de ce chapitre.

### 5.1.2 Observation de l'instabilité dans le film perpendiculaire au choc

Pour obtenir une caractérisation quantitative de l'instabilité, nous avons réalisé une série d'expériences sur le même type de structures qu'au paragraphe 5.1.1, avec une observation centrée sur le film perpendiculaire au choc. Le tube est placé à l'horizontal, et nous utilisons la chambre haute pression longue, qui génère des ondes de choc soutenues. L'éclairage se fait toujours en transmission, à l'aide d'une source diffuse. Comme montré en figure 5.4, le montage a été organisé pour que la caméra puisse être orientée avec un angle compris entre  $30^\circ$  et  $90^\circ$  par rapport à la direction du tube.

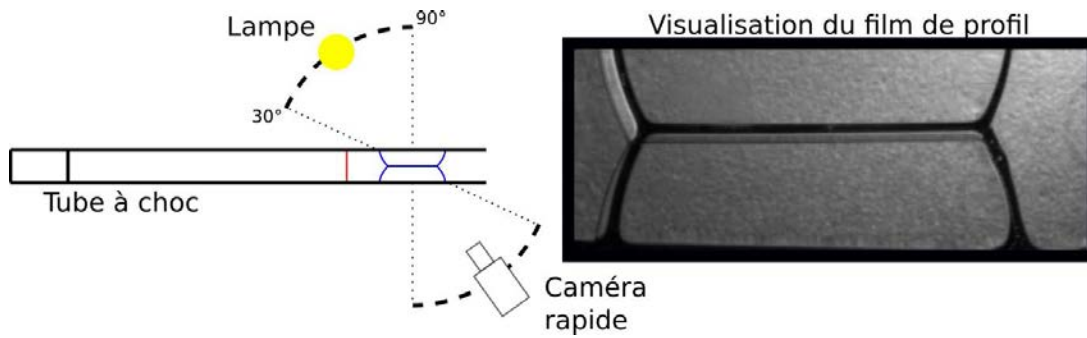


FIGURE 5.4 – A gauche : Schéma du montage d’observation de l’interaction entre un choc et un film perpendiculaire à ce choc. L’angle  $\alpha$  entre la direction d’observation et le plan du film est choisi pour optimiser la visualisation des déformations du film. A droite : Visualisation de la structure à 5 films.

Après des tests à différents angles, nous avons finalement utilisé un angle de  $45^\circ$  qui permet la meilleure visualisation des bandes sombres (le rôle de cet angle est discuté au paragraphe 5.3).

Nous avons fait varier la pression en chambre haute pression de  $1.5 \text{ Bar}$  à  $6 \text{ Bar}$ . La figure 5.5, obtenue environ  $120 \mu s$  après l’arrivée de l’onde au premier bord de Plateau, illustre la déformation observée. Les bandes sombres sont suffisamment régulières pour permettre une analyse automatique des longueurs d’onde, qui ont été mesurées en fonction du temps pour différentes valeurs de nombre de Mach du choc incident.

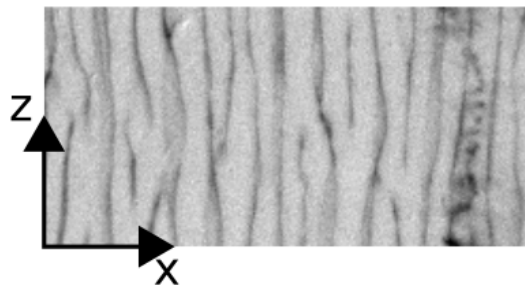


FIGURE 5.5 – Visualisation d’un film lors d’un tir (contraste augmenté et arrière plan retiré, orientation des axes : x dans le sens de la propagation du choc et z dans l’autre direction, la flèche fait  $5 \text{ mm}$ )

### 5.1.3 Impact sur un film oblique

L’instabilité apparaît également pour des orientations obliques des films. Pour quantifier cette observation nous avons utilisé la structure en Y, présentée au paragraphe 2.2.1. Le setup utilisé dans ce cas est présenté en figure 5.6 :



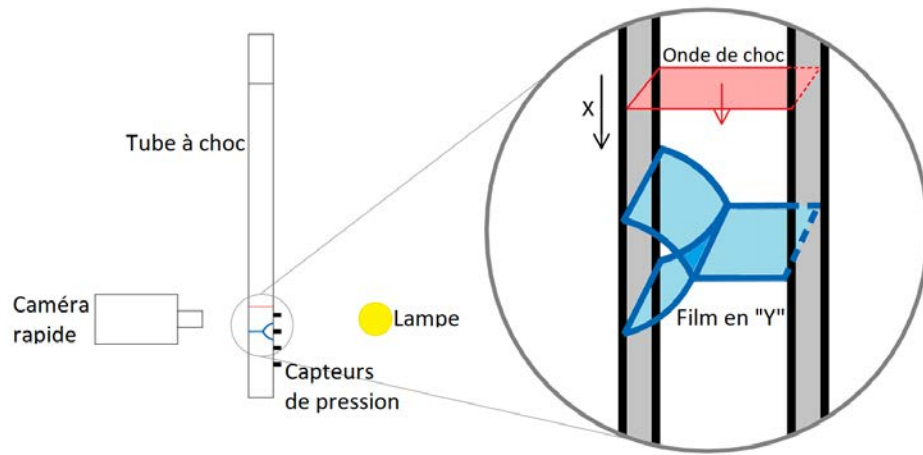


FIGURE 5.6 – Schéma de l'expérience de tir sur des "Y".

Le tube est placé à la verticale afin de permettre la création des "Y" par trempage. Nous avons utilisé la chambre haute pression courte, qui génère des pseudo-blasts, à deux pressions différentes : 3 et 4 Bar.

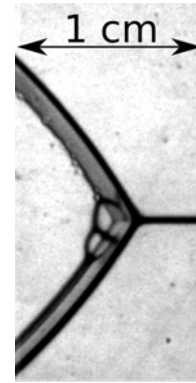


FIGURE 5.7 – Image du "Y" de profil dans le tube (contraste amélioré).

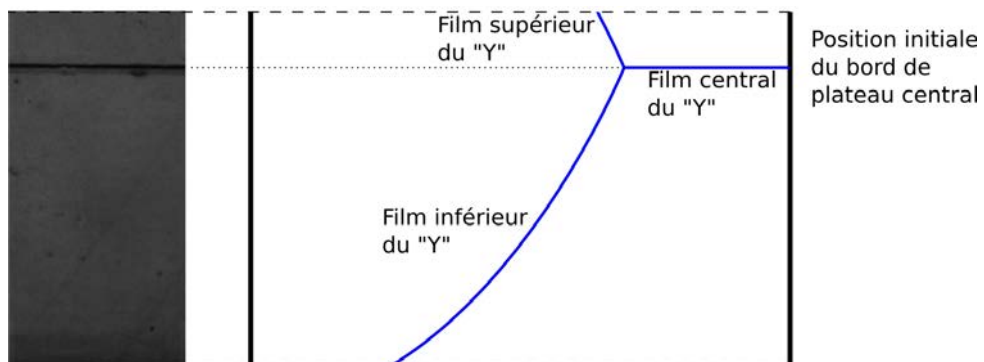


FIGURE 5.8 – "Y" de face dans le tube, centrée sur le bord de plateau central, avant le choc avec le schéma de profil correspondant.

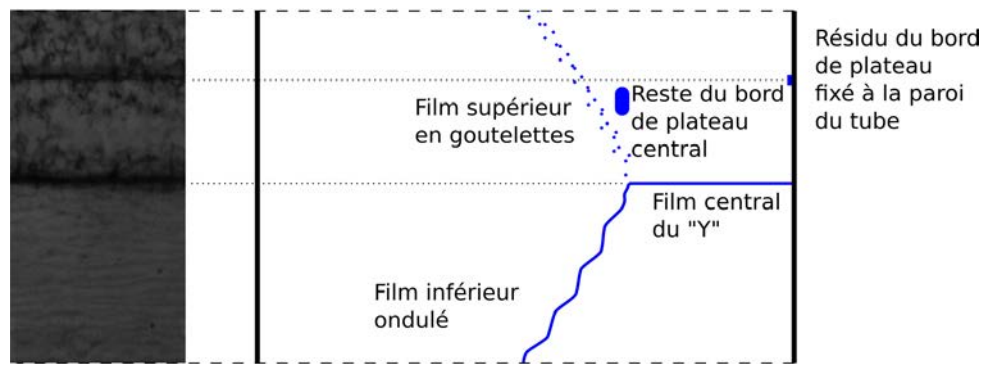


FIGURE 5.9 – Evolution de la structure Y lors d’un choc. Le choc se propage vers le bas des images. Image du "Y" de face dans le tube  $40 \mu s$  après l’arrivée du choc sur le bord de Plateau avec le schéma de profil explicitant l’ondulation du film.

La figure 5.7 donne une vue de profil avant le choc, centrée sur le ménisque central et les figures 5.8 et 5.9 une vue de face, avant et après le choc.

Juste après l’impact, nous observons l’apparition de bandes sombres sur les films latéraux supérieurs et inférieurs dans une région proche du film central.

Les analyses quantitatives de l’instabilité présentées au paragraphe 5.2.2 ont été faites sur la partie latérale du Y la plus proche de la sortie du tube pour 3 raisons :

- Le film central étant à l’horizontal, il est sujet à l’instabilité décrite au chapitre 4. Il y a donc souvent des projections de solution, liés à des patches de plus forte épaisseur qui viennent obstruer la vue du film supérieur.
- Le ménisque central étant plus épais que les films, est plus lourd et donc accélère moins vite. Par conséquent, il se retrouve derrière le film supérieur et bloque aussi la vue.
- Le temps d’arrivée du choc sur le film est mieux défini : nous choisissons comme origine des temps la première image sur laquelle le film central bouge. Pour le film supérieur, il faudrait prendre l’instant de mise en mouvement du haut du film supérieur, or celui ci est relativement éloigné de la zone d’observation des bandes noires et donc le temps d’observation s’en retrouve réduit.

## 5.2 Mesure des longueurs d’ondes de l’instabilité

Comme nous l’avons vu en section 5.1, Il est possible d’observer l’apparition de bandes noires sur les films qui ne sont pas parallèles au choc, signature d’une déformation du film hors de son plan. Dans ce paragraphe, nous mesurons la longueur d’onde de cette instabilité dans deux configurations différentes : les films perpendiculaires au choc, présentés au paragraphe 5.1.2 et les films en "Y" présentés paragraphe 5.1.3.

## 5.2.1 Méthode de mesure

### Analyse d'image

Pour les films perpendiculaires au choc le plan du film est le plan  $(x, z)$ , avec  $x$  la projection dans ce plan de la direction de propagation du choc. Comme la mesure et la prédiction des longueurs d'onde se fait de la même manière pour les film en Y, nous gardons les même conventions de notation (qui ne sont plus dans ce cas cohérentes avec nos notations générales).

Nous commençons par isoler la région qui nous intéresse :

- Dans le cas du film parallèle au choc, nous prenons l'intégralité du film visible sur la vidéo.
- Dans le cas du "Y", les images sont moins contrastées. Nous prenons la section haute du film inférieur du "Y" pour les raisons expliquées en section 5.1.3.

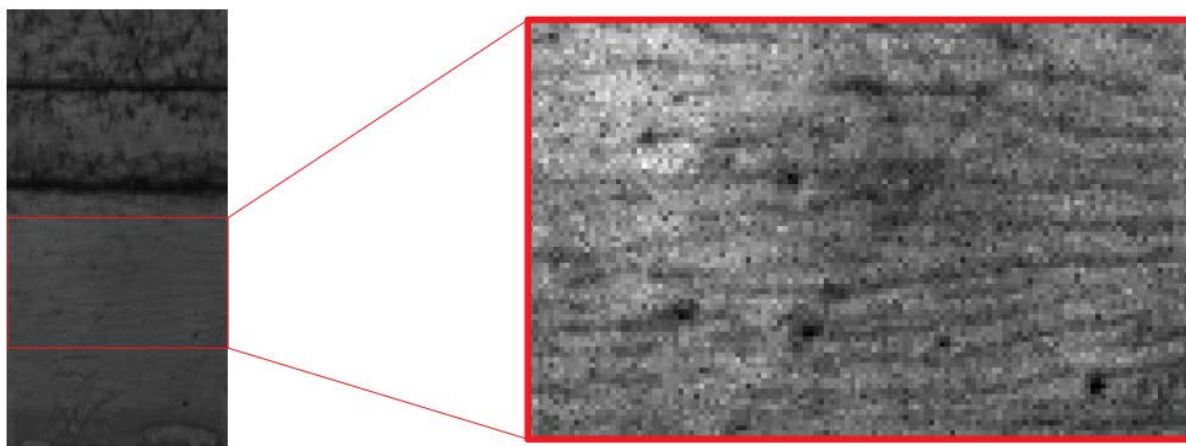


FIGURE 5.10 – Définition de la RoI pour un "Y". Il s'agit de la partie haute du film latéral impacté le plus tard. La direction  $x$  de propagation du choc est vers le bas de l'image et on note  $y$  la direction des bandes sombres.

Nous traitons alors cette image pour la rendre utilisable par le programme :

- Nous commençons par enlever le fond en soustrayant à la RoI une image prise avant l'arrivée du choc sur le film.
- Nous normalisons la valeur des pixels de l'image entre -1 et 1.
- Nous augmentons le contraste linéairement en saturant 1% des pixels à -1 et 1% à +1.
- Nous soustrayons à cette image la moyenne de la valeur des pixels la composant et nous obtenons ainsi le niveau de gris  $I(x, y)$ , avec les bandes sombres orientées dans une direction proche de  $y$  et un choc se propageant dans la direction des  $x$  croissants.

Ensuite, pour chaque colonne  $i$  de l'image, nous calculons la transformée de Fourier,  $\tilde{I}(k, y_i) = \text{TF}[I(x, y_i)]$ . Afin de ne pas être gênés par les variations de phase le long des bandes, nous ne gardons que les modules de ces transformées, puis les sommions sur toutes

le valeurs de  $y$  pour obtenir

$$\tilde{I}(k) = \sum_i |\tilde{I}(k, y_i)|. \quad (5.2)$$

Un exemple est donnée par la courbe bleu de la figure 5.11. Nous lissons ensuite  $\tilde{I}(k)$  pour obtenir la courbe rouge.

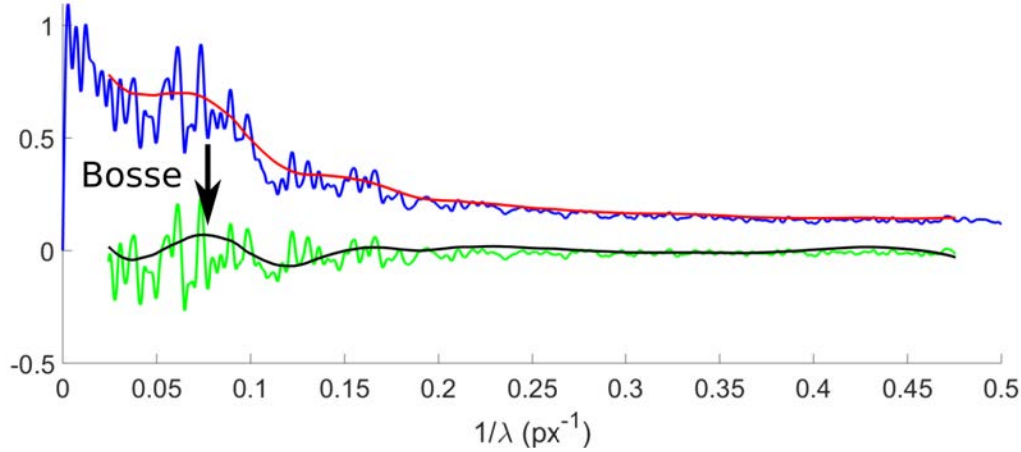


FIGURE 5.11 – Transformée de Fourier  $\tilde{I}(k)$  définie eq. 5.2 de l'image Fig. 5.10 (avec  $k = 1/\text{lambda}$ ). En bleu : transformée de Fourier, en rouge : transformée de Fourier lissée, en vert : transformée de Fourier centrée en 0, en noir : transformée de Fourier centrée en 0 lissée.

La bosse sur la courbe rouge de la figure 5.11, dont la position est détectée automatiquement par recherche de maximums locaux, nous montre alors la longueur d'onde de la perturbation. Cependant, dans certains cas plus complexes, l'amplitude de la bosse est assez faible, ce qui peut empêcher sa détection automatique par un algorithme de recherche d'extremums locaux.

Nous avons donc ajouté une étape dans le traitement de la transformée de Fourier. Nous cherchons le polynôme  $P$  d'ordre 5 qui fit au mieux le signal par la méthode des moindres carrés afin d'obtenir une approximation extrêmement lissée du signal.

Nous soustrayons ce polynôme  $P$  à la transformée de Fourier originale pour obtenir une transformée de Fourier "centrée" autour de 0, représentée en vert. Un lissage de ce signal : la courbe  $F$  en noir, permet alors de déterminer la longueur d'onde en utilisant le même algorithme de recherche d'extremums locaux. Sur cet exemple, le sommet de la bosse se trouve en  $1/\lambda_{bosse} = 0.0743 \text{ px}^{-1}$  soit  $\lambda_{bosse} = 13.46 \text{ px} = 1.21 \text{ mm}$ .

Nous avons répété cette opération pour chaque image de chaque film afin d'obtenir la longueur d'onde au cours du temps pour différentes valeurs du Mach incident.

### Incertitudes de mesure

Cette méthode n'est cependant pas parfaite et peut présenter des problèmes si le haut de la bosse est relativement "plat". Nous déterminons donc une incertitude de mesure en nous basant sur la largeur à mi hauteur de la bosse.

