Choc et onde de souffle dans les mousses aqueuses. Étude expérimentale et modélisation numérique

Emilie del Prete

▶ **To cite this version:**

Emilie del Prete. Choc et onde de souffle dans les mousses aqueuses. Étude expérimentale et modélisation numérique. Milieux fluides et réactifs. Université de Rouen, 2012. Français. ⟨NNT : ⟩. ⟨tel-00790819⟩

HAL Id: tel-00790819

https://theses.hal.science/tel-00790819v1

Submitted on 21 Feb 2013

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.

HAL Authorization

THESE

présentée par

Emilie DEL PRETE

en vue de l'obtention du titre de

Docteur de l'Université de Rouen

Discipline	:	Physique
Spécialité	:	Mécanique des fluides
Formation doctorale	:	Sciences Physiques, Mathématiques et de l'Information pour l'Ingénieur

Choc et onde de souffle dans les mousses aqueuses. Etude expérimentale et modélisation numérique

Soutenue le 31 octobre 2012 devant le jury :

Rapporteurs :

Gabrielle DUPRE	Professeur Emérite à l'Université d'Orléans
Eric SCHALL	Maître de Conférences, HDR à l'Université de Pau

Examinateurs :

Gilles DAMAMME	Adjoint au Directeur Scientifique du CEA-DAM
Georges JOURDAN	Professeur à Polytech Marseille, Aix-Marseille Université
Bernard VEYSSIERE	Directeur de Recherches CNRS à l'Institut PPrime Poitiers

Directeurs de thèse :

Ashwin CHINNAYYA	Maître de Conférences, HDR à l'Université de Rouen
Abdellah HADJADJ	Professeur à l'INSA de Rouen (Directeur de thèse)

Invité :

Nicolas RAMBERT	Chef de laboratoire au CEA-DAM-DIF à Bruyères-le-Châtel

Remerciements

Tour d'abord, je souhaite remercier Madame Gabrielle Dupré et Monsieur Eric Schall d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. Leurs diverses remarques m'ont permis d'améliorer le contenu de ce mémoire.

Je tiens également à remercier Messieurs Bernard Veyssière, Georges Jourdan et Gilles Dammame d'avoir consacré de leur temps pour faire partie du jury de cette thèse.

Je remercie également Abdellah Hadjadj d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse et d'avoir activement contribué à l'amélioration de ce mémoire.

Il ne serait pas correct de terminer cette partie sans exprimer toute ma gratitude à Ashwin Chinnayya et Nicolas Rambert, deux personnes sans qui ce travail n'aurait pu être mené à bien. Merci à Ashwin, pour sa patience, son encadrement, sa disponiblité et son soutien sans failles malgré une certaine distance entre nos bureaux. Merci à Nicolas, pour sa patience, son dévouement à faire en sorte que tout se passe pour le mieux et pour les nombreux échanges que nous avons eus ensemble qui m'ont notamment permis de prendre du recul sur ces trois années.

Cependant, ces travaux ne seraient pas ce qu'ils sont aujourd'hui sans les diverses contributions des expérimentateurs. Merci à Georges Jourdan, Lazhar Houas et Christian Mariani d'avoir réalisé les expériences en Tubes A Choc ainsi qu'à Sylvain Faure pour la fourniture du générateur de laboratoire.

Je crois que j'aborde, désormais, la partie la plus difficile de cette thèse. Je ne sais vraiment pas comment exprimer ma reconnaissance à toutes les personnes que j'ai côtoyées pour la réalisation des expériences pyrotechniques. Je remercie sincérement Michel, Titi, Yanounet, Maestro, Miche miche, Papy, Cousin et JC pour avoir dégagé de leur temps pour me permettre de réaliser ces "manips" ainsi que pour leur formation aux rigueurs des expériences. Je n'oublierai

pas que c'est à leurs côtés et également aux côtés de Lolo, Jej, Buchette, Piou Piou, Gillou, Guiguy, Cricri, Virgile, Elise que j'ai probablement passé les meilleurs moments de cette thèse : les somptueuses séances cafés agrémentées de tout aussi symboliques pâtisseries, les divers traquenards et embuscades, qui se sont soit terminés en bataille de boule de neige, soit en bataille d'eau ou tout simplement en fous rires, les subtiles blagues et vannes (parfois douteuses il faut quand même l'avouer) qui ont agrémenté chacun de mes séjours parmi vous. Qu'auraient été ces magnifiques moments sans les galères de dernière minute, les mises en place et nettoyages par -10°C, sous le soleil, la flotte, la neige et même la grêle... Je ne pourrai probablement jamais vous rendre ce que vous m'avez tous apporté alors je me contenterai de vous souhaiter le meilleur pour l'avenir et surtout "Bon vent !!!".

Je me dois également d'adresser des remerciements à André Zimmermann, qui s'est montré très disponible pour développer, mettre au point et réparer notre matériel parfois dans des délais très très serrés ainsi qu'à Bruno Devert pour avoir réalisé une partie des photographies de mousse présentées ici.

Les remerciements suivants sont pour toutes les personnes qui m'ont, de près ou de loin, aidée et soutenue pendant ces trois années : Cathy pour les fastidieuses relectures de rapports et présentations, Lise-Marie pour les échanges de jeux et films, l'intendance coop..., Denis pour son aide précieuse sur les parties numériques, ses sages conseils, Jean-François, Sophie, Fabrice pour m'avoir fait découvrir le jeu de l'oie du thésard, Véronique qui, aidée de Christine, a été l'instigatrice de la Sainte-Catherine, un excellent moment, Davina pour son analyse et son aide dans la préparation de la soutenance, Olivier pour ses nombreux conseils et une relecture enrichissante de ce mémoire, Nathalie et Nicolas... avec tout de même des mercis particuliers pour Philippe qui a sous-loué une partie de son labo et de son temps pour permettre la réalisation des dernières manips et surtout à Pascale qui a donné beaucoup de son temps et de son énergie pour me permettre d'avancer coûte que coûte lors de ces travaux. Dans l'ombre, il y a également eu les efforts de tous les membres du service que je tiens à saluer. Je n'oublierai pas non plus Maxime, le stagiaire que nous avons accueilli et qui a mis au point et réalisé les études de caractérisation de la mousse.

Je terminerai cette page en adressant mes remerciements à toutes les personnes qui ont été à mes côtés, hors du cadre de cette thèse, pendant ces trois années.

Table des matières

1 Introduction générale **1**

1.1 Contexte historique 1

1.2 Onde de souffle aérienne 3

1.3 Onde de souffle dans les milieux diphasiques 5

1.4 Confinement des explosions par mousse aqueuse 8

1.5 Plan du mémoire 16

2 Eléments généraux sur les mousses aqueuses **19**

2.1 Structure des mousses aqueuses sèches 20

2.2 Fabrication des mousses aqueuses 25

2.3 Vieillissement d'une mousse aqueuse 27

2.4 Applications des mousses aqueuses 29

3 Modèle multiphasique **33**

3.1 Méthode des Equations Discrètes (DEM) 33

3.2 Equations d'état, Thermodynamique 39

3.2.1 Gaz Parfaits 39

3.2.2 Stiffened Gas 40

3.2.3 Jones-Wilkins-Lee 40

3.3 Célérité du son de Wood 41

3.4 Lois constitutives 43

3.4.1 Loi de traînée 43

3.4.2 Transferts thermiques 44

3.4.3 Surfaces de contact à 3 phases 46

3.5 Condition initiale : détonation sphérique CJ 48

4 Interaction d'une onde de choc avec une mousse aqueuse **53**

4.1 Introduction 53

4.2 Campagne expérimentale 54
4.2.1 Tube A Choc (TAC) 54
4.2.2 Capteurs de pression et chaîne de mesures 55
4.2.3 Mousse aqueuse 58
4.2.4 Synthèse des expériences menées 69
4.3 Tube A Choc dans l'air 69
4.3.1 Généralités 70
4.3.2 Etalonnage et analyse 70
4.4 Interaction d'une onde de choc avec une mousse aqueuse 79
4.4.1 Analyse des résultats expérimentaux et numériques de la campagne . . . 82
4.4.2 Transferts de quantité de mouvement 89
4.4.3 Fragmentation de la mousse 93
4.5 Conclusions partielles 97

5 Onde de souffle diphasique 101
5.1 Introduction 101
5.2 Présentation de la campagne 102
5.2.1 Montage expérimental 102
5.2.2 Mousse aqueuse 110
5.2.3 Synthèse de la campagne expérimentale 125
5.3 Résultats 125
5.3.1 Onde de souffle aérienne - Validation de la configuration expérimentale dite à petite échelle 125
5.3.2 Onde de souffle diphasique : surpressions 140
5.3.3 Onde de souffle diphasique : impulsions 152
5.3.4 Diagrammes Espace-Temps des ondes de souffle 155
5.3.5 Structure d'une onde de souffle dans une mousse aqueuse 158
5.4 Conclusions partielles 159

6 Vers la modélisation physique de la capture des particules par la mousse aqueuse et la prise en compte d'une atomisation secondaire 165
6.1 Capture de particules par les mousses aqueuses 166
6.1.1 Introduction 166
6.1.2 Configuration de l'expérience 166
6.1.3 Résultats de l'expérience 169
6.1.4 Proposition d'améliorations 172

6.1.5 Récapitulatif 173
6.2 Atomisation secondaire d'un nuage de gouttes 173
6.2.1 Introduction 173
6.2.2 Présentation et résultats des expériences en Tube A Choc 174
6.2.3 Vers une élaboration d'un modèle d'atomisation secondaire 177
6.2.4 Résultats numériques 179
6.2.5 Conclusion 179

7 Conclusion et Perspectives **183**
7.1 Conclusion 183
7.2 Perspectives 187
7.3 Conclusion personnelle 189

Bibliographie **191**

A Modélisation de la détonation sphérique **197**

B Surface de contact à 3 phases **203**

C Onde de souffle diphasique : données expérimentales **209**

D Article paru dans Shock Waves **215**

Table des figures

1 Profil de pression caractéristique d'une onde de souffle aérienne consécutive à la détonation d'un matériau énergétique 4

2 Photographie, grossie 60 fois, d'un échantillon d'une mousse sèche de 1 cm x 1 cm et schéma d'une cellule isolée 9

3 Configuration expérimentale des essais de confinement réalisés au CEA : détonation de charges de 6,6 et 22,17 kg de plastrite suspendues à 2 m dans une mousse de foisonnement 120. Le confinement par mousse est assuré à l'aide d'une tente souple dont le volume intérieur est de l'ordre de 2000 m^3. 11

4 Diagramme Espace-Temps de la propagation des ondes dans un Tube A Choc en présence de mousse aqueuse 13

5 Rapport de pression derrière le choc incident et dans la chambre basse pression en fonction de la célérité de l'onde incidente transmise dans la mousse pour des mousses de foisonnement 5, 37, 100, 200 et 500 14

6 Diagramme empirique de pression réduite en fonction de l'impulsion réduite d'une onde de souffle définissant les taux de survie et le seuil de blessure pulmonaire d'un individu soumis à une onde de souffle aérienne 15

7 Une mousse sèche aqueuse idéale est représentée comme un empilement de cellules de Kelvin. Ces dernières sont issues de la troncature des sommets d'un octaèdre régulier. La cellule de Kelvin est composée de 14 faces et de 36 arêtes dont la longueur est supposée être celle d'un Bord de Plateau 22

8 Un Bord de Plateau est défini par la jonction de 3 films, chacun appartenant à 3 cellules de mousse différentes dont le rayon moyen est donné par R_{bulle}. Sa coupe longitudinale se présente comme l'assemblage de trois triangles convexes dans lequel s'inscrit un élément cylindrique de rayon R_{BP} et de longueur L_{BP} . 24

9 Schéma de principe décrivant le fonctionnement d'une colonne de flottation destinée à la séparation des minéraux ou le traitement des eaux usées 30

10 Représentation d'un volume de contrôle diphasique résolu par la méthode numérique DEM, assimilé à une cellule numérique 34
11 Exemple d'un milieu diphasique résolu par la méthode numérique DEM : le milieu à bulles 36
12 Evolution de la célérité du son et de l'impédance acoustique pour un mélange air/eau en fonction de la fraction volumique de l'eau 42
13 Représentation schématique d'un exemple illustrant les différents contacts possibles aux bords de mailles pour un volume de contrôle contenant trois phases . 47
14 Ecoulement auto semblable du train d'ondes de détente en aval du front de détonation 49
15 Plan et équipements du Tube A Choc T80 de l'IUSTI utilisé pour réaliser les expériences d'interaction d'une onde de choc plane avec une mousse aqueuse sèche 55
16 Schéma de principe et vue générale du générateur de mousse réalisé par l'équipe de Sylvain Faure du Laboratoire des Procédés Avancés de Décontamination du CEA-Marcoule pour les expériences en Tube A Choc. La solution moussante et l'air sous pression sont introduits dans un mélangeur statique en T, la mousse est formée et stabilisée par passage à travers un réseau de billes qui détermine sa structure 60
17 Rhéogramme de la solution moussante constituée d'un mélange d'eau (98,8 %), d'un tensioactif moussant - le glucopon 215 - (1,1 %) et de poudre épaississante de xanthane (0,1 %) 61
18 Schéma de principe du tensiomètre de Noüy : un bilan des forces s'exerçant sur l'anneau permet de déterminer la force d'arrachement de l'anneau à la surface du liquide testé, ici la solution moussante composée d'eau, de glucopon et de gomme de xanthane 62
19 Suivi par photographies du vieillissement d'une mousse aqueuse de foisonnement 30 fabriquée à l'aide du générateur de mousse utilisé par l'IUSTI : évolution de la taille des bulles pendant 30 minutes après la fin du remplissage du récipient contenant le volume de mousse 64
20 Distribution des tailles de bulles, déterminée à l'aide de la routine de traitement d'image spécifiquement développée au CEA en fonction des rayons des cellules de mousse pour une mousse de foisonnement 30 66
21 Distribution des tailles de bulles, déterminée à l'aide de la routine de traitement d'image spécifiquement développée au CEA en fonction des rayons des cellules de mousse pour une mousse de foisonnement 80 66

22 Evolution du volume de mousse de foisonnement 30 introduit dans le Tube A Choc pendant 5 minutes après la fin du remplissage 68

23 Suivi temporel du foisonnement de mousses de foisonnement 30 et 35 fabriquées à l'aide du générateur de mousse de l'IUSTI : suivi réalisé à l'aide du FOAMSCAN® 68

24 Principe de fonctionnement du Tube A Choc. Un choc plan est généré par la rupture d'une membrane séparant le gaz à haute pression (état 4) du gaz à basse pression (état 1). Ce choc se propage dans le gaz de la chambre basse pression. Des ondes de détente parcourent la chambre haute pression avant d'être réfléchies par le fond de tube 74

25 Exemple de profil temporel de pression obtenu lors d'expérimentations menées en Tube A Choc : cas du capteur C_8 obtenu pour le tir 741 à Mach 1,3 76

26 Diagramme Espace-Temps simplifié de propagation des ondes de détente dans la chambre HP du Tube A Choc : recherche du temps et de la position de l'interaction des ondes de détente avec la surface de contact et avec l'onde de choc incidente 78

27 Confrontation entre les résultats de l'expérience et les résultats de calcul dans le cas de la propagation d'une onde de choc de Mach 1,3 dans un Tube A Choc . . 80

28 Rappel de la configuration expérimentale du Tube A Choc pendant les expériences menées avec la mousse dans la veine d'essai 81

29 Calcul de la propagation d'une onde de choc, dans un milieu infini, dans la mousse aqueuse de foisonnement 30 modélisée comme un nuage de gouttes dont la fraction volumique est de 3% et le rayon des gouttelettes est de 47 µm 83

30 Profils temporels des mesures de pression réalisées sur un tir à Mach 1,3 lorsque le gaz moteur est de l'air et que la veine d'essai du Tube A Choc est rempli de mousse de foisonnement 30 86

31 Surpression et durée du choc précurseur sur l'onde de choc incidente se propageant à Mach 1,3 ; 1,5 ou 1,8 dans une mousse de foisonnement 30 ou 80 en fonction de la position du capteur 87

32 Profils de pression des capteurs C_6 et C_1 dans le cas de la propagation d'une onde de choc se propageant à Mach 1,3 dans l'air et dans des mousses de foisonnements 30 et 80 88

33 Simulation de l'effet du foisonnement de la mousse sur les profils de pression temporeles pour les capteurs C_6 et C_4 : calculs effectués avec des mousses de foisonnement 20, 30 et 40 88

34 Simulation de l'effet de la taille du nuage de gouttes modélisant une mousse aqueuse de foisonnement 30 sur les profils de pression temporels pour les capteurs C_6 et C_4 90

35 Etalonnage des diamètres de gouttelettes dans le calcul pour reproduire le train d'onde de compression de l'onde incidente, générée à Mach 1,3, se propageant dans une mousse de foisonnement 30, sur les capteurs C_6 et C_4 90

36 Comparaison calcul et expérience réalisée pour une mousse de foisonnement 30 avec un choc se propageant à Mach 1,3 et la loi de trainée modifiée : comparaison sur les capteurs C_4, C_5 et C_6 92

37 Comparaison calcul et expérience réalisée pour une mousse de foisonnement 30 avec un choc se propageant à Mach 1,5 et la loi de trainée modifiée : comparaison sur les capteurs C_4, C_5 et C_6 93

38 Différentes étapes de la fragmentation d'une mousse aqueuse sollicitée par une onde de choc 95

39 Mise en œuvre d'un modèle simplifié de fragmentation de la mousse aqueuse de foisonnement 30, basé sur une valeur de pression de rupture de la matrice liquide 96

40 Simulation numérique de la propagation d'une onde de choc à Mach 1,3 dans une mousse de foisonnement 30. Prise en compte du modèle de fragmentation de la mousse et de la loi de trainée modifiée. Comparaison du calcul avec les mesures expérimentales sur les capteurs C_8, C_6, C_5 et C_4 98

41 Evolution de la célérité du son et de l'impédance acoustique pour un mélange air/eau en fonction de la fraction volumique de l'eau. Célérité de Wood 100

42 Configuration des expériences pyrotechniques "à petite échelle" réalisée au CEA de Moronvilliers. Détonation d'une charge de 145 g de plastrite® centrée dans un volume de mousse de foisonnement variable. La sphéricité de l'expérience est assurée par l'orientation des capteurs vers le centre de la charge, elle-même maintenue en position au centre de la cuve par un système d'attache. L'introduction de la mousse s'effectue par le sommet de la cuve afin d'assurer l'homogénéité du foisonnement dans tout le volume de confinement 103

43 Mesure de la pression de défilement d'une onde de souffle réalisée à l'aide d'un capteur flèche de la marque PCB Piezotronics® 105

44 Mesure de la pression d'arrêt d'une onde de souffle réalisée par un capteur de la marque PCB Piezotronics®. Le capteur est inséré au centre d'un support cylindrique de conception CEA afin d'éviter des mesures d'écoulement turbulent 105

45 Utilisation des équations de Fano pour déterminer l'efficacité du TNT en fonction de la masse d'un confinement en acier C autour de l'explosif de masse W 108
46 Chaînes de mesure de pression utilisées lors des expérimentations pyrotechniques "à petite échelle" de détonation d'une charge de 145 g de plastrite® dans un volume de mousse de foisonnement variable 109
47 Distribution des tailles des bulles pour une mousse de foisonnement 60 générée soit par convection libre (LR5) soit par convection forcée (MAS) 112
48 Mode de production de la mousse à l'aide d'un générateur à grand débit à convection libre - générateur LR5. Il comprend une motopompe pour amener l'eau, une pompe doseuse pour adjoindre l'émulseur, un mélangeur statique à ailettes et un tamis conique pour former la mousse 113
49 Mode de production de la mousse à l'aide d'un générateur à convection forcée - générateur MAS 114
50 Distribution de tailles des bulles pour la mousse de foisonnement 30 fabriquée à l'aide du générateur MAS et de l'émulseur R2 117
51 Photographie d'un échantillon de mousse, grossi 60 fois, de foisonnement 30 fabriquée à l'aide du générateur MAS et de l'émulseur R2 117
52 Distribution de tailles des bulles pour la mousse de foisonnement 120 fabriquée à l'aide du générateur MAS et de l'émulseur R2 118
53 Photographie d'un échantillon de mousse, grossi 60 fois, de foisonnement 120 fabriquée à l'aide du générateur MAS et de l'émulseur R2 118
54 Configuration de l'expérience de mesure de la décantation des mousses utilisées lors des expériences pyrotechniques réalisées au CEA de Moronvilliers. La mousse est introduite au sommet d'une tour de 4 m de hauteur. Des mesures de pression statique sont réalisées tous les 50 cm sur une hauteur de 2,5 m, la mesure en continu de la pression de la mousse sur la membrane des capteurs permet de déterminer le foisonnement moyen de la couche de mousse se situant entre deux capteurs successifs 120
55 Schéma de principe du fonctionnement d'un capteur de pression statique utilisé sur les expériences de mesure de décantation de la mousse réalisées au CEA de Moronvilliers 121
56 Schéma de principe de la méthode de calcul du foisonnement d'une mousse aqueuse avec capteurs de pressions statiques. Les capteurs fonctionnent en différentiel par rapport à une mesure d'étalonnage réalisée dans l'air : l'indice a désigne l'air et l'indice m la mousse 122

57 Résultats des mesures de drainage de la mousse de foisonnement 30 : le foisonnement de la mousse reste invariant pendant les 250 minutes que dure l'expérience 124

58 Courbes de résultats des mesures de drainage de la mousse de foisonnement 60 : le foisonnement de la mousse reste invariant pendant les 250 minutes que dure l'expérience 124

59 Courbes de résultats des mesures de drainage de la mousse de foisonnement 120 : le foisonnement de la mousse reste invariant pendant les 250 minutes que dure l'expérience 124

60 Configuration expérimentale pour les tirs d'étalonnage réalisés dans l'air. Détonation sphérique d'une charge de 145 g de plastrite® suspendue à 2 m de hauteur, expérience instrumentée par des mesures de pression de défilement . . . 127

61 Visualisation de la boule de feu avant et immédiatement après la détonation de la charge 129

62 Visualisation de la boule de feu à des instants plus tardifs 130

63 Evolution temporelle des mesures de pressions vues par chacun des capteurs piézo-électriques comparées aux abaques de Kinney & Graham pour un tir de 6,6 kg de plastrite® dans l'air. Signaux bruts sans post-traitement 131

64 Application du profil de Friedlander sur le signal de pression enregistré par le capteur piézo-électrique PCB 4 pour le tir réalisé dans l'air avec une charge de 6,6 kg de plastrite® 132

65 Comparaisons des signaux expérimentaux avec les résultats de calcul après détonation d'une charge de 6,6 kg de plastrite dans l'air 134

66 Evolution temporelle des mesures de pressions vues par chacun des capteurs piézo-électriques comparées aux abaques de Kinney & Graham pour un tir de 145 g de plastrite® dans l'air 135

67 Comparaison des signaux expérimentaux avec les résultats de calculs dans le cas de la détonation d'une charge de 145 g de plastrite® dans l'air 136

68 Comparaison des surpressions expérimentales, numériques et de Kinney & Graham en fonction du rayon réduit pour la détonation de charges de 6,6 et 0,145 kg dans l'air 137

69 Impulsions positives expérimentales, numériques et de Kinney & Graham en fonction du rayon réduit pour la détonation de charges de 6,6 et 0,145 kg dans l'air 138

70 Temps d'arrivée réduits, de l'onde incidente, expérimentaux, numériques et de Kinney & Graham en fonction du rayon réduit pour la détonation de charges de 6,6 et 0,145 kg dans l'air 140

71 Mise en œuvre de l'expérience de confinement de la détonation d'une charge de 145 g de plastrite® par des mousses aqueuses de foisonnement variable 141

72 Mesures de surpression réalisées au cours des expériences de détonation d'une charge de 145 g de plastrite® dans des mousses de foisonnement 30, 63, 72, 92 et 120 fabriquées à l'aide du générateur MAS 143

73 Mesures d'impulsions positives réalisées au cours des expériences de détonation d'une charge de 145 g de plastrite® dans des mousses de foisonnement 30, 63, 72, 92 et 120 fabriquées à l'aide du générateur MAS 144

74 Mesures de temps d'arrivée réalisées au cours des expériences de détonation d'une charge de 145 g de plastrite® dans des mousses de foisonnement 30, 63, 72, 92 et 120 fabriquées à l'aide du générateur MAS 144

75 Mesures de la durée de phase positive réalisées au cours des expériences de détonation d'une charge de 145 g de plastrite® dans des mousses de foisonnement 30, 63, 72, 92 et 120 fabriquées à l'aide du générateur MAS 145

76 Reproductibilité des mesures de surpression en fonction de la distance réduite sur les mousses de foisonnement 30 et 92, en utilisant une charge de 145 g de plastrite® 145

77 Evaluation des éventuels effets de la géométrie de la mousse et d'un émulseur à forte viscosité sur la mesure de la surpression en fonction de la distance réduite sur une mousse de foisonnement 60 lors de la détonation d'une charge de 145 g de plastrite® 146

78 Surpression des chocs précurseurs et durée de la fragmentation en fonction de la distance à la charge pour des mousses de foisonnement 30, 60 et 120 dans le cadre de la détonation d'une charge de 145 g de plastrite® 147

79 Evolution de la surpression mesurée de l'onde de souffle en fonction du temps dans l'air pour une distance réduite de 0,98 m/kg$^{1/3}$ et dans la mousse aqueuse de foisonnement 30 pour une distance réduite de 1,01 m/kg$^{1/3}$ après détonation d'une charge de 145 g de plastrite® 148

80 Surpression réduite $\Delta P/P_0$ en fonction de la distance réduite à la charge $r/W^{1/3}$ pour des mousses de foisonnement 30, 60 et 120 après détonation d'une charge de 145 g de plastrite® 150

81 Surpression réduite calculée $\Delta P/P_0$ en fonction de la distance réduite $r/W^{1/3}$ pour des mousses de foisonnement 30, 60 et 120 après détonation d'une charge de 145 g de plastrite® 151

82 Impulsion positive $I/W^{1/3}$ en fonction de la distance réduite $r/W^{1/3}$ pour des mousses de foisonnement 30, 60 et 120 après détonation d'une charge de 145 g de plastrite® 153

83 Impulsion positive réduite $I/W^{1/3}$ en fonction de la distance réduite $r/W^{1/3}$ pour des mousses de foisonnement 30, 60 et 120 après détonation d'une charge de 145 g de plastrite® 154

84 Diagramme Espace-Temps de propagation d'une onde de souffle aérienne pour la détonation d'une charge de 145 g de plastrite® 156

85 Diagramme Espace-Temps de propagation des interfaces et des ondes de choc dans une mousse aqueuse pour la détonation d'une charge de 145 g de plastrite® dans une mousse de foisonnement 120 157

86 Effet de la fragmentation de la mousse sur les profils calculés avec $\xi = 105$ pour des distances réduites allant de 0,75 à 1,53 m/kg$^{1/3}$ pour la détonation d'une charge de 145 g de plastrite® 160

87 Effet de la valeur de ξ sur les calculs pour des distances réduites allant de 0,75 à 1,53 m/kg$^{1/3}$ pour la détonation d'une charge de 145 g de plastrite® 161

88 Confrontation des profils expérimentaux de pression aux profils calculés avec M^{3}OUSSACA, avec $\xi = 70$, pour des distances réduites allant de 0,75 à 1,53 m/kg$^{1/3}$ pour la détonation d'une charge de 145 g de plastrite® 162

89 Schéma de principe de l'expérience de projections de particules dans une mousse intègre 168

90 Résultat de la projection d'environ 2 g de particules de diamètres inférieurs à 6 µm dans une mousse de foisonnement 30 170

91 Résultat de la projection d'environ 2 g de particules de diamètres inférieurs à 6 µm dans une mousse de foisonnement 120 171

92 Résultats expérimentaux de la propagation d'une onde de choc à Mach 1,5 dans un nuage de gouttes calibré dont la taille de gouttes est de l'ordre de 500 µm et la fraction volumique de liquide dans la veine d'essai avoisine les 1,2 % 176

93 Confrontation des résultats numériques et expérimentaux du modèle d'atomisation secondaire pour un choc se propageant à Mach 1,5 dans un nuage de gouttes de diamètre moyen 500 µm 180

94 Représentation schématique des différents contacts possibles aux bords de mailles : en haut, le fluide Pdt est en contact avec lui-même, et en bas, le fluide Pdt est en contact avec lui-même et le fluide G 204

Liste des tableaux

1 Tableau de synthèse des mesures de densités et de pressions réfléchies réalisées par Kinney & Sewell dans divers milieux de propagation des ondes de souffle . . 8

2 Paramètres de l'équation d'état JWL pour l'explosif TNT 41

3 Tableau récapitulatif des expériences réalisées en Tube A Choc : configurations dans l'air, dans des mousses de foisonnement 30 et 80 69

4 Coefficients thermodynamiques des différents gaz moteur employés pendant les expériences réalisées en Tube A Choc 70

5 Célérités de l'onde de choc dans l'air avant post-traitement 72

6 Tableau des positions finales des capteurs retenues dans le Tube A Choc, après correction des temps d'arrivée du choc incident et du choc réfléchi en fond de tube 72

7 Coefficients d'étalonnage des capteurs déterminés dans l'air pour les tirs T80#741 et T80#744 représentatifs des tirs réalisés dans la mousse de foisonnement 30 à Mach 1,3 - tirs T80#747 et T80#748 73

8 Coefficients d'étalonnage pour les campagnes d'essais en présence de mousse, pour des foisonnements F de 30 et 80, des nombres de Mach Ma de 1,3 et 1,5, un gaz moteur composé d'Air ou de SF_6. 74

9 Temps d'arrivée expérimentaux de l'onde de choc incidente lorsque celle-ci se propage dans l'air ou dans la mousse de foisonnement 30 83

10 Temps d'arrivée expérimentaux des ondes de détente lorsque celles-ci se propagent dans l'air ou dans la mousse de foisonnement 30 84

11 Détermination des pentes des trains d'ondes de compression issus de la "seconde partie" de l'onde incidente se propageant dans une mousse de foisonnement 30 : $p = \frac{P_{max} - P_{min}}{t_{max} - t_{min}}$ 84

12 Tableau de synthèse des expériences pyrotechniques réalisées au CEA de Moronvilliers avec la détonation sphérique d'une charge de 145 g de plastrite® dans des mousses de foisonnement variable 126

13 Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle non confinée 210
14 Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 120 210
15 Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 92 (tir 1) 210
16 Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 92 (tir 2) 211
17 Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 72 211
18 Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 60 fabriquée à l'aide du générateur MAS et du DP-SF/2 212
19 Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 60 fabriquée à l'aide du générateur MAS et du R2 212
20 Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 60 fabriquée à l'aide du générateur LR5 et du DP-SF/2 213
21 Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 30 (tir 1) 213
22 Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 30 (tir 2) 214

Nomenclature

α	Fraction volumique
ΔP	Surpression (bar)
γ	Coefficient polytropique du gaz
ρ	Masse volumique en kg/m^3
τ	Temps caractéristique en s
c	Célérité du son en m/s
c_p	Capacité calorifique massique à pression constante en J/(kg.K)
CJ	Chapman-Jouguet
D	Célérité de l'onde de choc en m/s
F	Foisonnement de la mousse aqueuse $F = \frac{V_{mousse}}{V_{prémélange}}$, le prémélange est un mélange composé d'eau liquide et et d'un surfactant
G	Phase gazeuse
L	Phase liquide
m	Masse en kg
Ma	Nombre de Mach
P	Pression en bar
Pdt	Produits de détonation
q_{TNT}	Energie de détonation du TNT en J/kg
r	Distance à la charge en configuration sphérique en m
T	Température en K
t	Temps en s

u	Vitesse matérielle en m/s
W	Masse équivalente TNT de l'explosif considéré en kg
x	Distance en configuration plane en m
BP	Bord de Plateau
CEA	Commissariat à l'Energie Atomique
DAM	Direction des Applications Militaires
DEN	Direction de l'Energie Nucléaire
HP	High Pressure Chambre Haute Pression des Tubes à Choc
LP	Low Pressure Chambre Basse Pression des Tubes à Choc

Chapitre 1

Introduction générale

1.1 Contexte historique

D'après le dictionnaire *Le Petit Larousse*, l'atténuation est définie comme "l'action de diminuer la force, l'intensité, la brutalité de quelque chose", qui peut être très variable. Dans le domaine médical, les équipes soignantes vont, par exemple, chercher à diminuer la douleur de leurs patients, au contraire du domaine des télécommunications où l'atténuation d'un signal est à éviter. La médecine et l'informatique ne sont pas les seuls domaines concernés par la problématique de l'atténuation.