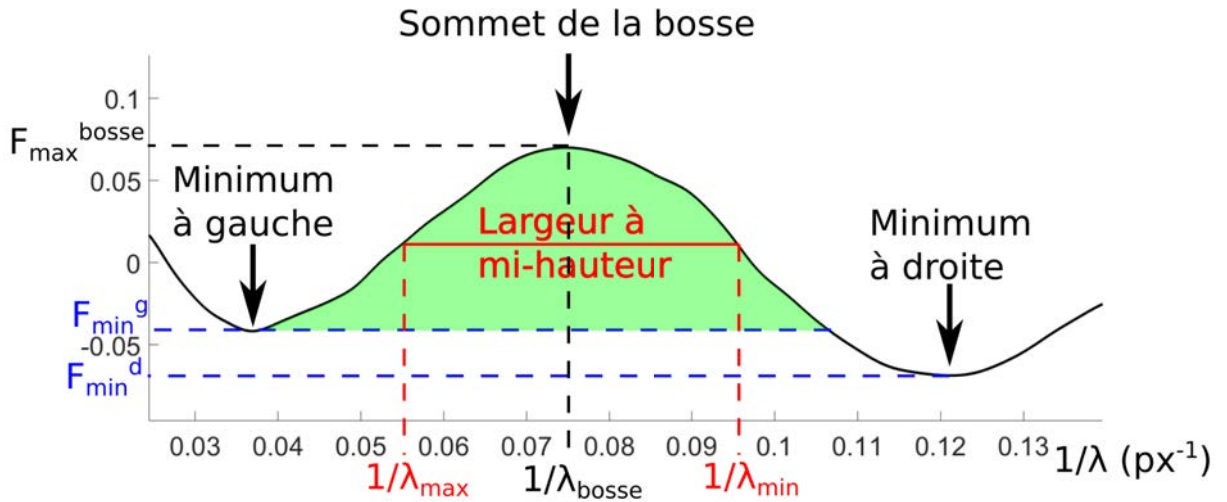


FIGURE 5.12 – Zoom sur la bosse dans la transformée de Fourier centrée en 0 lissée  $F$ . La bosse est définie par la partie verte sous la courbe

Nous commençons par fixer une définition rigoureuse de ce qu'est la bosse :

A l'aide de l'algorithme de recherche d'extremums, nous cherchons les minimums à droite  $F_{min}^d$  et à gauche  $F_{min}^g$  du maximum  $F_{max}^{bosse}$  obtenu précédemment. La bosse est alors définie comme la partie de la courbe qui se situe au dessus du plus grand des deux minimums  $F_{min}^{bosse} = \max(F_{min}^d, F_{min}^g)$ .

Nous déterminons ainsi la hauteur de la bosse puis les valeurs  $1/\lambda_{max}$  et  $1/\lambda_{min}$  tels que

$$F(1/\lambda_{max}) = \frac{1}{2}(F_{min}^{bosse} + F_{max}^{bosse}), \quad 1/\lambda_{max} < 1/\lambda_{bosse}$$

$$F(1/\lambda_{min}) = \frac{1}{2}(F_{min}^{bosse} + F_{max}^{bosse}), \quad 1/\lambda_{min} > 1/\lambda_{bosse}$$

Sur cet exemple, nous déterminons que :

$$F_{max}^{bosse} = 0.070$$

$$F_{min}^{bosse} = F_{min}^g = -0.042$$

$$F(1/\lambda_{min}) = F(1/\lambda_{max}) = 0.0014$$

Et donc :

$$1/\lambda_{min} = 0.095 \text{ px}^{-1} \Rightarrow \lambda_{min} = 10.5 \text{ px} = 0.95 \text{ mm}$$

$$1/\lambda_{max} = 0.056 \text{ px}^{-1} \Rightarrow \lambda_{max} = 17.9 \text{ px} = 1.61 \text{ mm}$$

## 5.2.2 Résultats

### Films perpendiculaires au choc

La figure 5.13 répertorie nos résultats pour les tirs de chocs soutenus sur les films perpendiculaires au choc dans les conditions décrites au paragraphe 5.1.2.

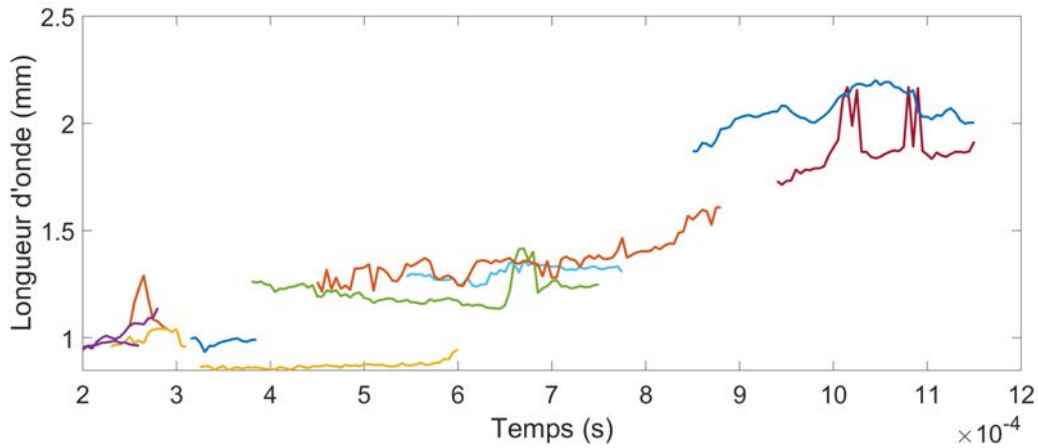


FIGURE 5.13 – Longueur d’onde des perturbations sur les films perpendiculaires en fonction du temps. Les différentes courbes correspondent à différentes amplitudes de choc (voir Fig. 5.14). L’origine des temps se situe au moment du passage du choc sur le capteur 1.

Sur la figure 5.13, nous pouvons voir que, sur un même tir, la longueur d’onde des perturbations varie peu au cours du temps. Cela semble indiquer que la longueur d’onde des perturbation est déjà sélectionnée au moment où les bandes apparaissent.

Nous déterminons alors la longueur d’onde moyenne de ces perturbations en fonction du Mach.

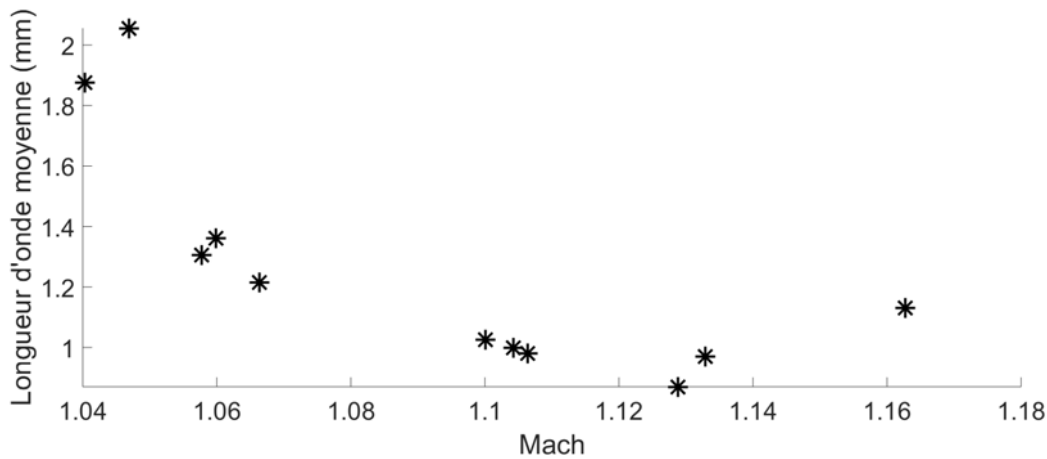


FIGURE 5.14 – Longueur d’onde moyenne des perturbations sur les films perpendiculaires en fonction du Mach de l’onde incidente

Nous observons sur la figure 5.14 que la longueur d’onde semble diminuer rapidement quand le Mach augmente entre  $M = 1.04$  et  $M = 1.1$ , puis atteint un plateau pour les Mach supérieurs. Ici le Mach du choc est calculé à partir du délai entre les temps de passage du choc aux capteurs de pression 1 et 4.

## Films en "Y"

La figure 5.15 répertorie nos résultats pour les tirs de blasts sur les "Y" dans les conditions décrites au paragraphe 5.1.3. .

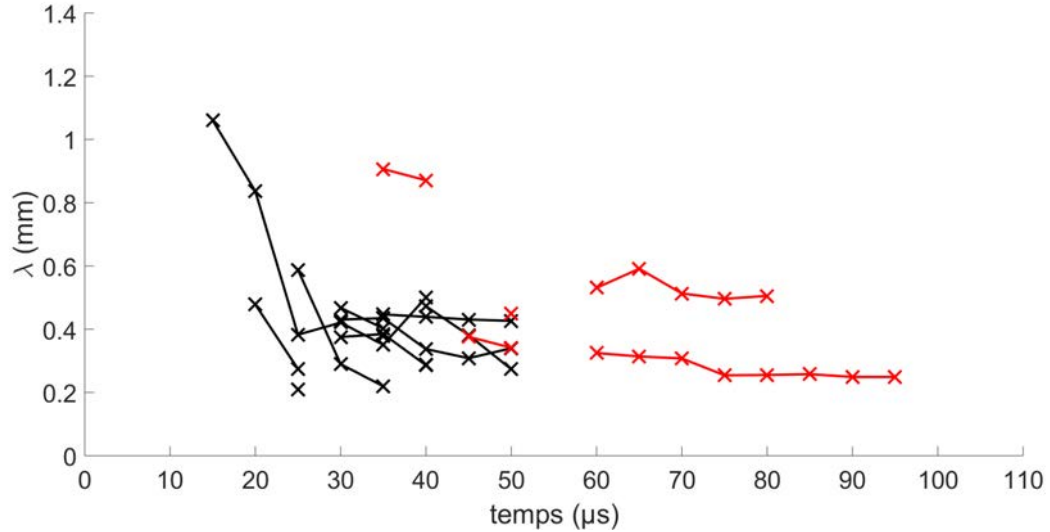


FIGURE 5.15 – Longueur d’onde des perturbations sur les Y en fonction du temps ; L’origine des temps est prise à l’arrivée de l’onde de choc au niveau du film central du "Y". En noir : pression de la chambre haute pression de 3 Bar, en rouge : pression de la chambre haute pression de 4 Bar.

Sur la figure 5.15, nous avons représenté les longueurs d’onde obtenues en fonction du temps, avec une origine des temps à la première frame où nous voyons le film central du "y" bouger sur nos vidéos, pour les tirs à 4 Bar (en noir) ou à 3 Bar (en rouge). Ces pressions de chambre haute correspondent respectivement à 0.4 et 0.25 Bar de surpression au niveau des films, et à des Mach de 1.17 et 1.11, mesurés à l’aide des capteurs de pression. Après un léger délai, d’environ 25  $\mu s$  pour les tirs à 4 Bar et d’environ 50  $\mu s$  pour les tirs à 3 Bar, nous observons l’apparition des bandes noires.

Nous remarquons donc que les zébrures apparaissent plus tard, sur nos tirs effectués à plus faible pression. Nous en déduisons que l’amplitude des oscillations croît plus rapidement quand le choc est plus fort.

Nous observons par contre que la longueur d’onde des oscillations est ne varie pas significativement entre les tirs aux différentes pression. De plus, elle ne semble pas non plus évoluer au cours du temps. Nous pensons que la longueur d’onde des perturbations est sélectionnée avant que nous ne puissions observer l’apparition de bandes noires.

Sur la figure 5.16, nous comparons la longueur d’onde moyenne pour chaque tir en fonction du Mach du choc, ce qui confirme que la longueur d’onde ne dépend pas significativement de l’amplitude du choc, dans notre gamme (restreinte) de mesure.

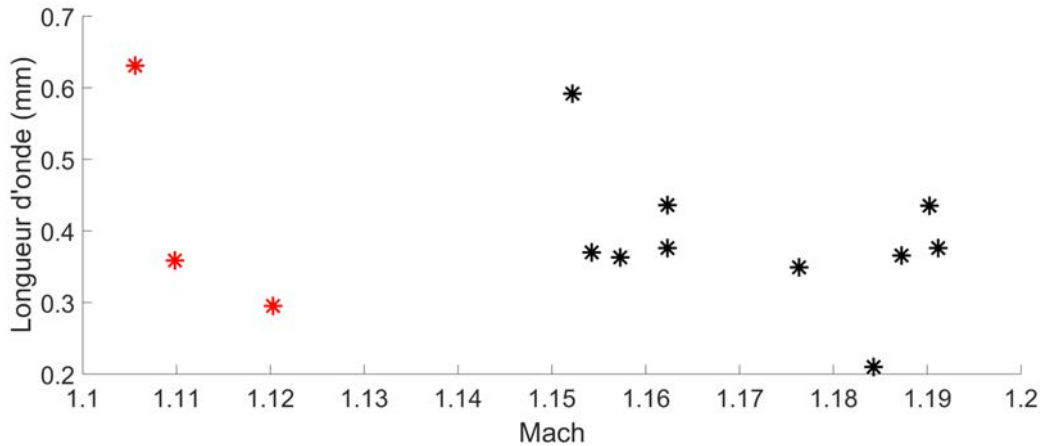


FIGURE 5.16 – Longueur d’onde des perturbations sur les Y vus de face en fonction du Mach du choc. En noir : pression de la chambre haute pression de 3 Bar, en rouge : pression de la chambre haute pression de 4 Bar

## 5.3 Détermination de l’amplitude des perturbations

Dans cette section nous allons montrer que la valeur des niveaux de gris mesurés sur les images peut nous donner une approximation de l’amplitude des perturbations au moment de l’apparition des bandes sombres, et permet donc une estimation du taux de croissance de l’instabilité.

### 5.3.1 Lien entre l’angle d’observation, la longueur d’onde et l’amplitude des perturbations

Au chapitre 2.4, nous avons vu qu’il était possible de déterminer l’angle  $i$  entre la normale à un film et la direction d’observation à partir du niveau de gris sur les images, sous réserve d’avoir une valeur de niveau de gris de référence. Nous rappelons en Fig.5.17 la relation entre cet angle et l’intensité transmise par le film, normalisée par l’intensité transmise en incidence normale ( $i = 0$ ).

Comme nous pouvons le remarquer sur la figure 5.17, l’intensité varie très peu, tant que l’angle d’observation reste inférieur à  $60^\circ$ , puis chute brutalement, et devient de l’ordre du bruit de nos images pour des angles au delà de  $80^\circ$ .

La courbe 5.17 peut donc être caricaturée par un système à deux valeurs : lumineux en dessous d’un angle d’observation de  $70^\circ$  et sombre au dessus. On ne peut donc pas déduire l’angle du film à partir de la mesure de son niveau de gris. Néanmoins, lorsqu’une partie du film s’assombrit fortement entre deux images successives, nous savons de façon fiable que cette partie de film vient juste d’atteindre un angle d’incidence de  $70^\circ$ .



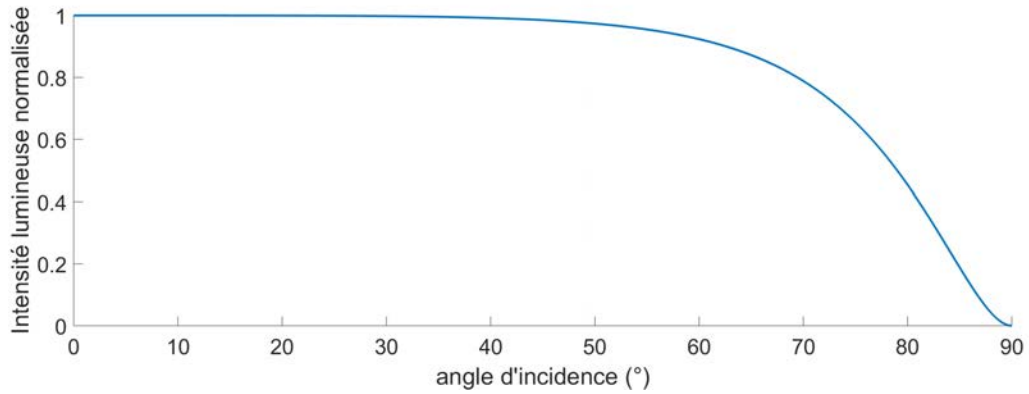


FIGURE 5.17 – Intensité lumineuse transmise au travers d’un film, normalisée par l’intensité lumineuse transmise à un angle de 90°, en fonction de son angle d’observation à la caméra

Pour exploiter cette idée, nous cherchons la première image d’une vidéo sur laquelle une bande sombre apparaît. Dans notre analyse d’image systématique, nous prenons comme critère pratique de cette transition une chute de 20% du niveau de gris local. Nous appelons  $t_{70}$  le temps correspondant.

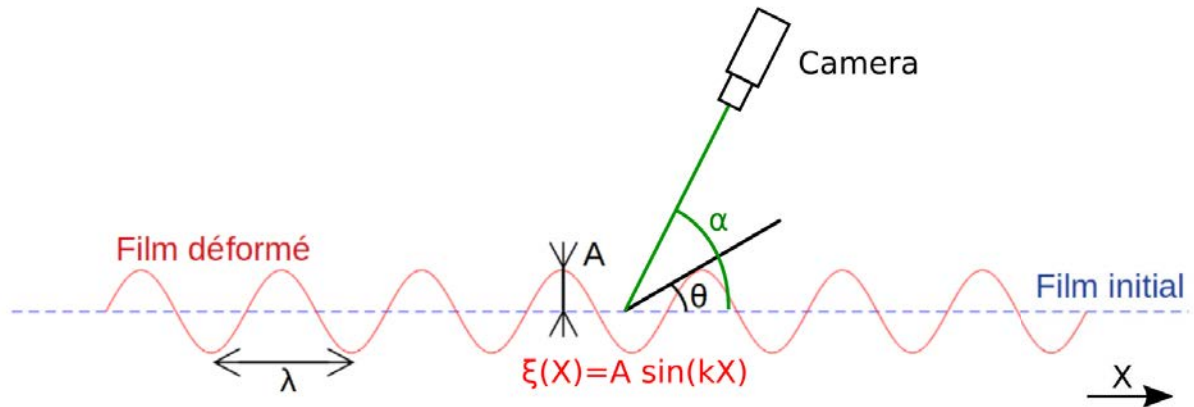


FIGURE 5.18 – Schéma de la déformation sinusoidale du film après le passage de l’onde de choc, et définition de l’angle d’observation.