Ainsi, depuis l'invention de la poudre noire avec l'apparition des premiers attentats à la bombe de l'Histoire moderne et avec la recrudescence des actes terroristes ces dernières décennies, de nombreux gouvernements travaillent sur la recherche de moyens efficaces de confinement des explosions, sur des moyens efficaces d'en atténuer les effets.

Le premier en date est l'attentat de la rue Saint-Nicaise [20] à Paris - également connu sous le nom de "Conspiration de la Machine Infernale" - qui, le 24 décembre 1800 visait à assassiner le Général Bonaparte lors de son déplacement à l'Opéra pour assister à la première représentation de l'oratorio *Die Schöpfung* (La Création) de Joseph Haydn. L'engin explosif était constitué d'un tonneau lié par une dizaine de cercles de fer et rempli de poudre à canon, de matériaux inflammables et de balles. Le mélange était initié par une carabine à canon scié déclenchée à distance à l'aide d'une mèche.

Les Chouans Carbon, Limoëlan et Saint-Régeant, commanditaires de l'attentat, eurent besoin d'une semaine de préparation dans une rue proche de la gare Saint-Lazare. L'engin fut apporté

dans la rue Saint-Nicaise, au nord du Palais des Tuileries, en fin d'après-midi du 24 décembre. Limoëlan rejoignit ensuite l'Hôtel de Longueville d'où il devait surveiller l'arrivée du carosse de Bonaparte et faire le signal convenu à ses complices qui n'auraient qu'à allumer la mèche.

Le carosse de Bonaparte passe la rue Saint-Nicaise et entre dans la rue Saint-Honoré. Paniqué, Limoëlan oublie de lancer le signal à Saint-Régeant qui perd une ou deux précieuses minutes qui permettent au convoi de Bonaparte de s'échapper. La "Machine Infernale" explose tout de même et l'attentat fait 22 morts et une centaine de blessés, 46 maisons de la rue sont détruites ou rendues inhabitables [44].

De nombreux autres attentats (aéroport d'Orly, de Roch Tredudon, du Capitole, du RER B...) furent perpétrés en France entre les années 1974 et 1996 avec des armements de plus en plus complexes. D'une bombe artisanale de gros volume, les populations sont aujourd'hui confrontées à des engins explosifs de plus en plus petits et dévastateurs. La mine antichar HPD F2 [8] a un pouvoir de perforation des véhicules blindés de 100 mm pour des dimensions d'engin de $280 \times 185 \times 105$ mm^3 et pour une masse totale de 7 kg. Après armement, cette mine est active pendant 30 jours et indétectable au détecteur de mine. Avant le 31$^{\text{ème}}$ jour, toute action sur l'engin est interdite.

Le premier enjeu de la lutte contre les engins explosifs est de définir des moyens de détection efficaces et, dans un second temps, de permettre leur neutralisation dans les délais les plus courts. Dans les opérations de démantèlement de munitions et/ou dans un souci de sécurité pyrotechnique, l'objet explosif ne peut parfois pas être désamorcé et doit être détruit sur place. Dans un souci de protection des bâtiments et des individus, les équipes de sécurité peuvent être amenées à confiner l'objet en question.

Ce travail de thèse s'intéresse à la mise en œuvre d'un moyen spécifique de confinement des explosions par utilisation d'une mousse aqueuse. En effet, son coût est peu élevé par rapport à l'utilisation de milieux granulaires, de surcroît plus lourds et donc moins mobiles. La mousse est, en effet, relativement simple à générer et à déployer par les équipes opérationnelles d'intervention, comme le service des pompiers.

1.2 Onde de souffle aérienne

Dans ce travail, on ne traitera que les ondes de souffle sphériques. Elles seront engendrées par une détonation. Dans l'intégralité de ce mémoire, la terminologie "onde de souffle" sera favorisée lorsque nous réaliserons l'analyse de la propagation dans le milieu environnant d'une onde générée par la détonation d'un matériau énergétique.

A la suite de l'amorçage de l'objet explosif, une onde de détonation se propage au sein du matériau énergétique à une célérité généralement comprise entre 1500 et 9000 m/s. Pendant cette phase, le matériau est soumis à de fortes contraintes thermiques, dynamiques et, lorsque ce front émerge de l'explosif, une onde de souffle est émise dans le milieu environnant. Le profil de pression caractéristique d'une telle onde, loin de la charge, est représenté sur la *Fig. 1.* L'onde de souffle est caractérisée par un choc incident dont la surpression est ΔP. Le front de choc est suivi par une phase décroissante, due à l'expansion des produits de détonation et aux détentes de la divergence sphérique de l'écoulement. Sur la *Fig. 1*, t^+ représente la durée pendant laquelle la surpression reste positive. L'intégration de la surpression sur le temps de phase positive définit l'impulsion positive $I^+ = \int_{t_a}^{t_a+t^+} \Delta P \mathrm{d}t$. La surpression va ensuite approcher asymptotiquement la pression ambiante par valeurs négatives pendant une phase dite négative. La combinaison d'un déplacement positif, puis négatif, génère des efforts de cisaillement sur une structure qui peuvent endommager son intégrité, voire engendrer sa ruine. Les ondes de choc qui se sont préalablement réfléchies au centre de la charge, modifient ce profil qui voit apparaître une seconde discontinuité pendant sa phase positive. Le temps de propagation d'une onde de souffle dans l'air est de l'ordre d'une dizaine de millisecondes [58].

Des solutions analytiques, pour décrire la propagation d'une onde de souffle dans l'air, ont été proposées dès 1945 successivement par Taylor [78], Bethe *et al.* [7] et Sedov [72]. Plus récemment, Baker [4] et Kinney & Graham [38] ont effectué une compilation de données expérimentales relative à cette thématique.

D'après Gelfand [27], les valeurs des paramètres d'une onde de souffle dépendent, principalement, de l'énergie de détonation E_0 et de la pression du milieu ambiant P_0. Ainsi, on peut définir :
- une distance caractéristique $\mathcal{R} = (E_0/P_0)^{1/3}$,
- un temps caractéristique $\tau = \mathcal{R}/c_0$, où c_0 est la célérité du son dans le milieu ambiant,
- une impulsion caractéristique $\mathcal{I} = P_0\tau$.

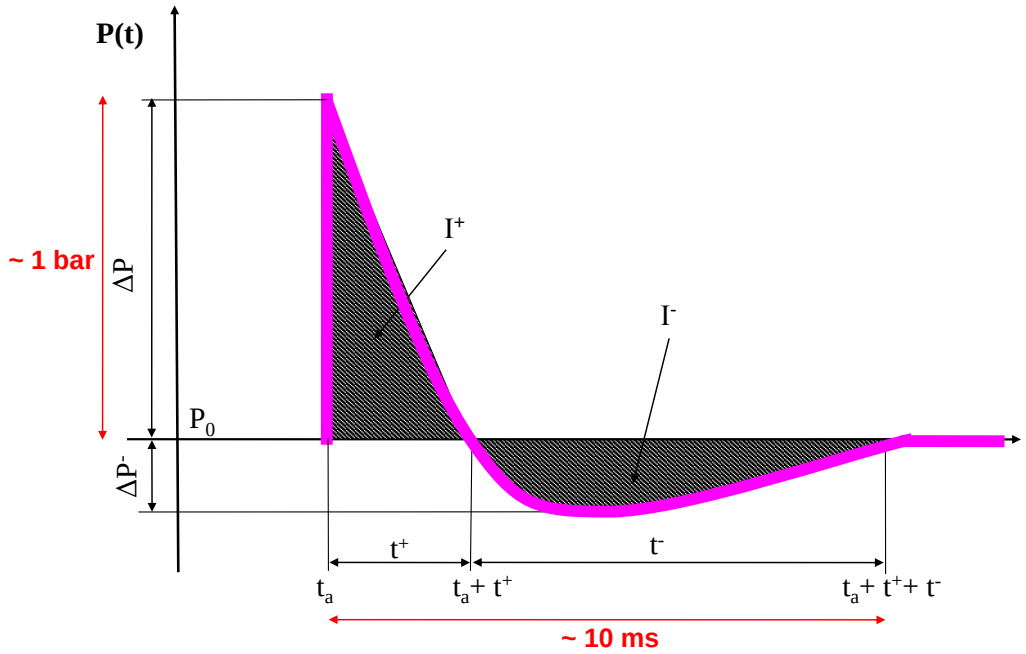

Fig. 1 – Profil de pression caractéristique d'une onde de souffle aérienne consécutive à la détonation d'un matériau énergétique. ΔP définit la surpression de l'onde de souffle, qui est associée à l'onde de choc incidente, à une distance à la charge donnée, t_a est le temps d'arrivée associé, t^+ est la durée de la phase positive, phase pendant laquelle la surpression ΔP est positive. Et $I^+ = \int_{t_a}^{t_a+t^+} \Delta P dt$ est l'impulsion positive. Les ordres de grandeur sont donnés pour une charge de TNT d'une masse de 1 kg *et pour une distance à la charge d'une dizaine de mètres*

A l'aide de ces grandeurs caractéristiques, des variables réduites sont construites. Les variables réduites traduisent le rapport de l'énergie (ou onde de pression) dissipée par l'explosion par rapport à l'énergie (ou pression) initiale. On recense ainsi la surpression réduite $\frac{\Delta P^+}{P_0}$, l'impulsion réduite $\frac{I^+}{P_0\tau}$, le temps d'arrivée réduit t_a/τ et la durée de phase positive réduite t^+/τ. Cela permet de comparer les ondes de souffle entre des masses et des types d'explosifs différents.

L'explosif solide TNT (trinitrotoluène) est considéré comme un explosif de référence, en raison des nombreux essais de propagation d'ondes de souffle effectués avec ce matériau énergétique. Ils ont, notamment, permis d'accumuler des données expérimentales sur les caractéristiques de l'onde de souffle dans l'air [4, 38]. D'une énergie de détonation initiale donnée par la relation $E_0 = m_{\text{TNT}} q_{\text{TNT}}$ avec m_{TNT} la masse d'explosif TNT et q_{TNT} la chaleur de détonation du TNT par unité de masse, les variables réduites précédentes peuvent s'exprimer en fonction de la masse d'explosif. On définit alors :

- la distance réduite : $\frac{r}{m_{\text{TNT}}^{1/3}}$, exprimée en m/kg$^{1/3}$,
- la surpression réduite : $\frac{\Delta P}{P_0}$,
- l'impulsion réduite : $\frac{\mathcal{I}}{m_{\text{TNT}}^{1/3}}$, exprimée en Pa.s/kg$^{1/3}$,
- le temps d'arrivée réduit : $\frac{t_a}{m_{\text{TNT}}^{1/3}}$, exprimée en s/kg$^{1/3}$,
- la durée de phase positive réduite : $\frac{t^+}{m_{\text{TNT}}^{1/3}}$, exprimée également en s/kg$^{1/3}$.

Toutes ces variables sont aussi appelées variables réduites d'Hopkinson et seront utilisées dans la suite de ce mémoire.

Dans le cas où l'explosif diffère du TNT, on peut utiliser un facteur d'équivalence énergétique TNT tel que :

$$m_{eq\,\text{TNT}} = m_{explo} \cdot \frac{q_{explo}}{q_{\text{TNT}}} \tag{1.1}$$

1.3 Onde de souffle dans les milieux diphasiques

La section précédente a permis de décrire et de définir une onde de souffle aérienne. Ces ondes de souffle ont pour origine la détonation d'un matériau énergétique. Dans la plupart des applications, ces ondes de souffle sont volontairement générées et parfaitement maîtrisées : comme par exemple, la destruction de bâtiments, le développement d'armements, etc. Mais dans certains cas, accidentels ou non, ces ondes de souffle mettent en danger un certain nombre de vies.

C'est la raison pour laquelle de nombreuses institutions s'intéressent à la définition de moyens efficaces du confinement des effets de ces ondes de souffle. L'usage d'un matériau de confinement a pour but de diminuer ou d'éliminer la discontinuité liée à l'onde de souffle, d'abaisser les niveaux de surpression et d'impulsion mesurés à l'extérieur du volume de confinement. Une solution pour diminuer ces niveaux de surpression et d'impulsion serait d'augmenter la durée de la phase positive pour rompre la discontinuité brutale de l'onde de souffle aérienne et, dans le même temps, réduire, voire éliminer la phase négative de l'onde de souffle aérienne.

De nombreux essais de confinement ont été effectués et un des moyens les plus efficaces pour atténuer les ondes de souffle est de confiner la charge par un milieu diphasique, composé d'air et d'une seconde phase, liquide ou solide. L'introduction de ce nouveau matériau (solide ou liquide), même en proportion minoritaire peut changer radicalement les propriétés du milieu dans lequel l'onde de souffle se propage, et, par conséquent modifier les caractéristiques de l'onde de souffle décrites dans le paragraphe précédent. Les principaux changements concernent une diminution significative de la célérité des ondes, une dissipation de l'énergie de l'onde de souffle, un confinement des produits de détonation et une limitation des réactions de postcombustion du matériau énergétique. De nombreuses possibilités de confinement des explosions ont ainsi été étudiées [73].

Dans le cas d'une explosion sous-marine, des rideaux de bulles sont utilisés à proximité des navires pour modifier la structure de l'onde de souffle qui, dans ce cas, partage de nombreuses similitudes avec celles d'une onde se propageant dans l'air. Dans ce mémoire, nous utiliserons le terme de modification de l'onde de souffle lorsque la discontinuité physique d'une grandeur (masse volumique, pression, vitesse, température) est adoucie par des trains d'ondes de détente. Le passage de l'onde de souffle à travers ce rideau de bulles entraîne des phénomènes de cavitation au sein des bulles de gaz. Ces pulsations successives, éventuellement jusqu'à l'éclatement de la bulle selon l'impulsion initiale de l'onde sous-marine, vont engendrer de multiples ondes de détente qui vont rattraper et atténuer l'onde incidente. Dans ce cas, où la fraction volumique de liquide est très importante, une faible proportion d'air suffit à diminuer significativement la célérité de l'onde de choc [31].

Dans le cas des explosions aériennes, les solutions de confinement sont plus nombreuses. Nous pouvons citer, par exemple, l'utilisation du sable qui est un milieu granulaire. La charge est recouverte d'un monticule de sable. Les proportions sont de l'ordre de 1/3 d'air pour 2/3 de particules. L'onde de souffle va projeter le sable vers l'extérieur du monticule. Ainsi, les trans-

ferts de quantité de mouvement entre le sable et l'air vont être responsables de l'atténuation du pic de surpression.

L'utilisation de matériaux poreux, tels que les mousses solides qui, à la grande différence des mousses aqueuses, ont des cellules de gaz non fermées, permettent une redistribution de l'énergie de l'onde de choc par le mouvement du gaz dans la structure complexe et fortement hétérogène.

L'usage de systèmes mécaniques d'amortissement, tels que des pistons, conduit à une diminution intéressante du pic de surpression alors que l'impulsion de l'onde de choc reste inchangée [75].

Seule l'utilisation de moyens de confinement basés sur un mélange air - eau permet de diminuer significativement toutes les grandeurs des ondes de choc [75]. Une première solution consiste à utiliser des brouillards d'eau. Cette solution est à privilégier dans des bâtiments où il est facile de disposer des pulvérisateurs ou sprinklers. Aux effets de la traînée du liquide sur le gaz, s'ajoutent des effets d'évaporation qui accentuent la perte d'énergie des ondes de pression, notamment, à proximité de la charge explosive. En utilisant un brouillard d'eau, l'atténuation des ondes de pression peut atteindre 20 % [58].

Une alternative à cette technique de sprinkler est de disposer une flaque d'eau à proximité de la charge explosive [57]. Lorsque l'onde de souffle va interagir avec la flaque, la surface de liquide est fragmentée en un nuage de gouttes qui, lui-même, peut être atomisé en un nuage de gouttelettes. Les transformations successives du nuage de gouttes entraînent une atténuation de l'onde de choc incidente.

Une dernière solution, mettant en œuvre un mélange d'air et d'eau, est l'usage de mousses aqueuses qui font l'objet de ce travail de thèse. L'avantage majeur de ce moyen de confinement est sa facilité de mise en œuvre. Cela permet de remplir un important volume tout en respectant une certaine homogénéité du mélange air/eau.

Une comparaison d'efficacité de plusieurs moyens de protection contre les ondes de souffle, issus d'un brevet américain de Kinney & Sewell [75], montre que l'efficacité de la protection pyrotechnique est dépendante de la célérité du son et de la compressibilité du milieu considéré. Par exemple, l'utilisation de l'eau, milieu homogène quasi incompressible et dont la célérité

Milieu de propagation	Densité (kg/m^3)	Pression réfléchie (PSI)
Vide	10^{-3}	10^3
Air à température ambiante	1	10^2
Mousse polyuréthane (solide)	10	10
Eau	10^3	10^4

Tab. 1 – Tableau de synthèse des mesures de densités et de pressions réfléchies réalisées par Kinney & Sewell dans divers milieux de propagation des ondes de souffle [75]

du son est élevée ($\sim$ 1500 m/s) accentue les surpressions de l'onde de souffle d'un facteur 100 par rapport à l'onde de souffle aérienne. Au contraire, un milieu diphasique composé d'air et d'une phase condensée a une compressibilité plus importante et une célérité du son plus faible (dépendante de la fraction volumique de la phase condensée) qui permet de diminuer les surpressions de l'onde de souffle d'un facteur 10 environ. Le *Tab. 1*, reproduisant la pression réfléchie mesurée en fonction de la densité du milieu de confinement, montre que la mousse polyuréthane permet de diminuer la pression d'un facteur 10 par rapport à une explosion dans l'air, donc non confinée et d'un facteur 1000 par rapport à l'eau. La mousse polyuréthane testée avait une densité de 10 kg/m^3 lors de ces tests. Malgré de telles mesures encourageantes, les mousses solides sont rarement utilisées dans les opérations de confinement des explosions car elles brûlent et génèrent d'importantes fumées toxiques. C'est pourquoi, les barrières de protection par mousse aqueuse ont été mises en place, car elles démontrent les mêmes propriétés atténuatrices et ne nécessitent pas un grand nombre d'intervenants pour les mettre en œuvre. Elles sont donc considérées comme sécuritaires. Enfin, elles limitent l'expansion des produits de détonation que sont les gaz brulés issus de la détonation.

1.4 Confinement des explosions par mousse aqueuse

Une mousse aqueuse est un milieu diphasique complexe composé de gaz et de liquide. Le gaz est emprisonné dans des cellules de liquide dont le diamètre est de l'ordre du millimètre, composées de films qui se rejoignent en des bords de Plateau reliés par des noeuds (voir *Fig. 2*). Une mousse aqueuse est le plus souvent décrite par son foisonnement F qui correspond à l'inverse de la fraction volumique de liquide α_L qu'elle contient. Il s'agit également du rapport entre le volume qu'occupe la mousse une fois formée et le volume de liquide nécessaire à la

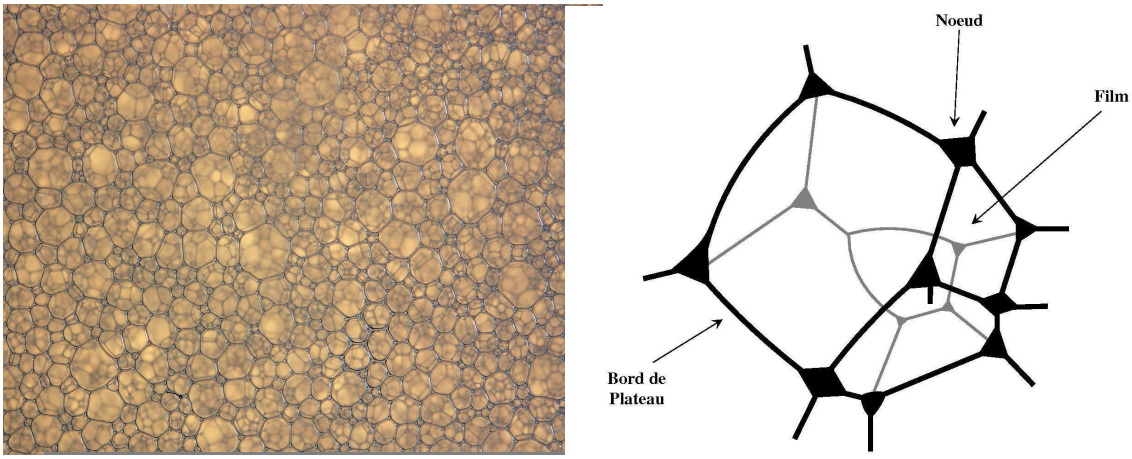

Fig. 2 – Gauche : Photographie, grossie 60 fois, d'un échantillon de mousse de 1 cm x 1 cm. La mousse est sèche c'est-à-dire que la fraction volumique de liquide est inférieure à 5 %. Droite : schéma d'une cellule isolée [81]

fabrication de la mousse.

$$F = \frac{V_{mousse}}{V_{liquide}} \approx \frac{1}{\alpha_L} \tag{1.2}$$

L'utilisation de la mousse aqueuse comme moyen de confinement des explosions est explorée depuis une trentaine d'années. Les premiers tests référencés sont ceux de Krasinski & Kholsa en 1974 [40]. Ces essais ont été réalisés sur des mousses humides (foisonnements 10-20). Dans leurs essais, réalisés en tube à choc, Krasinski & Kholsa ont mis en évidence la notion d'atténuation d'une onde de choc. Ils ont pu observer que l'onde rentrant dans la mousse, après réflexion sur le fond du Tube à Choc, ne ressortait pas du volume de mousse, au moins pendant la durée d'acquisition de leurs mesures. Ils ont ainsi montré que les mousses permettaient de diminuer la célérité des ondes.

Dès le début des années 80, Raspet & Griffiths [65] ont publié des résultats d'études sur l'atténuation des ondes sonores, générées par la détonation d'une charge explosive, par la présence de mousse aqueuse. Un volume de mousse d'environ 12 m^3 était disposé dans un container cubique autour d'une charge de C4 (composition malléable d'explosif principalement composée d'hexogène - RDX), disposée en son centre. Des mesures de célérité du son ont été réalisées hors de la mousse, à 60 et 120 m du point d'origine de l'explosion. Une comparaison effectuée, sur ces deux points, entre le bruit de l'explosion avec et sans mousse aqueuse a permis de mettre en évidence la capacité des mousses à confiner les sons.

A la suite de ces travaux, le laboratoire SANDIA [33] s'est lancé dans une campagne d'essais

de grande envergure avec des charges de C4 allant de l'ordre de 0,5 kg à 25 kg d'équivalent TNT. Les mousses utilisées étaient de foisonnement variable allant de 20 à 400. Des enregistrements temporels de la pression en plusieurs points à l'intérieur et à l'extérieur de la mousse ont été réalisés. L'analyse des signaux de pression a permis de définir un certain nombre de relations empiriques caractérisant l'atténuation des ondes de souffle par les mousses aqueuses. Plus récemment, le CEA a mené une campagne expérimentale mettant en œuvre plusieurs kilogrammes d'explosif - 6,6 et 22,17 kg de plastrite® - dans le but de caractériser l'atténuation des ondes de choc par ses mousses aqueuses (*Fig. 3*) [23]. Dans cette campagne, l'engin explosif était disposé à l'intérieur d'une immense tente contenant environ 2000 m^3 de mousse. Des mesures de pression ont été effectuées au sein de la mousse et elles ont été comparées aux mêmes mesures de pression réalisées lors d'un essai similaire dans l'air. La principale différence entre cette campagne et celle du laboratoire SANDIA, réalisée 20 ans plus tôt, est que l'engin explosif est accroché à un portique à près de 2 m de hauteur alors que la SANDIA avait disposé sa charge sur le sol. La suspension de la charge permet de retarder et de limiter les effets du sol sur les mesures, les ondes réfléchies et les ondes de Mach éventuelles sont acquises après le passage de l'onde de choc incidente.

Palamarchuk & Postnov [60] ont montré qu'une diminution du foisonnement de la mousse permettait de diminuer rapidement la valeur du pic de surpression de l'onde de souffle. Ces travaux repris par Gelfand & Silnikov [27] ont permis de mettre en évidence un certain nombre de facteurs déterminants. La mousse humide, fraction volumique de liquide comprise entre 5 et 36 %, est plus efficace que la mousse sèche, fraction volumique de liquide inférieure à 5 % pour atténuer les ondes sonores [65]. De plus, augmenter la masse volumique de la mousse est plus productif que d'étendre la barrière de protection autour de l'explosif [60]. Enfin, augmenter l'épaisseur de la barrière au-delà de la distance réduite critique de 1,5 $m/kg^{1/3}$ n'améliore pas l'effet d'atténuation. En effet, au-delà d'une distance réduite de 1,5 $m/kg^{1/3}$, les pentes d'atténuation de la surpression dans l'air et dans la mousse deviennent parallèles.

Les connaissances accumulées sur les capacités des mousses aqueuses à atténuer les ondes de souffle ne proviennent pas seulement d'études réalisées à l'aide de matériaux énergétiques. Les Tubes A Choc ont, en effet, été utilisés par de nombreux expérimentateurs des milieux diphasiques : Britan *et al.* [11], Gelfand et al. [29], Kudinov *et al.* [41, 42] pour les plus connus. Ces essais ont permis de simuler à la fois la propagation des ondes de choc au sein de la mousse après une explosion, c'est-à-dire, lorsque les produits de détonation n'interagissent plus avec cette dernière et, également, de comprendre l'interaction des ondes avec un obstacle. Ces ex-

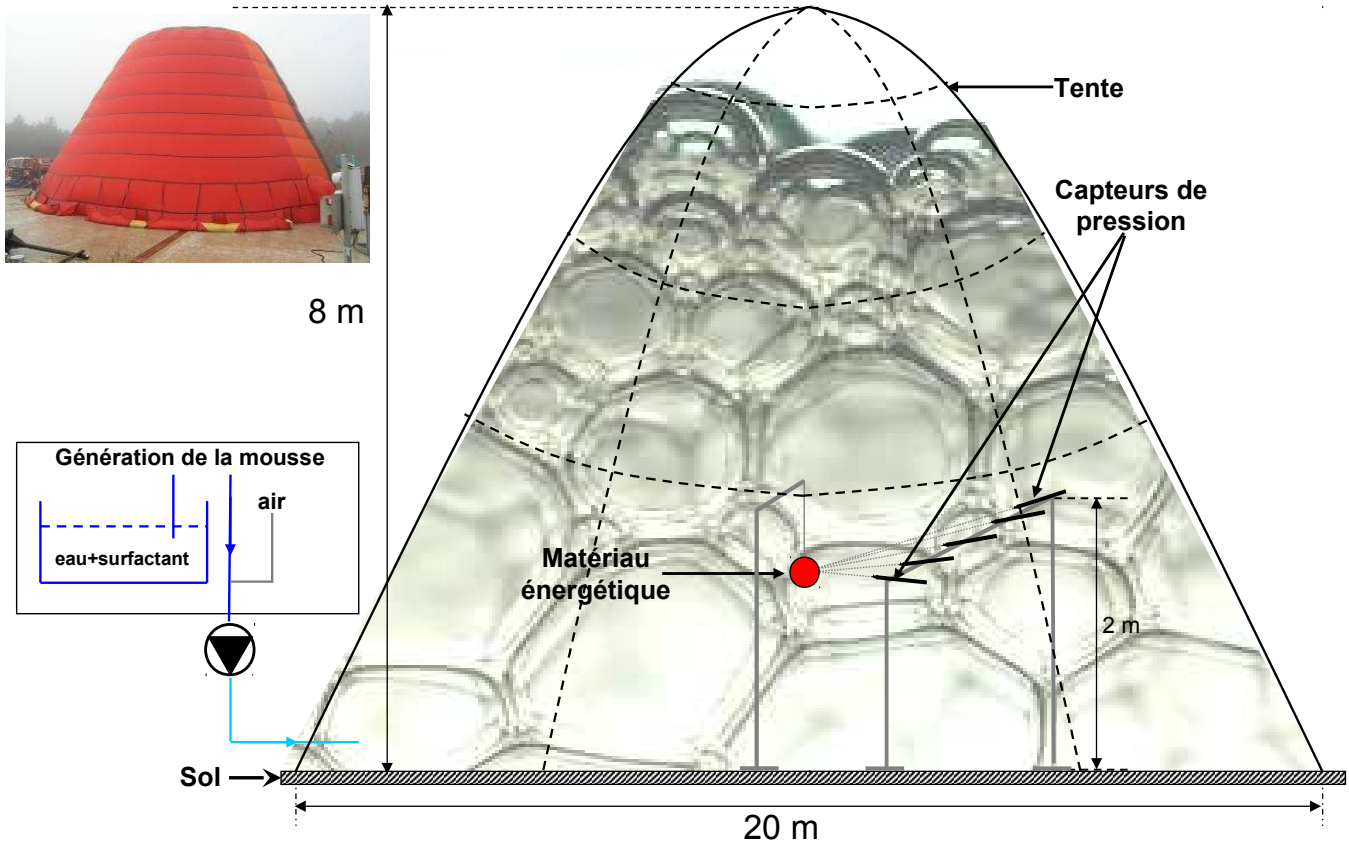

Fig. 3 – Configuration expérimentale des essais de confinement réalisés au CEA. Détonation de charges de 6,6 et 22,17 kg *de plastrite suspendues à 2* m *dans une mousse de foisonnement 120. Le confinement par mousse est assuré à l'aide d'une tente souple dont le volume intérieur est de l'ordre de 2000* m^3

périences permettent d'éliminer les effets de la boule de feu issue de l'explosion, et d'effectuer une étude fine de l'interaction entre l'onde de choc et la mousse aqueuse.

Après rupture de la membrane séparant les gaz à haute pression de la chambre basse pression, une onde de choc incidente se forme et l'interface entre les gaz choqués et le gaz haute pression, appelée surface de contact, se met en mouvement. Lorsque cette onde de choc atteint l'interface de la mousse, la différence d'impédance entre les deux milieux de propagation est à l'origine d'une transmission partielle de l'onde incidente dans la mousse et de la création d'une onde de choc réfléchie. Cette dernière se propage dans l'air et finit par interagir avec la surface de contact, ce qui conduit à la création de nouvelles ondes réfléchies et transmises, si la nature des gaz des chambres haute pression et basse pression est différente.

L'onde de choc transmise dans la mousse est, quant à elle, fortement ralentie : sa célérité est divisée par un facteur supérieur à 2. Ce ralentissement favorise le retour des ondes de détente qui contribuent à amortir davantage encore cette onde incidente.

Cette phénoménologie est présentée sur la *Fig. 4*. Les ondes de choc apparaissent en rouge, les ondes de détente en bleu et la surface de contact est en noir.

Ces expériences réalisées en Tube A Choc ont également permis de montrer qu'il existait une relation entre la célérité de l'onde de choc D et la surpression du front de choc [11, 41, 42]. La *Fig. 5* fait une synthèse des mesures expérimentales effectuées en Tube A Choc. Elle regroupe les mesures de pression en fonction de la célérité de l'onde de choc incidente dans des mousses de foisonnement variables. Ainsi, il peut être observé que, par exemple, pour une célérité de l'onde de choc de 400 m/s la surpression mesurée dans une mousse de foisonnement 500 est plus faible que celle relevée sur une mousse de foisonnement 100 [5].