Le schéma 5.18 décrit comment l’orientation du film, puis l’amplitude de sa déformation, sont estimés à ce temps particulier. Nous considérons un film au repos dans un plan  $x - y$ . La direction d’observation fait un angle  $\alpha$  par rapport à ce plan. Nous supposons que le film se déforme lors de son interaction avec le choc, de manière sinusoidale dans la direction  $x$ , avec une amplitude  $A$  et un nombre d’onde  $k = 2\pi/\lambda$ . La distance  $\xi$  entre le film oscillant et le film au repos vaut donc  $\xi(x, t) = A(t) \sin(kx + \phi)$ . L’angle  $\theta$  entre la tangente au film oscillant et le film au repos est donné par :

$$\theta = \tan^{-1} \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right) = \tan^{-1} (Ak \cos(kX)) \Rightarrow \theta_{max} = \tan^{-1}(Ak), \quad (5.3)$$

avec  $\theta_{max}$  la valeur maximale de cet angle.

L'angle  $i$  entre la normale locale au film et la direction d'observation (*i. e.* la variable de la figure 5.17) est, avec des angles en degrés :

$$i = \theta + 90 - \alpha \text{ soit } \theta = i + \alpha - 90 . \quad (5.4)$$

L'instant  $t = t_{70}$  correspond par définition au moment où  $i$  atteint  $70^\circ$  au point de plus forte pente, c'est à dire (en utilisant l'eq. 5.3) :

$$\theta_{max} = \alpha - 20 \Rightarrow A(t_{70}) = \frac{\tan(\alpha - 20)\lambda}{2\pi} . \quad (5.5)$$

A partir de cette amplitude, accessible uniquement au temps particulier  $t_{70}$ , compté à partir de l'arrivée du choc, nous pouvons calculer un ordre de grandeur du taux de croissance de la perturbation par :

$$\sigma = A(t_{70})/t_{70} . \quad (5.6)$$

### 5.3.2 Amplitude et taux de croissance sur les films en "Y"

Dans le cas des films en "Y", l'angle  $\alpha$  d'observation du film varie avec le point d'observation. Néanmoins, comme nous restreignons notre étude dans une région proche du ménisque libre, l'angle entre la direction d'observation et le plan du film vaut  $\alpha = 60^\circ$ . Par conséquent :

$$A(t_{70}, \lambda) = \frac{\tan(40)}{2\pi}\lambda \sim 0.1335\lambda . \quad (5.7)$$

Mach	1.10	1.11	1.12	1.15	1.16	1.18	1.16	1.16	1.15	1.19	1.19	1.19	1.18
$\lambda$ (mm)	0.63	0.36	0.29	0.37	0.37	0.35	0.43	0.36	0.59	0.36	0.38	0.43	0.21
$t_{70}$ ( $\mu$ s)	65	45	60	25	25	25	25	20	20	25	20	30	25
$A$ ( $\mu$ m)	84	48	39	49	50	46	58	48	79	49	50	58	28

TABLE 5.1 – Valeurs mesurées à l'instant d'apparition des bandes sombres, pour la configuration Y.

Le tableau 5.1 récapitule les résultats obtenus pour notre série de mesures sur les configurations Y. Les amplitudes aux différents mach sont mesurables après des temps de croissance  $t_{70}$  différents, les valeurs obtenues ne sont donc pas directement comparables. Nous pouvons par contre en déduire  $v_{inst}^{exp} = A(t_{70})/t_{70}$ , qui est la vitesse moyenne de croissance sur l'intervalle de temps  $[0; t_{70}]$ . Cette valeur est tracée en fonction du Mach sur la figure 5.19.

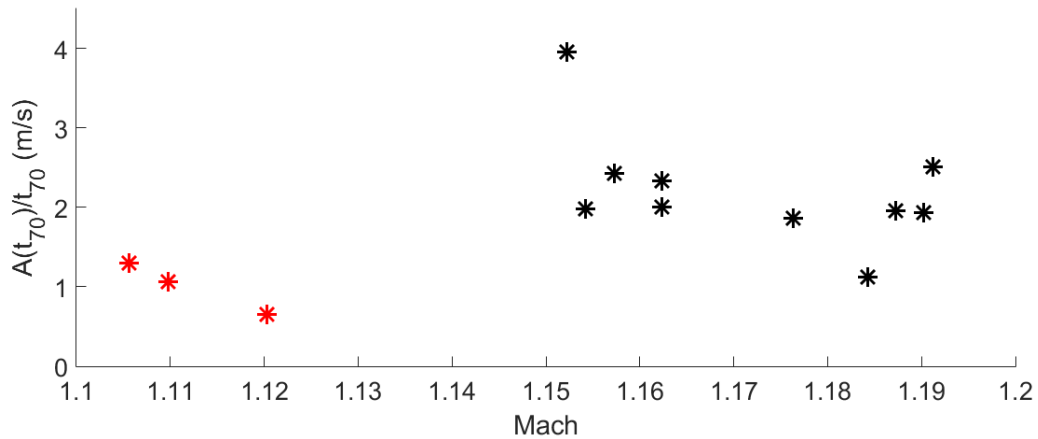


FIGURE 5.19 – Taux de croissance des des déformations en fonction du Mach du tir.

La vitesse de croissance obtenue est de l'ordre du m/s.

### 5.3.3 Amplitude sur les films perpendiculaires au choc

Dans le cas des films perpendiculaires au choc, notre angle d'observation est de  $45^\circ$ . Par conséquent

$$A_{min}(t_{70}, \lambda) = \frac{\tan(25)}{2\pi} \lambda \sim 0.0742\lambda \quad (5.8)$$

La figure 5.20 récapitule les valeurs de  $A_{min}(t_{70})$  en fonction du Mach du tir.

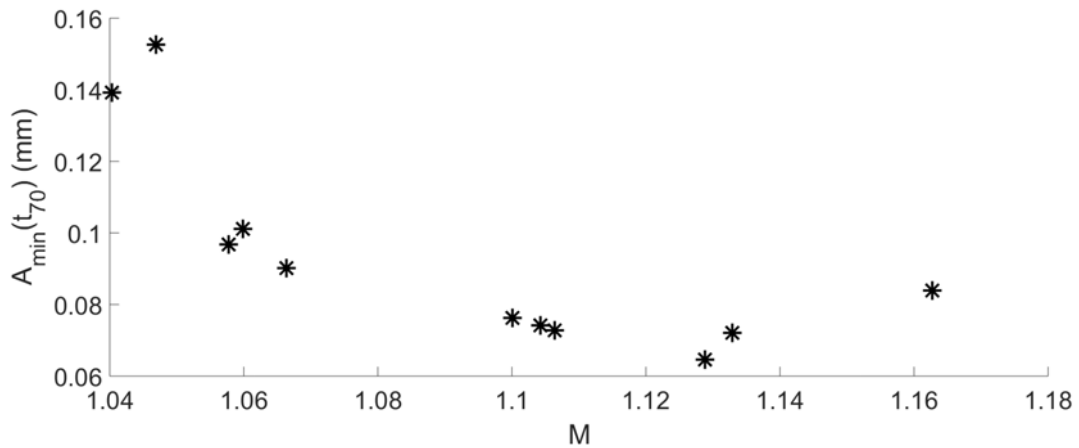


FIGURE 5.20 – Amplitudes minimales de déformation dans le cas des films perpendiculaires au choc en fonction du Mach de l'onde de choc

Il n'est par contre pas possible de déterminer  $t_{70}$ , le délai entre le passage du choc et l'apparition des bandes noires car nous ne sommes pas en mesure de déterminer correctement le temps d'arrivée du choc au niveau de la caméra. Les valeurs données sur la figure

5.20 donne donc l'ordre de grandeur de l'amplitude des déformations dans la gamme de temps observée, mais les valeurs aux différents Mach sont mesurées à des temps *a priori* différents, et ne peuvent donc pas être comparées de façon pertinente.

## 5.4 Oscillations sur les films en "Y" observés de profil

Dans le cas des films en Y, l'amplitude des déformations peut également être mesurée sur des films de profil, en fonction du temps.

### 5.4.1 Méthode de mesure

Nous considérons que, sur les vidéos prises de profil, nous voyons la projection sur le plan  $x$ - $z$  du film déformé. Cette projection nous donne donc l'enveloppe des déformations subies par le film. Par conséquent, l'amplitude des oscillations est égale à la moitié de la largeur du film, mesurée dans la direction normale au film.

Nous commençons par déterminer la position moyenne du film, par rapport à laquelle nous allons mesurer l'épaissement apparent. Comme expliqué au chapitre 1.2.3, la courbure moyenne d'un film au repos est constante. La forme initiale du film peut donc être ajustée par un arc de cercle de rayon  $R_0$ , comme nous le montrons Fig. 5.21.

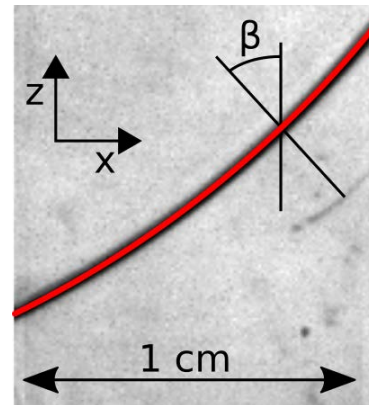


FIGURE 5.21 – Film en "Y" au repos. La ligne rouge représente le fit avec un arc de cercle

Pendant le passage du choc le film est déformé, mais il reprend ensuite une forme dont le 'squelette' est bien ajusté par un cercle du même rayon  $R_0$  que celui déterminé au repos. Nous commençons donc à analyser l'amplitude des déformations une fois le choc entièrement passé. Nous fittons un arc de cercle de rayon  $R_0$  sur l'image et cet arc de cercle est considéré comme étant la position moyenne du film, autour de laquelle les oscillations se développent.

A partir de la position du centre du cercle, nous déterminons la normale au film en tout point  $M$ , et l'angle  $\beta(M)$  entre cette normale et la direction  $z$  (voir Figure 5.22). L'épaisseur apparente au point  $M$ ,  $e_{app}(M)$ , est définie comme étant la largeur du film dans la direction  $z$ , obtenue automatiquement par un procédé de seuillage. L'amplitude au point  $M$  des oscillations en découle aisément :

$$A(M) = \frac{1}{2}e_{app}(M) \cos(\beta(M)) \quad (5.9)$$

L'amplitude des oscillations du film  $A_f$  est finalement définie comme étant la moyenne spatiale des amplitudes :  $A_f = \overline{A(M)}$ .

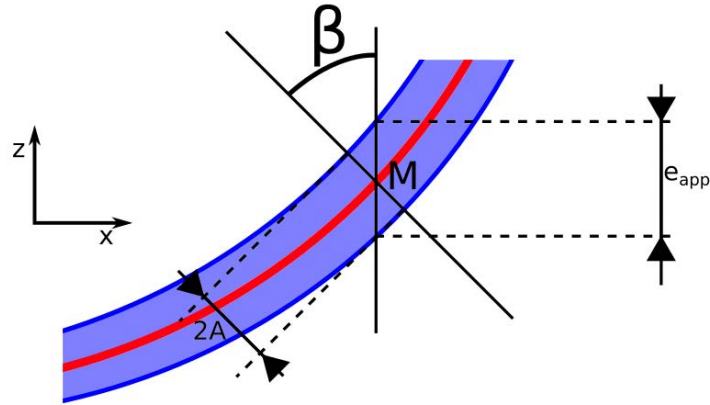


FIGURE 5.22 – Schéma d'un "Y" de profil après le passage du choc. En rouge : film moyen ; en bleu : limites du film. Le choc se propage dans la direction  $x$ .

## 5.4.2 Résultats

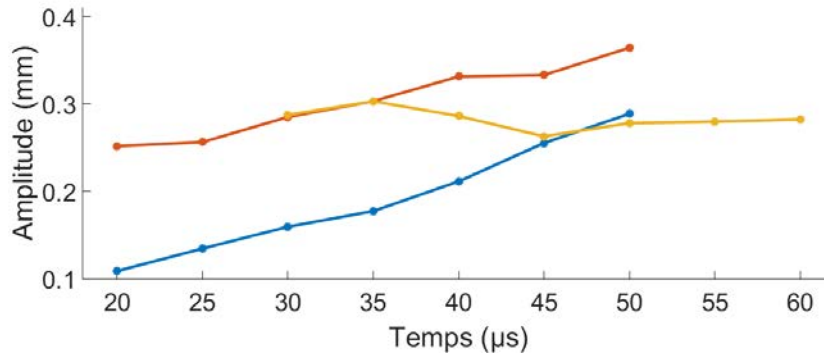


FIGURE 5.23 – Amplitudes des déformations  $A_f$  obtenues sur les films de profil en visualisation directe.

La figure 5.23 résume nos résultats sur nos 3 tirs effectués de profil. La pression lors de ces tirs est de  $4 \text{ Bar}$  en chambre haute pression. Nous observons que l'amplitude obtenue ainsi varie entre  $0.1$  et  $0.35 \mu\text{m}$ , ce qui est légèrement supérieur à ce que nous avons pu obtenir grâce à la méthode de mesure des niveaux de gris des images de face. La figure 5.24 récapitule les amplitudes obtenues par nos deux méthodes, pour les tirs à  $4 \text{ bars}$ .

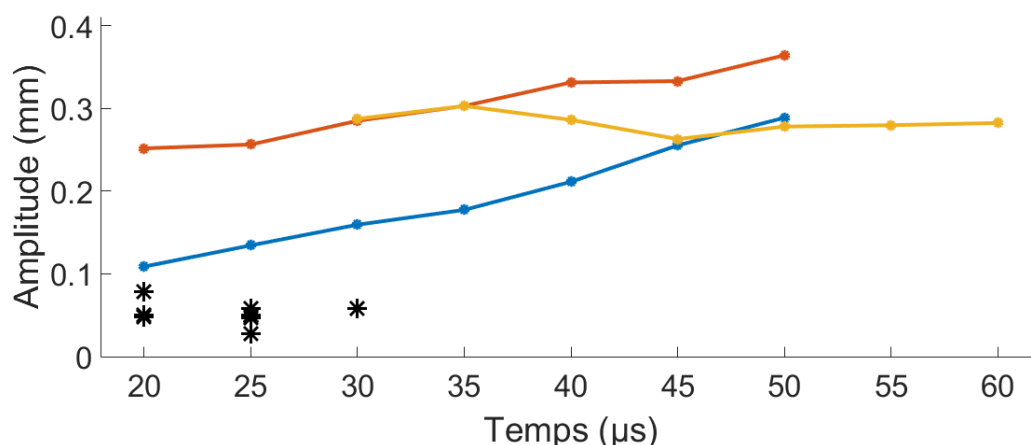


FIGURE 5.24 – Comparaison des amplitudes obtenues avec les 2 méthodes d’analyse, dans des conditions expérimentales identiques mais avec une visualisation différente. Symboles isolés : Amplitude des oscillations à  $t = t_{70}$  obtenues Table 5.1. En lignes continues : Amplitudes des oscillations obtenues Fig. 5.23.

Nous constatons que nous avons jusqu’à un facteur 10 entre les deux méthodes d’obtention des amplitudes d’oscillation. Nous pensons que l’écart peut venir des imprécisions de mesures, principalement du fait que, pour les films de face,  $A(t_{70})$  représente la valeur minimale possible des déformations à  $t_{70}$  en supposant que le film se déforme de manière sinusoïdale.

## 5.5 Modélisation de l’instabilité

L’instabilité que nous observons est de même nature que celle observée sur une nappe de Savart [Villermaux and Clanet, 2002] et est une instabilité de Kelvin-Helmholtz sur film mince [Rayleigh, 1879, Squire, 1953]. Nous ré-établissons la relation de dispersion associée à l’instabilité dans ce paragraphe, et nous en déduisons les longueurs d’onde attendues dans notre géométrie.

### 5.5.1 Cas général

#### Description du problème en régime stationnaire

On considère un film d’épaisseur  $h$  situé initialement en  $y = 0$ . Il est pris entre deux écoulements d’air de pression à l’infini  $P_\infty$ , et de vitesses à l’infini  $U_1$  en  $y > 0$  et  $U_2$  en  $y < 0$ . L’air a une masse volumique  $\rho_a$  et on néglige sa viscosité. On cherche à décrire la déformation du film dans la direction  $y$  notée  $\xi(x, t)$  (voir Fig. 5.25). Tous les calculs sont effectués dans le référentiel lié au plan moyen du film et dans le cadre d’une approximation linéaire.

Sous ses approximations, nous supposons que l’écoulement est potentiel et nous définissons

le potentiel des vitesses  $\phi$  tel que

$$v_1 = \nabla (U_1 x + \Phi_1(x, y, t)) \quad (5.10)$$

$$v_2 = \nabla (U_2 x + \Phi_2(x, y, t)) \quad (5.11)$$

L'incompressibilité de l'air impose de plus

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_i = 0 \Rightarrow \Delta \Phi_i = 0. \quad (5.12)$$

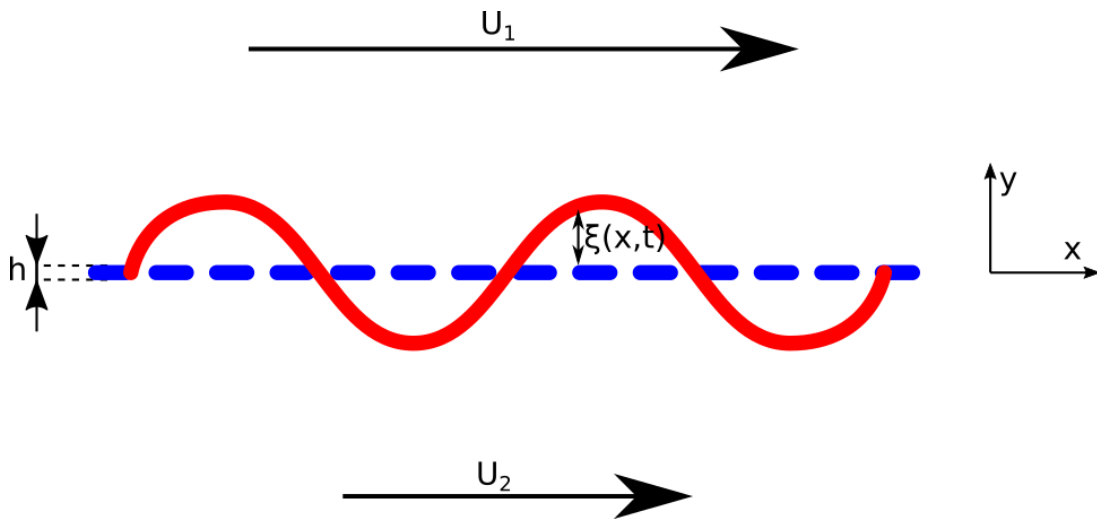


FIGURE 5.25 – Notations utilisées dans le texte.

### Condition aux limites cinématiques

Les composantes normales des deux vitesses au niveau du film doivent être égales

$$v_{1\perp}|_{y=\xi} = v_{2\perp}|_{y=\xi} \approx \frac{\partial \xi}{\partial t}$$

Par projection de  $v_i$  sur la normale à l'interface, on obtient :

$$v_{iy} \cos(\alpha) + v_{ix} \sin(\alpha) = \frac{\partial \xi}{\partial t}$$

avec  $\alpha$  l'angle entre la normale au film et la direction  $y$ . Soit, pour  $\alpha$  petit, au 1<sup>er</sup> ordre

$$v_{iy} - v_{ix} \alpha = \frac{\partial \xi}{\partial t}$$

d'où

$$v_{iy} = \frac{\partial \Phi_i}{\partial y} = \frac{\partial \xi}{\partial t} + U_i \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad (5.13)$$

## Principe fondamental de la dynamique sur un élément de film

Le saut de pression à l'interface, entre l'extérieur et l'intérieur du film, peut s'exprimer de la façon suivante :

$$P_1 = P_{1,int} + \kappa \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}$$

$$P_2 = P_{2,int} - \kappa \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}$$

Avec  $\kappa$  la tension de surface de la solution.

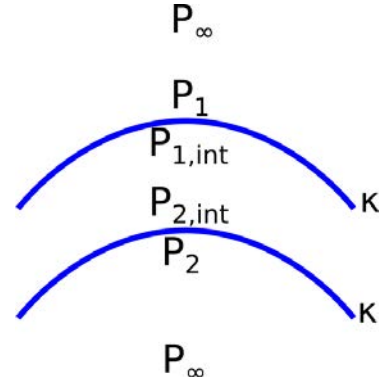


FIGURE 5.26 – Définition des pressions.

Et en écrivant le PFD sur une section du film de volume  $h dx dz$ , on obtient, par projection dans la direction  $y$ , une relation permettant de lier les pressions de part et d'autre du film :

$$\rho_s h \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = P_{2,int} - P_{1,int} = P_2 - P_1 + 2\kappa \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \quad (5.14)$$

## Équation de Bernoulli

L'équation de Bernoulli nous permet d'écrire, pour chaque fluide :

$$P_i + \rho_a \frac{\partial \Phi_i}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho_a v_i^2 = P_\infty + \frac{1}{2} \rho_a U_i^2 \quad (5.15)$$

$$P_i + \rho_a \frac{\partial \Phi_i}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho_a \left( U_i^2 + 2U_i \frac{\partial \Phi_i}{\partial x} \right) = P_\infty + \frac{1}{2} \rho_a U_i^2$$

D'où :

$$P_1 + \rho_a \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} + \rho_a U_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = P_2 + \rho_a \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} + \rho_a U_2 \frac{\partial \Phi_2}{\partial x}$$

En injectant (Eq. 5.14), nous obtenons, au niveau du film (en  $y = 0$ ) :

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial t} + U_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} + U_2 \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} - 2 \frac{\kappa}{\rho_a} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\rho_s}{\rho_a} h \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (5.16)$$

## Résolution du système

Nous considérons le système posé par les équations (Eq. 5.13) et (Eq. 5.16). En tout point  $(x, y = 0)$  du film, nous avons :



$$\begin{cases} \frac{\partial \Phi_1}{\partial y} = \frac{\partial \xi}{\partial t} + U_1 \frac{\partial \xi}{\partial x} \\ \frac{\partial \Phi_2}{\partial y} = \frac{\partial \xi}{\partial t} + U_2 \frac{\partial \xi}{\partial x} \\ \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} + U_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} + U_2 \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} - 2 \frac{\kappa}{\rho_a} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\rho_s}{\rho_a} h \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \end{cases} \quad (5.17)$$

Nous cherchons alors des solutions de la forme :

$$\begin{cases} \xi = A e^{ikx + \sigma t} \\ \Phi_1 = B_1 e^{-ky} e^{ikx + \sigma t} \\ \Phi_2 = B_2 e^{ky} e^{ikx + \sigma t} \end{cases}$$

Où  $\sigma$  est le taux de croissance de l'instabilité et  $k$  son nombre d'onde. Le système (Eq. 5.17) nous donne alors

$$\begin{cases} -k B_1 = A(\sigma + ki U_1) \\ k B_2 = A(\sigma + ik U_2) \\ B_1(\sigma + ik U_1) = B_2(\sigma + ik U_2) + A \left( \sigma^2 \frac{\rho_s}{\rho_a} h + 2k^2 \frac{\kappa}{\rho_a} \right) \end{cases} \quad (5.18)$$

D'où :

$$\sigma^2 \left( 2 + \frac{\rho_s}{\rho_a} kh \right) + 2ik(U_1 + U_2)\sigma + \left( 2k^3 \frac{\kappa}{\rho_a} - k^2(U_1^2 + U_2^2) \right) = 0 \quad (5.19)$$

On calcule le discriminant  $\Delta$  de cette équation portant sur  $\sigma$  :

$$\begin{aligned} \Delta &= -4k^2(U_1 + U_2)^2 - 4 \left( 2 + \frac{\rho_s}{\rho_a} kh \right) \left( 2k^3 \frac{\kappa}{\rho_a} - k^2(U_1^2 + U_2^2) \right) \\ &= -16k^3 \frac{\kappa}{\rho_a} - 8 \frac{k^4 h \kappa \rho_s}{\rho_a^2} + 4 \frac{k^3 (U_1^2 + U_2^2) h \rho_s}{\rho_a} - 4k^2(U_1 - U_2)^2 \\ &= 4k^2 \left( (U_1 - U_2)^2 + k \left( \frac{(U_1^2 + U_2^2) h \rho_s}{\rho_a} - 4 \frac{\kappa}{\rho_a} \right) - 2k^2 \frac{h \kappa \rho_s}{\rho_a^2} \right) \end{aligned} \quad (5.20)$$

Donc

$$\sigma = \frac{-ik(U_1 + U_2) \pm k \sqrt{(U_1 - U_2)^2 + k \left( \frac{(U_1^2 + U_2^2) h \rho_s}{\rho_a} - 4 \frac{\kappa}{\rho_a} \right) - 2k^2 \frac{h \kappa \rho_s}{\rho_a^2}}}{2 + \frac{\rho_s}{\rho_a} kh} \quad (5.21)$$

L'amplitude d'une oscillation de nombre d'onde  $k$  croit au cours du temps si  $\sigma(k)$  admet une composante réelle positive donc si  $\Delta(k)$  est positif.

## Stabilité du système

Les modes instables vérifient donc  $\Delta(k) \geq 0$ . En reprenant la définition de  $\Delta(k)$  de l'équation 5.20 :

$$\Delta(k) \leq 0 \Leftrightarrow (U_1 - U_2)^2 + k \left( \frac{(U_1^2 + U_2^2)h\rho_s}{\rho_a} - 4\frac{\kappa}{\rho_a} \right) - 2k^2 \frac{h\kappa\rho_s}{\rho_a^2} \leq 0 \quad (5.22)$$

Nous avons ici une équation du second degré en  $k$ , et  $\Delta(k)$  est positif entre les deux racines  $k_{min}$  et  $k_{max}$  de cette equation, si elles existent. Le discriminant  $D$  associées à cette équation est

$$D = \left( \frac{(U_1^2 + U_2^2)h\rho_s}{\rho_a} - 4\frac{\kappa}{\rho_a} \right)^2 + 4(U_1 - U_2)^2 \frac{h\kappa\rho_s}{\rho_a^2} \quad (5.23)$$

$D$  est donc toujours positif ou nul et  $\Delta(k)$  admet donc deux racines réelles  $k_{min}$  et  $k_{max}$  qui limitent la bande instable. Par définition  $k \leq 0$  et ,par conséquent, si  $k_{max}$  est négative ou nulle alors le système est stable.

$$k_{max} = \frac{\rho_a}{2h\kappa\rho_s} \left( (U_1^2 + U_2^2)h\rho_s - 4\kappa + \sqrt{((U_1^2 + U_2^2)h\rho_s - 4\kappa)^2 + 4(U_1 - U_2)^2 h\kappa\rho_s} \right) \quad (5.24)$$

La condition de stabilité est donc

$$(U_1^2 + U_2^2)h\rho_s - 4\kappa \leq -\sqrt{((U_1^2 + U_2^2)h\rho_s - 4\kappa)^2 + 4(U_1 - U_2)^2 h\kappa\rho_s} \quad (5.25)$$

Si on pose  $K = (U_1^2 + U_2^2)h\rho_s - 4\kappa$  cette condition de stabilité s'écrit

$$K \leq -\sqrt{K^2 + 4(U_1 - U_2)^2 h\kappa\rho_s} . \quad (5.26)$$

L'inégalité stricte n'est jamais vérifiée, et l'égalité impose  $U_1 - U_2 = 0$  et  $K < 0$ .

Nous en concluons que le système est linéairement stable si :

$$\begin{cases} U_1 = U_2 = U \\ U \leq \sqrt{\frac{2\kappa}{h\rho_s}} \end{cases} \quad (5.27)$$

Dans les autres cas, il existe une bande de longueurs d'onde instables.

L'application numérique avec des valeurs typiques de nos expériences :  $\kappa = 27 \text{ mN.m}^{-1}$ ,  $h = 1 \text{ }\mu\text{m}$  et  $\rho_s = 1000$ , nous donne la plus haute valeur de vitesse pour laquelle le système est stable (dans le cas symétrique) :

$$U_{lim} = \sqrt{\frac{2\kappa}{h\rho_s}} = 7.35 \text{ m.s}^{-1} \quad (5.28)$$

ce qui est plus faible que les vitesses caractéristique d'écoulement, de l'ordre de la vitesse des gaz c'est à dire 50 m/s.

Si nous repassons dans le référentiel du laboratoire, cela implique que le système est instable tant que le film est dans sa phase d'accélération, c'est à dire tant que le différentiel de vitesse entre la vitesse du film et celle des gaz environnants est supérieure à  $U_{lim}$ . Aux temps longs, le système est stable mais l'amplitude de l'oscillation continue de croître par inertie.

### Ordre de grandeur dans le cas d'un gaz au repos

Dans le cas où  $U_1 \sim 50 \text{ m.s}^{-1}$  et  $U_2 = 0$ , l'expression de la partie réelle de  $\sigma$  devient, avec  $k_0 = \rho_a/(\rho_s h)$  et  $U_0^2 = k_0 \kappa / \rho_a$  :

$$\sigma = \frac{k \sqrt{U_1^2 \left(1 + \frac{k}{k_0}\right) - 2U_0^2 \frac{k}{k_0} \left(2 + \frac{k}{k_0}\right)}}{2 + \frac{k}{k_0}}. \quad (5.29)$$

Les longueurs d'ondes observées sont de l'ordre de 0.6 mm, soit des nombres d'onde de l'ordre de  $k \sim 10^4 \text{ m}^{-1}$ . Dans ce régime de petite longueur d'onde, la masse du film domine la masse d'air déplacée :  $k_0 \sim 10^3 \ll k$ . Dans ce cas

$$\sigma \sim k_0 \sqrt{U_1^2 \frac{k}{k_0} - 2U_0^2 \frac{k^2}{k_0^2}}, \quad (5.30)$$

dont le maximum est obtenu pour

$$k = k_0 \frac{U_1^2}{4U_0^2} = U_1^2 \frac{\rho_a}{4\kappa}, \quad (5.31)$$

c'est à dire une longueur d'onde

$$\lambda = \frac{8\pi\kappa}{\rho_a U_1^2} \sim 0.25 \text{ mm}. \quad (5.32)$$

### Ordre de grandeur dans le cas symétrique

Cette fois ci, nous considérons le cas  $U_1 = U_2 \sim 50 \text{ m.s}^{-1}$ , l'expression de la partie réelle de  $\sigma$  devient maintenant, toujours avec  $k_0 = \rho_a/(\rho_s h)$  et  $U_0^2 = k_0 \kappa / \rho_a$  :

$$\sigma = \frac{k \sqrt{2U_1^2 \frac{k}{k_0} - 2U_0^2 \frac{k}{k_0} \left(2 + \frac{k}{k_0}\right)}}{2 + \frac{k}{k_0}}. \quad (5.33)$$

Les longueurs d'ondes observées sont cette fois de l'ordre de 0.4 mm, soit des nombres d'onde toujours de l'ordre de  $k \sim 10^4 \text{ m}^{-1}$ . Par conséquent, nous avons encore  $k_0 \sim 10^3 \ll k$  et dans ce cas :

$$\sigma \sim k_0 \sqrt{2U_1^2 \frac{k}{k_0} - 2U_0^2 \frac{k^2}{k_0^2}}, \quad (5.34)$$

dont le maximum est obtenu pour

$$k = k_0 \frac{U_1^2}{2U_0^2} = U_1^2 \frac{\rho_a}{2\kappa}, \quad (5.35)$$

c'est à dire une longueur d'onde

$$\lambda = \frac{4\pi\kappa}{\rho_a U_1^2} \sim 0.125\text{mm}. \quad (5.36)$$

### Modélisation quasi stationnaire

Dans nos expériences, la difficulté est d'estimer les vitesses tangentielles des gaz par rapport au film de part et d'autre du film. Ces vitesses ne sont pas constantes : elles évoluent au cours du temps car le film est entraîné par l'écoulement. Elles décroissent pendant le temps d'accélération du film, et s'annulent une fois que le film a atteint la vitesse des gaz.

Nous discutons la modélisation faite pour ces vitesses  $U_1(t)$  et  $U_2(t)$  pour le film en  $Y$  au paragraphe 5.6.1 et pour le film perpendiculaire au choc au paragraphe 5.6.2.

Dans les deux cas, nous ferons une hypothèse de quasi-stationnarité : chaque longueur d'onde a un taux de croissance donné à chaque instant par l'équation 5.21 dans laquelle nous injectons la valeur instantanée des vitesses tangentielles des gaz par rapport au film.

## 5.6 Comparaison avec les résultats expérimentaux

### 5.6.1 Instabilité des films en $Y$

#### Modélisation de l'état de référence

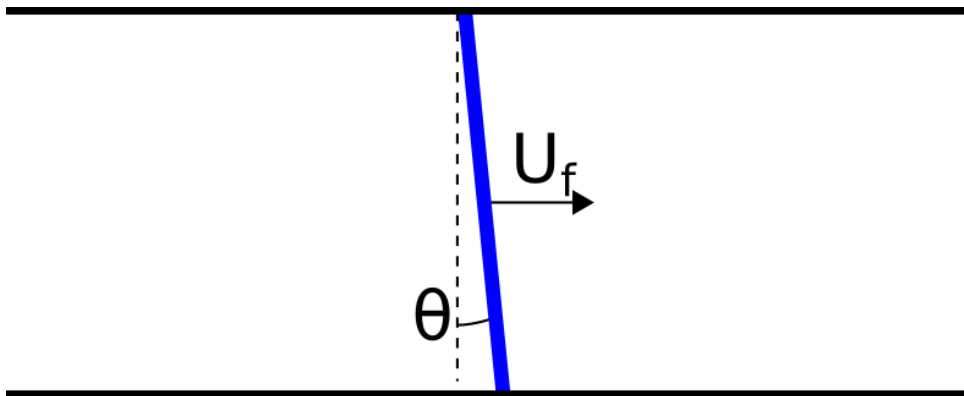


FIGURE 5.27 – Représentation du film quasi-parallèle au choc dans le tube

Nous considérons que le film est plan et qu'il forme un angle  $\theta$  avec le plan du choc, et que sa normale est donc  $\mathbf{n} = (\cos \theta, \sin \theta)$ . Dans ce cas, nous considérons que le film accélère de la même manière que s'il était parallèle au choc. La vitesse du film en "Y" au cours

du temps  $u_f(t)$  est alors représentée à l'aide du modèle développé au cours au chapitre 3. Comme nous l'avons vu en section 3.1.3, étant donné que le Mach des ondes de choc dans les tirs sur les "Y" est inférieur à 1.2, nous pouvons utiliser la version linéarisée du modèle, présentée en section 3.1.2, afin d'exprimer la vitesse du film.

Nous supposons donc que la vitesse du film est

$$\mathbf{u}_f(t) = U_0 (1 - e^{-t/\tau}) \mathbf{e}_x$$

avec

$$U_0 = \frac{a_0 \Delta P}{\gamma P_0}$$

$$\tau = \frac{\rho_s h a_0}{2\gamma P_0}$$

Nous supposons également que le gaz est au repos devant le film de savon (au delà de la fine tranche de gaz qui a déjà été mise en mouvement), et d'une vitesse égale à celle du film derrière. En effet, l'onde de choc réfléchi sur le film fait en sorte que la vitesse des gaz derrière le film soit la même que la vitesse du film. Finalement, les vitesses dont nous avons besoin pour déterminer la croissance de l'instabilité sont les vitesses tangentielles des gaz, dans le référentiel du film. Devant le film nous avons  $U_1(t) = -u_f(t) \sin(\theta)$  et derrière le film  $U_2(t) = 0$ .