En ce qui concerne la phénoménologie de la mousse, il a été constaté que sa destruction arrive pour des contraintes mécaniques de deux ordres de grandeur inférieures, à la contrainte mécanique nécessaire à la destruction d'une bulle isolée [22, 37]. La pression critique de rupture de la mousse est pressentie à quelques centaines de kPa [65]. Après sollicitation par l'onde de choc transmise dans la mousse, les bulles composant la mousse pivotent puis s'étirent jusqu'à entraîner l'effondrement de la mousse. Après cette étape, les gouttes qui apparaissent sont petites et rapidement mises en mouvement par l'écoulement de gaz. Cette phénoménologie conduit à la modification de la structure de l'onde de choc parcourant la mousse : l'onde se sépare en un

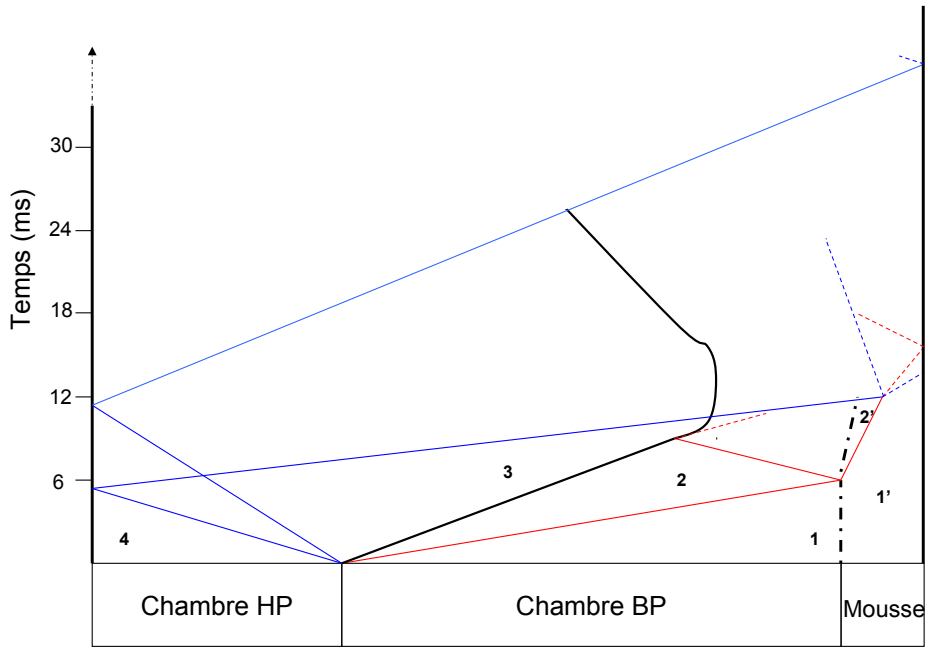

Fig. 4 – Diagramme Espace-Temps de la propagation des ondes dans un Tube A Choc en présence de mousse aqueuse. Cas d'un Tube A Choc où le gaz à haute pression et le gaz à basse pression sont de natures différentes. En rouge : chocs, en bleu : ondes de détente, En noir continu : surface de contact entre les gaz haute et basse pression, en noir pointillé : interface air/mousse [29]

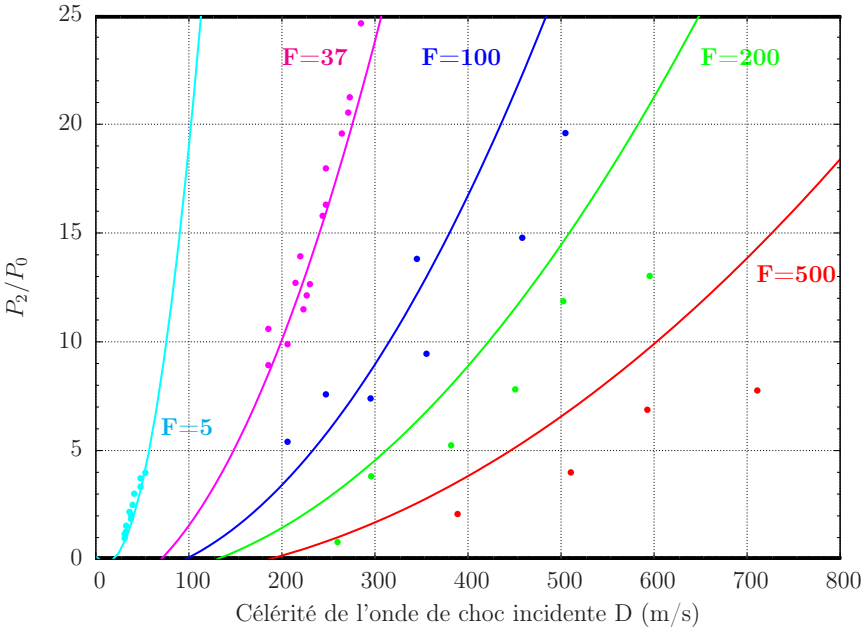

Fig. 5 – Rapport de pression derrière le choc incident et dans la chambre basse pression en fonction de la célérité de l'onde incidente transmise dans la mousse pour des mousses de foisonnement 5, 37, 100, 200 et 500 [5]. Les points représentent les mesures expérimentales et les courbes, le modèle empirique développé par Ball & East [5]

choc précurseur de faible amplitude et un front d'onde principal [75]. Cette séquence d'événements a une durée dépendante de la célérité de l'onde de choc transmise dans la mousse. Dans le cas d'une onde de choc générée à Mach 1,35 qui se propage dans une mousse de foisonnement 20, la rupture des films en microgouttelettes se produit en un temps proche de 50 µs après passage du choc. L'équilibre cinématique est trouvé 10 µs après. A la fin de cette phase, une évaporation partielle de ces microgouttelettes est observée dans le même temps que l'atomisation secondaire des plus grosses gouttes et la mise en vitesse des gouttes-filles associées.

Ces résultats ont été utilisés pour illustrer l'intérêt d'employer des mousses aqueuses dans les opérations de confinement des explosions. La *Fig. 6* extraite de [18] présente un diagramme des effets d'ondes de souffle sur les blessures pulmonaires. Ce diagramme représente la surpression de l'onde de choc en fonction de l'impulsion positive réduite du souffle (blast).

La première série de courbes définit statistiquement les chances de survie de l'être humain lorsque les dégâts pulmonaires sont irréversibles. La courbe noire illustre la limite de tolérance des poumons humains à toute blessure. Les points gris correspondent aux données expérimentales relevées lors de la détonation d'une charge de 6,6 kg dans l'air, les points rouges : celles

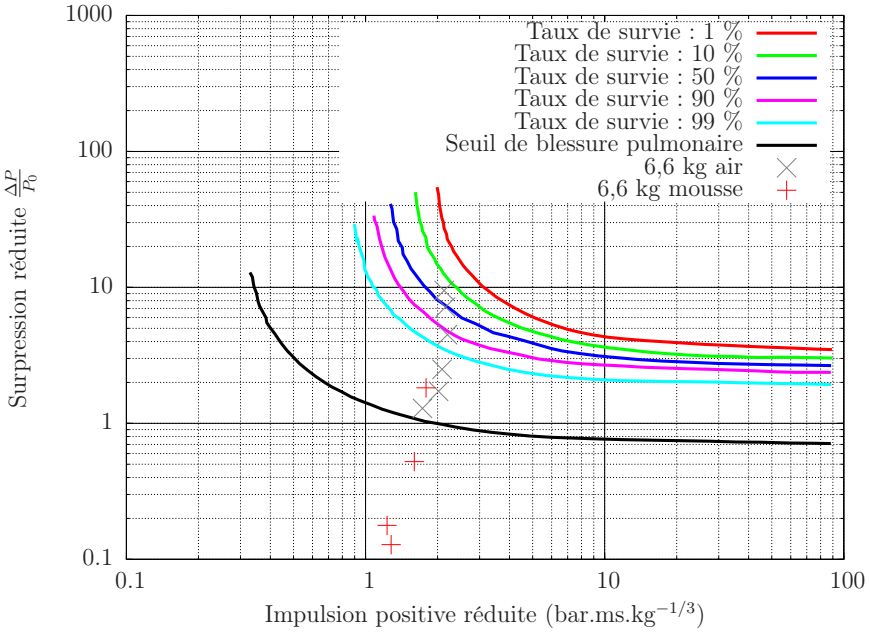

Fig. 6 – Diagramme empirique de pression réduite en fonction de l'impulsion réduite d'une onde de souffle définissant les taux de survie et le seuil de blessure pulmonaire d'un individu soumis à une onde de souffle aérienne : extrait de [18]

issues d'un tir confiné par une mousse de foisonnement 120 [23].

Une personne se trouvant à 2 m d'une charge non confinée subit une onde de souffle de surpression d'environ 10 bar et d'impulsion 2 bar.ms/kg$^{1/3}$. Le positionnement de ce point de mesure dans le diagramme présenté sur la *Fig. 6* montre que la probabilité de décès est de 50 %. Dans le cas d'une même charge, confinée par de la mousse de foisonnement 120, la surpression de l'onde de souffle mesurée n'est plus que de 2 bar et son impulsion est de 2 bar.ms/kg$^{1/3}$. La personne subissant une telle onde de souffle subit des blessures pulmonaires, mais ne décède pas. Lorsque nous positionnons toutes les mesures expérimentales effectuées lors de ces deux essais sur le diagramme, pour sortir indemne de l'explosion, il suffit à la personne de se trouver à une distance de 2,6 m de la charge confinée alors que pour espérer sortir indemne d'une explosion non confinée, elle doit se trouver à plus de 5 m de l'explosif. Cette courbe illustre seulement les dommages pulmonaires. A de tels niveaux de pression, les oreilles sont soumises à des dégats irréversibles [18].

Lors de l'interaction d'une onde de souffle avec de la mousse aqueuse, des échanges thermiques et mécaniques entre phases se produisent. Les expériences en Tube à Choc vont permettre de décorréler ces deux types d'échange. Les surpressions imposées par les Tubes à Choc engendrent

des échanges thermiques de faible amplitude. La campagne expérimentale mise en œuvre dans ces travaux permettra de déterminer et de quantifier le rôle des transferts de quantité de mouvement entre phases dans le processus d'atténuation des ondes de choc par de la mousse aqueuse sèche (mousse liquide dont la fraction volumique de liquide contenue dans la structure est inférieure à 0,05).

Cependant, comme le montre la "Machine Infernale" confectionnée par les Chouans pour l'attentat de la rue Saint-Nicaise, l'objet explosif n'est pas seulement constitué d'un explosif nu. Il peut contenir des éléments métalliques (sur son enveloppe ou au sein du matériau énergétique). L'explosion peut donc être une source de projection d'éclats et/ou de dispersion de particules inhalables toxiques. Dans ce travail de thèse, nous ne nous intéresserons pas au devenir des éclats, mais à la dissémination de petites particules dont le diamètre est inférieur à 30 µm.

1.5 Plan du mémoire

L'objectif de ce travail de thèse est de déterminer la phénoménologie de l'atténuation des ondes de souffle par les mousses aqueuses.

La problématique est de comprendre les processus d'atténuation des ondes de souffle par mousse aqueuse et d'être en mesure de les simuler afin d'optimiser à terme les volumes et les caractéristiques du milieu de confinement à mettre en œuvre autour de l'engin explosif.

Afin de remplir cet objectif, deux campagnes expérimentales ont été menées. La première a été réalisée en collaboration avec l'équipe Tube A Choc de l'IUSTI, Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels, à Marseille. Ces essais ont été réalisés à la fois sur un nuage de gouttelettes calibrées et sur de la mousse aqueuse de foisonnement variable. Cela permet de déterminer les coefficients de trainée dans le cas de l'interaction de l'onde de choc avec les mousses aqueuses et d'implémenter un modèle de fragmentation dans le formalisme multiphasique.

La seconde campagne est une campagne de tirs avec explosif qui a été réalisée au CEA sur le site de Moronvilliers. Cette campagne a pour but de constituer une nouvelle base de données de mesures d'ondes de souffle dans des mousses de foisonnements variables et maîtrisés. Lors de cette dernière campagne, un effort particulier a été apporté sur la configuration expérimentale

et le respect d'une géométrie quasi monodimensionnelle sphérique.

Ces travaux expérimentaux ont été complétés par un travail préliminaire sur la capacité de capture d'une mousse aqueuse.

Pour répondre à la problématique de la caractérisation de l'atténuation des ondes de choc par des mousses aqueuses, nous allons commencer - dans le Chapitre 2 - par définir quelques généralités sur les mousses aqueuses. La phénoménologie de l'interaction des ondes de choc et de souffle avec les mousses a été pressentie grâce aux campagnes expérimentales réalisées. Cependant, un outil numérique spécifique a été développé afin de valider ces hyptohèses. Le Chapitre 3 de ce mémoire est donc consacré au développement de l'outil numérique d'aide à la compréhension de l'interaction d'une onde de choc : M^{3}OUSSACA [1]. Le choix du modèle s'appuie sur l'hypothèse que la mousse est instantanément rompue lors du passage de l'onde de choc. Celle-ci est alors présente sous la forme d'un spray de liquide. Ce spray est à l'origine des transferts énergétiques caractérisant l'atténuation de l'onde de souffle par un milieu diphasique. Cette étude se poursuit - dans le Chapitre 4 - par la détermination des coefficients de transfert de quantité de mouvement à l'aide des expérimentations en Tube A Choc. Le Chapitre 5 est consacré au développement et à l'exploitation des essais pyrotechniques. Enfin au Chapitre 6, des évolutions possibles de ce travail sont présentées. Elles concernent la thématique de la capture de particules et le développement d'un modèle numérique d'atomisation secondaire de ce spray.

1. **M**odélisation de la **M**itigation par des **MOUS**ses **S**èches **A**queuses et **C**apture d'**A**érosols : ce code de calcul a été développé en collaboration avec Ashwin Chinnayya du laboratoire CORIA à Rouen.

Chapitre 2

Eléments généraux sur les mousses aqueuses

Dans la vie courante, la mousse est très souvent associée aux divertissements et aux plaisirs. Nous pouvons, par exemple, citer la mousse de la bière, mousse qui diffère structurellement selon que votre bière soit brune ou blonde. Il y a aussi les soirées mousse ou encore la mousse de bain, les piscines à vague avec leur écume. Dans des exemples tout aussi courants, nous pouvons citer le liquide vaisselle ou la lessive. Cependant, les mousses ne sont pas seulement liquides, elles peuvent être solides à l'instar de la mousse rembourrant le canapé ou le matelas ou plus classiquement la mousse au chocolat, les îles flottantes. Une des grandes différences entre mousse liquide et mousse solide est que la mousse aqueuse est composée de bulles de gaz fermées par des films liquides alors que les mousses solides sont souvent constituées d'un agencement discontinu de bulles ouvertes et fermées.

Dans tous les cas, les mousses aqueuses sont recherchées et utilisées dans l'industrie pour leurs spécificités. Elles ont une grande surface spécifique - ou aire interfaciale, ce qui accroît les phénomènes de transferts entre phases. Des exemples d'application des mousses sont les procédés de flottation qui permettent de séparer différents matériaux selon leur hydrophobie. Elles ont également une faible vitesse de glissement de la phase liquide sur le gaz : cette propriété est due à l'importance de la surface spécifique qui est capable de répartir les efforts de cisaillement. Cette propriété se traduit par un faible déplacement de la structure de la mousse sous sollicitation, ce qui permet de favoriser la dissipation de l'énergie initiale en augmentant les transferts de masse entre la phase liquide et le gaz dans un champ proche de la charge [75].

De plus, les mousses ont une grande capacité d'expansion : leur foisonnement peut devenir très

grand. Cette capacité d'expansion est très fortement recherchée dans l'extinction d'incendies d'hydrocarbures. Enfin, elles ont une limite élastique finie qui leur permet de transporter facilement des agents actifs.

Dans ce chapitre, nous commencerons cette étude par une description topologique des mousses aqueuses sèches - définies plus loin - qui sont l'objet principal de ce travail de thèse. Nous nous attarderons ensuite sur les différents modes de fabrication des mousses, les avantages et inconvénients de chacun. Nous poursuivrons ensuite par une description de la vie de la mousse, de sa formation à sa destruction (séparation totale de la phase liquide et du gaz). Enfin, nous terminerons ce chapitre en décrivant quelques applications des mousses. La liste proposée n'est pas exhaustive, elle a simplement pour but de montrer toute la diversité des mousses aqueuses, dans leurs propriétés, leur mode de fabrication et leur utilisation.

2.1 Structure des mousses aqueuses sèches

Une mousse aqueuse est un système diphasique constitué d'une phase liquide continue et d'une phase gazeuse dispersée, ayant une architecture structurée, mais instable. La mousse est donc définie par :

- la nature du gaz,
- la composition de la solution moussante, qui est constituée d'un tensioactif, d'agents stabilisants (cotensioactif, viscosant) et des réactifs chimiques,
- le rapport des volumes de mousse produite et de liquide utilisé que l'on définit également comme le foisonnement F :

$$F = V_{Mousse}/V_{Liquide}. \tag{2.1}$$

  La fraction volumique de liquide de la mousse α_L se définit alors comme l'inverse du foisonnement. Dans le cas où la masse volumique de la mousse est grande devant celle de l'air, le foisonnement traduit l'humidité de la mousse :

$$\alpha_L \approx 1/F, \tag{2.2}$$

- sa structure géométrique : polyédrique.

La mousse est un système "vivant" qui ne cesse d'évoluer au cours du temps. Une propriété définie à un instant donné n'est plus forcément valable à un autre instant. C'est pourquoi des notions de drainage, mûrissement ou maturation sont introduites. Dans tous les cas d'applications usuelles, la mousse présente une structure plutôt désordonnée. Mais les études et

développements menés à l'heure actuelle permettent de réaliser des mousses monodisperses, à 2 ou 3 dimensions. De ces mousses homogènes, des modèles mathématiques du comportement des mousses ont été développés. Ils permettent de modéliser la coalescence des bulles, le drainage du liquide au niveau des bulles et des Bords de Plateau. Cet état de l'art n'a pas pour but de présenter ces modèles, leurs avantages et leurs inconvénients, qui sont disponibles dans les publications [15] et [81].

Les mousses sont classées en 2 catégories : les mousses sèches lorsque le foisonnement F est élevé (supérieur à 20) et les mousses humides pour des foisonnements compris entre 3 et 20. Dans les cas où le foisonnement est plus faible, les bulles de gaz redeviennent sphériques. Elles ont des mouvements indépendants les unes des autres : c'est alors un milieu à bulles [11].

Les mousses sèches sont un assemblage de films liquides que l'on peut idéaliser par des surfaces infiniment minces. Ces surfaces constituent les faces des cellules polyédriques. En première approximation, il est supposé que toute la masse du liquide de la mousse est contenue dans les Bords de Plateau (voir *Fig. 2*). Structurellement, une mousse sèche peut être décrite comme un empilement de cellules polyédriques uniformes en équilibre mécanique les unes avec les autres [53].

Plateau [64] fut le premier à montrer les propriétés structurelles suivantes :
- les films se rejoignent 3 par 3 en des Bords de Plateau. Les angles entre chaque film sont de l'ordre de 120 °. Ainsi, trois cellules de mousse se rejoignent symétriquement en un Bord de Plateau,
- quatre Bords de Plateau se rencontrent et forment un noeud. Le noeud est un trièdre régulier dont l'angle formé entre chaque élément est de 109,43 °. Cet angle est aussi appelé angle de Maraldi. Six cellules de mousse se rencontrent à chaque noeud.

Généralement, dans les modèles analytiques de mousses aqueuses, les cellules d'une mousse sèche sont représentées par des cellules de Kelvin. Il s'agit d'un octaèdre régulier dont les sommets ont été tronqués pour que 8 faces hexagonales régulières et 6 faces carrées apparaissent. La troncature est choisie de telle sorte que les 36 arêtes du polyèdre aient la même longueur [14].

A partir de cette cellule idéale (voir *Fig. 7*), l'étude de la rhéologie des mousses permet de déterminer plusieurs formules génériques définissant les caractéristiques géométriques des mousses aqueuses que nous allons étudier tout au long de ce travail de thèse [81].

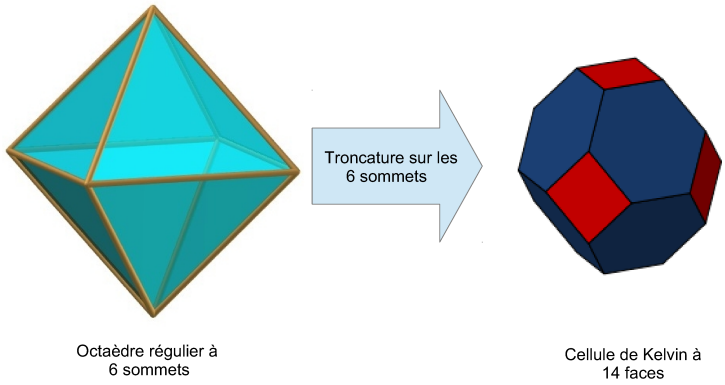

Fig. 7 – Une mousse sèche aqueuse idéale est représentée comme un empilement de cellules de Kelvin. Ces dernières sont issues de la troncature des sommets d'un octaèdre régulier. La cellule de Kelvin est composée de 14 faces et de 36 arêtes dont la longueur est supposée être celle d'un Bord de Plateau

Le volume équivalent V_{bulle} de la cellule est défini, à partir d'un rayon de bulle moyen R_{bulle}, par :

$$V_{bulle} = \frac{4}{3}\pi R_{bulle}^3, \tag{2.3}$$

à partir duquel on peut déduire le nombre moyen de cellules par unité de volume n :

$$n = \frac{\alpha_G}{V_{bulle}}, \tag{2.4}$$

avec α_G la fraction volumique de gaz contenu dans la mousse.

De plus, dans le cas idéal d'une mousse composée de cellules de Kelvin, on aura la relation suivante entre le rayon du Bord de Plateau R_{BP} et le rayon de la bulle R_{bulle} :

$$\alpha_L = \tilde{c}\left(\frac{R_{BP}}{R_{bulle}}\right)^2 \tag{2.5}$$

avec $\tilde{c} = 1/3$.

Afin de quantifier ces relations, on prend une mousse de foisonnement 100 avec un rayon de bulle R_{bulle} de 1 mm. Dans un mètre cube de mousse de foisonnement 100, se trouvent près de 235 millions de bulles d'un volume moyen de 4,2 mm^3.

D'après ces mêmes relations topologiques [81], si la mousse se présente sous la forme d'une cellule de Kelvin, alors la détermination de la longueur des Bords de Plateau L_{BP} est possible.

En effet, le volume V d'un octaedre tronqué se définit comme étant :

$$V \approx 8\sqrt{2}a^3, \tag{2.6}$$

où a est la longueur d'une arête de l'octaèdre. Les arêtes de l'octaèdre sont composées des Bords de Plateau de la cellule de mousse.

La longueur d'un Bord de Plateau d'une mousse de foisonnement 100 dont une cellule a un volume sphérique équivalent moyen de 4,2 mm^3, est de l'ordre de 1,4 mm.

Dans le cas de la mousse sèche étudiée ici, nous pouvons définir la longueur des Bords de Plateau par unité de volume L_V avec la relation :

$$L_V \approx \frac{5,35}{V_{bulle}^{2/3}}. \tag{2.7}$$

Un mètre cube de mousse de foisonnement 100 de volume de cellule 4,2 mm^3 comporte plus de 20 550 km de Bords de Plateau. Par exemple, le Tour de France fait près de 6700 km de long ; dans un mètre cube de mousse, nous avons l'équivalent de 3 Tours de France en Bords de Plateau.

Enfin, à partir de la relation *Eq. (2.5)*, il est possible de déterminer un ordre de grandeur du rayon R_{BP} d'un Bord de Plateau (voir *Fig. 8*). Sa forme est assimilable à celle d'un Toblerone® dont les côtés seraient concaves (voir *Fig. 8*). Le rayon du cercle circonscrit au Bord de Plateau R_{BP} est donc de 170 µm.

Après avoir dimensionné la cellule de Kelvin d'une mousse de foisonnement 100 dont le rayon de bulles moyen est de 1 mm, il est possible d'évaluer les volumes des structures de la cellule d'après les travaux de Durand [24] et de vérifier l'hypothèse de présence de la masse quasi intégrale de liquide dans les Bords de Plateau. Les conventions d'écriture sont les suivantes : e est l'épaisseur des films de la cellule, L_{BP} est la longueur des arêtes de la cellule de Kelvin ou longueur des Bords de Plateau.

Volume des films par cellule

L'épaisseur e des films est prise égale à 1 µm. En considérant le nombre de faces (14) et le fait que chaque face est commune à 2 cellules, le volume des films par cellule est défini en [24] grâce

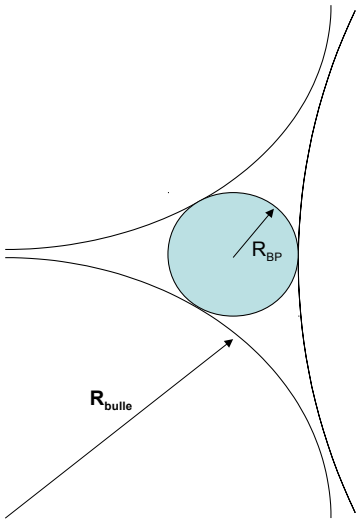

Fig. 8 – Un Bord de Plateau est défini par la jonction de 3 films, chacun appartenant à 3 cellules de mousse différentes dont le rayon moyen est donné par R_{bulle}. Sa coupe longitudinale se présente comme l'assemblage de trois triangles convexes dans lequel s'inscrit un élément cylindrique de rayon R_{BP} et de longueur L_{BP}

à l'équation :

$$V_{films} = \frac{1}{2}\left(\underbrace{8\frac{3\sqrt{3}}{2}L_{BP}^2}_{\text{8 octaèdres}} + \underbrace{6L_{BP}^2}_{\text{6 carrés}}\right) e \cong 13,39 \cdot e \cdot L_{BP}^2. \tag{2.8}$$

Volume des Bords de Plateau par cellule

Si l'on considère que la pression est la même dans les trois bulles qui entourent le Bord de Plateau, alors sa section S_{BP} est délimitée par trois arcs de cercle de même rayon de courbure R_{bulle} :

$$S_{BP} = \left(\sqrt{3} - \frac{\pi}{2}\right) R_{bulle}^2 \cong 0,16 \cdot R_{bulle}^2. \tag{2.9}$$

Une cellule de Kelvin étant constituée de 36 Bords de Plateau, chaque Bord de Plateau est commun à 3 bulles, le volume des Bords de Plateau V_{BP} par cellule est égal à :

$$V_{BP} = \frac{36}{3} S_{BP} \cdot a = 12 S_{BP} \cdot a \cong 1,92 \cdot R_{bulle}^2 \cdot a. \tag{2.10}$$

Volume des noeuds par cellule

Durand assimile le noeud de la cellule de mousse à un disque de rayon proportionnel au rayon moyen de la bulle de gaz. Il modélise le volume d'un noeud V_{noeud} de la cellule de mousse tel que :

$$V_{noeud} = \delta_n R_{bulle}^3, \tag{2.11}$$

où δ_n est un préfacteur estimé à 0,31. Une cellule de Kelvin possédant 24 noeuds et chaque noeud étant commun à 4 cellules voisines, le volume des noeuds par cellule est :

$$V_{noeud} = \frac{24}{4}\ \delta_n\ R^3_{bulle} = 6\ \delta_n\ R^3_{bulle} \cong 1,86\ R^3_{bulle}. \tag{2.12}$$

Les applications numériques de toutes ces relations donnent, par cellule : un volume des films de 18,7 mm^3, un volume des Bords de Plateau de 300 mm^3 et un volume des noeuds de 1,87 mm^3.

Compte tenu des volumes trouvés pour les différentes structures de la cellule de Kelvin, l'hypothèse de considérer que le liquide de la mousse sèche est contenu dans les Bords de Plateau se justifie car $\frac{V_{BP}}{V_{noeuds}} > \frac{V_{BP}}{V_{films}} >> 1$. Ainsi :

$$V_{liquide} = V_{BP} + V_{noeud} + V_{film} \approx V_{BP}. \tag{2.13}$$

Dans le modèle numérique développé au cours de cette thèse, la mousse aqueuse est assimilée à un nuage de gouttes dont le volume d'une gouttelette composant ce nuage est équivalent au volume d'un Bord de Plateau. Pour une mousse sèche de foisonnement 100 dont le rayon moyen de la bulle de gaz est de 1 mm, il nous faudra implémenter, dans M^{3}OUSSACA, des gouttelettes sphériques dont le rayon vaudra 310 µm.

En résumé, une mousse aqueuse de foisonnement 100, de rayon de bulle moyen de 1 mm, se décrit de la manière suivante :
- longueur des Bords de Plateau : 1,4 mm,
- rayon inscrit du Bord de Plateau : 170 µm,
- le nuage de gouttes sphériques équivalent est initialisé avec un rayon de 310 µm.

Pour chacune des mousses étudiées, cette démarche de dimensionnement de la mousse est appliquée.

2.2 Fabrication des mousses aqueuses

Pour fabriquer une mousse [19], il suffit de créer des interfaces physiques permettant un mélange structurel quasi ordonné d'une solution liquide et d'un gaz initialement séparés : le gaz devient la phase dispersée et le liquide, la phase continue. Les méthodes de génération des mousses aqueuses peuvent se classer en deux catégories : génération par condensation et par dispersion.

Ces deux méthodes se différencient par le fait que, pour la première méthode, le gaz est initialement présent dans le liquide sous forme soluble, alors qu'il est nécessaire de l'apporter de l'extérieur pour la seconde méthode.

La mousse créée lors de l'ouverture d'une bouteille de champagne ou de bière est générée par condensation. Le liquide est saturé de gaz sous pression : lors de la dépressurisation, intervenant lorsque l'on ouvre la bouteille, la solution devient sursaturée et une partie du gaz en excès forme des bulles. La formation de bulles sera facilitée par la présence d'impuretés, de bulles de gaz ou de particules dans la solution qui sont autant de germes de nucléation. Sans ces germes, le liquide restera dans un état métastable et sursaturé. A pression atmosphérique, la formation de bulles peut également être induite par une diminution de la solubilité du gaz, dans la solution (par exemple, par ajout d'hydroxyde de sodium dans une solution d'eau saturée d'azote) ou par une réaction chimique.

Les générateurs de mousse aqueuse sont aussi nombreux et diversifiés que les applications. Dans le paragraphe de ce chapitre dédié aux applications des mousses, nous verrons que la fabrication de la mousse peut aussi bien être naturelle (aspérités de la roche dans le cas des opérations d'extraction du pétrole) que forcée (utilisation de camion de pompiers pour les interventions sur les incendies d'hydrocarbure).

Dans un laboratoire, on privilégie la fabrication de petits volumes de mousse dont la distribution de taille de bulles est peu dispersée. Les méthodes par dispersion sont favorisées. Les deux principales possibilités consistent alors à injecter un débit d'air contrôlé dans le liquide moussant ou à faire passer le mélange composé à la fois de la solution moussante et de l'air dans un matériau poreux. La combinaison des deux techniques est également possible comme le montre le générateur de laboratoire qui a été mis en œuvre dans les expériences réalisées en Tube A Choc. En effet, elle consiste à injecter des débits de solution moussante et d'air parfaitement contrôlés à l'aide de vannes et d'une pompe doseuse et d'introduire ce mélange dans un réseau de billes de verre pour former, homogénéiser et stabiliser la mousse [19]. Cette technique permet d'obtenir une grande gamme de foisonnements en jouant sur les débits de liquide, d'air et sur les caractéristiques du matériau poreux qui est un réseau de billes. Cette installation décrite plus en détail dans le Chapitre 4 permet de générer une gamme de foisonnements de 10 à 80.

Dans les opérations de confinement des explosions, les volumes de mousse utilisés sont souvent

de plusieurs centaines de litres voire plus. L'enjeu est donc de fabriquer d'importants volumes de mousse en des temps rapides. Dans ces cas-là, la possibilité d'effectuer un réglage du foisonnement est souvent sacrifiée et les générateurs produisent plutôt une mousse de foisonnement moyen (de l'ordre de 60). Les générateurs utilisés sont plutôt encombrants. Le mélange, solution moussante et air, se fait à travers un tamis métallique très souvent par convection libre ou semi-forcée - une hélice est entraînée en rotation par la solution moussante. Les dispositifs employés sont décrits dans le Chapitre 5 de ce mémoire.

2.3 Vieillissement d'une mousse aqueuse

Une fois la mousse formée, elle subit une dégradation structurelle dans le temps [19], qui peut durer de quelques minutes à quelques heures et pendant lesquelles entrent en jeu différents mécanismes : la diffusion gazeuse interbulle, le drainage capillaire et le drainage gravitationnel. Les définitions sont fournies ci-dessous.

La diffusion gazeuse interbulle est la diffusion du gaz d'une petite bulle vers une plus grosse au travers des films interbulles. La coalescence est le résultat de la rupture d'un film interbulle ; il se forme alors une bulle de plus grande taille. La conséquence de ce phénomène est l'accroissement de la taille des bulles et la diminution de leur nombre. Lorsqu'il se produit à la surface libre de la mousse, au contact de l'air, il se traduit par une diminution de la hauteur de la mousse. La rupture du film se produit pour une épaisseur spécifique appelée épaisseur critique. Tant que cette épaisseur critique n'est pas atteinte, la mousse est dite stable. Les films de la partie supérieure se rompent en premier, puis la mousse s'effondre de proche en proche, de haut en bas de la colonne. Pour des mousses peu stables, un phénomène de rupture en avalanche peut également survenir. La coalescence reste mal comprise car il semble qu'un ensemble de causes diverses en soient à l'origine. Citons, par exemple, l'instabilité de l'épaisseur du film due au drainage, l'amplification des gradients de concentration, les fluctuations thermiques ou encore la présence d'impuretés de nature hydrophobe dans la solution.

La stabilité de la mousse désignera la capacité de la mousse à conserver une fraction de liquide de manière la plus homogène possible, au cours du temps.