Ces vitesses sont injectées dans l'équation 5.21 :

$$\sigma(t) = \frac{-ikU_1 \pm k \sqrt{U_1(t)^2 + k \left( \frac{U_1(t)^2 h \rho_s}{\rho_a} - 4 \frac{\kappa}{\rho_a} \right) - 2k^2 \frac{h \kappa \rho_s}{\rho_a^2}}}{2 + \frac{\rho_s}{\rho_a} k h} \quad (5.37)$$

Pour chaque valeur du nombre d'onde  $k$ , nous connaissons donc le taux de croissance (sous l'hypothèse de quasi-stationnarité discutée précédemment). Du fait de la croissance exponentielle de l'instabilité, nous avons

$$A(t + dt) = A(t) \exp(\sigma(k, t) dt) \quad (5.38)$$

$$A(t_n) = A_0 \exp\left(\int_0^{t_n} \sigma(k, t) dt\right) \quad (5.39)$$

Pour estimer l'amplitude  $A$  à la fin de la phase d'accélération du film, nous discrétisons la phase d'accélération et calculons  $\sigma(k, t_n)$  pour chaque pas de temps. Nous sommes ensuite sur toute les  $t_n$ , jusqu'à la fin de l'accélération du film et obtenons ainsi une estimation de  $N(k) = \int_0^{t_n} \sigma(k, t) dt$ .

La longueur d'onde pour laquelle  $N$  est maximal est  $\lambda^{th}$  qui doit être la longueur observée aux temps longs.

### Prédiction des longueurs d'onde

La figure 5.28, nous permet de comparer les résultats obtenus Fig. 5.16 et la prédiction  $\lambda^{th}$  obtenus pour le Mach correspondant. Nous constatons que, malgré une légère sous estimation des longueurs d'ondes dans le calcul, l'ordre de grandeur est bon.

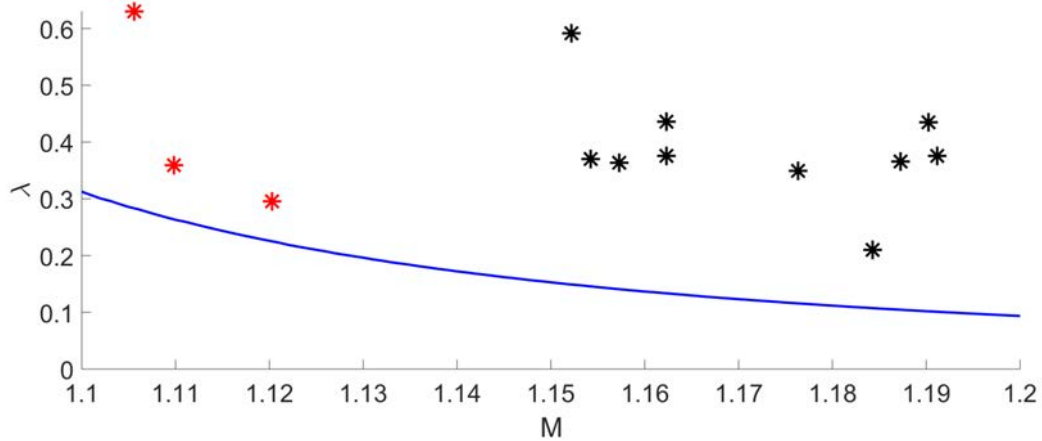


FIGURE 5.28 – Comparaisons entre les résultats issus du modèle (en bleu) et les résultats expérimentaux (en rouge pour les tirs à 3 Bar et en noir pour les tirs à 4 Bar)

### 5.6.2 Instabilité dans le cas du film perpendiculaire au choc

#### Accélération du film

Dans le cas d'un film perpendiculaire au choc, le choc se propage de la même manière de part et d'autre du film. Les pressions et les vitesses de part et d'autre du film sont donc égales dans l'état de référence. L'accélération du film est pilotée par une dynamique différente de celle utilisée précédemment et établie au chapitre.

Ici, l'accélération du film se fait alors par la contrainte de traînée  $T$  appliquée par l'écoulement sur le film avec :

$$T = \frac{1}{2} C_d \rho_a \Delta U^2, \quad (5.40)$$

avec  $\Delta U = U_f - U$  le différentiel de vitesse entre le film et l'écoulement.

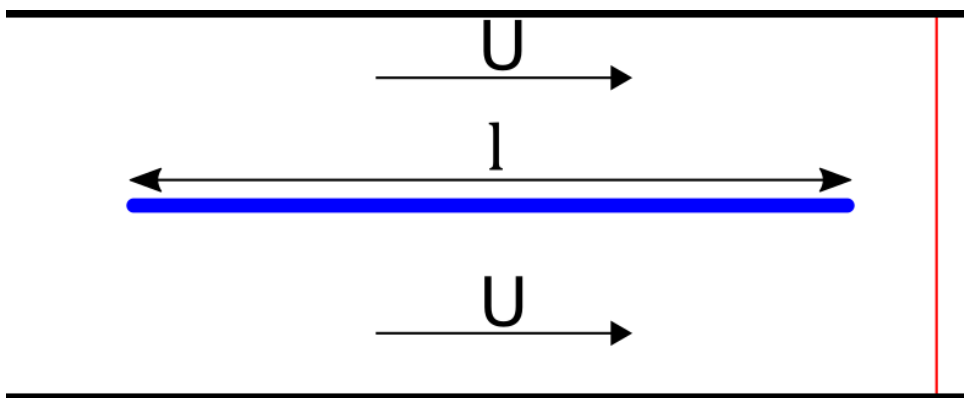


FIGURE 5.29 – Représentation du film perpendiculaire dans le tube

Le coefficient de traînée  $C_d$  est issu de la loi de Blasius décrivant la couche limite se formant au voisinage d'une plaque située dans un écoulement laminaire et vaut :

$$C_d = \frac{0.664}{(Re_x)^{\frac{1}{2}}}, \quad (5.41)$$

avec

$$Re_x = \frac{\rho_a \Delta U x}{\mu_a}. \quad (5.42)$$

Afin d'obtenir la force s'appliquant sur le film (par unité de longueur dans la direction invariante), on intègre la contrainte sur la surface totale du film :

$$F_d = \int_0^L T dx = 0.664 \sqrt{\rho_a \mu_a l \Delta U^3} \quad (5.43)$$

L'équation gouvernant le mouvement du film est donc :

$$\frac{\partial U}{\partial t} = 2 \frac{0.664}{\rho_s h} \sqrt{\frac{\rho_a \mu_a}{L}} (U_0 - U)^{\frac{3}{2}} \quad (5.44)$$

avec  $U_0$  la vitesse des gaz loin du film.

On peut adimensionnaliser cette équation en posant

$$U = U_0 \bar{U}$$

$$t = \frac{h}{U_0} \tau$$

On obtient alors :

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial \tau} = 1.328 \frac{\rho_a}{\rho_s} \sqrt{\frac{1}{Re}} (1 - \bar{U})^{\frac{3}{2}} \quad (5.45)$$

Avec

$$Re = \frac{\rho_a U_0 L}{\mu_a} \quad (5.46)$$

Il est possible de résoudre analytiquement cette équation. Pour simplifier l'écriture, nous posons :

$$K = -1.328 \frac{\rho_a}{\rho_s} \sqrt{\frac{1}{Re}} \quad (5.47)$$

Donc

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial \tau} = -K (1 - \bar{U})^{\frac{3}{2}} \quad (5.48)$$

$$\frac{\frac{\partial \bar{U}}{\partial \tau}}{(1 - \bar{U})^{\frac{3}{2}}} = -K \quad (5.49)$$

$$\frac{\frac{\partial 1 - \bar{U}}{\partial \tau}}{(1 - \bar{U})^{\frac{3}{2}}} = K \quad (5.50)$$

On effectue le changement de variable  $V = 1 - \bar{U}$

$$\frac{\frac{\partial V}{\partial \tau}}{V^{\frac{3}{2}}} = K \quad (5.51)$$

On intègre

$$\int \frac{\frac{\partial V}{\partial \tau}}{V^{\frac{3}{2}}} d\tau = \int K d\tau \quad (5.52)$$

$$\int V^{-\frac{3}{2}} dV = K\tau \quad (5.53)$$

$$-2V^{-\frac{1}{2}} = K\tau + A \quad (5.54)$$

$$V = \frac{4}{(K\tau + A)^2} \quad (5.55)$$

Où  $A$  est la constante d'intégration de l'équation.

Nous obtenons donc :

$$\bar{U} = \frac{(K\tau + A + 2)(K\tau + A - 2)}{(K\tau + A)^2} \quad (5.56)$$

De plus, à  $\tau = 0$ ,  $\bar{U} = 0$ , donc  $A = \pm 2$ . Or, si  $A = 2$ , comme  $K < 0$ ,  $\lim_{\tau \rightarrow -K} \bar{U} = +\infty$ .  
Donc  $A = -2$  et

$$\bar{U} = \frac{K\tau(K\tau - 4)}{(K\tau - 2)^2} = 1 - \frac{4}{(2 + |K|\tau)^2} \quad (5.57)$$

Finalement

$$U = U_0 \left( 1 - \frac{4}{\left( 2 + 1.328 \frac{\rho_a}{\rho_s} \sqrt{\frac{1}{Re} \frac{U_0 t}{h}} \right)^2} \right) \quad (5.58)$$

### Calcul de la longueur d'onde

Nous pouvons reprendre l'équation (11) et la simplifier :

$$\sigma = \frac{-ikU \pm k \sqrt{2 \frac{k}{\rho_a} \left( \rho_s U^2 h - 2\kappa - \frac{\rho_s}{\rho_a} k h \kappa \right)}}{1 + \frac{\rho_s k h}{2\rho_a}} \quad (5.59)$$

De même, nous cherchons  $k_{max}$  qui maximise la partie réelle de  $\sum \sigma(k)$ .



## Prédiction des longueurs l'onde

Dans ce calcul, nous avons du fixer 2 paramètres que nous ne connaissons pas :  $l$  et  $h$ . En effet, il n'est pas possible d'utiliser la caméra spectrale sur les films à l'intérieur du tube pour obtenir l'épaisseur du film, et nous n'avons pas pensé à mesurer la longueur du film lors des tirs. La longueur du film est donc fixée à  $50mm$  et son épaisseur à  $1\mu m$ . Tous les autres paramètres sont issus des expériences et nous obtenons alors le graphique 5.30 :

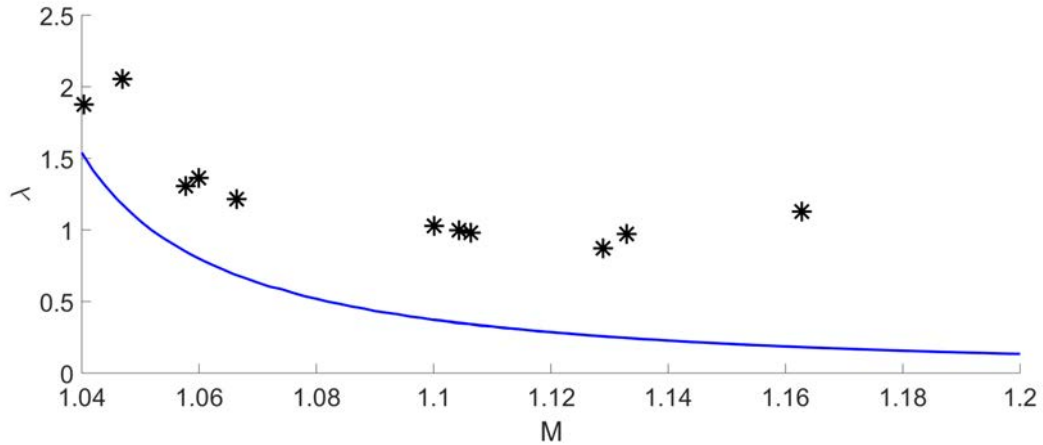


FIGURE 5.30 – Comparaisons entre les résultats expérimentaux (en noir) et le modèle présenté (en rouge)

Nous constatons que, bien que l'ordre de grandeur ainsi que la tendance soit correct, le modèle sous estime la longueur d'onde.

Nous avons aussi étudié l'influence des deux paramètres fixés arbitrairement sur le résultat du calcul mais ces derniers n'ont qu'une influence très faible sur les résultats :

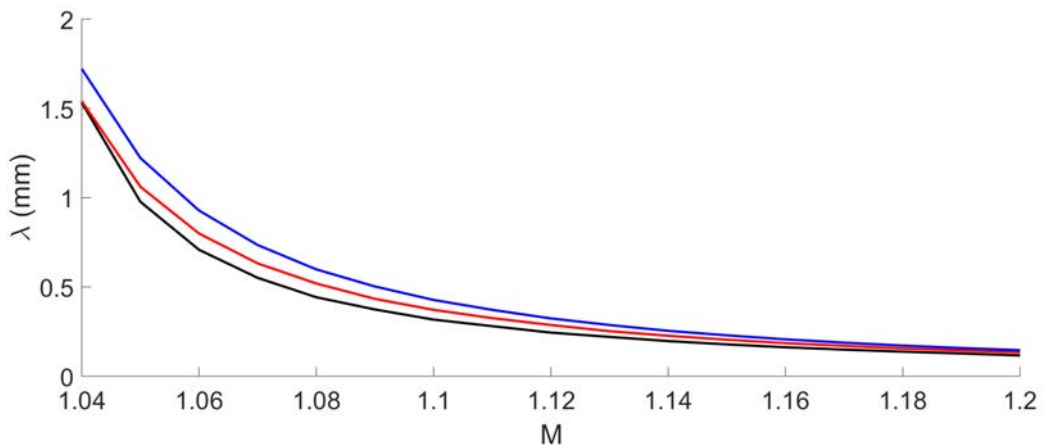


FIGURE 5.31 – Comparaisons entre les résultats du modèle pour différentes épaisseurs de film :  $500nm$  (en noir),  $1\mu m$  (en rouge),  $2\mu m$  (en bleu)

La longueur du film à une influence tellement faible qu'elle n'est pas visualisable sur un graphique.

Nous pensons que l'écart entre le calcul et les données expérimentales provient principalement de la modélisation de la vitesse du film. En effet, si nous regardons la figure 5.32, nous constatons que le film met beaucoup de temps à accélérer.

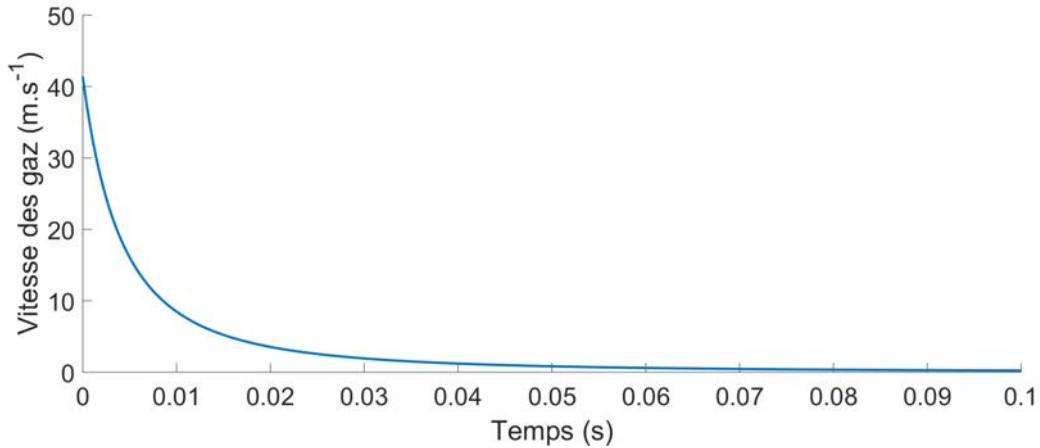


FIGURE 5.32 – Vitesse des gaz dans le référentiel du film au cours du temps pour un choc à  $M = 1.1$ . Nous constatons qu'il faut  $20\text{ ms}$  pour que la vitesse des gaz baisse de 90%

La vitesse des gaz atteint la  $U_{lim}$ , où la longueur d'onde la plus excitée ne peut plus évoluer, en  $10\text{ ms}$ , ce qui semble assez élevé par rapport à la vitesse du film sur les vidéos qui tends à accélérer en  $1\text{ ms}$

## 5.7 Conclusion

Nous avons montré que, lors du passage d'un choc, les films se mettent à osciller s'ils ne sont pas parallèles avec ce choc. Ce phénomène à été observé dans deux configurations différentes : des films en "Y" et des films perpendiculaires au choc.

Nous avons alors cherché à caractériser ces oscillations en déterminant tout d'abord leur longueur d'onde, puis nous avons développé une méthode permettant d'obtenir un ordre de grandeur de leur amplitude en se basant sur le niveau de gris des images obtenues à la caméra rapide.

Nous avons ensuite élaboré un modèle, basé sur l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, afin de décrire le phénomène observé. Ce modèle à d'abord été développé dans un cas général, avant d'être simplifié pour chacun des cas expérimentaux.

Finalement, nous avons comparé les résultats issus du calcul et ceux issus des expériences. Le calcul tends à sous-estimer la longueur d'onde des oscillations, cependant l'ordre de grandeur est correct à un facteur 2 près.