La succion capillaire est due à l'existence de différences de pression entre les types de structures qui composent la mousse. Au cours du temps, la solution moussante va donc drainer du

film vers le Bord de Plateau puis vers un noeud (de la pression la plus élevée vers la plus faible).

Le drainage gravitationnel se traduit par un écoulement du liquide dans les Bords de Plateau et dans les noeuds, principalement, sous l'effet de la pesanteur. Deux types de drainage sont possibles. Le drainage libre pour lequel nous observons l'évolution d'une mousse dont la fraction liquide est uniforme à l'instant initial et qui s'assèche au cours du temps. C'est le drainage le plus courant lors des applications, mais le moins étudié car le moins facile à modéliser. Il existe donc peu d'études théoriques, citons néanmoins l'article de Magrabi *et al.* [51] qui propose un modèle pour le drainage libre.

Le second type de drainage est le drainage forcé. Celui-ci consiste à appliquer un débit constant de liquide composé de la solution moussante et également appelé solution de remouillage, en haut d'une mousse formée et asséchée précédemment. Une observation de l'évolution du front de drainage et de l'écoulement du liquide au travers de la mousse est alors effectuée. La solution de remouillage est la même que celle utilisée pour générer la mousse. L'article de Magrabi *et al.* a permis de développer un certain nombre de modèles mathématiques d'écoulement des fluides au sein des mousses aqueuses.

Plusieurs paramètres influencent le drainage d'une mousse aqueuse. Le premier paramètre, et le plus important, concerne la taille des bulles : les expériences montrent, qu'à foisonnement constant, plus le diamètre des bulles est faible, plus le drainage est ralenti [39]. Cependant, en général, les essais et les modèles n'intègrent qu'une seule dimension caractéristique de la mousse (diamètre moyen des bulles, longueur d'un Bord de Plateau...) et ne prennent pas en compte la distribution statistique de ces grandeurs.

Le second paramètre influençant le drainage est la masse volumique et la viscosité du liquide. En effet, la force motrice du drainage étant la gravité, ces deux grandeurs jouent un rôle déterminant. Safouane [68] étudie, dans sa thèse, l'effet de la rhéologie du fluide moussant sur le drainage pour une solution eau+tensioactif et pour des solutions eau+tensioactif+viscosant. Elle met en évidence qu'avec l'augmentation de la viscosité, la vitesse de drainage de la mousse a tendance à diminuer.

Un troisième paramètre est la force de capillarité de la mousse. Cette force est proportionnelle à la tension de surface à l'interface air/liquide. Lorsque la mousse s'assèche (essais en drainage libre), la force de capillarité s'oppose au drainage en ralentissant l'écoulement du liquide. Enfin,

les propriétés de surface des canaux (principalement les Bords de Plateau) sont les derniers paramètres jouant sur le drainage de la mousse. Les molécules à la surface d'un film sont mobiles et deux paramètres majeurs pilotent la mobilité de ces molécules : la viscoélasticité de surface G et la viscosité de surface μ. Le module G est prépondérant dans l'écoulement des films alors que μ permet de rigidifier la structure des Bords de Plateau qui vont se déplacer en masse et donc favoriser le drainage.

L'évolution de la fraction liquide sous l'effet de la capillarité et de la gravité a été largement décrite et modélisée ; une revue des principaux modèles est donnée dans [82].

2.4 Applications des mousses aqueuses

Séparation des éléments chimiques

Historiquement, la technique de flottation était utilisée dans la minéralurgie et le traitement des eaux usées. Cette technique est basée sur la différence d'hydrophobicité des éléments à séparer. Le processus de séparation a lieu dans une colonne de flottation (voir *Fig. 9*). Plusieurs techniques de flottation existent :

- la flottation naturelle où la masse volumique des particules est suffisamment différente pour les séparer,
- la flottation assistée : des bulles d'air sont insufflées au sein de la masse liquide contenue dans la zone de collecte pour améliorer la séparation des particules naturellement flottables,
- la flottation provoquée : dans ce cas, la masse volumique de la particule est supérieure à celle du liquide. Elle est artificiellement réduite grâce à des bulles de gaz ; les particules s'unissent à des bulles pour former des attelages "particule-bulle" moins denses que le liquide.

Avant la flottation, les minéraux subissent plusieurs traitements chimiques qui ont pour but d'exacerber leur hydrophobie ou leur hydrophilie. Après traitement, les minéraux sont introduits dans la colonne par la partie supérieure du collecteur. Ils tombent par gravité dans le collecteur, dans lequel une solution est émulsionnée par introduction d'air à débit élevé. Les minéraux hydrophobes se fixent aux bulles d'air et les hydrophiles tombent au fond du collecteur d'où ils sont rejetés. Les particules hydrophobes remontent vers le haut de la colonne, dans une zone d'écume. Une eau de lavage est introduite pour permettre la séparation des derniers éléments hydrophiles. Les éléments hydrophobes sont alors concentrés et extraits de la colonne de flottation.

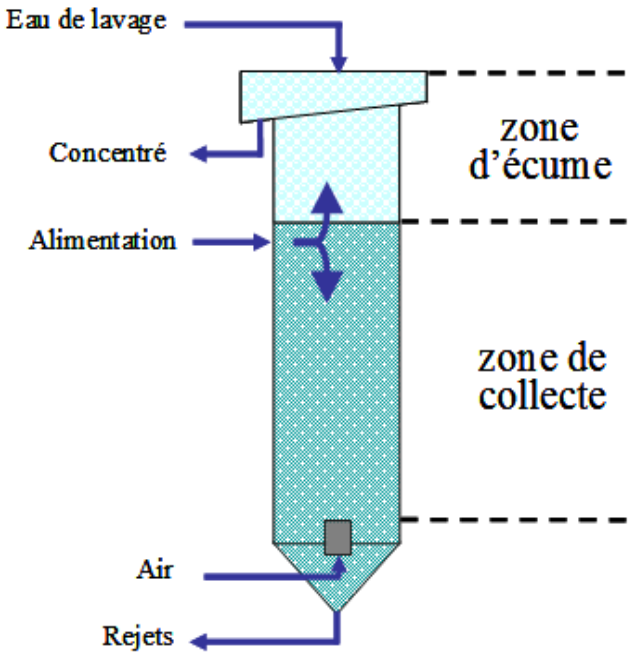

Fig. 9 – Schéma de principe décrivant le fonctionnement d'une colonne de flottation destinée à la séparation des minéraux ou le traitement des eaux usées

Industrie pétrolière

L'exploration et la production du pétrole sont des opérations très coûteuses. Lors de la détection d'un gisement et de son exploitation, les producteurs de pétrole cherchent à maximiser les quantités de matière brute à extraire.

Pour maximiser la production finale, il faut gérer un réservoir composé de différents liquides aux propriétés physico-chimiques très différentes : masse volumique, viscosité, température de combustion, toxicité... Au cours de la vie d'un gisement, de nouveaux puits sont ouverts pour accéder aux poches restées inexploitées à partir du puits principal. En règle générale, on injecte un mélange d'eau et de gaz, formant une mousse dans le gisement. Comme pour la technique de flottation, la mousse permet d'isoler la matière première des minerais qui l'entourent, facilitant ainsi son extraction.

Dans ces applications, les mousses doivent avoir de nombreuses propriétés : une grande stabilité dans le temps, une insensibilité à la température, un pouvoir de solubilisation important de manière à bien capturer et dissoudre les minéraux à extraire de la matière première et une insensibilité aux huiles naturelles contenues dans les roches. Toutes ces propriétés ont tendance à rendre la solution moussante très visqueuse et son écoulement difficile. La mousse est produite

grâce à la porosité de la roche.

Extinction des incendies

Les mousses sont également utilisées dans l'extinction des incendies d'hydrocarbure et de tout élément combustible, en général. La conception et le contenu des extincteurs à mousse sont identiques à ceux des extincteurs à eau avec additif. Cependant, ces extincteurs sont munis d'un diffuseur dans lequel le mélange air / eau se produit.

La mousse ainsi formée est une mousse à bas foisonnement, généralement inférieur à 10. Elle couvre donc très rapidement de grandes surfaces car, sous l'effet de son propre poids, elle se comporte comme un liquide. Le principe de l'extinction réside dans le fait que la mousse isole le combustible du comburant (oxygène de l'air). Cela permet d'empêcher l'oxygène de l'air d'alimenter le feu, de retenir les vapeurs volatiles du liquide pouvant s'enflammer sous l'effet de la chaleur : la mousse est alors utilisée en prévention des incendies. Dans une moindre mesure, la mousse agit sur l'incendie en refroidissant les gaz chauds de la combustion grâce à l'évaporation.

Chapitre 3

Modèle multiphasique

3.1 Méthode des Equations Discrètes (DEM)

Dans ce chapitre, nous nous consacrerons à la description du modèle numérique mis en place pour simuler le comportement des ondes de choc et de souffle se propageant dans des mousses aqueuses. Le modèle multiphasique mis en œuvre s'appuie sur les travaux de [3, 17]. Nous nous appliquerons, ici, à décrire en détail, le modèle multiphasique dans sa version sphérique. Cette version sera mise en œuvre dans le Chapitre 5. Dans le Chapitre 4, une version "allégée" en configuration plane est étudiée.

Avant l'interaction d'une onde de choc avec une mousse aqueuse, le milieu dissipatif peut être assimilé à un milieu homogène équivalent. Le chapitre précédent nous a permis de montrer qu'une mousse sèche est assimilable à un empilement de bulles de gaz dont l'ensemble forme un milieu visco-élastique. Elle peut ainsi être caractérisée par des méthodes de mesure classiques. Par exemple, pour la mesure de la viscosité d'une mousse, le viscosimètre de Couette peut être utilisé. Cependant, ce matériau visco-élastique homogène dont la stabilité est assurée par des films liquides est fragile et peut être détruit sous l'effet d'une forte sollicitation.

Dans le cadre de l'interaction avec une onde de souffle, la sollicitation étant très importante, l'hypothèse de sa rupture instantanée a été faite. La mousse aqueuse en aval du choc est donc assimilée à une distribution homogène de gouttes. La phase liquide a une impédance acoustique différente de celle de la phase gazeuse. Elle possède également ses propres inertie et température. Après avoir été sollicitées par un choc, les deux phases vont se retrouver dans des états thermomécaniques différents. Des phénomènes de relaxation vont alors ramener les deux phases vers le même équilibre. Ils sont dus aux forces de traînée et aux transferts thermiques, ce que

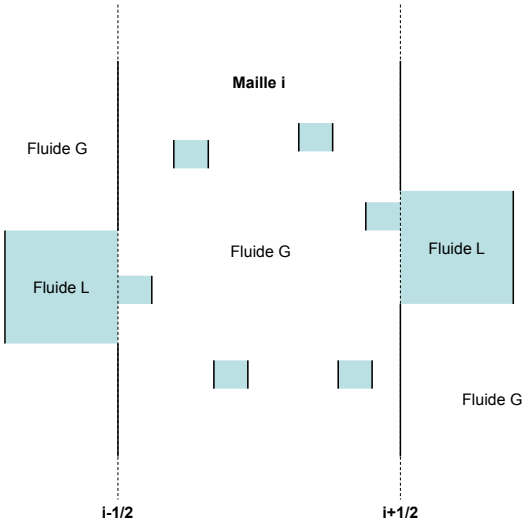

Fig. 10 – Représentation d'un volume de contrôle diphasique résolu par la méthode numérique DEM, assimilé à une cellule numérique. L : phase liquide, G : phase gazeuse

ce travail de thèse tentera de préciser. Il sera, également, nécessaire d'introduire une troisième phase modélisant les produits de détonation, qui proviennent de la décomposition du matériau énergétique.

Le modèle numérique s'appuie sur la DEM. Elle est brièvement décrite ci-après. Une version plus détaillée est fournie dans [17].

A l'échelle microscopique, aux premiers instants des interactions entre phases, l'évolution des interfaces peut être déterminée par la solution du problème de Riemann (soit un "Tube à Choc généralisé") entre deux fluides non miscibles. La solution de ce problème provient des Equations d'Euler réactives dont plusieurs solveurs existent dans la littérature [79].

L'écoulement diphasique est pavé d'un ensemble de volumes de contrôles diphasiques, qui contiennent les deux phases (voir *Fig. 10* à titre d'exemple).
La phase liquide peut être sous forme de Bords de Plateau, si la mousse est intègre ou représentée via un spray de gouttelettes (voir *Fig. 11*) , après l'effondrement de la mousse. En considérant que les grandeurs mécaniques, thermodynamiques et topologiques soient constantes par morceaux, la DEM consiste à écrire les lois de conservation de chaque phase au sein de chaque volume de contrôle. Il est nécessaire de répertorier l'ensemble des interactions entre phases, dont chacune d'entre elles est décrite par la solution du problème de Riemann. Un flux diphasique est obtenu comme la sommation sur l'ensemble des interactions élémentaires à

l'échelle microscopique.

Un système d'équations de bilans discrets est ainsi obtenu sous forme intégrale. Une formulation différentielle plus classique peut être obtenue après passage à la limite, en considérant que les dimensions du volume de contrôle tendent vers zéro. Dans la limite d'une traçabilité analytique, les grandeurs interfaciales, c'est-à-dire les moyennes des grandeurs d'interfaces, sont obtenues naturellement par opposition aux méthodes classiques qui nécessitent leur modélisation.

Le deuxième intérêt de la DEM est que ce jeu d'équations intégrales fournit la trame de la résolution numérique. En effet, la projection utilisée pour la construction du modèle est celle de Godunov [30].
Le vecteur conservatif est u et le flux conservatif F. Chaque fluide obéit aux équations d'Euler réactives $\frac{\partial u}{\partial t} + div(u) = 0$. Chaque phase est, de plus, caractérisée par une fonction indicatrice $X_k(M,t)$ qui vaut 1 si le point M considéré à l'instant t appartient à la phase k et 0 sinon.

Elle obéit à l'équation d'évolution suivante :

$$\frac{\partial X_k}{\partial t} + \vec{u_i} \cdot \vec{grad}(X_k) = 0, \tag{3.1}$$

avec $\vec{u_i}$ la vitesse locale de l'interface. La fraction volumique α_k est la moyenne volumique de la fonction indicatrice X_k, $\alpha_k =< X_k >$.

La DEM procède par plusieurs étapes, dont le détail est donné dans [17] :
– la sélection du fluide :

$$\frac{\partial X_k u}{\partial t} + div(X_k \vec{F}) = (\vec{F} - \vec{u_i} \cdot u)\vec{grad}(X_k), \tag{3.2}$$

– l'intégration sur un volume du contrôle diphasique V_c (voir *Fig. 11*) :

$$\int_{V_c} \frac{\partial X_k u}{\partial t} + div(X_k \vec{F})\mathrm{d}V = \int_{V_c} (\vec{F} - \vec{u_i} \cdot u)\vec{grad}(X_k)\mathrm{d}V, \tag{3.3}$$

– la détermination de la surface de contact entre fluides non miscibles,
– l'estimation des flux aux bords de mailles et l'intégration temporelle.

Le modèle bifluide, décrit ci-dessous, est un modèle hors équilibre de pression, vitesse et température. Ce modèle est inconditionnellement hyperbolique et permet la propagation des ondes

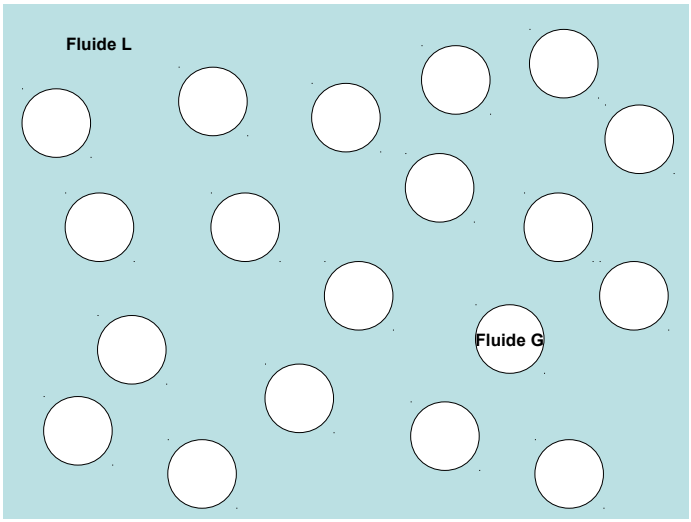

Fig. 11 – Exemple d'un milieu diphasique résolu par la méthode numérique DEM : le milieu à bulles

dans les milieux diphasiques. Il vérifie, de plus, le deuxième principe de la thermodynamique.

Le système d'équations pour la phase liquide s'écrit en coordonnée sphérique comme :

bilan pour la fraction volumique :
$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial t} = -u_i \frac{\partial \alpha_L}{\partial r} - \mu \Delta P,$$

bilan de masse :
$$\frac{\partial (\alpha\rho)_L}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho u)_L}{\partial r} = -\frac{2(\alpha\rho u)_L}{r},$$

bilan de quantité de mouvement :
$$\frac{\partial (\alpha\rho u)_L}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho u^2 + \alpha P)_L}{\partial r} = P_i \frac{\partial \alpha_L}{\partial r} - \frac{2(\alpha\rho u^2)_L}{r} + F_d,$$

bilan d'énergie totale :
$$\frac{\partial (\alpha\rho E)_L}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho E u + \alpha P u)_L}{\partial r} = P_i u_i \frac{\partial \alpha_L}{\partial r} - \frac{2(\alpha\rho u H)_L}{r} + F_d u_I + P_I \mu \Delta P + Q_{IL},$$

Les équations pour la phase gazeuse sont déduites par symétrie :

bilan pour la fraction volumique :
$$\frac{\partial \alpha_G}{\partial t} = -u_i \frac{\partial \alpha_G}{\partial r} + \mu \Delta P,$$

bilan de masse :
$$\frac{\partial (\alpha\rho)_G}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho u)_G}{\partial r} = -\frac{2(\alpha\rho u)_G}{r},$$

bilan de quantité de mouvement :
$$\frac{\partial (\alpha\rho u)_G}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho u^2 + \alpha P)_G}{\partial r} = P_i \frac{\partial \alpha_G}{\partial r} - \frac{2(\alpha\rho u^2)_G}{r} - F_d,$$

bilan d'énergie totale :
$$\frac{\partial (\alpha\rho E)_G}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho E u + \alpha P u)_G}{\partial r} = P_i u_i \frac{\partial \alpha_G}{\partial r} - \frac{2(\alpha\rho u H)_G}{r} - F_d u_I - P_I \mu \Delta P + Q_{IG},$$

α_k, ρ_k, u_k, P_k sont respectivement la fraction volumique, la masse volumique, la vitesse et la pression de chaque phase. La contrainte de saturation est donnée par $\alpha_L + \alpha_G = 1$. Pour chaque phase, l'énergie totale est la somme des énergies interne et cinétique $E_k = e_k + \dfrac{u_k^2}{2}$, et l'enthalpie totale est donnée par $H_k = E_k + \dfrac{P_k}{\rho_k}$. Les analyses pour les grandeurs interfaciales indicées i et I ont été développées par Abgrall *et al.* [1].

Les termes à gauche du signe égal dans les systèmes (3.4) et (3.4) définissent les équations de conservation de la fraction volumique, de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Les termes sources, définis par les termes de droite, traduisent la traînée de pression aux interfaces ou les termes de flux lagrangiens. Ce sont des termes non conservatifs :

$$\left(-u_i \frac{\partial \alpha_k}{\partial r}, 0, P_i \frac{\partial \alpha_k}{\partial r}, P_i u_i \frac{\partial \alpha_k}{\partial r} \right).$$

Les seconds termes de ce bloc sont les termes de relaxation de la pression :

$$\left(\mu \Delta P, 0, 0, -P_I \mu \Delta P \right).$$

Les termes dissipatifs sont regroupés sous la forme de la traînée visqueuse :

$$(0, 0, F_d, u_I F_d)\,,$$

et des transferts de chaleur

$$(0, 0, 0, Q_{Ik})\,.$$

Enfin, la géométrie sphérique est exprimée à l'aide du vecteur :

$$-\frac{2}{r}\left(\alpha\rho u\right)_k \left(0, -1, u, H\right)_k\,.$$

L'ensemble de ces termes sources définit 4 opérateurs qui sont résolus, les uns après les autres, par un Splitting de Strang et chaque opérateur est résolu à l'aide d'un schéma de Runge-Kutta d'ordre 2.

La relaxation des pressions entre phases est résolue par une méthode spécifique (voir [43]) car c'est un système raide. L'impédance acoustique pour chaque phase k est dénotée $Z_k = \rho_k c_k$ avec c_k la célérité du son dans la phase k :

$$u_I = \frac{Z_L u_L + Z_G u_G}{Z_L + Z_G}, \qquad P_I = \frac{Z_G P_L + Z_L P_G}{Z_L + Z_G},$$

$$u_i = u_I + sign(\frac{\partial \alpha_L}{\partial x})\frac{P_L - P_G}{Z_L + Z_G}, \quad P_i = P_I + sign(\frac{\partial \alpha_L}{\partial x})\frac{Z_L Z_G}{Z_L + Z_G}(u_L - u_G).$$

Les grandeurs P_i, u_i correspondent aux pressions et vitesses qui s'appliquent sur les zones où des gradients de fraction volumique sont présents. Ces derniers vont permettre de restituer les conditions d'interface de vitesse et de pression, notamment lorsque des fluides purs non miscibles sont séparés par une interface. Les moyennes des pressions et des vitesses d'interface qui s'appliquent au sein du volume de contrôle diphasique sont données par P_I, u_I.

L'état d'équilibre mécanique qui correspond, dans ce système, à l'égalité des pressions et des vitesses est obtenu à l'issue des processus de relaxation des pressions et des vitesses. L'état d'équilibre thermodynamique est obtenu à l'issue des processus de relaxation des températures liés aux échanges thermiques.

Quelle que soit la topologie du milieu diphasique, le coefficient de relaxation des pressions est

donné par :

$$\mu = \frac{A_I}{2(Z_L + Z_G)}, \tag{3.4}$$

avec A_I traduisant l'aire interfaciale, ou surface d'échange thermique entre les deux phases. Cette surface est déterminée par la connaissance du milieu considéré. Dans notre application, nous nous attacherons à déterminer quantitativement les surfaces des Bords de Plateau composant la cellule de la mousse.

La DEM fournit un système algébrique qui traduit l'évolution des grandeurs conservatives de chaque phase (fraction volumique, masse volumique, quantité de mouvement, énergie totale). Le passage à la limite continue exhibe deux contributions : un opérateur hyperbolique du premier ordre et des termes sources de relaxation. L'opérateur numérique est bâti autour du splitting de Strang [76]. L'opérateur hyperbolique est résolu grâce à l'écriture des flux multiphasiques de la DEM. Le solveur de Riemann utilisé est le solveur HLLC [79] et l'interpolation des variables pour une extension à l'ordre deux se fait par la technique MUSCL (Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Laws). Les deux limiteurs utilisés sont les limiteurs minmod et celui de Van Leer.

L'ensemble de la résolution de ce modèle numérique multiphasique sera dénommé M^{3}OUSSACA.

3.2 Equations d'état, Thermodynamique

Le système est donc fermé par l'utilisation d'équations d'état pour chacune des phases. La phase gazeuse sera décrite par l'équation d'état des "Gaz Parfaits", la phase liquide par l'équation d'état "Stiffened Gas" et les produits de détonation par l'équation d'état Jones-Wilkins-Lee (JWL).

3.2.1 Gaz Parfaits

L'équation des "Gaz Parfaits" se met sous la forme suivante

$$P_G = \rho_G r T_G, \;\; r = \frac{\mathcal{R}}{M},$$

$$e_G = e_{0G} + c_{vG} T_G,$$

M étant la masse molaire du gaz, $\mathcal{R}$ la constante universelle des Gaz Parfaits, e_{0G} son énergie interne et c_{vG} sa capacité calorifique à volume constant (voir [47]).

3.2.2 Stiffened Gas

L'équation "Stiffened Gas" pour le liquide se met sous la forme suivante :

$$P_L + P_{\infty,L} = \frac{\gamma_L - 1}{\gamma_L} C_{p,L} \rho_L T_L,$$

$$e_L = e_{0,L} + \frac{P_L + \gamma P_{\infty,L}}{(\gamma_L - 1)\rho_L}.$$

L'indice ∞ désigne des constantes de l'équation qui permettent de prendre en compte l'attraction moléculaire entre les molécules composant le matériau considéré. Cette équation d'état est appropriée pour traiter les liquides.

3.2.3 Jones-Wilkins-Lee

L'équation d'état JWL - Jones-Wilkins-Lee - est une équation d'état de Mie-Grüneisen qui se présente sous la forme [6, 49] :

$$P(v,e) = P_{Pdt}(v) + \frac{\Gamma(v)}{v}(e - e_{Pdt}(v)),$$

$$P_{Pdt}(v) = -\frac{de_{Pdt}(v)}{dv},$$

avec $v = \dfrac{1}{\rho}$ le volume spécifique occupé par les gaz, P_{Pdt} et e_{Pdt} la pression et l'énergie interne de la courbe isentropique issue de l'état Chapman-Jouguet, Γ est le coefficient de Mie-Grüneisen.

Dans le cas particulier des équations d'état JWL, Γ est une constante et nous avons, pour P_{Pdt} et e_{Pdt}, les expressions suivantes :

$$P_{Pdt}(v) = \underbrace{Aexp\left(-R_1\frac{v}{v_0}\right) + Bexp\left(-R_2\frac{v}{v_0}\right)}_{p_{Pdt1}} + k\left(\frac{v}{v_0}\right)^{-(1+\Gamma_0)}, \tag{3.5}$$

$$e_{Pdt}(v) = \frac{Av_0}{R_1}exp\left(-R_1\frac{v}{v_0}\right) + \frac{Bv_0}{R_2}exp\left(-R_2\frac{v}{v_0}\right) + \frac{kv_0}{\Gamma_0}\left(\frac{v}{v_0}\right)^{-\Gamma_0} + c_{ek}, \tag{3.6}$$

Paramètres de la JWL	Valeur
P_{CJ}	19 GPa
D_{CJ}	6950 m/s
T_{CJ}	3669 K
ρ_0	1630 kg/m^3
c_p	2345 J/(kg.K)
A	3,712 Mbar
B	0,03231 Mbar
R_1	4,15
R_2	0,95
Γ	0,3

Tab. 2 – Paramètres de l'équation d'état JWL pour l'explosif TNT.

où A, B, R_1, R_2 et Γ_0 sont des constantes caractéristiques d'un explosif donné. k et c_{ek} sont des constantes définies telles que $e_{Pdt} = e_{CJ}$ et $p_{Pdt} = p_{CJ}$ au point CJ :

$$c_{ek} = e_{CJ} - e_{Pdt}(v_{CJ}) - (p_{CJ} - p_{Pdt1}(v_{CJ}))\frac{v_{CJ}}{\Gamma_0},$$

$$k = \left[p_{CJ} - p_{Pdt1}(v_{CJ}) - \frac{\Gamma_0}{v_{CJ}} c_v T_{CJ}\right] \left(\frac{v_0}{v_{CJ}}\right)^{1+\Gamma_0}.$$

Les paramètres de l'équation d'état JWL mise en œuvre sont liés à l'explosif condensé TNT dont les données sont issues de [34, 35, 74] et résumées dans le *Tab. 2*.

3.3 Célérité du son de Wood

Dans un milieu diphasique, la célérité du son suit, généralement, une loi de Wood que l'on pourrait comparer à une loi de mélange entre deux produits, qui suivent chacun une évolution isentropique. Ils restent en déséquilibre de température. La célérité du son de Wood traduit l'évolution de la célérité du son en fonction de la fraction volumique de la phase condensée. Dans le cas d'un mélange d'eau et d'air, la relation de Wood est la moyenne harmonique suivante :

$$\frac{1}{\rho_m \cdot c_W^2} = \frac{\alpha_L}{\rho_L \cdot c_L^2} + \frac{\alpha_G}{\rho_G \cdot c_G^2}, \tag{3.7}$$

avec ρ_m la masse volumique du mélange diphasique, α_L, α_G les fractions volumiques de la phase condensée (liquide) et du gaz, ρ_L, ρ_G les masses volumiques de la phase condensée et du gaz et

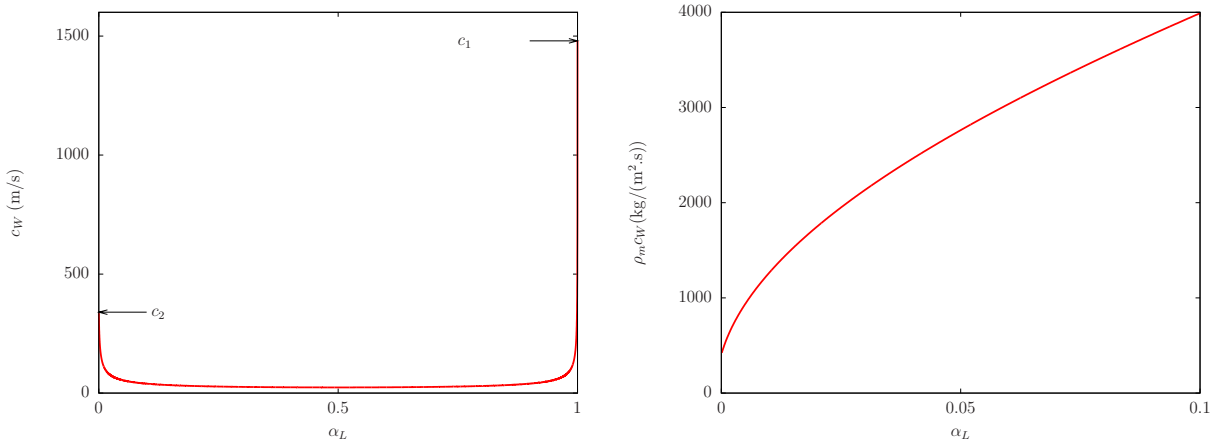

Fig. 12 – Evolution de la célérité du son (à gauche) et de l'impédance acoustique (à droite) pour un mélange air/eau en fonction de la fraction volumique de l'eau

c_L, c_G les célérités des ondes sonores de la phase condensée et du gaz.

La *Fig. 12* gauche montre une importante décroissance de la célérité du son lorsque la fraction volumique du liquide est inférieure à 0,5. La célérité du son croît de nouveau pour les fractions volumiques supérieures à 0,5 jusqu'à atteindre la célérité du son du liquide pur - ici de l'eau.

Nous constatons, néanmoins, que la présence d'une phase condensée conduit à une augmentation de l'impédance acoustique du milieu diphasique malgré cette diminution significative de la célérité du son pour les fractions volumiques de liquide inférieures à 0,1. Plus l'impédance augmente, plus le milieu devient imperméable aux ondes de pression. Dans ce cas extrême, il se conduit comme un mur et entraîne une réflexion quasi totale de l'onde incidente. En conséquence, le coefficient de transmission de l'onde de pression dans le milieu diphasique diminue en fonction de l'impédance. La surpression mesurée sur l'onde de choc transmise au milieu diphasique est souvent plus forte que l'onde de choc se propageant dans le milieu gazeux.

L'intérêt d'utiliser un milieu diphasique comme confinement sera démontré dans les chapitres suivants. Le caractère non monotone de cette célérité du son aura un impact non négligeable sur la dynamique des ondes de souffle. La célérité des ondes de pression, dans les milieux diphasiques homogènes est donc $u \pm c_W$. Quand les deux fluides sont en total déséquilibre, les ondes de pression se propagent à la célérité $u_k \pm c_k$.

3.4 Lois constitutives

3.4.1 Loi de traînée

Dans cette section, nous allons définir les termes de transferts de quantité de mouvement entre la phase gazeuse et les gouttes de liquide. De manière générale, les efforts de traînée sont définis par une loi de la forme :

$$\boxed{F_d = \frac{3\alpha_L}{4d_{goutte}} C_d \alpha_G \rho_G (u_G - u_L) \left| u_G - u_L \right|}, \tag{3.8}$$

C_d est le coefficient de traînée qui dépend de la phénoménologie de l'interaction entre les phases, d_{goutte} est le diamètre de la goutte.

Chaque gouttelette est soumise aux forces aérodynamiques qui concourent, soit à maintenir sa forme sphérique, soit à son atomisation. Après interaction de la goutte avec l'onde de choc, elle a tendance à se déformer. Ce changement de forme et certainement de volume permet d'avoir l'égalité des pressions entre les phases en présence. Il s'accompagne d'une traînée de pressions où les vitesses entre phases s'ajustent et il opère, essentiellement, pendant une durée très brève ($\sim$ µs), de l'ordre de plusieurs aller et retour d'ondes au sein de la goutte [17]. La deuxième étape est une accélération constante de la goutte. Ainsi le coefficient de traînée qui englobe ces deux étapes se met, d'après [36] et [59], sous la forme suivante :

$$C_d = 1,6 + 0,4\, Oh^{0,08}\, We^{0,01}. \tag{3.9}$$

Le nombre de Weber We est le rapport entre les forces d'inertie et les forces de tension de surface de chaque gouttelette. Dans le cas particulier d'un écoulement de gaz autour d'une goutte de liquide :

$$We = \frac{\rho_G \left| u_G - u_L \right|^2 d_{goutte}}{\sigma}, \tag{3.10}$$

σ est la tension superficielle des interfaces microscopiques air/liquide.

Oh est le nombre d'Ohnesorge qui est le rapport entre les forces visqueuses qui s'appliquent au sein de la goutte et les forces de tension de surface :

$$Oh = \frac{\mu_L}{\sqrt{\rho_L d_{goutte} \sigma}}, \tag{3.11}$$

avec μ_L la viscosité dynamique du liquide, ρ_L sa masse volumique.

Pour les simulations numériques, avec les caractéristiques physiques de l'eau, le nombre d'Ohnesorge de l'écoulement est négligeable, et comme les exposants sont proches de 0, on prendra la valeur tronquée de la loi de C_d de :

$$\boxed{C_d \approx 1,6}. \tag{3.12}$$

Des constantes différentes ont, également, été proposées par Gelfand [28]. De la même manière, les termes de traînée entre les produits de détonation et le liquide sont pris en compte.

3.4.2 Transferts thermiques

Les échanges de chaleur entre fluides $Q_{I,k}$ peuvent être écrits sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} Q_{I,L} &= h_L S_{goutte}(T_I - T_L), \\ Q_{I,G} &= h_G S_{goutte}(T_I - T_G), \end{aligned} \tag{3.13}$$

h_L représente le coeffient d'échange de chaleur au sein de la phase liquide, entre son coeur et l'interface liquide/gaz. Il permet de prendre en compte la non-homogénéité de la température dans la phase liquide, il tient compte de l'échauffement du liquide par le gaz choqué. Cet échauffement ne peut dépasser la température de saturation du liquide. Si l'échauffement est plus important, alors le liquide de la mousse s'évapore. h_G représente le coefficient d'échange de chaleur au sein de la phase gazeuse. S_{goutte} est la surface d'échange des transferts de chaleur. Dans notre application, il s'agit de la surface de la goutte. T_I est la température d'interface : la chaleur reçue par le liquide est égale à la chaleur cédée par le gaz :

$$h_L(T_I - T_L) + h_G(T_I - T_G) = 0, \tag{3.14}$$

ce qui fournit la température d'interface :

$$T_I = \frac{h_L T_L + h_G T_G}{h_L + h_G}. \tag{3.15}$$

Les coefficients d'échange de chaque phase sont déterminés à l'aide de l'équation de la chaleur.

Coefficient d'échange h_L de la phase liquide

Nous considèrons une goutte sphérique de rayon R_{goutte}. Nous supposons que le profil de température au sein de la goutte vérifie, que le laplacien sphérique est nul, c'est-à-dire qu'il est

dans un régime quasi stationnaire par rapport aux autres phénomènes. Cela nous amène à la relation suivante :

$$4\pi r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} = -\Phi, \tag{3.16}$$

λ est la conductivité thermique du fluide considéré et Φ est le flux thermique dissipé à la surface de la goutte. Le modèle bifluide macroscopique nous permet d'accéder à l'énergie interne et donc, à la température moyenne de la goutte $\overline{T}_L$:

$$\overline{T}_L = \frac{1}{V_{goutte}} \int_{V_{goutte}} T_L dV. \tag{3.17}$$

Or, après intégration de l'équation de la chaleur *Eq. 3.16*, on a pour $T(r)$:

$$T(r) = T_I + \frac{\Phi}{4\pi\lambda} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_{goutte}} \right). \tag{3.18}$$

En réinjectant $T(r)$ dans le calcul de la température moyenne de la goutte, on détermine :

$$\overline{T}_L = T_I + \frac{\Phi}{8\pi\lambda R_{goutte}}. \tag{3.19}$$

Enfin, on détermine le coefficient d'échange thermique de la phase liquide grâce à la relation :

$$\frac{\Phi}{4\pi R_{goutte}^2} = h_L (T_I - T_{L,\infty}), \tag{3.20}$$

soit encore, en considérant que $T_{L,\infty} = \overline{T}_L$:

$$h_L = \frac{2\lambda}{R_{goutte}}. \tag{3.21}$$

Dans le cas d'un nuage de gouttes dans l'air, on a $\lambda_L \approx 0,6$ W/m/K. Les termes de transfert thermique de la phase liquide s'écrivent donc :

$$\boxed{Q_{I,L} = \frac{2\lambda_L}{R_{goutte}} \left(T_I - \overline{T}_L \right)}. \tag{3.22}$$

Coefficient d'échange h_G de la phase gazeuse

Dans le cas de la phase gazeuse, le coefficient d'échange convectif est corrélé au nombre de Nusselt par la relation :

$$Nu_G = \frac{h_G}{\lambda_G} d_{goutte}, \tag{3.23}$$

avec h_G le coefficient d'échange thermique, d_{goutte} le diamètre de la goutte de liquide et λ_G la conductivité thermique du fluide. Par conséquent, il est possible d'accéder au coefficient d'échange thermique grâce à des corrélations expérimentales sur le nombre de Nusselt dans un écoulement de gaz autour d'une goutte. Le nombre de Nusselt est une fonction du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl. Dans le cas d'un écoulement de gaz autour d'une goutte de liquide, le nombre de Nusselt de l'écoulement s'exprime :

$$Nu_G = 2 + 0,6Re_p^{1/2}Pr^{1/3}, \tag{3.24}$$

avec Re_p le nombre de Reynolds particulaire et Pr le nombre de Prandtl. Le nombre de Reynolds particulaire caractérisant l'écoulement d'un gaz autour d'une goutte de liquide est défini par :

$$Re_p = \frac{\rho_G \left| u_L - u_G \right| d_{goutte}}{\mu_G}, \tag{3.25}$$

avec μ_G la viscosité dynamique du gaz, donnée par celle de l'air :

$$\mu_G = \mu_G^0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{2/3}, \tag{3.26}$$

telle que $\mu_G^0 = 1,71.10^{-5}$ kg/s la viscosité dynamique du gaz à pression atmosphérique et température égale à $T_0 = 273$ K. Le nombre de Prandtl est le rapport entre la viscosité cinématique et la diffusivité thermique, soit :

$$Pr = \frac{\mu_G c_{pG}}{\lambda_G}, \tag{3.27}$$

avec c_{pG} la capacité thermique massique, λ_G la conductivité thermique et ρ_G la masse volumique du gaz. Le nombre de Prandtl de l'air est $Pr = 0,7$. Le coefficient thermique de l'air h_G est ensuite déterminé grâce à la relation :

$$\boxed{\begin{aligned} &h_G = \frac{\lambda_G}{d_{goutte}} Nu_G, \\ &h_G = 2\pi\lambda_G R_{goutte} \left(2 + 0,6Re_p^{1/2}Pr^{1/3}\right). \end{aligned}} \tag{3.28}$$

3.4.3 Surfaces de contact à 3 phases

La phase L représente le liquide de la mousse, la phase G l'air et la phase Pdt représente les produits de détonation ou un autre gaz qui a un coefficient polytropique différent de l'air. La DEM permet de traiter correctement les mailles mixtes de mélange entre deux fluides, qui sont dues à la diffusion numérique de l'interface entre la phase Pdt et la phase G. Cela provient du fait que, dans chaque maille de calcul, on dispose de la thermodynamique de chaque phase

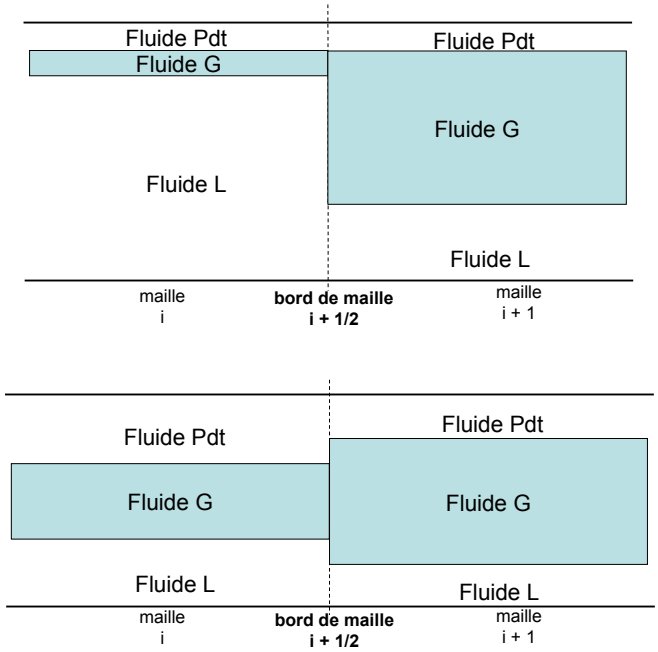

Fig. 13 – Représentation schématique d'un exemple illustrant les différents contacts possibles aux bords de mailles pour un volume de contrôle contenant trois phases. Haut : le fluide Pdt est en contact avec lui-même. Bas : le fluide Pdt est en contact avec lui-même et le fluide G

et la robustesse du modèle provient de la bonne détermination des grandeurs interfaciales du modèle, qui interviennent dans les produits non conservatifs.

Dans le cas diphasique, aux bords de mailles, la phase G ne peut être en contact qu'avec elle-même et ensuite avec la phase L (voir *Fig. 10*).

Dans le cas à trois phases, la phase Pdt peut être en contact avec la phase G ou la phase L selon la configuration et selon les valeurs des fractions volumiques. Sur la *Fig. 13*, nous avons représenté deux configurations possibles où la phase Pdt ne peut être en contact qu'avec la phase G.

Il est donc nécessaire de donner une priorité aux contacts entre phases. On considèrera donc que les deux phases gazeuses ont une plus grande probabilité d'être en contact entre elles. En effet, ces deux phases gazeuses ne vont pas "glisser" entre elles. Cependant, quand la fraction volumique de la phase liquide augmente et s'approche de un (la mousse projetée sur une paroi peut se transformer en un mur d'eau), le modèle se doit de restituer les conditions d'interface en vitesse et pression. Ce sont les termes/produits non conservatifs qui traduisent une traînée de pression en présence d'interfaces matérielles, qui vont le permettre.

3.5 Condition initiale : détonation sphérique CJ

Dans les expérimentations pyrotechniques menées au cours de ces travaux, la charge explosive était composée de plastrite®. Cet explosif est une composition de pentrite®et de matériaux inertes. Pour décrire la détonation de cet explosif, les matériaux inertes ne sont pas pris en compte. C'est la raison pour laquelle nos choix de modélisation sont justifiés par la suite avec l'explosif pentrite pur.

Le but de cette partie est de décrire la dynamique des produits de détonation en aval d'un front de détonation divergent. La résolution de cette dynamique est une condition initiale de M^{3}OUSSACA. L'explosif sera considéré comme entièrement détoné.
On considère, dans ce modèle, que le front de détonation se propage, au sein de l'explosif, à la célérité constante fournie par le modèle de détonation idéale de Chapman-Jouguet. L'onde de détonation est décrite par l'état de Chapman-Jouguet. Cet état, de par sa condition sonique, implique une singularité dans la résolution de la dynamique des produits de détonation.

Le comportement des produits de détonation, en expansion sphérique, est décrit par les équations d'Euler. L'écoulement en aval du front de détonation CJ est isentropique :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial r} = -\frac{2}{r}\rho u,$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{de}{dt} + P\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\rho}\right) = 0,$$

$$\text{avec pour dérivée lagrangienne } \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial r},$$

u est la vitesse matérielle, ρ la masse volumique, P la pression et e l'énergie interne. t et r représentent respectivement le temps et la coordonnée d'espace. Nous considèrons que l'écoulement en aval du front est auto semblable (voir *Fig. 14*). Les variables ne dépendent donc que de la variable :

$$\zeta = \frac{r}{t}. \tag{3.29}$$

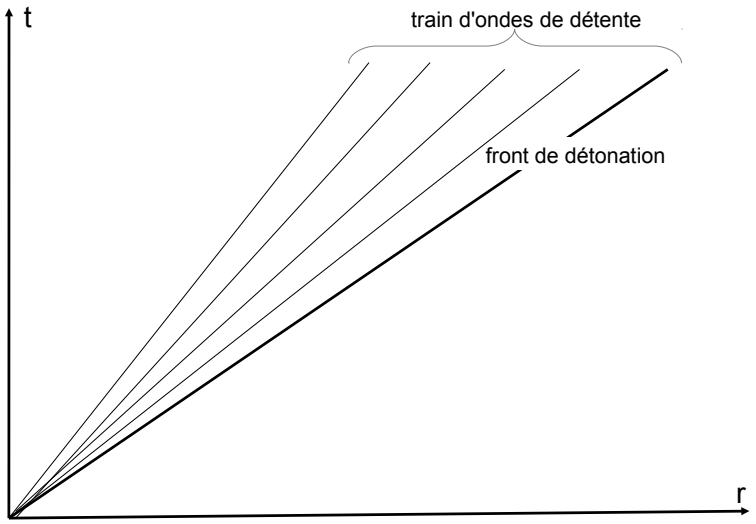

Fig. 14 – Ecoulement auto semblable du train d'ondes de détente en aval du front de détonation

On obtient alors :

$$(u-\zeta)\frac{d\rho}{dt}+\rho\frac{du}{d\zeta}=-\frac{2}{\zeta}\rho u,$$

$$(u-\zeta)\frac{du}{dt}+\frac{c^2}{\zeta}\frac{d\rho}{d\zeta}=0,$$

$$\text{avec } c^2=\left(\frac{dP}{d\rho}\right)_S,$$

soit :

$$\frac{du}{d\zeta}=\left(\frac{2u}{\zeta}\right)\frac{c^2}{(u-\zeta)^2-c^2}, \tag{3.30}$$

et en notant $f=\rho\dfrac{dc}{d\rho}$, on obtient :

$$\frac{dc}{d\zeta}=\frac{-2c}{\zeta}\frac{fu(u-\zeta)}{(u-\zeta)^2-c^2}. \tag{3.31}$$

La dérivée de la densité devient :

$$\frac{d\rho}{d\zeta}=\left(\frac{-\rho}{\zeta}\right)\frac{2u(u-\zeta)}{(u-\zeta)^2-c^2}. \tag{3.32}$$

Ces équations différentielles sont singulières au point CJ, i.e. $\zeta=D=u_{CJ}+c_{CJ}$.

Si le coefficient polytropique est évalué à l'état CJ, $\gamma_{CJ}=\dfrac{v}{P}\dfrac{\partial \ln(P)}{\partial \ln(v)}|_S$ et comme $\dfrac{P}{P_0}>>1$, on

obtient à l'aide du bilan de masse et de la droite de Rayleigh, les relations approchées [26] :

$$P_{CJ} = \frac{\rho_0 D^2}{\gamma_{CJ}+1}, \quad u_{CJ} = \frac{D}{\gamma_{CJ}+1}, \quad \rho_{CJ} = \rho_0 \frac{\gamma_{CJ}+1}{\gamma_{CJ}}, \tag{3.33}$$

et, dans le cas où l'équation d'état des produits de détonation est l'équation d'état des Gaz Parfaits, alors $c_{CJ} = \dfrac{\gamma_{CJ}}{\gamma_{CJ}+1} D$.

L'indéterminée au point CJ peut être levée à l'aide d'un développement de Taylor. Pour la démonstration suivante, on supposera que les produits de détonation sont décrits par l'équation d'état des Gaz Parfaits :

$$y = y_{CJ} + \left(\frac{dy}{dc}\right)_{CJ} \cdot (c - c_{CJ}) + \frac{1}{2}\left(\frac{d^2y}{dc^2}\right)_{CJ} \cdot (c - c_{CJ})^2 + O(\delta c^3). \tag{3.34}$$

Or, $\left(\dfrac{dy}{dc}\right)_{CJ} = 0$ et $y_{CJ} = D$, donc :

$$y = D + \frac{1}{2}\left(\frac{d^2y}{dc^2}\right)_{CJ} \cdot (c - c_{CJ})^2 + O(\delta c^3). \tag{3.35}$$

Après avoir évalué $\dfrac{d^2y}{dc^2}$ (voir Annexe A), on obtient au voisinage du point CJ :

$$c \approx c_{CJ} - D\frac{f}{\gamma+1}\sqrt{\frac{2y}{f+1}\left(1 - \frac{y}{D}\right)}. \tag{3.36}$$

Après avoir évalué le gradient de la vitesse matérielle, on obtient :

$$u \approx u_{CJ} - \frac{D}{\gamma+1}\sqrt{\frac{2\gamma}{f+1}\left(1 - \frac{y}{D}\right)}. \tag{3.37}$$

De même,

$$\rho \approx \rho_{CJ} - \frac{\gamma+1}{\gamma}\rho_0\sqrt{\frac{2}{\gamma\,(f+1)}\left(1 - \frac{y}{D}\right)}. \tag{3.38}$$

En connaissant l'état initial CJ (données expérimentales ou à l'aide des relations de Rankine-Hugoniot), les équations différentielles (3.30) et (3.32) peuvent être intégrées à l'aide d'une méthode de Runge-Kutta d'ordre 2. Le premier pas de l'intégration est effectué à l'aide des *Eqs. (3.36), (3.37) et (3.38)* pour éviter la singularité au dénominateur des *Eqs. (3.30) et (3.32)*.

Une autre approche a également été utilisée. Elle consiste à résoudre les équations d'Euler en géométrie sphérique *Eq. (3.29)*. A $t = 0^+$, la détonation CJ est amorcée au centre de la charge. On définit un rayon $R = Dt$ qui décrit la sphère des produits de détonation. Ainsi, pour $r < R$, les équations d'Euler en géométrie sphérique sont résolues en utilisant l'équation d'état appropriée.

Cette seconde approche est un peu plus malléable que la première car elle ne nécessite pas la dérivation analytique de la vitesse du son $\rho\dfrac{dc}{d\rho}$. Les deux approches ont été comparées et ont fourni les mêmes résultats dans le cas de l'équation d'état des Gaz Parfaits.

Il est également nécessaire de disposer de la chaleur de détonation du matériau énergétique à partir de l'équation d'état. C'est une donnée d'entrée dans le cas où les réactifs et les produits de détonation obéissent à des équations d'état de type Stiffened Gas (voir Fickett & Davis [26] pour les mêmes coefficients polytropiques, pour les réactifs et les produits de détonation, Lee [50] pour des coefficients polytropiques différents pour les réactifs et les produits de détonation, Le Métayer *et al.* [48] pour la généralisation à des équations d'état de type Stiffened Gas). Cependant, dans le cas où les produits de détonation obéissent à une équation d'état de type Mie-Grüneisen (la JWL en est un exemple de formulation), l'énergie de détonation est évaluée à partir de la courbe isentropique issue de l'état CJ et des relations de Rankine-Hugoniot.

$$q = \int_{v_{CJ}}^{\infty} p\mathrm{d}v - \frac{u_{CJ}^2}{2}$$

Chapitre 4

Interaction d'une onde de choc avec une mousse aqueuse

4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, une description du modèle numérique a été réalisée. Dans ce modèle, nous avons introduit un certain nombre de termes sources permettant de simuler une dissipation d'énergie induite par la présence d'un milieu diphasique. Les paramètres régissant ces lois ont été définis pour un milieu diphasique constitué de gouttelettes d'eau. Or, nous avons vu dans le Chapitre 3, qu'une mousse aqueuse était une structure complexe. Un des premiers travaux à réaliser est donc de vérifier que modéliser une mousse aqueuse comme un nuage de gouttes est une hypothèse réaliste. La dissipation d'énergie par le milieu diphasique est décrite sous forme de transferts de chaleur, de masse et de quantité de mouvement.

L'étalonnage de ces termes de transferts est dépendant de la nature du milieu diphasique et chaque loi de comportement doit être déterminée. La mise en œuvre d'expériences en Tube à Choc permettra de déterminer les relations topologiques de transferts de quantité de mouvement au sein d'une mousse aqueuse. C'est l'objet de ce chapitre qui commence par une description de la campagne expérimentale réalisée. Les moyens de mesure, les propriétés de la mousse aqueuse utilisée sont présentés. Le chapitre se poursuit par une validation de la configuration expérimentale adoptée grâce à l'analyse d'essais réalisés dans l'air. Le comportement de la mousse aqueuse sous choc est étudié. Le chapitre se termine par un résumé des principaux résultats obtenus.

4.2 Campagne expérimentale

4.2.1 Tube A Choc (TAC)

Cette campagne a été réalisée sur le banc expérimental T80 de l'équipe Tube A Choc de l'IUSTI à Marseille. Ce Tube A Choc fonctionne en configurations horizontale, verticale et quelconque avec des inclinaisons pouvant aller de $-90\,^{\circ}$ à $+90\,^{\circ}$ par rapport à l'horizontale car il est monté sur deux axes et manoeuvré avec un verrin pneumatique.

Le Tube A Choc est composé d'une chambre Haute Pression (HP - ou section motrice) et d'une chambre basse pression (que nous noterons LP pour éviter la confusion avec les Bords de Plateau notés BP - ou section d'essai) initialement séparées par un diaphragme de rupture. L'onde de choc est générée par la coalescence d'ondes de compression dues à la rupture quasi instantanée du diaphragme sous la poussée du gaz moteur contenu dans la chambre HP.

En acier inoxydable, le TAC présente une section carrée de 80 mm de côté sur toute sa longueur de 3790 mm. La validité de l'expérience est garantie par l'état de surface interne du Tube A Choc. Cet état de surface, poli à la main, atteint une dérive maximale de 2 µm. La chambre HP est mobile et de longueur 750 mm. La chambre LP est composée d'une partie fixe de 2000 mm et se termine par une veine d'essai mobile de longueur 1040 mm. La veine d'essai est dotée de deux hublots parallèles en plexiglas permettant la visualisation par ombroscopie des ondes de choc et autres zones de variation d'indice optique. Cette caractéristique a été utilisée pour visualiser le comportement de la mousse sous choc.

Le Tube A Choc est dimensionné pour, d'une part, supporter une surpression de 20 bar et, d'autre part, maintenir un niveau de vide de l'ordre de 0,5 mbar. Cela permet d'obtenir une gamme de rapports de pression entre les chambres HP et LP qui permet la génération d'ondes de choc dont le nombre de Mach est compris entre 1,05 et 4.

La membrane de rupture est réalisée au moyen d'un disque d'aluminium préalablement strié dans deux directions perpendiculaires assurant ainsi une ouverture propre et un taux de reproductibilité des tests à $\pm$ 2 % sur la célérité de l'onde de choc.

Le Tube A Choc peut accueillir 13 mesures de pression de défilement et 1 mesure de pression d'arrêt en fond de tube. Les mesures de défilement sont réparties de la manière suivante : 4

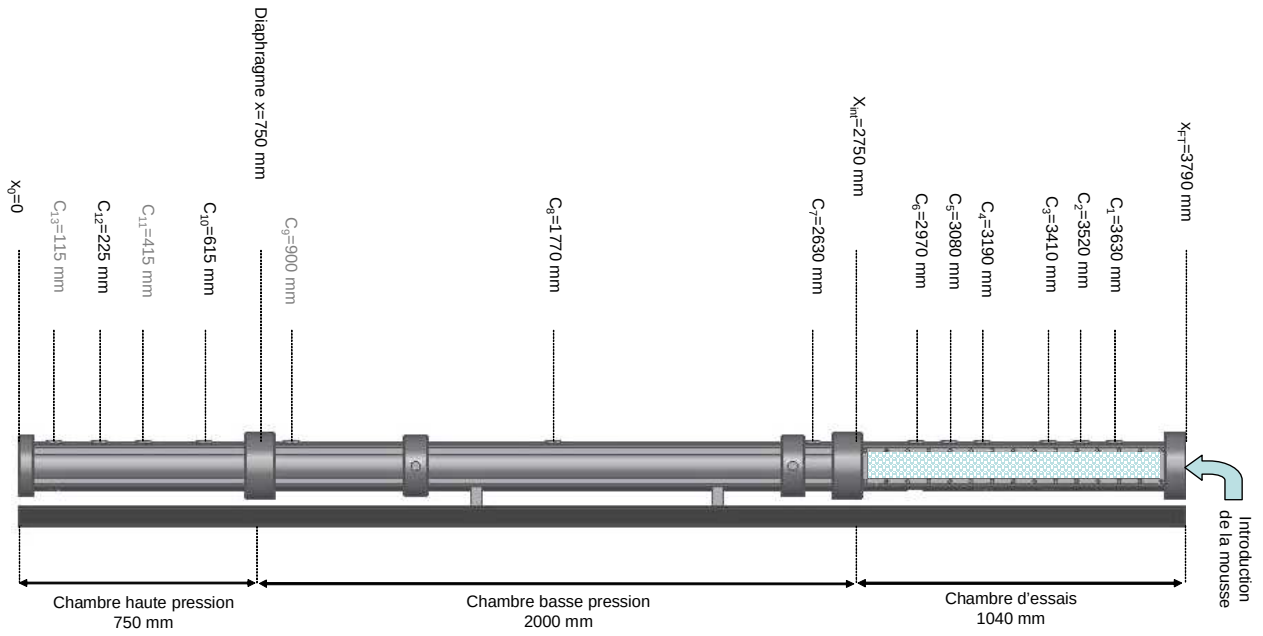

Fig. 15 – Plan et équipements du Tube A Choc T80 de l'IUSTI utilisé pour réaliser les expériences d'interaction d'une onde de choc plane avec une mousse aqueuse sèche

capteurs dans la chambre HP, 3 dans la partie fixe de la chambre BP et 6 dans la veine d'essai. Pour cette campagne, le Tube A Choc est utilisé en configuration horizontale et est instrumenté de la manière suivante (voir Fig. *15*) :

– 1 manomètre et 2 capteurs piézorésistifs Endevco 8530B aux positions C_{10} et C_{12} en chambre HP pour estimer la pression de rupture du diaphragme,
– 8 capteurs de pression dynamique piézo-électriques de la gamme PCB 113A26 dont 2 dans la chambre LP aux positions C_8 et C_7 et 6 dans la veine d'essai aux positions C_6, C_5, C_4, C_3, C_2 et C_1,
– 1 capteur piézorésistif en fond de tube de la gamme Endevco 8530B pour la mesure de la pression de l'onde de choc réfléchie à l'abscisse de 3790 mm.

Les emplacements des capteurs C_9, C_{11} et C_{13} présents sur le plan ne sont pas équipés au cours de cette campagne expérimentale.

4.2.2 Capteurs de pression et chaîne de mesures

Un capteur de pression est un dispositif destiné à convertir les variations de pression en variations de tension électrique. Il peut être piézo-électrique ou piézorésistif. La piézo-électricité est la propriété que possèdent certains corps à se polariser sous l'effet d'une contrainte mécanique.

Les capteurs piézorésistants sont, quant à eux, composés d'un matériau semi-conducteur qui change de conductibilité lorsqu'il est soumis à une contrainte mécanique.

Les capteurs piézo-électriques ont la capacité de répondre rapidement à la sollicitation et sont particulièrement adaptés aux mesures d'ondes de choc. Les capteurs piézorésistants sont plus lents et capturent une onde de choc de manière plus approximative, mais ils sont particulièrement adaptés à la mesure des impulsions. Par ailleurs, ils sont sensibles sur de grandes gammes de pression. Le couplage du semi-conducteur à un pont de Wheatstone permet de reproduire de manière satisfaisante les sollicitations mécaniques prolongées. Ce type de capteur est, particulièrement, adapté aux mesures en Tubes A Choc et a également la capacité d'être moins sensible à la température que ses homologues piézo-électriques.

Le capteur, à implanter sur une expérience, doit être choisi selon des critères bien précis :
- pour une gamme de faibles surpressions, un capteur de forte sensibilité est requis,
- la précision de la mesure : pourcentage d'erreur de son signal de sortie par rapport à la vraie valeur,
- la linéarité de la réponse : capacité du capteur à fournir une tension de sortie proportionnelle au signal d'entrée,
- la répétabilité de la mesure : capacité du capteur à reproduire le même signal de sortie lorsqu'une même pression y est appliquée,
- la sensibilité aux variations de température : la température est la principale source d'erreur sur une mesure de pression. Le capteur, compensé en température, doit donc être utilisé dans la gamme de température pour laquelle il est défini.

Capteurs de pression piézo-électriques PCB 113A26

Les capteurs piézo-électriques de pression PCB 113A26 utilisés sont localisés dans la chambre basse pression et la veine d'essai. Ils ont une capacité de mesure allant jusqu'à 69 bar pour une sensibilité moyenne de 0,145 V/bar. Leur temps de montée en pression est de l'ordre de la microseconde, ce qui leur permet de capturer les ondes de choc. En effet, le capteur 113A26 a un quartz mesurant 6 mm de diamètre. Par exemple, si le choc se propage perpendiculairement à la surface du capteur à la vitesse de 500 m/s, le temps de balayage du capteur est de 12 µs. La vitesse d'acquisition de la mesure n'a pas besoin d'être inférieure à la microseconde puisque le temps de balayage du capteur est de 12 µs, mais ne doit pas excéder cette valeur afin d'éviter des erreurs de mesures importantes.

La non linéarité de la réponse du capteur est évaluée à 1 %. Enfin, dans le cas des capteurs piézo-électriques, la précision de la mesure est évaluée grâce au temps de décharge électrique. Le temps de décharge du capteur est calculé lorsque celui-ci est soumis à un signal carré de grande durée. Le piézo-électrique générant des impulsions sous sollicitation mécanique, sa réponse électrique est dégradée au cours du temps. Le temps mis par le capteur pour revenir à une tension nulle est mesuré. Dans le cas de la gamme 113A2X, le temps de décharge du capteur est supérieur à 50 s ; il faut donc une sollicitation mécanique durant 50 s pour que le capteur ne fournisse plus aucune réponse à la centrale d'acquisition. Enfin, les capteurs ont une dérive en température de 0,05 %/K : un film de silicone d'une épaisseur proche de 0,5 mm est disposé sur les membranes pour assurer une isolation thermique de celui-ci.

De tels capteurs de pression dynamique fournissent, en sortie, des signaux analogiques faibles. Ils ont besoin d'être associés à des conditionneurs de signaux qui fournissent une alimentation électrique et une amplification du signal au capteur. Les retards dus aux cables sont ainsi rendus négligeables. Les conditionneurs employés sur la campagne sont de la gamme PCB 482A22 et sont maintenant commercialisés sous la référence 482C05.

Capteurs de pression piézorésisitifs Endevco 8530B

Les capteurs Endevco® sont piézorésistifs. Le signal de sortie étant un signal électrique continu, un temps de décharge n'a pas besoin d'être défini. A chaque instant, le capteur est capable d'adapter sa résistivité pour que le signal électrique corresponde à la sollicitation mécanique reçue par le semi-conducteur. Cela se traduit également par une non-linéarité de la réponse de l'ordre de 0,2 %. Ces capteurs sont mieux compensés en température que les capteurs piézo-électriques (dérive inférieure à 0,004 %/K) et n'ont pas besoin d'être thermiquement isolés de l'écoulement. En revanche, leur temps de montée est de l'ordre de la milliseconde. Ils ont une zone de mesure de 4 mm de diamètre. Et donc, pour une onde de choc se propageant à 500 m/s, le temps de balayage de la surface du capteur est de l'ordre de 8 µs. Ce temps de balayage est un ordre de grandeur inférieur au temps de réponse du capteur. Les capteurs piézorésistifs Endevco 8530B ne sont donc pas, particulièrement, adaptés à la mesure d'une pression de défilement d'une onde de choc, c'est pourquoi, ils sont utilisés dans la veine d'essai pour une mesure de pression réfléchie.

De même que pour la gamme PCB, les capteurs Endevco sont associés à un conditionneur de signal de marque Endevco 136 avec un gain de 5,555.

Durant cette campagne, le pas d'acquisition des mesures est de 0,4 µs ou de 4 µs selon l'expérience. Les ondes de détente sont retardées de 15 ms. Les capteurs PCB fourniront donc des valeurs de plateau de pressions postchoc dont l'erreur maximale de mesure est évaluée à 3 % par rapport à la surpression réelle attendue. Enfin, les mesures sont enregistrées et stockées sur des oscilloscopes numériques Tektronix DPO 4054 avec une fréquence d'acquisition maximale de 500 MHz.

4.2.3 Mousse aqueuse

4.2.3.1 Générateur de mousse

Dans cette campagne d'essais, la problématique de la génération de la mousse était :
- de disposer d'un générateur de mousse capable de produire de petits volumes ($\approx$ 10 L) en un temps limité,
- d'avoir un système de faible encombrement, facile à disposer dans le laboratoire,
- d'avoir un système dont la mise en œuvre et l'entretien courant étaient facilités.