# Chapitre 6

## Conclusion

### 6.1 Résumé des travaux de thèse

Au cours de cette thèse, nous avons étudié l'interaction entre des ondes de choc et des films de savon. Après avoir détaillé les outils et méthodes développés dans le cadre de cette thèse (Chapitre 2), nous avons en particulier étudié les mécanismes entraînant l'accélération du film lors de l'impact de l'onde de choc (Chapitre 3), l'effet des gradients locaux d'épaisseur sur la dynamique de rupture du film (Chapitre 4) et l'effet de l'angle entre le plan de choc et le film sur les déformations de ce dernier (Chapitre 5). Nous avons alors pu établir un certain nombre de résultats que nous allons résumer ici :

Au chapitre 2, nous avons détaillé la mise en place des outils nécessaires à l'obtention de nos résultats.

Nous avons expliqué le processus de création du tube à choc : nous avons commencé par fixer les missions du tube à choc, ce qui nous a permis de déterminer ses contraintes de dimensionnement. Ensuite, nous avons réalisé des simulations numériques à l'aide du logiciel CLAWPACK qui nous ont permis de déterminer un jeu de paramètres validant nos contraintes.

Nous avons détaillé les méthodes permettant la réalisation de films et de trains de films dans le tube, de films en "Y" et de films perpendiculaires au plan de l'onde de choc. Nous avons aussi expliqué comment fabriquer un film de savon à "double épaisseur" dans lequel la partie inférieure est sensiblement plus épaisse que la partie supérieure, séparées par une petite zone où le gradient d'épaisseur est très important.

Finalement, nous avons présenté une méthode permettant de remonter à l'angle de visualisation d'un film à partir d'images en niveau de gris prises à la caméra rapide.

Lors du chapitre 3, nous avons approfondi le modèle d'accélération de film impacté par une onde de choc initialement proposé par [Bremond and Villermaux, 2005]

Nous avons commencé par reprendre les hypothèses du modèle utilisé par [Bremond and Villermaux, 2005] : une onde de choc impacte un film et se réfléchit intégralement sur le film. Le différentiel de pression entre les deux faces du film entraîne sa mise en mouvement qui génère une onde de compression devant le film et une onde de détente derrière lui. En supposant que l'onde

de détente ne rétroagit pas sur l'onde de choc réfléchi et que l'onde de compression ne se raidit pas en choc, nous en déduisons l'équation différentielle gouvernant le mouvement du film.

Cette équation différentielle n'admettant pas de solution analytique, nous avons linéarisé le problème dans la limite des chocs faibles. La solution de l'équation différentielle linéarisée nous a alors donné le temps d'accélération ainsi que la vitesse terminale du film. Nous avons alors remarqué que, dans le cas linéaire, la vitesse terminale du film est égale à la vitesse des gaz derrière l'onde de choc incidente.

Nous avons ensuite comparé la solution de l'équation différentielle non-linéaire, calculée numériquement, avec la solution analytique du cas linéaire. Nous avons observé que le résultat de la solution linéaire reste proche de la solution numérique non-linéaire pour un rapport des pressions au niveau du choc incident inférieur à  $P_1/P_0 = 1.2$  et donnant un écart de 10% entre les deux solutions.

Nous avons aussi comparé la solution non-linéaire avec la vitesse des gaz derrière le choc incident. Cette fois-ci, nous remarquons que les deux vitesses restent quasi-égales, même à des rapports de pressions  $P_1/P_0 = 1.5$ . Nous avons donc conjecturé que la vitesse terminale du film est en réalité égale à la vitesse des gaz derrière le choc incident.

Pour appuyer cette conjecture, nous avons montré que, sous l'hypothèse qu'au temps long toutes les ondes fusionnent jusqu'à ce qu'il ne reste plus qu'une onde de choc devant le film et une onde soit de choc, soit de détente derrière le film. Alors, quelque soit l'amplitude du choc incident, le film ne semble pas pouvoir se déplacer plus vite ou moins vite que la vitesse des gaz derrière le choc incident.

Finalement, nous avons comparé les résultats issus du modèle avec nos données expérimentales sur des impacts d'ondes de choc stationnaires et de blasts. Nous en concluons que le modèle semble prédire correctement la vitesse terminale du film. Le temps d'accélération lui est trop faible pour pouvoir être obtenu précisément expérimentalement.

Au chapitre 4, nous avons étudié l'effet des inhomogénéités d'épaisseur sur la rupture des films de savon impactés par des ondes de choc.

Nous avons établi un modèle basé sur l'apparition de gradients de pressions parallèles au film. Lors de la phase d'accélération du film, les zones fines accélèrent plus rapidement que les zones épaisses. Par conséquent, la pression derrière les zones fines est plus faible que la pression derrière les zones épaisses et inversement, la pression devant les zones fines est plus élevée que la pression devant les zones épaisses.

Cela crée alors des gradients de pression engendrant des écoulements transverses venant accentuer le décalage entre les zones fines et épaisses et conduisant à une rupture prématurée du film.

Nous avons comparé les données de ce modèle avec des expériences de tirs effectuées sur des films à "double épaisseur" et trouvons un bon accord.

Finalement, au chapitre 5, nous avons étudié l'effet de l'angle d'incidence entre le film et le choc.

Nous avons montré que, si le film n'est pas parallèle au plan du choc, le film se déforme sous l'effet d'une instabilité proche de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz provoquée par le

différentiel de vitesse tangentielle entre le film et l'écoulement environnant.

Nous avons alors effectué des expériences afin de valider le modèle et montré que malgré quelques écarts, probablement lié à des erreurs dans l'estimation de l'accélération initiale du film, le modèle est en plutôt bon accord avec les données expérimentales. Les valeurs des longueurs d'ondes sont sous estimés dans le modèle, mais l'ordre de grandeur est correct et la tendance globale est bonne

## 6.2 Perspectives

Les travaux réalisés au cours de cette thèse nous ont menés à nous poser de nouvelles questions et ouvrent donc de nouveaux axes de recherche possibles.

### Atténuation d'un blast lors de l'interaction avec un film

Au chapitre 3, nous avons vu que lors de l'interaction entre un choc stationnaire et un film, la seule différence notable entre une configuration avec film et une sans film, dans la limite asymptotique des temps, semble être un décalage spatial.

La vitesse terminale du film étant la même que celle des gaz derrière le choc incident, le choc reformé a les mêmes propriétés que le choc incident. Cependant, le choc reformé dans le cas avec film est en retard par rapport au choc incident du cas sans film. Nous avons attribué ce phénomène à un transfert de quantité de mouvement entre les gaz et le film : une masse de gaz égale à la masse du film n'a pas été mise en mouvement et donc le choc est en retard d'une distance  $\Delta x = \rho_f e_f / \rho_{air}$ .

Dans le cas d'un blast, pour que l'amplitude du choc reformé soit la même que celle du film incident, il est nécessaire que le film atteigne la vitesse des gaz juste derrière le choc incident. Or, il semble raisonnable de penser que le film ne puisse pas atteindre cette vitesse à cause de la détente qui suit immédiatement le choc. Par conséquent, le choc reformé lors d'un blast est probablement légèrement plus faible que le choc incident, mais nous n'avons pas pu l'observer expérimentalement.

### Atténuation d'un choc lors de l'interaction avec un train de films

En considérant à nouveau les résultats du chapitre 3, nous pouvons nous demander ce qu'il se passerait si, le film n'aurait pas le temps d'atteindre sa vitesse terminale avant d'être impacté par le rebond de l'onde reformée. En effet, en supposant une onde se propageant dans un gaz à une vitesse  $a = 340 \text{ m.s}^{-1}$ , et un temps d'accélération de film de  $\tau = 1 \mu\text{s}$ , une onde se réfléchissant sur un film situé à moins de  $a\tau/2 = 0.17 \text{ mm}$  devrait entraîner un ralentissement du film et donc entraîner l'arrêt de son renforcement.

Or, il est possible de créer des mousses avec des tailles de bulles de cet ordre de grandeur : il suffit simplement d'utiliser de la mousse à raser ([Salem et al., 2013]). Par conséquent, il peut être intéressant d'étudier la dynamique des ondes reformées dont la phase de renforcement est perturbé.

## Formation de tourbillons et dissipation d'énergie

Les résultats du chapitre 4 semblent montrer l'apparition de tourbillons derrière une zone de fort gradient d'épaisseur. La présence de forts gradients d'épaisseur dans une mousse est discutable, cependant, le modèle ne nécessite que la présence d'un fort gradient d'épaisseur pour être applicable et il semble raisonnable de penser que les bords de Plateau peuvent jouer le rôle de zone "épaisse" bordée par des films "fin".

De plus, au chapitre 5, nous montrons qu'une instabilité de Kelvin-Helmholtz semble apparaître dans les films non-parallèles au choc. Or le développement de cette instabilité entraîne aussi la formation de tourbillons. Dans le cadre de mousses sèches, à très grosses bulles, il est probable que l'instabilité ait suffisamment de temps pour générer des tourbillons.

Il serait donc intéressant d'étudier si le passage d'un choc dans une mousse entraîne bien, la formation de tourbillons dans l'écoulement. Nous pouvons alors raisonnablement penser que toute l'énergie cinétique d'un tourbillon finit par se dissiper sous l'effet de la viscosité ce qui serait révélateur d'un nouveau mode de dissipation dans les mousses

Une autre piste serait d'étudier l'écoulement dans le sillage d'un choc traversant un rideau, une "toile d'araignée" ou même une structure 3-D de fibres et d'étudier l'apparition de tourbillons et l'atténuation de l'onde.

## Rôle de la structure de la mousse

Il est intéressant de noter que, aussi bien dans nos expériences, que dans la revue de l'état de l'art des processus de dissipation dans la mousse effectué au Chapitre , les causes de dissipation ne sont pas issues de mécanismes propres aux films ou à la mousses. D'autres systèmes devraient donc être en mesure d'offrir un niveau d'atténuation similaire, notamment les nuages de gouttes.

Cependant, si nous regardons ces différents mécanismes, nous constatons que la plupart d'entre eux : effets des réflexions multiples des ondes de choc, transferts thermiques, transferts d'énergie cinétique, dissipation visqueuse aux interfaces, etc... ont une dépendance avec au moins un de ces deux paramètres : la surface de l'interface et la fraction liquide. Ce qui nous amène donc à nous poser la question suivante : la mousse n'est-elle pas aussi efficace, car sa structure permet de maximiser le produit (surface de l'interface) fois (fraction liquide) ?

# Table des figures

1.1	Profil de pression d'un choc soutenu . . . . .	13
1.2	Profil de Friedlander . . . . .	14
1.3	Signal expérimental d'un pseudo-blast . . . . .	15
1.4	Diagramme x-t du piston reculant. Les droites bleues représentent des caractéristiques $\Gamma^+$ , les droites mauves, les $\Gamma^-$ . . . . .	17
1.5	Diagramme x-t du piston avançant . . . . .	18
1.6	Discontinuité séparant le milieu amont "1" du milieu aval "2" . . . . .	19
1.7	Rebond d'une onde de choc sur une paroi . . . . .	22
1.8	Exemple de diagramme x-t dans le cadre d'un tube à choc . . . . .	23
1.9	Schéma de principe de l'ombroscopie . . . . .	24
1.10	Capteur de pression PCB . . . . .	24
1.11	Couleur des films de savon en fonction de l'épaisseur . . . . .	25
1.12	Schéma des rayons interférant dans un film de savon . . . . .	26
2.1	En haut : Diagramme x-t représentant la position des différentes ondes et discontinuités présentes dans un tube à choc au cours du temps En bas : Diagramme de la pression dans le tube correspondant au diagramme x-t à $t = t_1$ . . . . .	30
2.2	Diagramme x-t avec les réflexions d'ondes aux extrémités du tube . . . . .	31
2.3	Diagramme x-t montrant la zone d'étude possible, ou seule une onde est passée . . . . .	31
2.4	En haut : Diagramme x-t avec une chambre haute pression très courte : la détente réfléchie rattrape le choc En bas : Profil de pression pour un pseudo-blast correspondant au diagramme x-t à $t = t_b$ . . . . .	32
2.5	Plan de base du tube à choc . . . . .	34
2.6	En haut : Graphique représentant la pression dans le tube obtenu grâce à un calcul CLAWPACK à $t = 3.6\mu s$ . En bas : A $t = 5.55\mu s$ , l'onde de choc réfléchie (flèches rouges) se trouve à la même position que la queue de détente (flèches vertes), nous en déduisons la longueur minimale de la rallonge. La zone bleu clair représente la position finale de la zone de test . . . . .	37
2.7	Tube à choc. En haut : la section basse pression avec la zone de renforcement, suivie de la zone de test. En bas à gauche : les deux chambres haute pression, la petite pour les pseudo-blasts et la grande pour les chocs soutenus. En bas à droite : la rallonge . . . . .	38



2.8	Signal de pression au niveau du capteur 1 lors d'un des tirs de la 1 <sup>ère</sup> série de tirs de validation . . . . .	38
2.9	Signal de pression, toujours au niveau du capteur 1 lors du dernier tir de validation . . . . .	39
2.10	Le piston servant au positionnement des films. En haut à droite : le potentiomètre permettant de régler la vitesse. En bas : le système moteur (à gauche) + piston (à droite), reliés par un système vis-écrou . . . . .	40
2.11	Types de films réalisables par trempage . . . . .	40
2.12	Schéma explicatif de la fabrication des "Y". 1 : Fabrication de deux films proches. 2 : Les films tournent et leurs extrémités se rapprochent. 3 : Les films se touchent ce qui entraîne la formation d'une bulle. 4 : Un film en "Y" symétrique est créé . . . . .	41
2.13	Image du "Y" de profil dans le tube. . . . .	41
2.14	Étapes de fabrication du film perpendiculaires au choc. En bleu : profils successifs des films (invariants selon z). En rouge : tige métallique empêchant la rotation des films . . . . .	42
2.15	Rotation du film central en l'absence de guide . . . . .	42
2.16	Film à forte variation d'épaisseur sur son cadre. . . . .	43
2.17	Photron FASTCAM SA3 . . . . .	43
2.18	Photron FASTCAM SA-X2 . . . . .	43
2.19	Emplacement possible des caméras en fonction de la position du film . . . . .	44
2.20	A droite : images spatio-temporelle brute de l'interaction entre un choc et un train de film obtenue par ombroscopie. A gauche : même image une fois traitée pour enlever le fond et ne laisser que la visualisation des chocs et du film . . . . .	44
2.21	Photo d'un film prise avec l'appareil photo . . . . .	45
2.22	Photo de la caméra spectrale Resonon Pika L . . . . .	45
2.23	Montage de la caméra spectrale . . . . .	46
2.24	Mire utilisée pour le positionnement . . . . .	46
2.25	Mire vue par la caméra spectrale . . . . .	46
2.26	Visualisation d'un film à la caméra spectrale . . . . .	47
2.27	Visualisation d'un film non homogène à la caméra spectrale . . . . .	47
2.28	Schéma de l'interaction entre un rayon lumineux et une interface . . . . .	48
2.29	Schéma de la transmission au travers d'un film . . . . .	49
2.30	A gauche : Coefficients de transmission pour une polarisation parallèle. A droite : Coefficients de transmission pour une polarisation orthogonale. En bleu : interface air/eau. En rouge : interface eau/air. En noir : coefficient de transmission pour un film. . . . .	50
2.31	Coefficient de transmission total $T_{film}$ au travers d'un film . . . . .	50
2.32	Image d'une bulle, le bord de la bulle est plus sombre car l'angle formé entre la normale à la bulle et les rayons est plus grand. . . . .	51
2.33	Trajet des rayons dans une bulle . . . . .	51
2.34	Coefficient de transmission total à travers une bulle $T_{bulle}$ en fonction de la distance au centre de la bulle normalisée . . . . .	52

2.35	Coefficient de transmission total, corrigé pour prendre en compte les effets de pixellisation . . . . .	52
2.36	Niveau de gris moyen en fonction de la distance au centre de la bulle . . .	53
2.37	Coefficient de transmission en fonction de la distance au centre de la bulle	53
2.38	Comparaison des coefficient de transmission en fonction de la distance au centre de la bulle . . . . .	54
3.1	Diagramme de marche théorique de l'interaction entre une onde de choc stationnaire et un film de savon. . . . .	55
3.2	Représentation de l'état initial. L'onde de choc incidente (à la position $x_i$ ) fait passer les gaz de l'état 0 ( $P_0, u_0, a_0$ ) à l'état 1 ( $P_1, u_1, a_1$ ). . . . .	56
3.3	Représentation des pressions à $t = 0^+$ . Le film n'a pas encore commencé à bouger : devant le film, les gaz sont toujours l'état 0 ( $P_0, u_0, a_0$ ). Derrière le film, l'onde de choc réfléchie sépare l'état 1 ( $P_1, u_1, a_1$ ) de l'état 2 ( $P_2, u_2, a_2$ ). . . . .	56
3.4	Représentation des pressions à $t > 0$ . Devant le film, une onde de compression se propage et fait la transition entre l'état 0 ( $P_0, u_0, a_0$ ) et l'état juste devant le film ( $P_{x_f^+}, u_{x_f^+}, a_{x_f^+}$ ). Derrière le film, l'onde de choc réfléchie sépare des gaz à l'état 1 ( $P_1, u_1, a_1$ ) de gaz à l'état 2 ( $P_2, u_2, a_2$ ), puis une onde de détente fait la transition entre cet état 2 ( $P_2, u_2, a_2$ ) et l'état juste derrière le film ( $P_{x_f^-}, u_{x_f^-}, a_{x_f^-}$ ). . . . .	57
3.5	Vitesse du film en fonction du temps pour différents rapports $P_1/P_0$ . La ligne en trait pleins représente la résolution numérique de l'équation différentielle (3.8) : $u_{f,nl}(t)$ , celle en pointillés représente la solution linéaire présentée en (3.17) : $u_{f,l}(t)$ . Les tirets représentent la vitesse des gaz derrière le choc incident $u_1$ calculée à partir de l'équation (Eq.1.16). . . . .	61
3.6	Schéma plus réaliste de l'état à $t > 0$ lors d'une interaction choc / film. Le choc réfléchi s'est affaibli alors qu'un choc a commencé à se reformer derrière le film. . . . .	62
3.7	Diagramme de marche de l'interaction entre une onde de choc stationnaire et un film de savon. en rouge : choc incident, en jaune : choc reformé, en vert : onde réfléchie et en bleu : film . . . . .	63
3.8	Profil de pression en aval du film dans le cas ou $u_f > u_1$ . . . . .	64
3.9	Profil de pression en amont du film dans le cas ou $u_f > u_1$ . . . . .	65
3.10	Profil de pression de part et d'autre du film dans le cas ou $u_f > u_1$ . . . . .	65
3.11	Profil de pression en aval du film dans le cas ou $u_f < u_1$ . . . . .	66
3.12	Profil de pression en amont du film dans le cas ou $u_f < u_1$ . . . . .	66
3.13	Profil de pression de part et d'autre du film dans le cas ou $u_f < u_1$ . . . . .	67
3.14	Profil de pression à $t = t_0^-$ , immédiatement avant que le choc n'impacte le film . . . . .	68
3.15	Évolution de la vitesse du film au cours du temps. En trait plein : vitesse calculée à l'aide du modèle, en pointillés : vitesse théorique des gaz derrière le choc incident. . . . .	68