Le matériel disponible au CEA DAM Ile-de-France, développé pour des productions de mousse sur champ de tirs, donc pour des quantités de plusieurs milliers de litres en des temps inférieurs à la trentaine de minutes, ne répondait pas à ces problématiques d'utilisation. Le générateur de mousse utilisé au cours de cette étude a été conçu et réalisé par l'équipe de Sylvain Faure du Laboratoire des Procédés Avancés de Décontamination (LPAD) du CEA/DEN-Marcoule.

Il est constitué d'un réservoir contenant la solution moussante, d'une pompe doseuse pour la distribution du liquide, d'un circuit d'air comprimé composé d'un détendeur figeant la pression de fonctionnement du générateur à 2 bar et d'un débitmètre électronique autorisant un réglage fin du volume d'air mélangé avec la solution moussante. Le mélange air/solution moussante est homogénéisé à travers un réseau de billes de diamètre modulable permettant de produire une mousse sur une gamme de foisonnement élargie. Nous nous intéresserons, successivement, à des mousses de foisonnement 30 et 80.

La pompe doseuse employée est une pompe à membrane de la marque Béta® avec un débit de liquide compris entre 0,74 et 32 L/h pour une pression de fonctionnement allant de 2 à 25 bar. L'amplitude de déplacement de la membrane est réglable de 0 à 100 % de l'amplitude maximale, et sa fréquence d'impulsion est variable par palier de 10 %, de 10 à 100 % de la fréquence maximale. Cette pompe permet de réaliser un dosage fin de la solution à injecter dans le circuit d'air.

Le mélangeur statique est composé d'un tube PVC dans lequel sont confinées des billes de verre de diamètre variable selon le foisonnement désiré. Celles-ci sont maintenues en place par des tamis à mailles fines placés à l'entrée et à la sortie du mélangeur. Le maillage du tamis est de 100 µm.

La solution moussante est composée d'un mélange d'eau à 98,8 % en masse, d'un tensioactif - le glucopon 215 - à 1,1 % et d'un épaississant - la gomme de xanthane - à 0,1 %. La présence du tensioactif permet l'émulsification du mélange air/eau par un abaissement de la tension de surface. L'épaississant permet de stabiliser le mélange air/solution moussante dans le temps.

La *Fig. 16* présente le schéma de principe et une vue générale du générateur de mousse réalisé. Pour la production de la mousse de foisonnement 30, les billes de verre utilisées dans le mélangeur statique ont un diamètre de 2 mm, le débit d'air est réglé à 240 L/h et le débit de solution moussante à 9 L/h (paramètres de la pompe - amplitude 35 % de l'amplitude maximale, fréquence d'impulsion 80 % de la fréquence maximale).

Un nouveau mélangeur statique a été conçu pour la production de la mousse de foisonnement 80. Il est composé de billes PVC de diamètre 7 mm, confinées par des tamis de maillage 100 µm dans un tube PVC de diamètre 32 mm sur une longueur de 450 mm. Le débit de liquide est réglé à 4 L/h (amplitude : 10 % de l'amplitude maximale, fréquence : 100 % de la fréquence maximale) et le débit d'air est augmenté à 300 L/h.

4.2.3.2 Caractérisation de la solution moussante

L'équipe de Marseille a caractérisé la viscosité de ce prémélange en construisant son rhéogramme : l'analyse rhéologique d'un produit consiste à déterminer la relation entre la contrainte tangentielle τ et le taux de cisaillement γ. La *Fig. 17* présente ce rhéogramme ainsi que la dépendance de la viscosité à la température, comparée à celle de l'eau. Ces mesures ont été effectuées avec un rhéomètre à taux de cisaillement variable (RM180).

Si la viscosité de l'eau varie entre 10^{-3} et 3×10^{-4} Pa.s, celle du prémélange est supérieure d'un facteur 10 et varie entre $6,5 \times 10^{-3}$ et 4×10^{-3} Pa.s, dans la gamme de température de 20 °C à 90 °C.

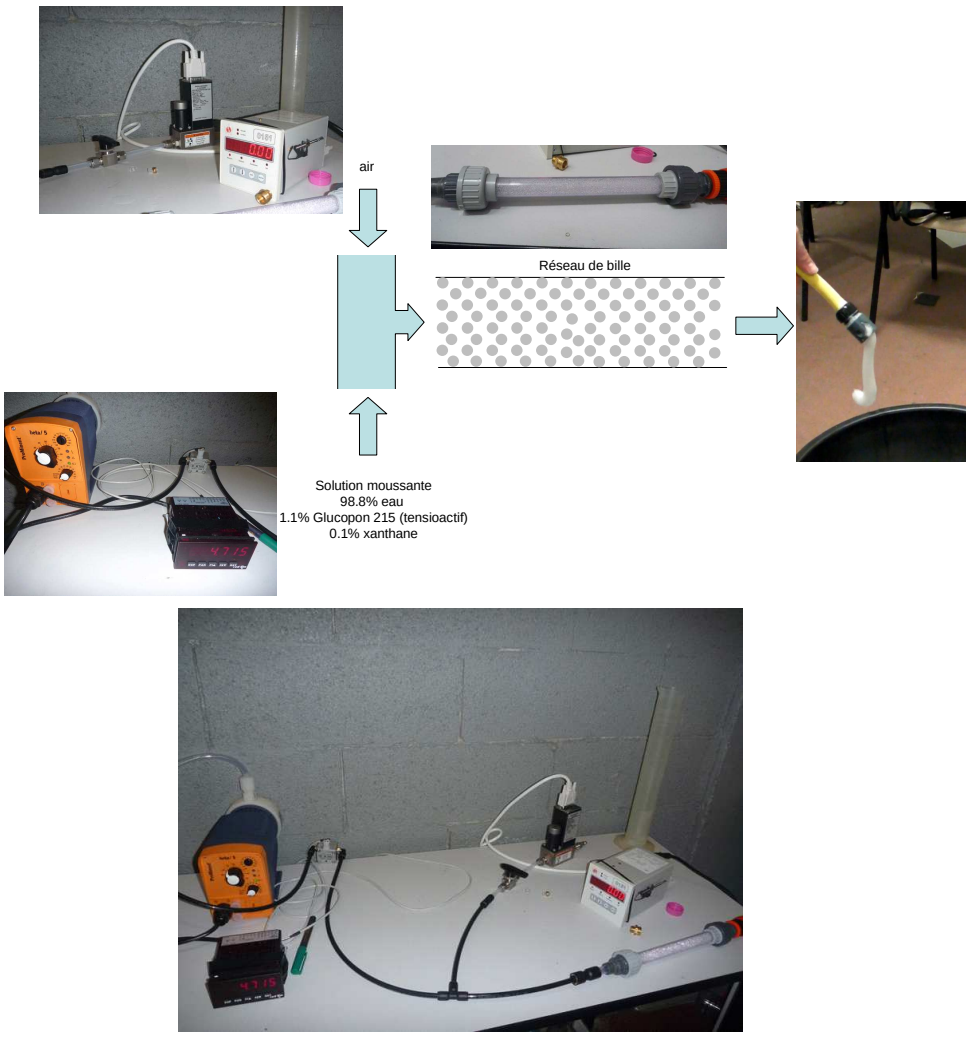

Fig. 16 – Schéma de principe et vue générale du générateur de mousse réalisé par l'équipe de Sylvain Faure du Laboratoire des Procédés Avancés de Décontamination du CEA-Marcoule pour les expériences en Tube A Choc. La solution moussante et l'air sous pression sont introduits dans un mélangeur statique en T, la mousse est formée et stabilisée par passage à travers un réseau de billes qui détermine sa structure

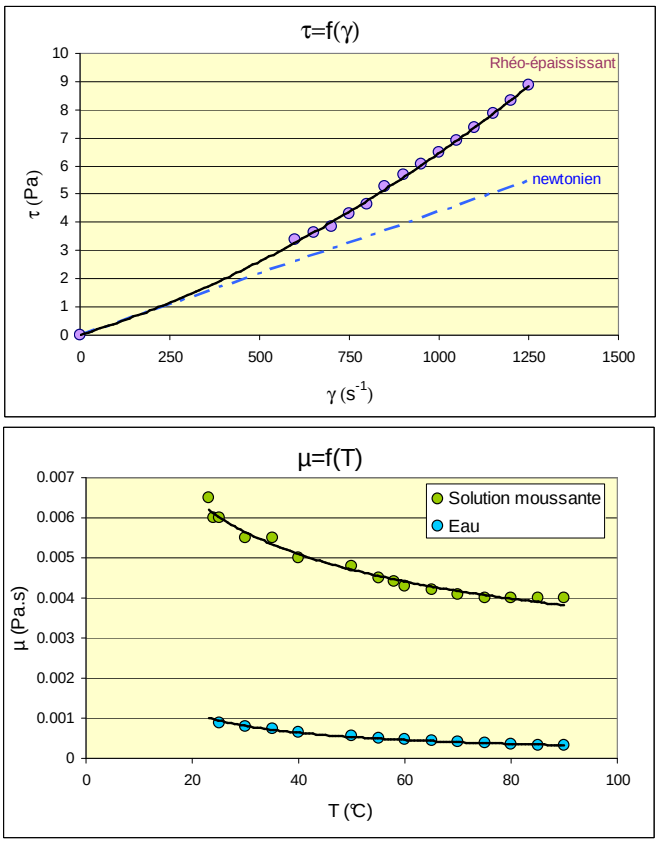

Fig. 17 – Rhéogramme de la solution moussante constituée d'un mélange d'eau (98,8 %), d'un tensioactif moussant - le glucopon 215 - (1,1 %), et de poudre épaississante de xanthane (0,1 %)

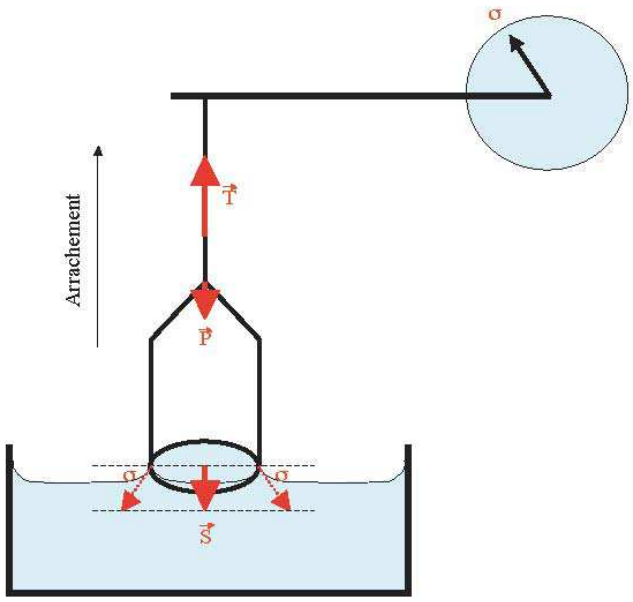

Fig. 18 – Schéma de principe du tensiomètre de Noüy : un bilan des forces s'exerçant sur l'anneau permet de déterminer la force d'arrachement de l'anneau à la surface du liquide testé, ici la solution moussante composée d'eau, de glucopon et de gomme de xanthane

Une mesure de la tension superficielle a également été réalisée à l'aide d'un tensiomètre de Noüy (voir *Fig. 18*). Le principe de la mesure est d'arracher un anneau en métal plongé initialement dans le liquide dont on veut déterminer la tension superficielle. Cet anneau est relié par un fil à une balance de torsion graduée en dyn/cm. Si la balance est maintenue en équilibre durant ce processus, au moment de l'arrachement, elle donne la valeur de la tension superficielle qu'il a fallu vaincre pour arracher l'anneau à la portion de surface du liquide. Un bilan d'équilibre des forces nous donne :

$$\sigma = \frac{T - P}{4\pi R}, \tag{4.1}$$

avec T la tension du fil, P le poids de l'anneau et R le rayon de l'anneau de Noüy.

La mesure effectuée sur de l'eau distillée a donné 67 dyn/cm (67 mN/m), celle réalisée sur la solution moussante est de 49,5 dyn/cm (49,5 mN/m). La présence du surfactant, qui est à l'origine de la possibilité de fabriquer un mélange air/eau structuré, va aussi favoriser la rupture de cette structure sous sollicitation.

4.2.3.3 Distribution des tailles des bulles

Comme rappelé précedemment, la détermination des paramètres géométriques des mousses aqueuses dépend de la taille des bulles. Afin de définir les paramètres de nos calculs, nous avons besoin de déterminer les ordres de grandeur des différents éléments constituant les mousses aqueuses utilisées dans nos expériences.

La méthode de détermination de la taille des bulles consiste à photographier un échantillon de mousse aqueuse à travers une paroi en verre. En effet, la mousse est introduite entre deux parois d'un aquarium. La photographie est réalisée à l'aide d'un appareil photo équipé d'un objectif Macro, la mousse est éclairée en incidence directe. L'échantillon choisi est représentatif de l'ensemble du volume de mousse. La mousse est introduite dans une section d'un aquarium en verre. Le verre est un matériau transparent au sens de la photographie. La présence d'une paroi induit une déformation des bulles et donc une surestimation globale des diamètres des bulles. Cependant, nous supposerons que cette surestimation n'influe pas sur la détermination des tailles des cellules. En effet, la structure de la mousse apparaissant sur les premiers et seconds plans des photographies est quasi identique. Enfin, dans l'exploitation, seule la taille des cellules est explorée. Des développements de l'outil de dépouillement devraient prochainement permettre de mesurer les longueurs et épaisseurs des Bords de Plateau. La détermination des tailles des cellules de mousse est réalisée sur une surface de mousse de 5 cm^2 environ, ce qui représente environ un millier de bulles.

Une routine Matlab® qui permet de réaliser un détourage des bulles de gaz en en déterminant le contour, est utilisée. Le détourage de chacune des cellules de mousse est effectué manuellement. Chaque Bord de Plateau est reproduit. Les cellules sont de formes polyédriques. La routine calcule le périmètre de chacune des cellules de mousse détourées et en déduit une surface. Cette surface est assimilée à un disque dont le rayon est extrait. Chacun de ces rayons est extrait dans un fichier de données pour être ensuite exploité. Une analyse statistique des rayons des cellules de mousse est réalisée pour identifier une distribution des tailles des bulles. Cette distribution est comparée à une loi normale (ou répartition gaussienne).

$$P\left(X\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{X-\mu}{\sigma}\right)^2\right), \tag{4.2}$$

avec μ espérance (ou moyenne) de la distribution et σ son écart-type.

Au cours de ces essais, des photographies prises à intervalle de temps régulier ont permis d'ob-

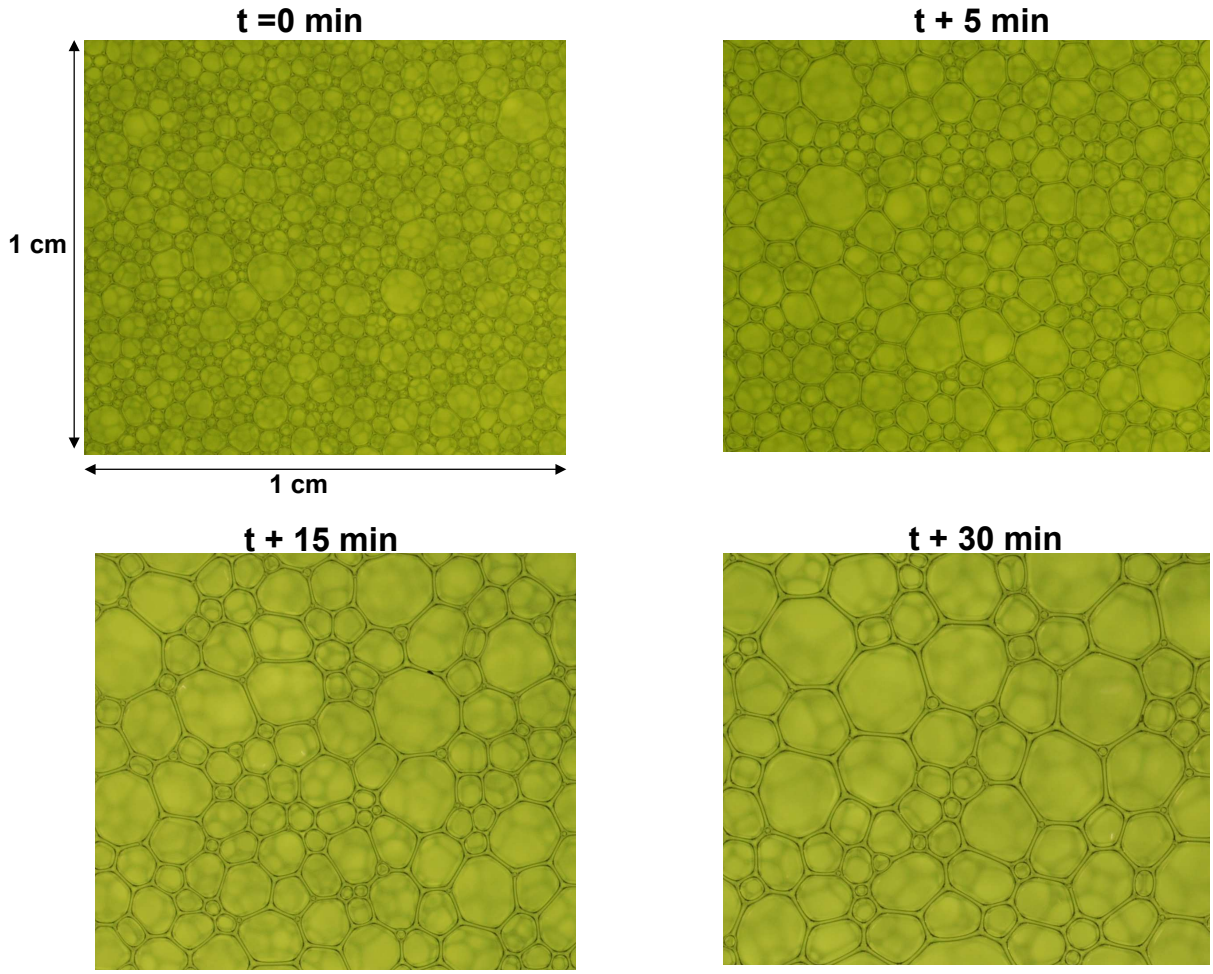

Fig. 19 – Suivi par photographies du vieillissement d'une mousse aqueuse de foisonnement 30 fabriquée à l'aide du générateur de mousse utilisé par l'IUSTI : évolution de la taille des bulles pendant 30 minutes après la fin du remplissage du récipient contenant le volume de mousse

server le vieillissement de la mousse sur une durée de 30 minutes afin de pouvoir observer l'évolution de la taille des cellules en fonction du temps. La *Fig. 19* donne une illustration de l'évolution de la mousse de foisonnement 30 pendant ces 30 minutes. Sur la première image, les bulles sont petites et le contraste est faible. Au bout de 5 minutes, la taille des bulles a déjà augmenté d'un facteur 2 environ. Au bout de 30 minutes, on peut parler d'un facteur proche de 10. Pour la caractérisation de l'échantillon, nous avons utilisé l'image de la mousse à un temps de 5 minutes après le remplissage de l'aquarium. Cela permet de s'approcher des caractéristiques de la mousse au moment de la réalisation de l'essai dans le Tube A Choc.

Sur les *Fig. 20 et 21*, les points représentent les distributions déterminées par le détourage des images et les courbes sont les approximations de ces mesures par une loi de probabilité de Gauss.

Pour la mousse de foisonnement 30 produite avec le générateur présenté sur la *Fig. 16*, le rayon moyen des bulles est de 130 µm avec un écart-type de 60 µm. Lorsque la taille des cellules est inférieure à 20 µm, celle-ci n'est pas prise en compte dans le comptage des bulles. Nous avons supposé qu'en deçà de cet ordre de grandeur, il n'était pas possible de déterminer, de manière fiable à partir de la photo, si l'objet identifié était bien une cellule de mousse. La répartition de la taille des bulles dans l'échantillon est montrée sur la *Fig. 20*. Cela permet de voir que l'échantillon de mousse n'est pas centré sur une seule taille de cellules. Il se définit comme la composition de deux lois de répartition gaussienne centrées sur des rayons de cellule de 49 µm avec un écart-type de 20 µm pour le premier pic et un rayon de 150 µm avec un écart-type de 45 µm pour le second pic.

Pour la mousse de foisonnement 80, le rayon moyen des bulles est de 256 µm. La répartition de la taille des bulles dans l'échantillon est montrée sur la *Fig. 21*. Comme pour le foisonnement 30, la répartition n'est pas centrée sur le rayon moyen de l'échantillon, mais sur 3 pics : le premier pour un rayon moyen de 130 µm, le second sur 237 µm et le dernier sur 333 µm.

Nous pouvons constater, qu'entre le foisonnement 30 et 80, les rayons des cellules ont, en général, été multipliés par un facteur deux. Ceci est directement lié à la taille des billes contenues dans le mélangeur. De plus, pour un foisonnement donné, les différents rayons de la distribution des tailles des bulles sont approximativement des multiples du premier pic. Nous pensons que cette correspondance est due à la coalescence des bulles entre elles.

4.2.3.4 Temps de décantation

La veine d'essai du Tube A Choc a un volume de 6,65 L. Son temps de remplissage par de la mousse est d'environ 90 secondes. Il faut ensuite ajouter le temps de fermeture de l'installation et la réalisation du tir. L'essai est réalisé dans une fenêtre temporelle d'environ cinq minutes après la fin du remplissage en mousse. L'équipe de Marseille a réalisé, à l'aide d'une caméra, un enregistrement de l'évolution temporelle de la structure de la mousse lorsque celle-ci est en place dans la veine d'essai. La vitesse d'enregistrement est de 1 image/min et l'acquisition dure 320 minutes, soit environ 5 h 20. La *Fig. 22* montre plusieurs prises de vue de cette vidéo réalisée sur une mousse de foisonnement 30 dans les 5 minutes suivant le déclenchement de la caméra. A l'échelle macroscopique, il est difficile de voir une évolution de la mousse au cours

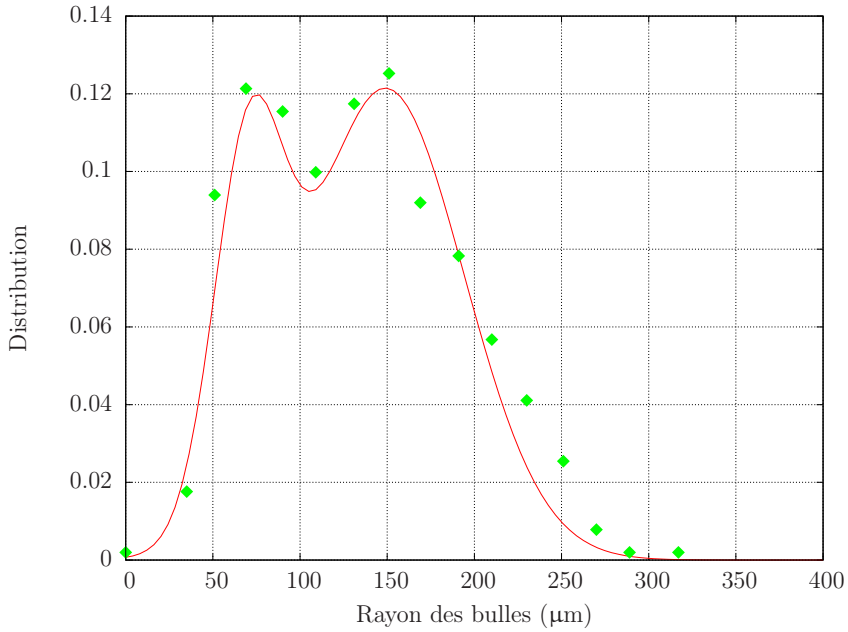

Fig. 20 – Distribution des tailles de bulles, déterminée à l'aide de la routine de traitement d'image spécifiquement développée au CEA en fonction des rayons des cellules de mousse pour une mousse de foisonnement 30. Les points correspondent aux mesures réalisées et la courbe à l'approximation par une loi de Gauss de cette distribution à t0+5min

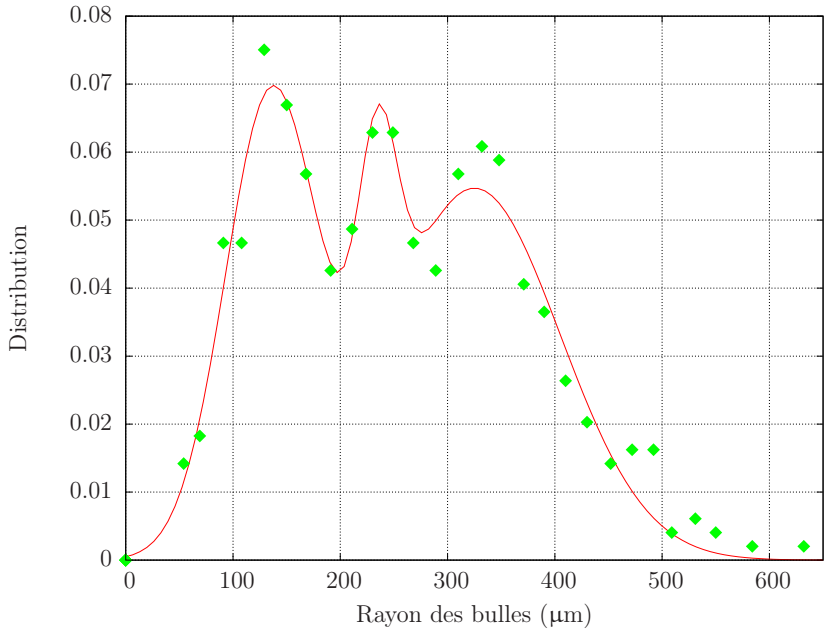

Fig. 21 – Distribution des tailles de bulles, déterminée à l'aide de la routine de traitement d'image spécifiquement développée au CEA en fonction des rayons des cellules de mousse pour une mousse de foisonnement 80. Les points correspondent aux mesures réalisées et la courbe à l'approximation par une loi de Gauss de cette distribution.

du temps, mais il semble que pendant ces 5 premières minutes, le volume occupé par la mousse dans le Tube A Choc soit resté invariant. Pour rapprocher cette constatation macroscopique qui donne une information sur l'invariance du foisonnement, la juxtaposition avec l'observation de la *Fig. 19* montre que la connaissance du foisonnement ne peut être le seul et unique élément descriptif de la mousse étudiée.

Grâce au FOAMSCAN®, appareil commercial dédié à la mesure de l'évolution des caractéristiques d'une mousse au cours du temps, l'étude de l'évolution du foisonnement au cours du temps est possible. Le FOAMSCAN® est un appareil électronique fabriqué par la société IT Concept Teclis permettant la caractérisation des mousses aqueuses en temps réel.
Cet appareil est équipé d'un système permettant, si besoin, de produire de la mousse par brassage d'air dans une solution moussante, d'une caméra observant l'évolution géométrique de la mousse et d'électrodes positionnées à 4 hauteurs différentes d'une colonne d'essai de volume proche de 200 mL.

L'appareil mesure en temps réel le volume de la mousse, sa conductance et la fraction de liquide au niveau des couples d'électrodes. Il calcule en temps réel : le volume de liquide emprisonné dans la mousse, le foisonnement de la mousse, l'indice de Bikerman (facteur qui traduit la moussabilité et la stabilité de la solution moussante), la stabilité volumique de la mousse.

Grâce à la mesure en temps réel du volume de mousse dans la colonne et à la connaissance du volume de liquide moussant utilisé pour la fabriquer, le calcul du foisonnement et son suivi temporel sont possibles.

Le FOAMSCAN® a été utilisé avec les réglages du générateur de mousse qui correspondent à la production d'un foisonnement proche de 30. La *Fig. 23* montre l'évolution du foisonnement de la mousse pendant un laps de temps de 2 h en supposant une fourchette de foisonnement comprise entre 30 et 35. Pendant les 95 premières minutes, le foisonnement de la mousse est invariant. Pour des temps supérieurs à 95 minutes, la mousse s'effondre rapidement. Associés aux temps d'éxecution de l'expérience, ces résultats montrent que le foisonnement de la mousse n'évolue pas dans les premières minutes suivant sa production. Le vieillisement de la mousse va se traduire par une évolution de la taille des bulles (voir Fig.19).

Pour l'étude de la décantation, seule la mousse de foisonnement 30 a été examinée à l'aide du FOAMSCAN®. La mousse de foisonnement 80 est générée par la même méthode et comme

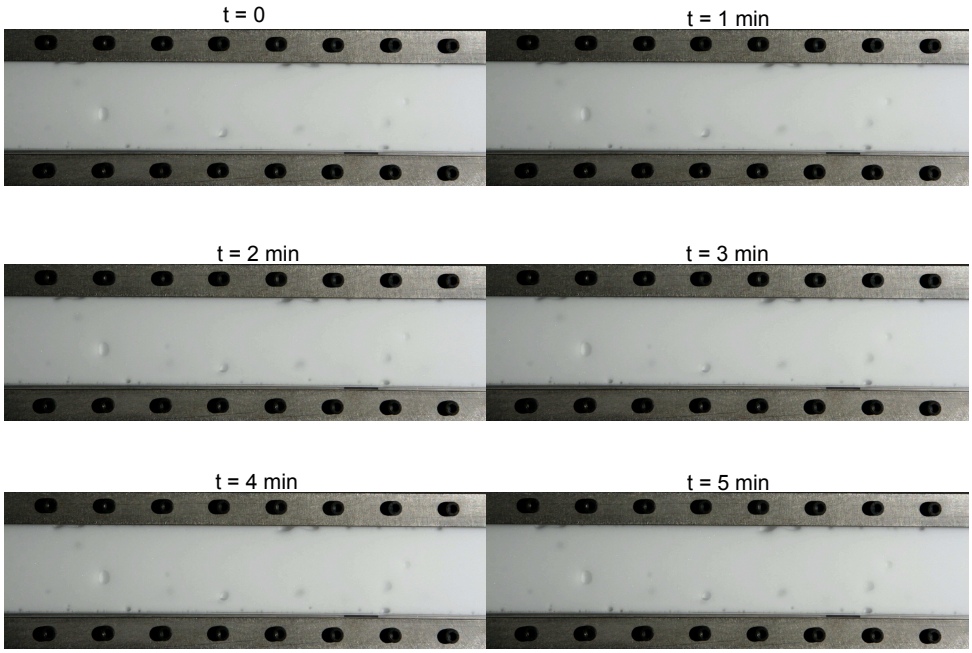

Fig. 22 – Evolution du volume de mousse de foisonnement 30 introduit dans le Tube A Choc pendant 5 minutes après la fin du remplissage

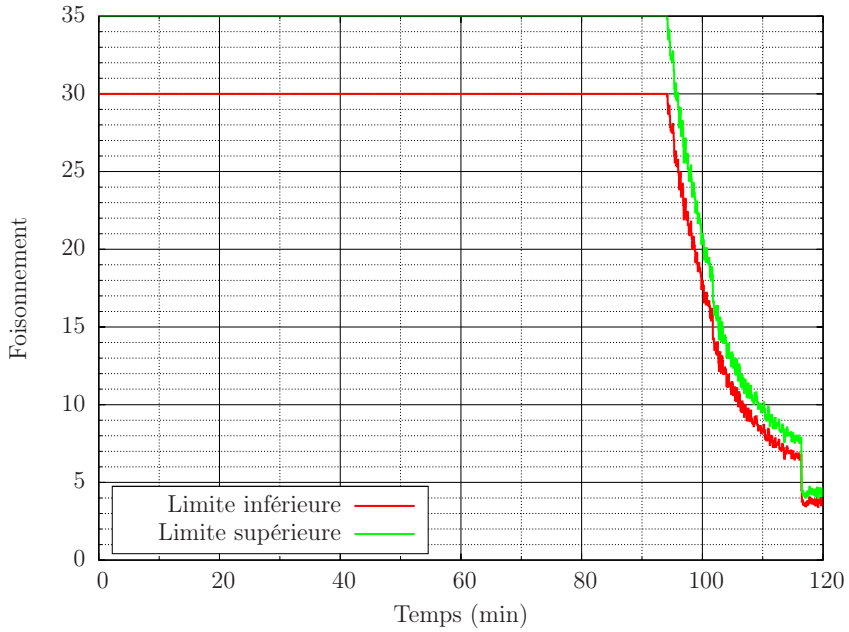

Fig. 23 – Suivi temporel du foisonnement de mousses de foisonnement 30 et 35 fabriquées à l'aide du générateur de mousse de l'IUSTI : suivi réalisé à l'aide du FOAMSCAN®

	Gaz moteur	Air	Foisonnement F=30	Foisonnement F=80
Ma=1,3	Air	- T80#741 - T80#744 - T80#775	- T80#747 - T80#748	- T80#776 - T80#777
Ma=1,3	SF_6	- T80#767 - T80#768 - T80#778	- T80#769 - T80#770	- T80#779 - T80#780
Ma=1,5	Air	- T80#737 - T80#749 - T80#771	- T80#738 - T80#740	- T80#772 - T80#773 - T80#774
Ma=1,8	He	- T80#781 - T80#782 - T80#791	- T80#783 - T80#784	- T80#792 - T80#793

Tab. 3 – Tableau récapitulatif des expériences réalisées en Tube A Choc : configurations dans l'air, dans des mousses de foisonnement 30 et 80. Les essais sont nommés et numérotés de la façon suivante : T80#XXX. T80 désigne le Tube A Choc de section de 80 mm et #XXX est le numéro de l'essai sur cette installation.

elle est plus légère en eau, nous avons supposé que sa tenue dans le temps n'était pas inférieure à celle de la mousse de foisonnement 30. Tous ces résultats nous assurent que le foisonnement est bien contrôlé et stable durant la réalisation de l'expérience en Tube A Choc.

4.2.4 Synthèse des expériences menées

Les expériences réalisées en Tube A Choc dans le cadre de l'étude de l'interaction d'une onde de choc avec une mousse aqueuse sont synthétisées dans le *Tab. 3*.

4.3 Tube A Choc dans l'air

Dans cette partie, nous allons commencer par nous attarder sur la validation des expériences et du comportement de M^{3}OUSSACA dans les configurations les plus simples, sans introduction de la mousse dans la chambre d'essais. Pour cette validation, nous nous appuierons fortement sur la connaissance analytique des Tubes à Choc grâce aux relations de Rankine-Hugoniot.
La seconde partie de ce paragraphe réalise l'analyse des profils de pression enregistrés dans le Tube A Choc.

	SF_6	He	Air
γ	1,09	1,664	1,4
c_p (J/(kg.K))	665	4997	1005

Tab. 4 – Coefficients thermodynamiques des différents gaz moteur employés pendant les expériences réalisées en Tube A Choc[66]. $\gamma = c_p/c_v$ coefficient polytropique des gaz, c_p et c_v sont respectivement les capacités calorifiques à pression constante et volume constant.

4.3.1 Généralités

Les Tubes A Choc sont des outils expérimentaux qui permettent d'étudier la propagation des ondes de choc. Le schéma de principe est représenté sur la *Fig. 24*. Une membrane sépare 2 chambres à haute et basse pression. A l'instant initial, la rupture de la membrane va engendrer une onde de choc qui va se propager dans la section d'essai, et un faisceau d'ondes de détente se propage dans la section motrice, afin d'équilibrer les pressions P_4 et P_1. L'indice 1 désigne l'état du gaz au repos dans la chambre LP, les indices 2 et 3 désignent respectivement l'état de l'écoulement après passage de l'onde de choc, et l'état de l'écoulement à la queue des ondes détente. Finalement, l'indice 4 désigne l'état du gaz contenu dans la chambre haute pression.

En utilisant les relations de Rankine-Hugoniot (bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie à travers un choc droit) pour le choc, les invariants de Riemann pour les détentes et les conditions d'interfaces au travers de la discontinuité de contact, on a la relation suivante :

$$\frac{P_4}{P_1} = \frac{P_4}{P_3} \cdot \frac{P_3}{P_2} \cdot \frac{P_2}{P_1},$$

soit :

$$\frac{P_4}{P_1} = \left[1 - \frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_1 + 1}\frac{c_1}{c_4}\left(Ma - \frac{1}{Ma}\right)\right]^{-\frac{2\gamma_4}{\gamma_4 - 1}} \cdot \frac{2\gamma_1 Ma^2 - \gamma_1 + 1}{\gamma_1 + 1},$$

où $c_4 = \sqrt{\gamma_4 r_4 T_4}$ et $c_1 = \sqrt{\gamma_1 r_1 T_1}$ avec $r_k = \frac{\mathcal{R}}{M_k}$.

Le gaz moteur est ici du SF_6, de l'air ou de l'He. Les coefficients thermodynamiques de ces gaz sont fournis dans le *Tab. 4* [66].

4.3.2 Etalonnage et analyse

Le *Tab. 3* montre qu'avant chaque série de tirs dans la mousse, un ou plusieurs tirs dans l'air ont été réalisés. Ces tirs à vide (sans mousse) sont utilisés afin de recalculer les coefficients de

sensibilité de chaque capteur pour chaque expérience. Cette méthode de détermination de la sensibilité du capteur est toutefois dépendante de la qualité du signal enregistré sur l'oscilloscope et donc, de ses réglages. Ces coefficients de sensibilité moyennés (ou non) sur le nombre de tirs réalisés avant chaque campagne avec mousse sont utilisés pour le dépouillement des essais en présence de la mousse dans la veine d'essai.

Cette partie du mémoire va développer la méthode de détermination des coefficients de sensibilité des capteurs en s'appuyant, à titre d'exemple, sur les tirs T80#741 et T80#744 effectués à Mach 1,3. Disposant ici de deux tirs à vide, les coefficients d'étalonnage calculés sont moyennés et cette moyenne est utilisée dans le dépouillement des tirs avec mousse : tirs T80#747 et T80#748. Pour toutes les autres campagnes, un tableau récapitulatif des coefficients d'étalonnage calculés et utilisés est donné.

Traitement des données

Le dépouillement des tirs dans l'air a été automatisé grâce à une routine développée sous Matlab®. Ce dépouillement est basé sur l'analyse de la chronométrie de l'onde de choc entre deux capteurs. Les célérités d'ondes trouvées pour les tirs T80#741 et T80#744, par exemple, sont consignées dans le *Tab. 5*. Ce tableau montre que la célérité entre les capteurs est constante entre C_1 et C_5 et qu'elle varie ensuite entre deux points de mesure consécutifs. Cette divergence rendait les comparaisons entre calculs et expériences difficiles. C'est pourquoi, avant d'attaquer la problématique du milieu diphasique, nous avons souhaité travailler sur une méthode de recalage entre le calcul effectué par M^{3}OUSSACA et les expériences. En effet, initialement nous souhaitions travailler avec les variables suivantes : surpression, temps d'arrivée et célérité des ondes. Nous avons donc souhaité que les calculs réalisés dans l'air soient, dans la veine d'essai en cohérence avec les mesures expérimentales dans cette même zone.

Expérimentalement, l'onde peut être perturbée par un état de surface imparfait du Tube A Choc, par la présence de poussières et/ou d'humidité par exemple, des interactions mécaniques avec les capteurs. Ces phénomènes peuvent expliquer les variations de célérité à $\pm$ 2 % observées sur les mesures. Cependant, le modèle numérique ne permet pas de prendre en compte ces variations de célérité dans le Tube A Choc. C'est la raison pour laquelle, pour la réalisation des calculs, nous avons supposé que les positions réelles des capteurs pouvaient différer des positions relevées sur les plans du Tube A Choc. A partir de cette constatation, de nouvelles positions "numériques" de capteurs ont été calculées à partir des célérités moyennes de l'onde de choc incidente et de l'onde de choc réfléchie entre les capteurs expérimentaux C_1 à C_4. Les

	Célérités de l'onde de choc (m/s)	
	T80#741	T80#744
$v_{C_1C_2}$	447,15	444,98
$v_{C_2C_3}$	447,15	444,98
$v_{C_3C_4}$	447,15	444,26
$v_{C_4C_5}$	447,15	444,26
$v_{C_5C_6}$	444,98	442,83
$v_{C_6C_7}$	452,37	450,45
$v_{C_7C_8}$	455,99	453,30

Tab. 5 – Célérités de l'onde de choc dans l'air avant post-traitement

	Positions des capteurs (mm)	
Capteur	Ancienne	Nouvelle
C_1	3630	3626
C_2	3520	3516
C_3	3410	3406
C_4	3190	3186
C_5	3080	3076
C_6	2970	2966
C_7	2630	2630
C_8	1770	1786

Tab. 6 – Tableau des positions finales des capteurs retenues dans le Tube A Choc, après correction des temps d'arrivée du choc incident et du choc réfléchi en fond de tube

positions finales des capteurs retenues pour les simulations sont :

- pour C_1 à C_6, les positions sont décalées de 4 mm vers la membrane séparant les chambres HP et LP,
- C_7 reste à la position définie par les plans,
- C_8 est décalé de 16 mm vers le fond du tube.

Les abscisses finales sont données dans le *Tab. 6*.

A partir de la célérité de l'onde réévaluée grâce aux positions corrigées des capteurs, un nouveau nombre de Mach est déterminé. En appliquant la relation de Rankine-Hugoniot sur les pressions, la surpression théorique de l'onde de choc est connue. Après avoir éliminé les tensions d'offset des signaux bruts enregistrés par les oscilloscopes, le coefficient d'étalonnage du capteur est déterminé en effectuant le rapport entre la tension enregistrée par l'oscilloscope en volt et la

	Coefficients d'étalonnage (V/bar)			
Capteur	T80#741	T80#744	Moyenne	Ecart type
C_1	0,1251	0,1229	0,1240	0,0011
C_2	0,1281	0,1268	0,1275	0,0006
C_3	0,1396	0,1377	0,1387	0,0010
C_4	0,1314	0,1306	0,1310	0,0004
C_5	0,1365	0,1350	0,1358	0,0007
C_6	0,1433	0,1438	0,1435	0,0003
C_7	0,1416	0,1415	0,1416	0,0000
C_8	0,1425	0,1422	0,1424	0,0002

Tab. 7 – Coefficients d'étalonnage des capteurs déterminés dans l'air pour les tirs T80#741 et T80#744 représentatifs des tirs réalisés dans la mousse de foisonnement 30 à Mach 1,3 - tirs T80#747 et T80#748

surpression théorique attendue exprimée en bar. Les coefficients d'étalonnage déterminés dans l'air pour les tirs T80#741 et T80#744 sont définis dans le *Tab. 7*.

Le *Tab. 7* montre des écarts de coefficients d'étalonnage inférieurs à 1 % pour les deux tirs réalisés dans l'air. La détermination des coefficients d'étalonnage de la mousse par une valeur moyennée est tout à fait acceptable. Le *Tab. 8* présente les coefficients d'étalonnage utilisés pour les différents tirs disponibles avec la présence de la mousse.

Nous avons pu constater que la détermination des coefficients d'étalonnage est rendue difficile à cause de l'absence du plateau de pression postchoc pour les essais réalisés à Mach 1,8. Effectivement, le choc à Mach 1,8 est généré à l'aide de l'helium, gaz très léger dans lequel les ondes de détente sont accélérées. Les essais à Mach 1,8 étant chronologiquement postérieurs aux essais T80#779 et T80#780 (essais à Mach 1,3 avec le gaz moteur SF_6), le choix arbitraire de conserver les coefficients d'étalonnage de ces derniers tirs a été fait pour le dépouillement des données.

Résultats et analyse des mesures

Dans ce paragraphe, les mesures de pression obtenues avec le capteur C_8 du tir T80#741 sont détaillées. Un contrôle des variables suivantes est effectué :

– Etablissement de l'onde de choc à cette abscisse : contrôle du temps de montée du capteur (correspondant approximativement au temps de balayage du capteur par l'onde de choc incidente) et de la valeur de surpression associée à la célérité de choc,

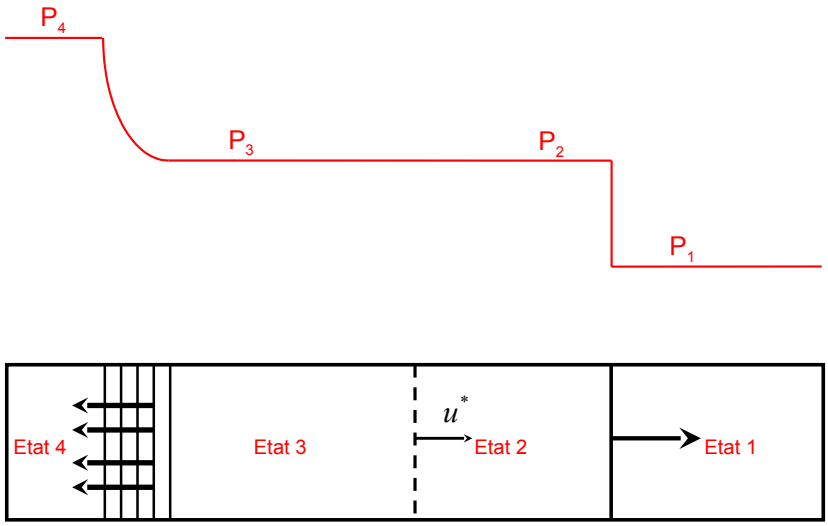

Fig. 24 – Principe de fonctionnement du Tube A Choc. Un choc plan est généré par la rupture d'une membrane séparant le gaz à haute pression (état 4) du gaz à basse pression (état 1). Ce choc se propage dans le gaz de la chambre basse pression. Des ondes de détente parcourent la chambre haute pression avant d'être réfléchies par le fond de tube

	Tirs réalisés dans la mousse				
Gaz moteur	Air F=30 Ma=1,5	SF_6 F=30 Ma=1,3	Air F=80 Ma=1,5	Air F=80 Ma=1,3	SF_6 F=80 Ma=1,3
Capteur	T80#738 T80#740	T80#769 T80#770	T80#773 T80#774	T80#776 T80#777	T80#779 T80#780
C_1	0,1206	0,1364	0,1314	0,1313	0,1356
C_2	0,1241	0,1363	0,1432	0,1427	0,1486
C_3	0,1356	0,1487	0,1481	0,1469	0,1527
C_4	0,1250	0,1391	0,1340	0,1364	0,1436
C_5	0,1322	0,1438	0,1365	0,1374	0,1466
C_6	0,1391	0,1372	0,1305	0,1310	0,1429
C_7	0,1359	0,1489	0,1197	0,1137	0,1473
C_8	0,1406	0,1495	0,1169	0,1108	0,1519

Tab. 8 – Coefficients d'étalonnage pour les campagnes d'essais en présence de mousse, pour des foisonnements F de 30 et 80, des nombres de Mach Ma de 1,3 et 1,5, un gaz moteur composé d'Air ou de SF_6.

– Longueur du plateau de pression qui correspond au temps d'arrivée de l'onde de détente issue de la chambre haute pression sur le capteur,

La *Fig. 25* présente, après dépouillement des données, l'enregistrement temporel du capteur C_8 positionné à une abscisse du Tube A Choc de 1770 mm. Le choc incident est identifié à t = 0 ms. Le passage de l'onde de choc sur C_8 déclenche l'enregistrement des mesures. Le plateau de pression suivant le choc traduit l'équilibre mécanique de l'écoulement. Cet état peut entièrement être déterminé grâce aux relations de Rankine-Hugoniot. Une dérive de ce plateau de pression est toutefois observée. Cette dérive est due à la sensibilité des capteurs PCB à la température. Celle-ci a partiellement été compensée par la mise en place d'une couche de silicone sur la membrane du capteur. La valeur seuil du plateau de pression est déterminée par la moyenne du plateau de pression visible juste avant l'arrivée des ondes de détente et correspond à une surpression de 0,87 bar. Ces ondes de relaxation provenant de la détente des gaz de la chambre haute pression perturbent cet état d'équilibre à t = 3,35 ms. A t = 7 ms, un nouvel équilibre mécanique est défini et de nouveau modifié par l'arrivée de l'onde de choc qui s'est réfléchie sur le fond de tube. Les calculs de validation sont effectués avec une incertitude de 10 % résultant aussi bien des incertitudes liées à la mesure que de celles liées au dépouillement.

Caractéristiques de l'onde de choc

Pour cette partie, le calcul de la célérité de l'onde de choc est effectué entre les positions C_7 et C_8 dans le but de se rapprocher des conditions d'initialisation des calculs lorsque la veine d'essai est remplie de mousse.

On a :

$$D = \frac{x_{C_7} - x_{C_8}}{t_{C_7} - t_{C_8}},$$

$$Ma = \frac{D}{c_1},$$

$$\text{avec } c_1 = \sqrt{\frac{\gamma_1 \cdot P_1}{\rho_1}} = \sqrt{(\gamma_1 - 1)\, c_p T}.$$

La surpression de choc théorique est définie par :

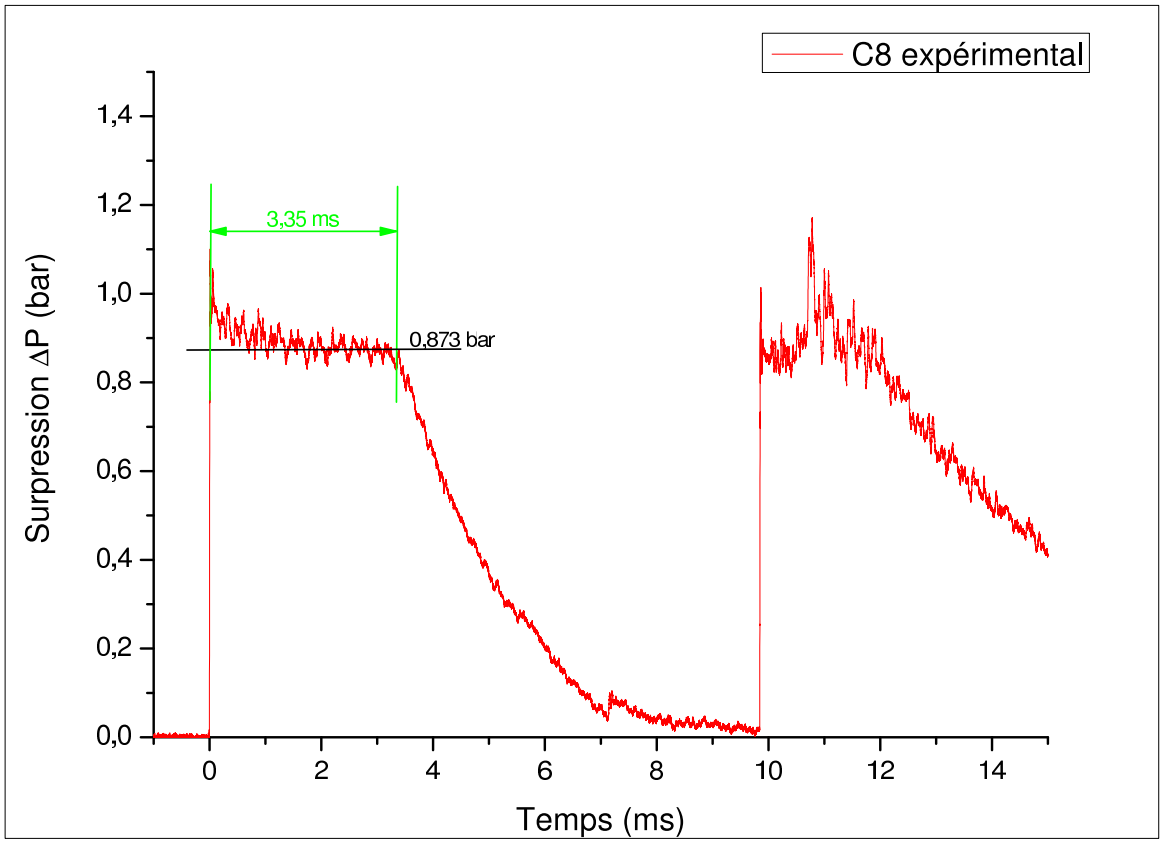

Fig. 25 – Exemple de profil temporel de pression obtenu lors d'expérimentations menées en Tube A Choc : cas du capteur C_8 obtenu pour le tir 741 à Mach 1,3

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma_1 Ma^2 - \gamma_1 + 1}{\gamma_1 + 1}$$

$$\Delta P = P_2 - P_1$$

Les applications numériques donnent, avec $c_p = 1005$ J/kg/K, $T = 298$ K, $\gamma_1 = 1,4$:
- $D = 452$ m/s,
- $c_1 = 346,1$ m/s,
- $Ma = 1,31$,
- $P_2 = 1,82$ bar,
- $\Delta P = 0,81$ bar ($P_1 = 1,01325$ bar).

L'écart, sur la surpression ΔP, par rapport à l'expérience est de $7,4$ %. Il faut noter que cet écart de mesure recense toutes les incertitudes expérimentales liées à la connaissance de la pression dans la chambre LP avant tir, la température du laboratoire, la pression du gaz moteur effectivement présente dans la chambre HP lors de la rupture de la membrane...

A partir de la connaissance de la célérité théorique de l'onde de choc, le temps de balayage du capteur par l'onde de choc incidente est de l'ordre de 13 µs. Le temps de montée enregistré par les oscilloscopes est calculé entre les surpressions mesurées de 0,1 et 0,8 bar et vaut 14 µs. Compte tenu du temps de montée enregistré proche de la théorie et comme la valeur de surpression de l'onde expérimentale (0,87 bar) est en accord avec la théorie (0,81 bar), nous pouvons conclure que l'onde de choc est établie lors de son passage sur C_8. Cette validation nous assure une bonne détermination des conditions expérimentales lors des essais avec mousse dans la veine d'essai.

Durée du plateau de pression postchoc

La durée du plateau de pression postchoc est dépendante du déplacement de l'interface entre les gaz HP et LP. Soit X l'abscisse et soit t le temps de rencontre entre la détente qui se propage sur une caractéristique J^+ (méthode de résolution des équations aux dérivées partielles de premier ordre) et la surface de contact (discontinuité de densité entre les gaz HP et LP). Soit L_{HP} =750 mm la longueur de la chambre HP. Les conventions d'écriture de ce paragraphe sont explicitées sur la *Fig. 26.*

La surface de contact, étant une interface matérielle, se déplace à une vitesse u_2 que l'on peut déterminer grâce à la relation de Rankine-Hugoniot pour la vitesse matérielle derrière le choc pendant le temps t :

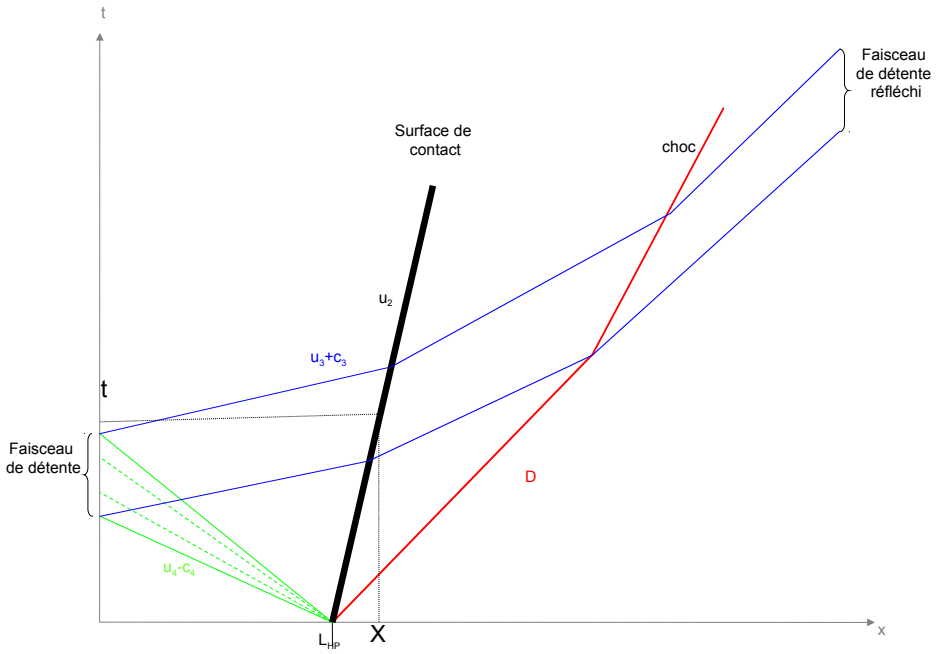

Fig. 26 – Diagramme Espace-Temps simplifié de propagation des ondes de détente dans la chambre HP du Tube A Choc : recherche du temps et de la position de l'interaction des ondes de détente avec la surface de contact et avec l'onde de choc incidente

$$u_2 = \frac{-2\left(u_1 - Ma \cdot c_1\right)}{\gamma_1 + 1}\left(1 - \frac{1}{Ma^2}\right). \tag{4.3}$$

Pendant ce même temps t, les ondes de détente parcourent une fois la chambre haute pression à la vitesse $u_4 - c_4$ avec $(u_4 = 0)$ avant de parcourir la distance X dans un gaz détendu à la vitesse $u_3 + c_3$ car $u_3 = u_2$ et c_3 est déterminée grâce à la conservation de l'invariant de Riemann J^+. On a alors :

$$J^+ = u + \frac{2}{\gamma - 1}c$$

$$X = L_{HP} + u_2 \cdot t$$

$$c_3 = a_4 - \frac{\gamma_4 - 1}{2}u_2$$

$$t = \frac{\frac{L_{HP}}{c_4}\left(1 + \frac{c_4}{u_2 + c_3}\right)}{1 - \frac{u_2}{u_2 + c_3}}$$

Les ondes de détente rattrapent donc la surface de contact 5,6 ms après la rupture de la mem-

brane, à une abscisse de 1626 mm. A partir de ces données, la durée du plateau de pression postchoc est connue grâce au temps d'arrivée de l'onde de choc sur C_8 et le temps d'arrivée des ondes de détente. Par définition, avec $c_2 = c_3$:

$$t_{choc} = \frac{x_{C_8} - L_{HP}}{D},$$

$$t_{detentes} = t + \frac{x_{C_8} - X}{u_2 + a_2}.$$

Les applications numériques de ces formules donnent :
- $u_2 = 152,8$ m/s,
- $c_3 = 314,9$ m/s,
- $t = 5,6$ ms,
- $X = 1626$ mm,
- $t_{choc} = 2,3$ ms,
- $t_{detentes} = 5,9$ ms,
- durée du plateau de pression post-choc $= t_{detentes} - t_{choc} = 3,6$ ms.

La durée expérimentale étant de 3,35 ms, l'écart sur la mesure est évalué à $5,5$ %.

Les expériences réalisées dans l'air donnent des résultats tout à fait satisfaisants.

Le contrôle du comportement de M^{3}OUSSACA, dans un tir dans l'air, a été effectué par une confrontation directe entre les signaux expérimentaux et les résultats des calculs. Cette confrontation est représentée sur la *Fig. 27*. Les calculs prennent en compte les positions "numériques" des capteurs que nous avons définies précédemment. Avec cette correction sur les signaux expérimentaux, nous constatons que les temps d'arrivée des ondes dans la veine d'essai sont bien reproduits par le calcul. Ce travail nous permettra de réaliser une évaluation du ralentissement des ondes par la présence de la mousse aqueuse.

4.4 Interaction d'une onde de choc avec une mousse aqueuse

Dans cette section, nous allons décrire les effets de l'évolution topologique de la mousse sur la structure de l'onde de choc incidente. Nous nous appuierons sur le développement de M^{3}OUSSACA. Afin d'initialiser les calculs, deux mesures de pression sont réalisées dans la chambre basse pression du Tube A Choc.

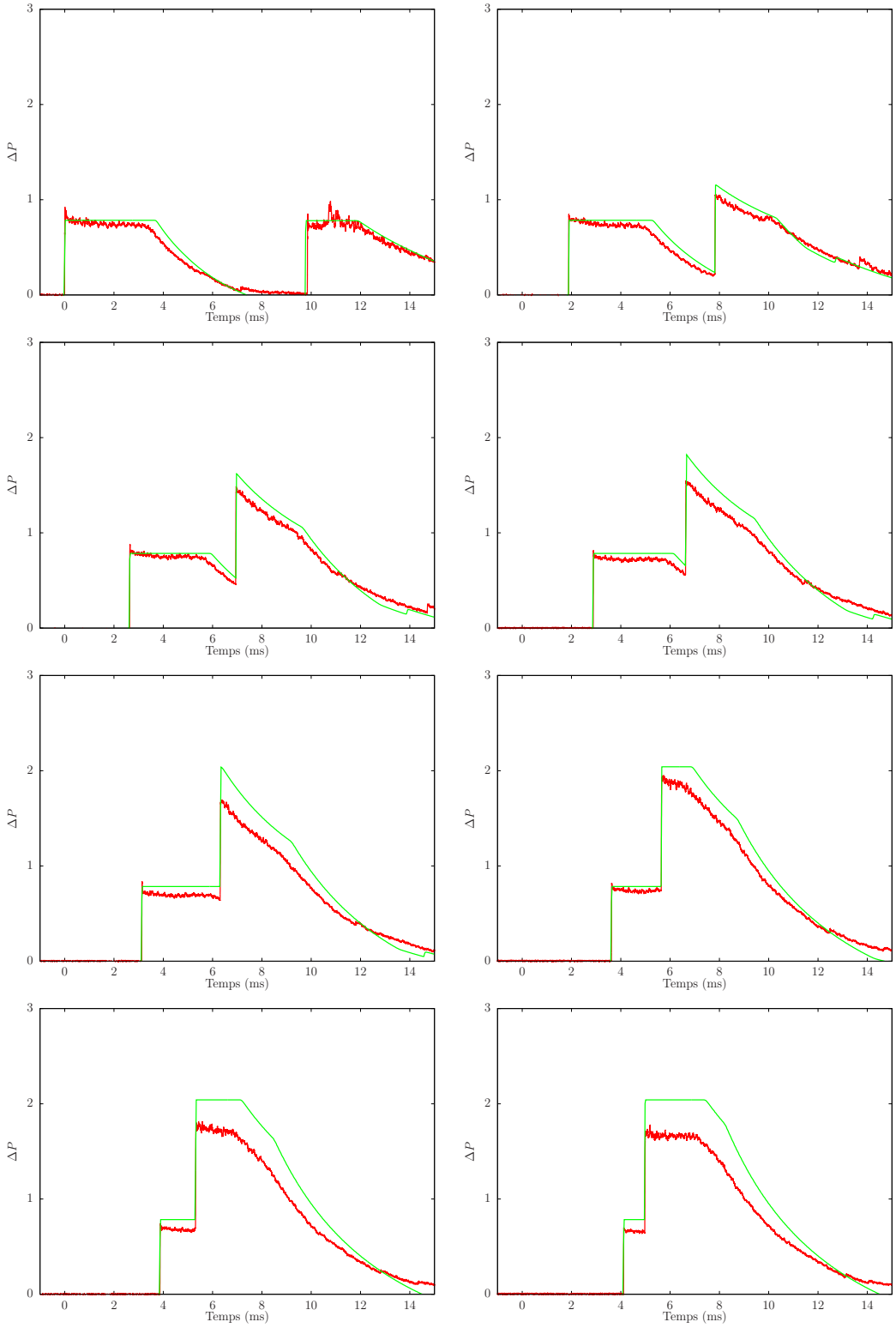

Fig. 27 – Confrontation entre les résultats de l'expérience (rouge) et les résultats de calcul (vert) dans le cas de la propagation d'une onde de choc de Mach 1,3 dans un Tube A Choc

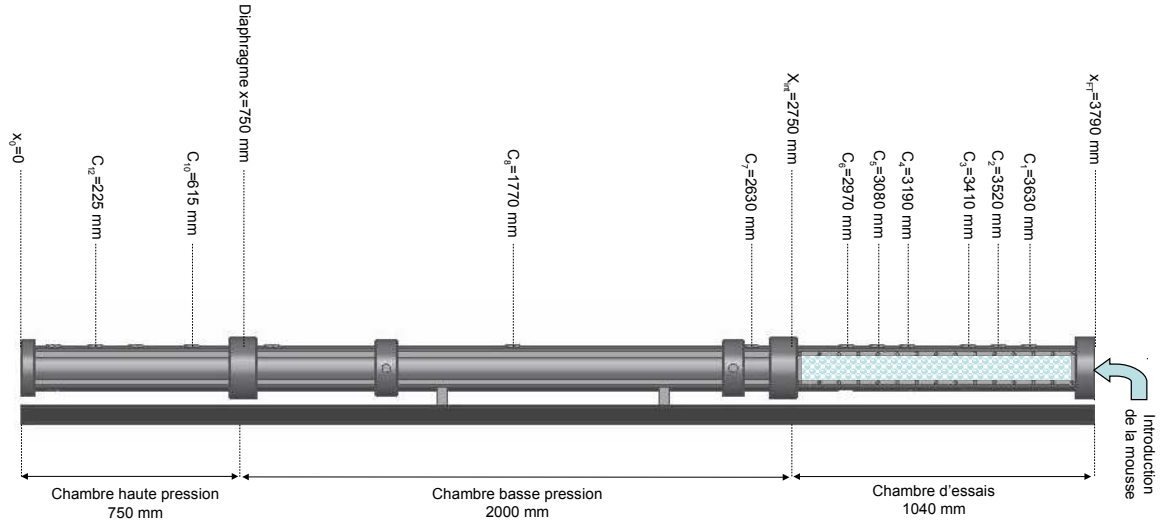

Fig. 28 – Rappel de la configuration expérimentale du Tube A Choc pendant les expériences menées avec la mousse dans la veine d'essai

La présence d'une interface supplémentaire due à la mousse va engendrer des ondes réfléchies supplémentaires sur les capteurs. Afin d'identifier la nature de ces ondes réfléchies et d'évaluer l'effet des ondes de détente provenant de la chambre haute pression sur le processus, tous les calculs sont réalisés pour des Tubes A Choc sans parois. Cela signifie que seules les ondes de choc incidente et réfléchie par l'interface de mousse sont calculées. Le cas du foisonnement 30 sera étudié plus en détail. Le rayon des gouttes est déterminé à l'aide des mesures des tailles des bulles et des relations géométriques de Weaire [81], décrites dans le Chapitre 2.