3.16	Évolution de la pression au niveau du film au cours du temps avec le modèle. En bleu : pression en face arrière, en rouge : pression en face avant, en noir : différentiel de pression entre les deux faces. . . . .	69
3.17	Profil de pression à $t = t_0^+$ , juste après que le choc n'impacte le film, nous voyons que le choc réfléchi est de très forte amplitude et la présence d'une légère compression en face avant du film. . . . .	69
3.18	Profil de pression à $t = t_0 + 2\mu s$ , la mise en mouvement du film entraîne une forte diminution de l'amplitude du choc réfléchi et le renforcement de l'onde de compression devant le film. . . . .	70
3.19	Profil de pression à $t = t_0 + 6\mu s$ , l'accélération du film est presque terminée, les pressions sont quasiment à l'équilibre de part et d'autre du film. . . . .	71
3.20	Profil de pression à $t = t_0 + 10\mu s$ , l'accélération du film est terminée, les pressions sont à l'équilibre de part et d'autre du film. L'onde de choc formée devant le film à les mêmes propriétés que l'onde de choc initiale . . . . .	71
3.21	Montage de l'expérience d'observation de l'interaction choc/films. . . . .	73
3.22	Profil de pression typique obtenu lors de nos 4 tirs avec des ondes de choc soutenues. Nous observons la présence d'un pic de pression en début de signal atteignant $0.4 \text{ Bar}$ causé probablement par un rebond d'onde sur l'indenteur. La surpression théorique est de 0.24, ce qui correspond bien à la surpression du plateau derrière le pic . . . . .	74
3.23	Image spatio-temporelle brute de l'impact d'une onde de choc soutenue sur une série de 8 films (seuls 4 films sont dans le champ de vision de la caméra). Verticalement : direction x, $11.1 \text{ px.mm}^{-1}$ , horizontalement : temps, $144 \text{ px.ms}^{-1}$ . . . . .	74
3.24	Comparaison entre la vitesse des films et la vitesse théorique des gaz derrière l'onde de choc. Chaque couleur représente les vitesses des différents films pour un même tir. . . . .	75
3.25	Image spatio-temporelle traitée correspondant au même tir que l'image spatio-temporelle précédente. . . . .	75
3.26	Schémas des trajectoires des chocs et des films. Rouge : choc incident, vert : chocs réfléchis, violet : chocs reformés, bleu : films. . . . .	76
3.27	Tableau récapitulatif des différents nombres de Mach mesurés lors des expériences sur l'interaction entre des ondes de choc soutenues et des trains de films de savon. . . . .	76
3.28	Image spatio-temporelle de l'interaction pseudo-blast/film en ombroscopie à 1M d'images secondes. En rouge : choc incident. En vert : choc réfléchi. En bleu : trajectoire du film. En violet : Choc reformé . . . . .	77
3.29	Tableau récapitulatif des différentes vitesses mesurés lors des expériences sur l'interaction entre des pseudo-blasts et des films de savon unitaires. . . . .	78
3.30	Pression dans le tube au niveau du capteur 1 en violet, 2 en jaune, 3 en orange et 4 en bleu. Nous observons la présence d'une onde de choc réfléchie sur les signaux . . . . .	78
3.31	Comparaison entre les vitesses absolues des choc incident (en haut) et réfléchi (en bas) obtenu à l'oscilloscope et celles obtenues en ombroscopie . . . . .	79

3.32	Comparaison de la vitesse du choc incident $u_i$ avec celle du choc reformé $u_t$ lors de nos 5 tirs. . . . .	80
3.33	Comparaison de la vitesse des films $u_f$ avec celle des gaz $u_1$ obtenue par calcul à l'aide du Mach de l'onde incidente $M_i$ . . . . .	81
3.34	Comparaison ente Mach de l'onde réfléchie obtenu grâce à un calcul calcul théorique (Eq. 1.24) et (Eq. 1.19) et celui obtenu à l'aide des images spatio-temporelles . . . . .	81
3.35	Image spatio-temporelle brut d'un pseudo-blast sur un train de film pris par ombroscopie. Verticalement : direction $x$ , $11.1 px.mm^{-1}$ , horizontalement : temps, $120 px.ms^{-1}$ . . . . .	82
3.36	Image spatio-temporelle une fois traité d'un tir sous ombroscopie d'un tir sur un train de films. Nous distinguons alors facilement les trajectoires des différents ondes de choc réfléchies . . . . .	83
3.37	Vitesse des films obtenue grâce au diagramme spatio-temporel. La vitesse des ondes réfléchie est négative ici car celles-ci vont dans la direction opposée à l'onde incidente. . . . .	83
3.38	Comparaison des temps d'arrivée aux capteurs issu des images spatio-temporelles (en rouge) et les signaux de pression . . . . .	84
3.39	Signaux de pression issus des capteurs 3 et 4, alors qu'un film se trouve entre les deux . . . . .	84
4.1	Side view of the rupture induced by a shock on a foam film with either small thickness gradients (a, b), or large gradients (c, d). The delays after the shock are : (a) $t_a \lesssim 100\mu s$ ; (b) $t_b = t_a + 200\mu s$ ; (c) $t_c \lesssim 30\mu s$ ; (d) $t_d = t_c + 100\mu s$ . The insets in (a) and (c) are front views of the two films, in which the thickness field can be deduced from the interference colors (same scale as the main images). . . . .	87
4.2	Side view of the film 0.5 ms after the shock. In that case, the film is produced in the tube, and boundary effects are smaller. This allows to visualize the structures which develop at the rear side of the film. The scale bar is 2 mm. . . . .	88
4.3	Experimental setup. The shock tube is oriented along the axis $x$ (horizontal). A frame is pulled out of the foaming solution reservoir at controlled velocity to produce a foam film at the end of the tube, in the $(y, z)$ plane. The high speed camera (HC) provides a side view of the film deformation and the spectral camera (SC) records the mirror reflection of a halogen light on the film, and thus measures the film thickness profile along the vertical direction $z$ . . . . .	89
4.4	(Left) Pressure signals as a function of time for the empty tube, at sensor 1 (black), 2 (red), 3 (green) and 4 (blue); all the apparatus are triggered by the sudden increase of the signal at sensor 1. (Right) Shock Mach number $M_s^e$ measured just after the foam film, at the tube exit, as a function of the Shock Mach number in the tube $M_s^t$ . The blue line is a guide for the eyes corresponding to $M_s^e = 0.83 M_s^t$ . . . . .	91

4.5	Characterization of the film profiles. (Left) Example of raw image of the spectral camera (last image before the shock). (Right) Corresponding film thickness profile $h(x)$ obtained using the relation 1.28. . . . .	92
4.6	Film thicknesses $h_1$ (in blue) and $h_2$ (in red) as a function of the motor velocity $U_2^m$ . . . . .	92
4.7	Side views of the film at times 35, 63, 91, 119 and 147 $\mu s$ after the shock, which propagates from left to right. The magnitude of vectors $\vec{x}$ and $\vec{z}$ in image (a) correspond to 1 mm. The origin of the $x$ axis is located at the back of the solid frame; the origin of the $z$ axis is at the boundary between the thick and the thin parts of the film obtained from the spectral camera : the light gray strip coincides with the domain of unresolved thickness between both parts of the film and the point $z = 0$ is set in the middle of the strip; the origin of the $y$ axis is on the symmetry plane of the film. The long white arrow in image (a) indicates the position $d(z, t)$ of the film (along symmetry plane). Images (b-e) are cropped on their left side at positions $x = 6, 7.4, 8.8$ and $10.2$ mm, respectively. . . . .	93
4.8	Front views of the film at times 67, 108, 150, 192, 233, 275 and 317 $\mu s$ after the shock, front view. The white segments in Fig. a correspond to 1 mm in the $y$ direction (horizontal) and in the $z$ direction (vertical). The darker line is located along the boundary between the thin and the thick parts of the film, initially at $z=0$ in image a. The width of this deformed strip increases with time. In (d) the first holes appear in the middle of the dark strip and expand in the following images, at the Taylor Culick velocity. . .	94
4.9	(left) Definition of the geometrical quantities $d_2$ , $d_{max}$ and $A$ . (right) Position $d_2$ of the thick part of the film as a function of time. The gray level indicates the Mach number $M_s^t$ : it varies between 1 (dark gray) and 1.1 (light gray). The initial position of the film ( $x_0$ obtained from the fitting procedure) has been subtracted from $d_2$ for a better readability. . . . .	94
4.10	Velocity $U$ of the film, as a function of the Mach numbers $M_s^t$ (+) and $M_s^e$ (*). This film velocity is compared to the prediction of (Eq. 1.22) (blue line). . . . .	95
4.11	Film position difference $d_{max} - d_2$ as a function of time. The grey level indicates the Mach number $M_s^t$ : it varies between 1.15 (light grey) and 1.35 (dark grey). The coloured lines are averaged values, obtained for the data set with $M_s^t = (1.2 \pm 0.04)$ (red) and $(1.29 \pm 0.04)$ (green). . . . .	96

4.12	Schematic view of the pressure and velocity fields on both sides of the thin film ( $z > 0$ ) and thick film ( $z < 0$ ), at a typical time $t$ between $\tau_1$ and $\tau_2$ , in the weak shock limit. The red lines represent the shock waves, moving at velocity $a_0$ in the direction of the red arrows ; the dark grey arrows represent the gas velocities (with grey dots for gas at rest) ; the grey background is representative of the pressure level : $P_0$ in white, $P_0 + \delta P$ in light grey and $P_0 + 2\delta P$ in dark grey. The left-hand configuration is the prediction of the 1D model of section 3.1.2, leading to unphysical discontinuities along the line $L_1$ (magenta) and $L_2$ (dark blue). The right-hand side configuration shows the compression and rarefaction waves (dashed lines) propagating along the $z$ -direction at a velocity $a_0$ (black arrows), inducing a vertical flux downwards (resp. upwards) in front of (resp. behind) the film. . . . .	98
4.13	Excess area $A(t)$ defined by eq. 4.2 as a function of time for all the experiments. The lines are black when the deformation front is in the field of view, and gray afterwards. The red line is the prediction $A^{th} = Q_u t$ with $Q_u$ given by eq. 4.9. . . . .	99
4.14	Zoom on an individual structure in the deformed film, at times 15, 20, 25, 30 and 60 $\mu s$ after the shock (which propagates downwards). The red and green segments in Fig. c represent respectively the lengths $R_2$ and $2 R_1$ of the structure of interest ; the horizontal white line is the position $x_f$ of the film as defined in the text. The image d is the last measurable image of the sequence, as a hole, underlined in blue, appears. The scale bar in Fig. a is 1 mm. . . . .	100
4.15	Volume trapped in the individual structure of Fig. 4.14 as a function of time. . . . .	101
5.1	Dispositif d'observation de la structure à 5 films ayant permis l'obtention des figures 5.2 et 5.3, vue sous 3 angles différents. Le choc se propage dans la direction $x$ . . . . .	104
5.2	Photo du bord de plateau avant tir et sa représentation schématique. En bleu : bord de Plateau sur la paroi inférieure du tube ; en rouge : bord de Plateau sur la paroi supérieure du tube ; en violet : bord de Plateau central à la jonction des 3 films ; en vert : film central perpendiculaire au choc ; en cyan, films latéraux tenant le film central. . . . .	104
5.3	Images successives de l'interaction choc / bord de Plateau. La 1 <sup>ere</sup> image est prise avant choc, puis la période entre chaque image est de 80 $\mu s$ . . . . .	105
5.4	A gauche : Schéma du montage d'observation de l'interaction entre un choc et un film perpendiculaire à ce choc. L'angle $\alpha$ entre la direction d'observation et le plan du film est choisi pour optimiser la visualisation des déformations du film. A droite : Visualisation de la structure à 5 films. . . . .	107
5.5	Visualisation d'un film lors d'un tir (contraste augmenté et arrière plan retiré, orientation des axes : x dans le sens de la propagation du choc et z dans l'autre direction, la flèche fait 5 mm . . . . .	107
5.6	Schéma de l'expérience de tir sur des "Y". . . . .	108

5.7	Image du "Y" de profil dans le tube (contraste amélioré). . . . .	108
5.8	"Y" de face dans le tube, centrée sur le bord de plateau central, avant le choc avec le schéma de profil correspondant. . . . .	108
5.9	Evolution de la structure Y lors d'un choc. Le choc se propage vers le bas des images. Image du "Y" de face dans le tube $40 \mu s$ après l'arrivée du choc sur le bord de Plateau avec le schéma de profil explicitant l'ondulation du film. . . . .	109
5.10	Définition de la RoI pour un "Y". Il s'agit de la partie haute du film latéral impacté le plus tard. La direction $x$ de propagation du choc est vers le bas de l'image et on note $y$ la direction des bandes sombres. . . . .	110
5.11	Transformée de Fourier $\tilde{I}(k)$ définie eq. 5.2 de l'image Fig. 5.10 (avec $k = 1/\lambda$ ). En bleu : transformée de Fourier, en rouge : transformée de Fourier lissée, en vert : transformée de Fourier centrée en 0, en noir : transformée de Fourier centrée en 0 lissée. . . . .	111
5.12	Zoom sur la bosse dans la transformée de Fourier centrée en 0 lissée $F$ . La bosse est définie par la partie verte sous la courbe . . . . .	112
5.13	Longueur d'onde des perturbations sur les films perpendiculaires en fonction du temps. Les différentes courbes correspondent à différentes amplitudes de choc (voir Fig. 5.14). L'origine des temps se situe au moment du passage du choc sur le capteur 1. . . . .	113
5.14	Longueur d'onde moyenne des perturbations sur les films perpendiculaires en fonction du Mach de l'onde incidente . . . . .	113
5.15	Longueur d'onde des perturbations sur les Y en fonction du temps ; L'origine des temps est prise à l'arrivée de l'onde de choc au niveau du film central du "Y". En noir : pression de la chambre haute pression de $3 \text{ Bar}$ , en rouge : pression de la chambre haute pression de $4 \text{ Bar}$ . . . . .	114
5.16	Longueur d'onde des perturbations sur les Y vus de face en fonction du Mach du choc. En noir : pression de la chambre haute pression de $3 \text{ Bar}$ , en rouge : pression de la chambre haute pression de $4 \text{ Bar}$ . . . . .	115
5.17	Intensité lumineuse transmise au travers d'un film, normalisée par l'intensité lumineuse transmise à un angle de $90^\circ$ , en fonction de son angle d'observation à la caméra . . . . .	116
5.18	Schéma de la déformation sinusoidale du film après le passage de l'onde de choc, et définition de l'angle d'observation. . . . .	116
5.19	Taux de croissance des des déformations en fonction du Mach du tir. . . . .	118
5.20	Amplitudes minimales de déformation dans le cas des films perpendiculaires au choc en fonction du Mach de l'onde de choc . . . . .	118
5.21	Film en "Y" au repos. La ligne rouge représente le fit avec un arc de cercle . . . . .	119
5.22	Schéma d'un "Y" de profil après le passage du choc. En rouge : film moyen ; en bleu : limites du film. Le choc se propage dans la direction $x$ . . . . .	120
5.23	Amplitudes des déformations $A_f$ obtenues sur les films de profil en visualisation directe. . . . .	120

5.24	Comparaison des amplitudes obtenues avec les 2 méthodes d'analyse, dans des conditions expérimentales identiques mais avec une visualisation différente. Symboles isolés : Amplitude des oscillations à $t = t_{70}$ obtenues Table 5.1. En lignes continues : Amplitudes des oscillations obtenues Fig. 5.23. . . . .	121
5.25	Notations utilisées dans le texte. . . . .	122
5.26	Définition des pressions. . . . .	123
5.27	Représentation du film quasi-parallèle au choc dans le tube . . . . .	127
5.28	Comparaisons entre les résultats issus du modèle (en bleu) et les résultats expérimentaux (en rouge pour les tirs à 3 <i>Bar</i> et en noir pour les tirs à 4 <i>Bar</i> )	129
5.29	Représentation du film perpendiculaire dans le tube . . . . .	129
5.30	Comparaisons entre les résultats expérimentaux (en noir) et le modèle présenté (en rouge) . . . . .	132
5.31	Comparaisons entre les résultats du modèle pour différentes épaisseurs de film : 500nm (en noir), 1μm (en rouge), 2μm (en bleu) . . . . .	132
5.32	Vitesse des gaz dans le référentiel du film au cours du temps pour un choc à $M = 1.1$ . Nous constatons qu'il faut 20ms pour que la vitesse des gaz baisse de 90% . . . . .	133





# Bibliographie

- [Allen et al., 2004] Allen, R., Kirkpatrick, D., Longbottom, A., Milne, A., and Bourne, N. (2004). Experimental and numerical study of free-field blast mitigation. In *AIP Conference Proceedings*, volume 706, pages 823–826. AIP.
- [Ando et al., 2011] Ando, K., Colonius, T., and Brennen, C. E. (2011). Numerical simulation of shock propagation in a polydisperse bubbly liquid. *International Journal of Multiphase Flow*, 37(6) :596–608.
- [Ball and East, 1999] Ball, G. and East, R. (1999). Shock and blast attenuation by aqueous foam barriers : influences of barrier geometry. *Shock Waves*, 9(1) :37–47.
- [Ballanger, 2016] Ballanger, F. (2016). *Confinement de la détonation d'un objet explosif par mousse aqueuse sèche. Etude expérimentale et numérique*. PhD thesis, Chasseneuil-du-Poitou, Ecole nationale supérieure de mécanique et d . . . .
- [Barthélémy, 2016] Barthélémy, R. (2016). *Modélisation du comportement de mousses métalliques sous sollicitations dynamiques intenses et application à l'atténuation d'ondes de choc*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale.
- [Baskerville and Ambuehl, 2006] Baskerville, A. J. and Ambuehl, D. D. (2006). Underwater energy dampening device. US Patent 7,126,875.
- [Batchelor, 1969] Batchelor, G. (1969). Compression waves in a suspension of gas bubbles in liquid. *Fluid Dynamics Transactions*, 4 :425–445.
- [Borisov et al., 1980] Borisov, A., GEL'FAND, B., KUDINOV, V., PALAMARCHUK, B., STEPANOV, V., TIMOFEEV, E., and KHOMIK, S. (1980). Shock waves in water foams. In OPPENHEIM, A., editor, *Gasdynamics of Explosions and Reactive Systems*, pages 1027 – 1033. Pergamon.
- [Breda, 2015] Breda, C. (2015). *Confinement à l'aide de mousse aqueuse des effets combinés de souffle et de projection de fragments générés par la détonation d'un engin explosif*. PhD thesis.
- [Bremond and Villermaux, 2005] Bremond, N. and Villermaux, E. (2005). Bursting thin liquid films. *J. Fluid Mech.*, 524 :121–130.
- [Britan et al., 2012] Britan, A., Shapiro, H., and Ben-Dor, G. (2012). Foams for blast mitigation. *Foam Engineering : Fundamentals and Applications*, pages 477–512.
- [Britan and Zinovik, 1994] Britan, A. and Zinovik, I. (1994). Interaction of pressure waves with a wet foam. *Journal of applied mechanics and technical physics*, 35(5) :712–717.

- [Campbell and Pitcher, 1958] Campbell, I. J. and Pitcher, A. (1958). Shock waves in a liquid containing gas bubbles. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 243(1235) :534–545.
- [Carmichael, 1968] Carmichael, S. B. (1968). Apparatus and method for noise and splash abatement in a toilet bowl. US Patent 3,383,710.
- [Carstensen and Foldy, 1947] Carstensen, E. L. and Foldy, L. L. (1947). Propagation of sound through a liquid containing bubbles. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 19(3) :481–501.
- [Chauvin et al., 2011] Chauvin, A., Jourdan, G., Daniel, E., Houas, L., and Tosello, R. (2011). Experimental investigation of the propagation of a planar shock wave through a two-phase gas-liquid medium. *Phys. Fluids*, **23** :113301.
- [Clark and Bennett, 1986] Clark, C. J. and Bennett, E. M. (1986). Method for explosive blast control using expanded foam. US Patent 4,589,341.
- [Commander and Prosperetti, 1989] Commander, K. W. and Prosperetti, A. (1989). Linear pressure waves in bubbly liquids : Comparison between theory and experiments. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 85(2) :732–746.
- [Culick, 1960] Culick, F. E. C. (1960). Comments on a ruptured soap film. *J. Appl. Phys.*, 31 :1128.
- [de Krasinski, 1992] de Krasinski, J. (1992). Some aspects of the fluid dynamics of liquid-air foams of high dryness fraction. *Progress in Aerospace Sciences*, 29(2) :125–163.
- [De Krasinski and Khosla, 1974] De Krasinski, J. and Khosla, A. (1974). Shock wave propagation and attenuation in foams. In *Fifth Australian Conference on Hydraulics and Fluid Mechanics*.
- [Del Prete, 2012] Del Prete, E. (2012). *Choc et onde de souffle dans les mousses aqueuses. Etude expérimentale et modélisation numérique*. PhD thesis.
- [Délery, 2008] Délery, J. (2008). *Traité d'aérodynamique compressible*. Lavoisier, Paris.
- [Edwards and Palmer, 2003] Edwards, M. and Palmer, M. (2003). Mitigation of comminution effects of explosives by particulate materials. *Journal of applied physics*, 93(5) :2540–2543.
- [Fessenden, 1920] Fessenden, R. A. (1920). Method and apparatus for sound insulation. US Patent 1,348,828.
- [Friedlander, 1964] Friedlander, F. G. (1964). The diffraction of sound pluses. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 186 :322–367.
- [Fuster and Colonius, 2011] Fuster, D. and Colonius, T. (2011). Modelling bubble clusters in compressible liquids. *Journal of Fluid Mechanics*, 688 :352–389.
- [Goldfarb et al., 1992] Goldfarb, I., Schreiber, I., and Vafina, F. (1992). Heat transfer effect on sound propagation in foam. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 92(5) :2756–2769.
- [Grandjean, 2012] Grandjean, H. (2012). *Propagation of shock waves in bubbly liquids : modelling and application to the bubble curtain problem*. Theses, Université de Bretagne occidentale - Brest.

- [Hartman et al., 2006] Hartman, W. F., Boughton, B. A., and Larsen, M. E. (2006). Blast Mitigation Capabilities of Aqueous Foams. Technical report, Sandia National Laboratories.
- [Henderson, 1989] Henderson, L. F. (1989). On the refraction of shock waves. *J. Fluid Mech.*, 198 :365–386.
- [Homae et al., 2007] Homae, T., Wakabayashi, K., Matsumura, T., and Nakayama, Y. (2007). Reduction of explosion damage using sand or water layer. In *AIP Conference Proceedings*, volume 955, pages 1289–1292. AIP.
- [Igra et al., 2013] Igra, O., Falcovitz, J., Houas, L., and Jourdan, G. (2013). Review of methods to attenuate shock/blast waves. *Progress in Aerospace Sciences*, 58 :1 – 35.
- [Jourdan et al., 2010] Jourdan, G., Biamino, L., Mariani, C., Blanchot, C., Daniel, E., Massoni, J., Houas, L., Tosello, R., and Praguine, D. (2010). Attenuation of a shock wave passing through a cloud of water droplets. *Shock Waves*, **20** :285–296.
- [Jourdan et al., 2015] Jourdan, G., Mariani, C., Houas, L., Chinnayya, A., Hadjadj, A., Del Prete, E., Haas, J.-F., Rambert, N., Counilh, D., and Faure, S. (2015). Analysis of shock-wave propagation in aqueous foams using shock tube experiments. *Phys. Fluids*, **27** :056101.
- [Kann, 2005] Kann, K. (2005). Sound waves in foams. *Colloids Surf. A*, 263(1) :315–319.
- [Kann and Kislitsyn, 2003] Kann, K. B. and Kislitsyn, A. A. (2003). A film model of sound propagation in gas-liquid foams : 1. the sound velocity. *Colloid J.*, 65 :26–30.
- [Keevin and Hempen, 1997] Keevin, T. M. and Hempen, G. L. (1997). The environmental effects of underwater explosions with methods to mitigate impacts. Technical report, CORPS OF ENGINEERING ST LOUIS MO ST LOUIS DISTRICT.
- [Keller, 1983] Keller, J. B. (1983). Breaking of liquid films and threads. *Phys. Fluids*, 26 :3451 – 3453.
- [Keller and Kolodner, 1954] Keller, J. B. and Kolodner, I. (1954). Instability of liquid surfaces and the formation of drops. *J. Appl. Phys.*, 25 :918–921.
- [Kitagawa et al., 2006] Kitagawa, K., Takayama, K., and Yasuhara, M. (2006). Attenuation of shock waves propagating in polyurethane foams. *Shock Waves*, **15** :437–445.
- [Kudinov et al., 1981] Kudinov, V., Palamarchuk, B., Vakhnenko, V., Cherkashin, A., Lebed, S., and Malakhov, A. (1981). Relaxation phenomena in foamy structure. In *8th ICOGER*, pages 96–118.
- [Kudinov et al., 1977] Kudinov, V., Palamarchuk, B. I., Gel’fand, B., and Gubin, S. (1977). Shock waves in gas-liquid foams. *International Applied Mechanics*, 13(3) :279–283.
- [Kuznetsov et al., 1978] Kuznetsov, V., Nakoryakov, V., Pokusaev, B., and Shreiber, I. (1978). Propagation of perturbations in a gas-liquid mixture. *Journal of Fluid Mechanics*, 85(1) :85–96.
- [La Prairie, 1955] La Prairie, A. J. C. (1955). Method of blasting. US Patent 2,699,117.

- [Larsen, 1994] Larsen, M. (1994). Nest containment calculator. *Albuquerque, NM : Sandia National Laboratories*.
- [Le Goff, 2009] Le Goff, A. (2009). *Figures d'impact : tunnels, vases, spirales et bambous*. PhD thesis.
- [Lighthill and Lighthill, 2001] Lighthill, M. J. and Lighthill, J. (2001). *Waves in fluids*. Cambridge university press.
- [Lucke et al., 2011] Lucke, K., Lepper, P. A., Blanchet, M.-A., and Siebert, U. (2011). The use of an air bubble curtain to reduce the received sound levels for harbor porpoises (*phocoena phocoena*). *The Journal of the Acoustical Society of America*, 130(5) :3406–3412.
- [Mallock, 1910] Mallock, H. R. A. (1910). The damping of sound by frothy liquids. *PRSLA*, 84 :391–395.
- [Miyazaki et al., 1971] Miyazaki, K., FUJII-E, Y., and SUITA, T. (1971). Propagation of pressure wave in air-water two-phase system, (i). *Journal of Nuclear Science and Technology*, 8(11) :606–613.
- [Monloubou, 2015] Monloubou, M. (2015). *Interaction d'une onde de souffle avec une mousse liquide : atténuation et rupture*. PhD thesis, Université de Rennes 1.
- [Mori et al., 1975] Mori, Y., Hijikata, K., and Komine, A. (1975). Propagation of pressure waves in two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 2(2) :139 – 152.
- [Mori et al., 1976] Mori, Y., Huikata, K., and Ohmori, T. (1976). Propagation of a pressure wave in two-phase flow with very high void fraction. *International Journal of Multiphase Flow*, 2(4) :453 – 464.
- [Moxon et al., 1988] Moxon, N., Torrance, A., and Richardson, S. (1988). The attenuation of acoustic signals by aqueous and particulate foams. *Applied Acoustics*, 24(3) :193–209.
- [Mujica and Fauve, 2002] Mujica, N. and Fauve, S. (2002). Sound velocity and absorption in a coarsening foam. *Phys. Rev. E*, 66 :021404.
- [Petel et al., 2013] Petel, O., Ouellet, S., Higgins, A. J., and Frost, D. I. (2013). The elastic-plastic behaviour of foam under shock loading. *Shock Waves*, **23** :55–67.
- [Pierre et al., 2014] Pierre, J., Dollet, B., and Leroy, V. (2014). Resonant acoustic propagation and negative density in liquid foams. *Phys. Rev. Lett.*, 112 :148307.
- [Pipher et al., 1955] Pipher, F., Rardin, G., and Richter, W. (1955). High energy rate metal forming. *Final technical engineering report-Lockheed Aircraft Corp*.
- [Plateau, 1873a] Plateau, J. (1873a). *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires*, volume 2. Gauthier-Villars.
- [Plateau, 1873b] Plateau, J. A. F. (1873b). *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires*. Gauthier-Villard, Paris.
- [Ranjan et al., 2011] Ranjan, D., Oakley, J., and Bonazza, R. (2011). Shock-bubble interactions. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 43 :117–140.
- [Raspet and Griffiths, 1983] Raspet, R. and Griffiths, S. (1983). The reduction of blast noise with aqueous foam. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 74(6) :1757–1763.

- [Rayleigh, 1879] Rayleigh, L. (1879). On the capillary phenomena of jets. *Proc. R. Soc. London*, 29(196-199) :71–97.
- [Rayleigh, 1883] Rayleigh, L. (1883). Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density. *Proc. R. Soc. Lond.*, 14 :170–177.
- [S. Godunov, 1959] S. Godunov, I. B. (1959). Finite difference method for numerical computation of discontinuous solutions of the equations of fluid dynamics. *Matematicheskii Sbornik*, 47(89)(3) :271–306.
- [Salem et al., 2013] Salem, I. B., Guillermic, R.-M., Sample, C., Leroy, V., Saint-Jalmes, A., and Dollet, B. (2013). Propagation of ultrasound in aqueous foams : bubble size dependence and resonance effects. *Soft Matter*, 9(4) :1194–1202.
- [Schwer and Kailasanath, 2006] Schwer, D. and Kailasanath, K. (2006). 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.
- [Squire, 1953] Squire, H. (1953). Investigation of the instability of a moving liquid film. *British Journal of Applied Physics*, 4(6) :167.
- [Surov, 1995] Surov, V. (1995). Comparative analysis of two foam models. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 31(3) :291–296.
- [Surov, 1999] Surov, V. (1999). Interaction of a shock wave with a bubble screen. *Technical physics*, 44(1) :37–43.
- [Szaniawski, 1957] Szaniawski, A. (1957). Propagation of small perturbations in a liquid-gas emulsion. In *Rozpr. inz.*, volume 5, pages 269–330. Polish Academy of Science Warsaw.
- [Taylor, 1950] Taylor, G. I. (1950). The formation of a blast wave by a very intense explosion. i. theoretical discussion. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 201 :159 – 174.
- [Taylor, 1959] Taylor, G. I. (1959). The dynamics of thin sheets of fluid. iii. disintegration of fluid sheets. *Proc. R. Soc. Lond.*, 253(1259) :313 – 321.
- [Taylor, 1976] Taylor, J. E. (1976). The structure of singularities in soap-bubble-like and soap-film-like minimal surfaces. *Annals of Mathematics*, 103(3) :489–539.
- [Thomas, 2000] Thomas, G. O. (2000). On the conditions required for explosion mitigation by water sprays. *Process Saf. Environ. Prot.*, **78** :339–354.
- [Villermaux and Clanet, 2002] Villermaux, E. and Clanet, C. (2002). Life of a flapping liquid sheet. *Journal of fluid mechanics*, 462 :341–363.
- [Weaver and Pratt, 1987] Weaver, P. and Pratt, N. (1987). An experimental investigation of the mechanisms of shock wave aqueous foam interactions. In *Proc. of the 16th Intern. Symp. on Shock Tubes and Waves*, page 363.
- [Weaver and Pratt, 1990] Weaver, P. and Pratt, N. (1990). Experiment study of shock structure in aqueous foams and the unsteady shock emergence at a foam/air boundary. In *AIP Conference Proceedings*, volume 208, pages 819–824. AIP.

- [Winfield and Hill, 1977] Winfield, F. and Hill, D. (1977). Preliminary results on the physical properties of aqueous foams and their blast attenuating characteristics. Technical report, DEFENCE RESEARCH ESTABLISHMENT SUFFIELDRALSTON (ALBERTA).
- [Würsig et al., 2000] Würsig, B., Greene Jr, C., and Jefferson, T. (2000). Development of an air bubble curtain to reduce underwater noise of percussive piling. *Marine environmental research*, 49(1) :79–93.
- [Zhdan, 1990] Zhdan, S. (1990). Numerical modeling of the explosion of a high explosive (he) charge in foam. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 26(2) :221–227.





## Titre : Interaction entre une onde de choc et un film de savon

**Mots clés :** Onde de choc, film aqueux, instabilités, dissipation, rupture

**Résumé :** De nombreux travaux ont permis de montrer que les mousses ont la capacité d'atténuer fortement les effets des ondes de choc. Cependant, bien que de nombreuses théories aient été proposées, les mécanismes physiques à l'origine de cette atténuation restent majoritairement inconnus.

Dans le cadre de cette thèse, afin de simplifier problème, nous avons décidé d'étudier en particulier l'interaction entre une onde de choc et l'un des composants élémentaires de la mousse : le film de savon.

Pour cela, nous avons dimensionné et fabriqué un tube à choc modulaire qui nous permet de générer des ondes de choc avec différents profils de pression et de les faire interagir avec de nombreuses configurations de films de savon.

Nous avons commencé par étudier l'accélération d'un film de savon impacté par une onde de choc parallèle au film. Nous avons observé la réflexion et la transmission de l'onde de choc incidente et étudié le mouvement du film afin de déterminer son temps d'accélération et sa vitesse terminale.

Nous avons ensuite étudié l'effet des gradients d'épaisseur dans le film lors de la phase d'accélération. Nous avons développé un modèle permettant d'expliquer les différences comment ces gradients influencent la rupture du film.

Pour finir, nous avons étudié l'interaction entre une onde de choc et un film, si celui-ci n'est pas parallèle au choc. Nous avons alors observé l'apparition d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz sur le film avant sa rupture.

## Titre : Interaction between a shockwave and a foam film

**Keywords :** Shockwave, foam film, instabilities, dissipation, rupture

**Abstract :** Numerous works have proven that liquid foams significantly attenuate shockwaves. However, even though many theory have been developed, the underlying mechanisms behind this attenuation remains mostly unknown.

For the sake of simplicity, we studied the interaction between shockwaves and one of the base element of foam: foam films .

To generate the shockwaves we needed, we created a modular shocktube that allows us to modify both the shape of the pressure signal and the orientation of the films.

We started by studying the acceleration of a single foam film impacted by a parallel shockwave. We observed the reflexion and transmission of the shockwave and the movement of the film, which allowed us to get the film's acceleration time and terminal velocity.

We then studied the effects of thickness gradients within the film during the acceleration phase. We developed a model to explain how these gradients affect the breaking of the films.

Finally, we studied the interaction between a shockwave and a film, when the two are not parallel to each other. We observed the development of a Kelvin-Helmholtz instability in the film before its rupture