La *Fig. 28* rappelle la configuration du Tube A Choc pendant les expériences avec la mousse aqueuse. Les capteurs C_8 et C_7 sont positionnés hors du volume de mousse et servent à calculer la célérité de l'onde de choc incidente. Les capteurs C_6 à C_1 sont contenus dans la mousse et vont nous permettre d'analyser l'interaction d'une onde de choc avec la mousse aqueuse.

4.4.1 Analyse des résultats expérimentaux et numériques de la campagne

La présence de multiples interfaces dans le Tube A Choc (interfaces gaz HP-BP et BP-mousse, fond de tube...) et la présence des déchets de la membrane de la chambre HP engendre une multitude d'ondes réfléchies dont la structure est complexe et parfois difficilement identifiable. C'est la raison pour laquelle, dans l'analyse des résultats expérimentaux acquis réalisée à l'aide de M^{3}OUSSACA, nous avons initialisé les calculs dans le cas idéal d'un Tube A Choc de longueur infinie et sans parois : les seules réflexions des ondes proviennent de l'interface entre les gaz des chambres HP et LP, et de l'interface de la mousse dans la veine d'essai.

La *Fig. 29* de gauche montre les résultats des calculs pour l'ensemble des 8 capteurs se situant dans la chambre basse pression. Les capteurs C_8 et C_7 sont situés dans l'air. La structure classique d'une onde de choc dans un gaz est retrouvée pour ces deux capteurs, à savoir une discontinuité de pression. La surpression de choc incident calculée est de 0,87 bar, ce qui correspond bien à une célérité d'onde incidente de Mach 1,3. La seconde onde de choc que nous pouvons identifier à 8,1 ms sur le capteur C_8 et à 4,8 ms sur le capteur C_7 est l'onde de choc réfléchie à l'interface entre le gaz de la chambre basse pression et la mousse contenue dans la veine d'essai. En général, une onde de choc réfléchie sur une paroi de Tube A Choc a une surpression deux fois supérieure à la pression de l'onde de choc incidente ; donc la valeur de surpression attendue serait de 1,8 bar. Dans notre cas, la surpression de l'onde de choc réfléchie à l'interface entre le gaz LP et la mousse est du même ordre de grandeur que la surpression incidente. Les 3 capteurs suivants (C_6, C_5 et C_4 sur la *Fig. 29* de droite) présentent les profils de surpression dans le milieu diphasique. Une première constatation est que la discontinuité de l'onde de choc a évolué en un train d'ondes de compression dont l'amplitude finale est plus importante que celle de la surpression initiale : l'équilibre mécanique du milieu diphasique est défini pour une surpression de 1,9 bar.

L'analyse de l'équilibre mécanique visible sur les capteurs C_6, C_5 et C_4 montre que la mousse ne permet pas d'atténuer la valeur de la surpression de l'onde incidente. En effet, par rapport au cas monophasique, la mousse augmente l'impédance acoustique du milieu de propagation. L'onde de choc transmise dans ce milieu d'impédance élevée a donc une surpression plus importante que l'onde de choc incidente, se propageant dans l'air. Si la mousse ne permet pas de diminuer le niveau de la surpression, nous pouvons cependant constater, sur les mesures expérimentales, qu'elle provoque une diminution significative de la célérité de l'onde (cf . *Tab.*

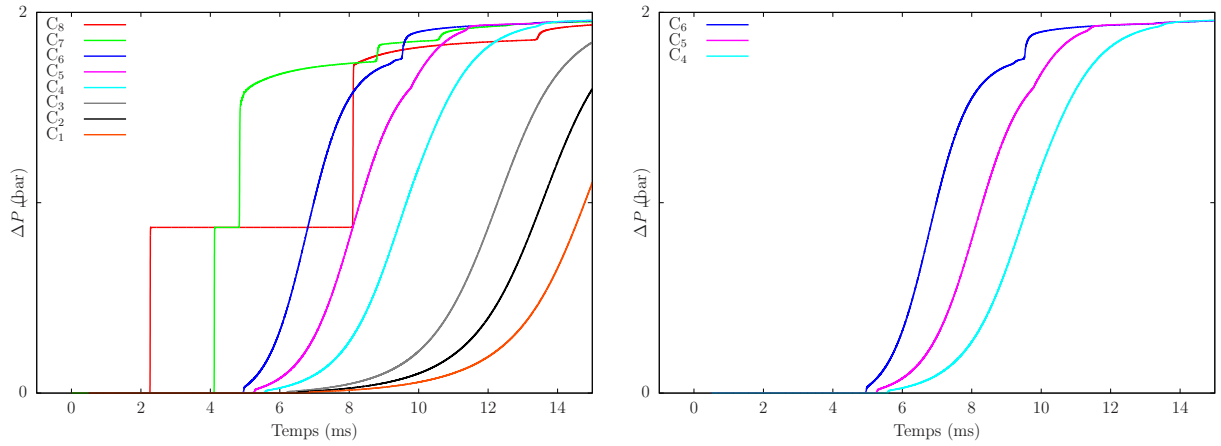

Fig. 29 – Calcul de la propagation d'une onde de choc, dans un milieu infini, dans la mousse aqueuse de foisonnement 30 modélisée comme un nuage de gouttes dont la fraction volumique est de 3% et le rayon des gouttelettes est de 47 µm *: à gauche, résultat de l'ensemble des capteurs de la chambre basse pression et à droite, visualisation des capteurs C_6, C_5 et C_4*

Capteur	Temps d'arrivée (ms)	
	dans l'air	dans la mousse
C_1	4,14	9,18
C_2	3,89	8,04
C_3	3,64	7,09
C_4	3,15	5,09
C_5	2,9	4,07
C_6	2,65	3,27

Tab. 9 – Temps d'arrivée expérimentaux de l'onde de choc incidente lorsque celle-ci se propage dans l'air ou dans la mousse de foisonnement 30

9) : les temps d'arrivée des ondes entre le cas avec ou sans mousse sont multipliés par un facteur 2 environ. Cette diminution de célérité va favoriser les ondes de détente qui, elles, ne sont ralenties que d'un facteur 1,5 (voir *Tab. 10*). Ces ondes de détente rattrapent l'onde incidente et l'atténuent plus rapidement que dans le cas d'une propagation dans un milieu monophasique de faible impédance. Nous reviendrons sur ce point un peu plus tard dans cette sous section.

Après avoir fait ce travail d'identification de l'onde de choc incidente grâce à l'élimination des parois métalliques du Tube A Choc, nous allons nous concentrer sur l'analyse de la structure de l'onde incidente obtenue dans les expérimentations. La *Fig. 30* présente les résultats des mesures de pression réalisées dans la chambre basse pression et la veine d'essai du Tube A Choc de l'IUSTI.

Capteur	Temps d'arrivée (ms) dans l'air	dans la mousse
C_1	6,97	-
C_2	6,78	9,97
C_3	6,52	8,79
C_4	6,00	6,87
C_5	5,83	6,13
C_6	5,54	5,73

Tab. 10 – Temps d'arrivée expérimentaux des ondes de détente lorsque celles-ci se propagent dans l'air ou dans la mousse de foisonnement 30

Capteur	Pente (bar/ms)
C_1	0,37
C_2	0,44
C_3	0,46
C_4	0,73
C_5	0,65
C_6	0,87

Tab. 11 – Détermination des pentes des trains d'ondes de compression issus de la "seconde partie" de l'onde incidente se propageant dans une mousse de foisonnement 30 : $p = \dfrac{P_{max} - P_{min}}{t_{max} - t_{min}}$

Les capteurs C_7 et C_8 nous permettent de connaître la célérité de l'onde de choc incidente dans la veine d'essai. Les structures des signaux de la veine d'essai présentent plusieurs similitudes. L'onde de choc incidente se décompose en deux parties.

Un premier train d'ondes de compression se forme. Il évolue avec une surpression relativement faible (de l'ordre de 0,2 bar). Cette surpression est quasi invariante avec la position du capteur et donc avec l'épaisseur de mousse traversée et la célérité de l'onde. Par la suite, ce train d'ondes de compression sera simplement appelé choc précurseur.

Un second train d'ondes de compression est visible. Il est défini une surpression plus forte. Ce train d'ondes de compression est dépendant de la position du capteur. Plus l'épaisseur de mousse traversée est grande, plus la pente du train d'ondes est faible (voir *Tab. 11*).

D'après la *Fig. 30*, la phase de montée de l'onde incidente a une durée approximative de 2 ms, au bout de laquelle la mousse est en équilibre de pression et de vitesse avec l'air. Par comparaison des signaux numériques et expérimentaux (voir *Fig. 29 et 30*), nous pouvons remarquer que le calcul ne permet pas de restituer correctement le profil de l'onde incidente. L'analyse des caractéristiques du choc précurseur devrait nous permettre d'en comprendre les raisons.

La *Fig. 31* récapitule l'évolution de la surpression et de la durée du choc précurseur en fonction de la position du capteur dans la veine d'essai pour l'ensemble des expérimentations menées à Mach 1,3 ; 1,5 et 1,8. Les points rouges récapitulent l'ensemble des résultats pour la mousse de foisonnement 30 et les points verts sont ceux de la mousse de foisonnement 80. Nous pouvons remarquer que le foisonnement de la mousse a une légère influence sur les résultats. En effet, la surpression du choc précurseur semble plus faible pour une mousse de foisonnement 80 que pour une mousse de foisonnement 30. En revanche, la durée de ce choc précurseur est indépendante du foisonnement et la surpression et la durée du choc précurseur sont indépendantes de la célérité de l'onde incidente et de la position du capteur dans la mousse. La valeur moyenne de la surpression du choc précurseur pour la mousse de foisonnement 30 est lue à 0,18 bar contre 0,16 bar pour la mousse de foisonnement 80. De plus, nous constatons que, quelle que soit la célérité de l'onde incidente, ces tendances sont respectées et la majorité des points obtenus pour les deux foisonnements est comprise entre les surpressions de 0,14 et 0,2 bar. La durée moyenne du choc précurseur, quant à elle, est invariante avec le foisonnement. Au vu de ces résultats, nous supposons que ce choc précurseur est la signature de la rupture de la structure

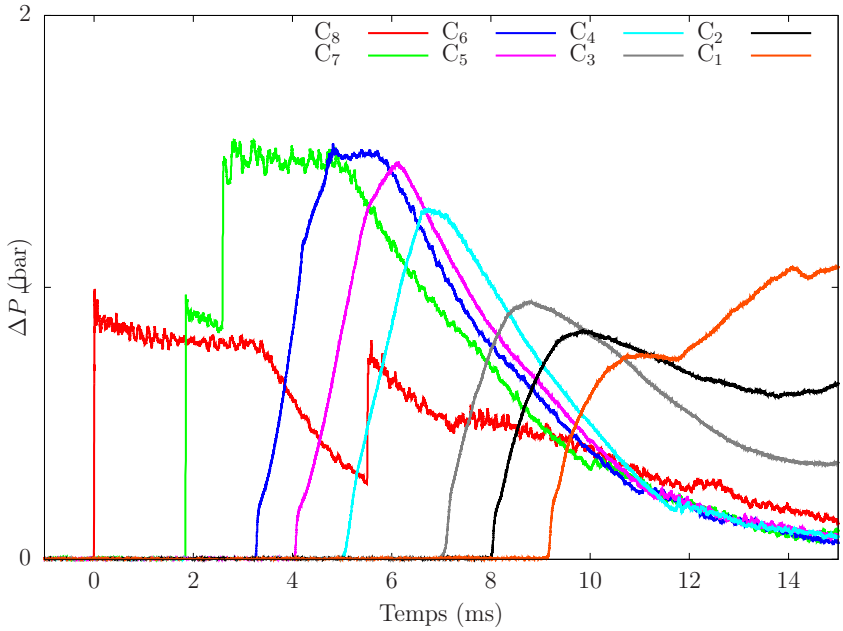

Fig. 30 – Profils temporels des mesures de pression réalisées sur un tir à Mach 1,3 lorsque le gaz moteur est de l'air et que la veine d'essai du Tube A Choc est rempli de mousse de foisonnement 30

de la mousse sous sollicitation.

La thèse d'Arif [2] indique que le critère de rupture d'une mousse bidimensionnelle monodisperse, construite à partir de cellules de Hele-Shaw, dépend du foisonnement de la mousse, du mode de génération de la mousse et de la taille des bulles. L'exploitation de nos mesures ne nous permet pas de dégager de telles dépendances. Le critère de rupture, pour notre mousse aqueuse tridimensionnelle polydisperse, sera donc fixé à 0,17 bar, quel que soit le foisonnement étudié.

Avant de commencer l'étude numérique et l'étalonnage des paramètres du modèle, nous allons nous attarder, brièvement, sur l'effet du foisonnement sur les résultats obtenus. Dans [5], nous avons vu que l'usage de mousse aqueuse sèche permettait d'atteindre des niveaux de surpression plus faibles que lors de l'utilisation de mousse aqueuse humide. Cette hypothèse semble être contredite par les résultats obtenus sur la *Fig. 32*.

La *Fig. 32* superpose les résultats expérimentaux des essais menés dans l'air (courbe rouge), ceux menés dans la mousse de foisonnement 30 (courbe verte) et dans la mousse de foisonne-

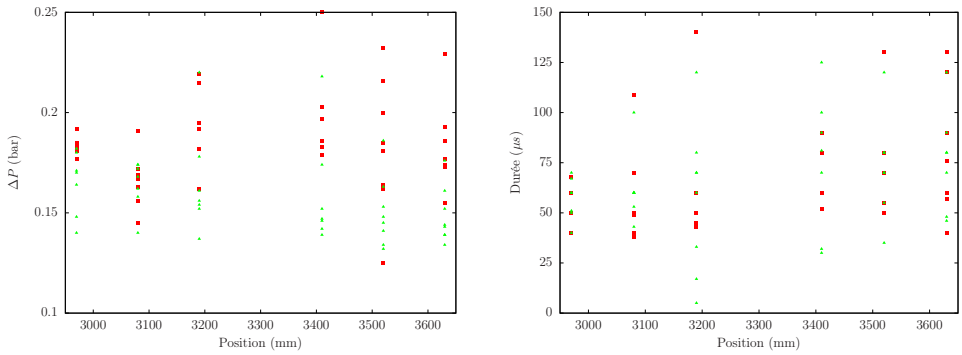

Fig. 31 – Surpression et durée du choc précurseur sur l'onde de choc incidente se propageant à Mach 1,3 ; 1,5 ou 1,8 dans une mousse de foisonnement 30 ou 80 en fonction de la position du capteur. Haut : évolution de la surpression du choc précurseur en fonction de la position du capteur. Bas : évolution de la durée du choc précurseur en fonction de la position du capteur. ■ *: F=30 pour les mesures réalisées avec des célérités d'ondes de choc incidente à Mach 1,3 ; 1,5 et 1,8 et* ▲ *: F=80 pour les mesures réalisées avec des ondes de choc incidentes à Mach 1,3 ; 1,5 et 1,8*

ment 80 (courbe bleue). Sur la figure de gauche, représentant les mesures obtenues au niveau du capteur C_6, nous pouvons voir que la mousse de foisonnement 80 semble au départ plus intéressante que la mousse de foisonnement 30 car le niveau de surpression enregistré est plus faible. En effet, une mousse de foisonnement 80 a une impédance acoustique plus faible qu'une mousse de foisonnement 30. Par conséquent, la surpression engendrée par la présence de la mousse est plus limitée et le niveau de surpression mesuré est plus faible.

En revanche, l'onde incidente est plus rapide et l'interaction avec les ondes de détente est plus tardive. Finalement, l'atténuation de l'onde de choc par la mousse risque d'être moins efficace. Cette remarque est effectivement validée par la comparaison des signaux sur le capteur C_1. En effet, dans ce cas-là, la mousse de foisonnement 30 présente des niveaux de surpression plus faibles que ceux mesurés sur la mousse de foisonnement 80.

De plus, le profil de pression présenté par C_1 fait clairement apparaître l'onde réfléchie sur la paroi du fond de tube. En effet, le premier train d'ondes de compression est suivi par un équilibre de pression qui est interrompu par un second train d'ondes de compression. Ce second train d'ondes de compression est la signature des ondes réfléchies en fond de tube. Sur l'essai effectué avec la mousse de foisonnement 80, cette signature n'apparaît pas. Cela signifie que les ondes réfléchies par le fond du tube arrivent sur le capteur avant la fin du passage du train d'ondes de compression incident.

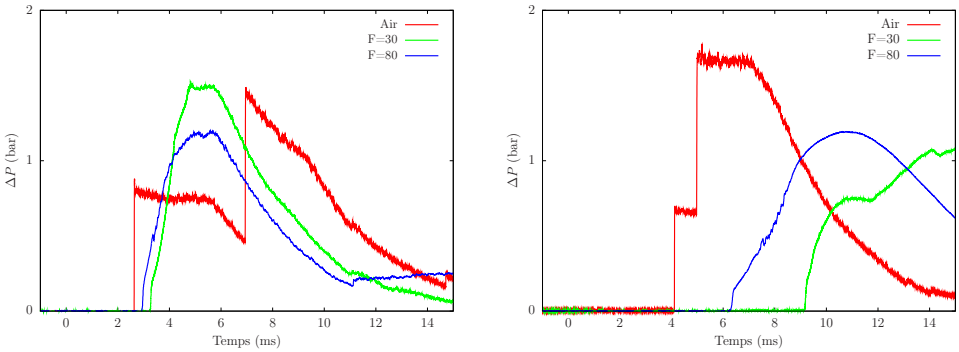

Fig. 32 – Profils de pression des capteurs C_6 (haut) et C_1 (bas) dans le cas de la propagation d'une onde de choc se propageant à Mach 1,3 dans l'air (rouge) et dans des mousses de foisonnements 30 (vert) et 80 (bleu)

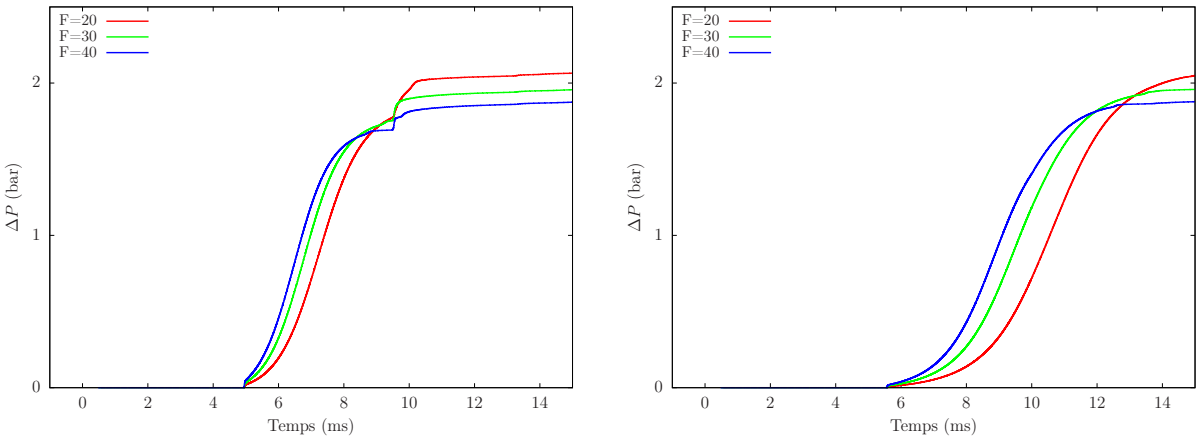

Fig. 33 – Simulation de l'effet du foisonnement de la mousse sur les profils de pression temporeles pour les capteurs C_6 (gauche) et C_4 (droite) : calculs effectués avec des mousses de foisonnement 20, 30 et 40

Finalement, la *Fig. 33* présente les résultats des calculs sur les capteurs C_4 et C_6, lorsqu'une onde de choc se propage successivement dans des mousses de foisonnement 20 (courbe rouge), 30 (courbe verte) et 40 (courbe bleue).

Cette *Fig. 33* montre que le temps d'arrivée du train d'ondes de compression est indépendant du foisonnement. En revanche, nous pouvons remarquer que la valeur de surpression traduisant l'équilibre mécanique du système dépend du foisonnement. Ici, plus le foisonnement est élevé, plus la pression d'équilibre sera faible. Elle reste plus forte que la surpression rencontrée dans l'air (aussi bien sur les signaux expérimentaux que sur les profils calculés). Alors que, dans

le même temps, la célérité de l'onde incidente transmise dans la mousse a diminué (voir *Fig. 32*).

Enfin, sur la *Fig. 33*, nous pouvons constater que le foisonnement a un impact modéré sur le profil de l'onde incidente. Ce profil est probablement contrôlé par la taille des gouttes initialisée dans le modèle. De plus, si le choc précurseur visible sur les signaux expérimentaux est bien la signature de la rupture de la mousse, le choix de la taille des gouttes va nous permettre de déterminer le profil du train d'ondes de compression et donc de quantifier les transferts de quantité de mouvement au sein de la mousse fragmentée.

La suite de cette section va réaliser une analyse de la description numérique de l'interaction des ondes de choc avec les mousses. Nous allons nous attacher à l'amélioration du modèle afin de reproduire par le calcul la structure des ondes de choc incidentes.

4.4.2 Transferts de quantité de mouvement

Afin d'évaluer les transferts de quantité de mouvement entre les phases en aval de l'onde de choc, nous allons nous intéresser à l'effet de la taille des gouttelettes d'eau sur la structure de l'onde incidente (voir *Fig. 34*). Lorsque les gouttes sont micrométriques, le profil de l'onde se présente sous la forme d'une discontinuité, et donc d'un choc. En effet, dans ce cas, la différence de célérité entre les deux phases est négligeable. La mousse peut être assimilée à un milieu homogène de 30 kg/m^3. Dans le cadre d'une représentation "monophase", le coefficient polytropique équivalent serait proche de 1 (voir Britan *et al.* [10]).

En revanche, plus le rayon des gouttes est important, plus le profil "s'étale" dans le temps (voir *Fig. 34*). Cela traduit la différence d'inertie, de plus en plus importante, entre les phases. Néanmoins, la pression d'équilibre mécanique entre les phases reste invariante avec la taille de la goutte. Elle dépend uniquement du foisonnement de la mousse.

La *Fig. 35* montre que, dans le calcul, il est nécessaire de déterminer plusieurs diamètres de gouttelettes pour reproduire les profils expérimentaux. Par exemple, pour la mesure réalisée sur le capteur C_6, un diamètre de goutte défini à 40 µm permet de reproduire le train d'ondes de compressions et, sur la mesure en C_4, le diamètre doit être ajusté à une taille inférieure, à 20 µm.

Cependant, M^{3}OUSSACA ne permet pas de faire varier le diamètre des gouttes au cours du calcul. A diamètre fixé, nous pouvons déjà montrer que le coefficient de traînée C_d, actuellement

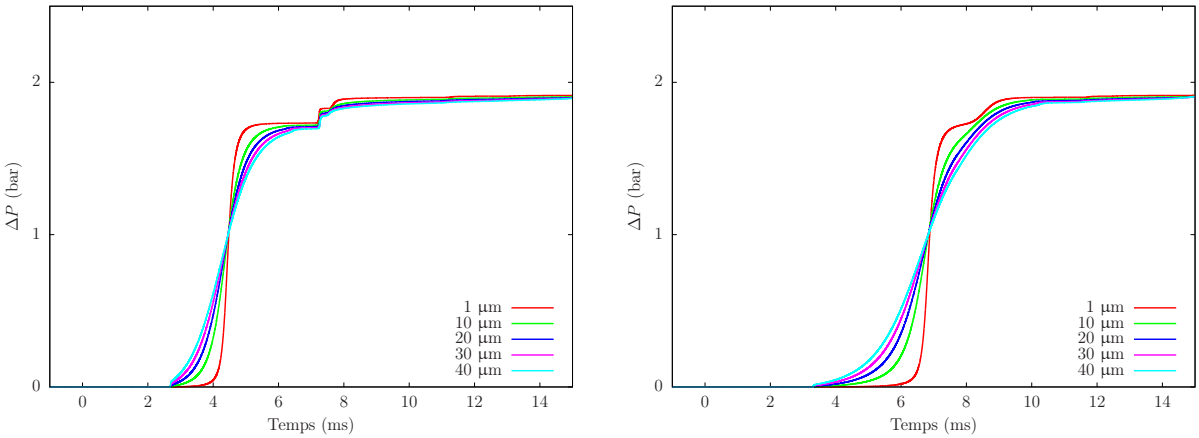

Fig. 34 – Simulation de l'effet de la taille du nuage de gouttes modélisant une mousse aqueuse de foisonnement 30 sur les profils de pression temporels pour les capteurs C_6 et C_4

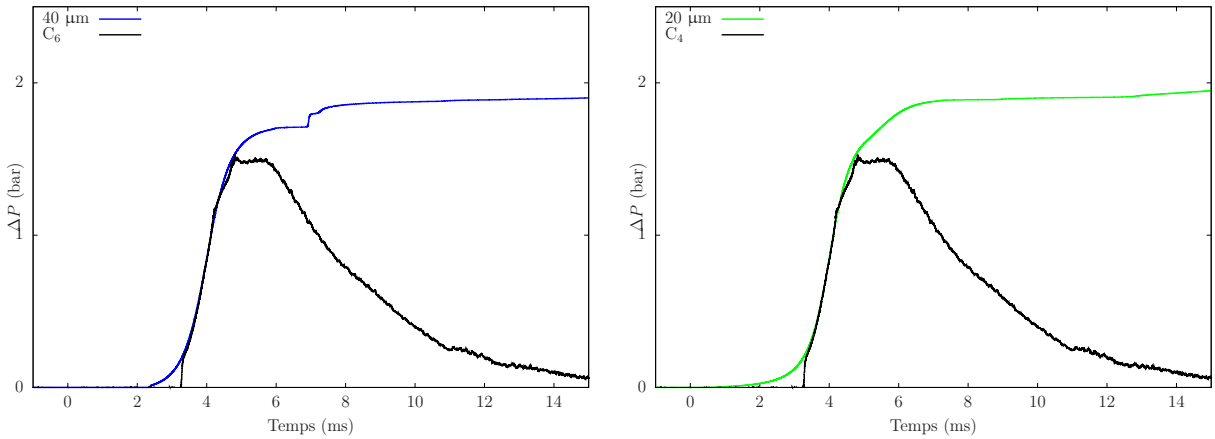

Fig. 35 – Etalonnage des diamètres de gouttelettes dans le calcul pour reproduire le train d'onde de compression de l'onde incidente, générée à Mach 1,3, se propageant dans une mousse de foisonnement 30, sur les capteurs C_6 (gauche) et C_4 (droite)

défini, évolue d'un facteur 2 entre C_6 et C_4.

Pour rappel, les transferts de quantité de mouvement au sein de la mousse déstructurée sont définis sous la forme suivante :

$$F_d = \frac{3\alpha_L}{4d_{goutte}} C_d \alpha_G \rho_G \left(u_G - u_L\right)^2 . \tag{4.4}$$

L'analyse géométrique de la structure de la mousse définit un diamètre de goutte équivalent de 94 µm. Ce diamètre constitue une condition initiale du problème. Lorsque l'onde de choc arrive à l'interface de la mousse, le rapport C_d/d vaut 17000 m^{-1}. D'après l'étude paramètrique réalisée sur la taille des gouttes, du nuage, celui-ci vaut 40000 m^{-1} sur C_6 et 80000 m^{-1} sur C_4.

Le rapport C_d/d est croissant avec l'épaisseur de mousse. Or, plus l'onde de choc pénètre dans la mousse, plus elle est ralentie. En mécanique des fluides, il est commun de définir le coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds particulaire Re_p :

$$Re_p \;=\; \frac{\rho_G \left(u_G - u_L\right) d_{goutte}}{\mu_G}, \tag{4.5}$$

avec d_{goutte} le diamètre de la goutte.

Dans le problème qui nous préoccupe, les variables d_{goutte} et μ_G sont définies comme des constantes. Donc, pour traduire cette augmentation de la loi de traînée avec l'épaisseur de mousse, il nous faut définir une loi de traînée inversement proportionnelle au nombre de Reynolds.

Pour cela, inspirons-nous de la loi de Stokes qui définit C_d lors de l'écoulement d'un gaz autour d'une sphère comme :

$$C_d = \frac{24}{Re_p}. \tag{4.6}$$

Nous avons vu, précédemment, que la mousse aqueuse est essentiellement composée d'éléments liquides cylindriques, la loi de Stokes ci-dessus ne sera donc probablement pas suffisante pour décrire les transferts de quantité de mouvement entre les phases de la mousse. Nous chercherons donc une loi du type :

$$\boxed{C_d = \xi \frac{24}{Re_p}}, \tag{4.7}$$

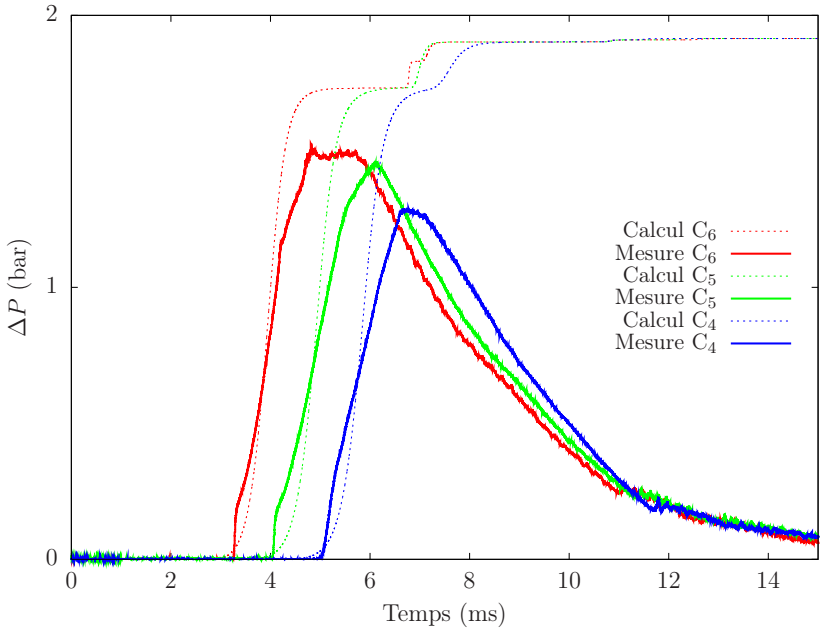

Fig. 36 – Comparaison calcul et expérience réalisée pour une mousse de foisonnement 30 avec un choc se propageant à Mach 1,3 et la loi de trainée modifiée : comparaison sur les capteurs C_4, C_5 et C_6

avec ξ une fonction dépendant éventuellement du foisonnement de la mousse, du mode de génération de cette dernière.

Par une étude paramètrique, nous avons déterminé que la fonction ξ peut être définie par une constante valant 105, pour une mousse de foisonnement 30 sollicitée par une onde de choc incidente à Mach 1,3.

Afin de valider cette nouvelle loi de traînée (équation (4.7)), elle a été implémentée dans M^{3}OUSSACA et testée sur une expérience à Mach 1,3 et 1,5. Les résultats de la confrontation des calculs et de l'expérience à foisonnement 30 sur les capteurs C_4, C_5 et C_6 sont donnés par la *Fig. 36*. Les résultats obtenus sont plus satisfaisants dans le cas de l'essai réalisé à Mach 1,5 (voir *Fig. 37*).

Cette section nous a permis de définir une loi d'évolution de la loi de traînée en fonction des caractéristiques de l'écoulement des fluides derrière l'onde incidente. La forme de cette loi, dépendant de la vitesse de l'écoulement, conforte notre analyse. En effet, nous avons annoncé que l'efficacité de la mousse pour atténuer les ondes était dépendante de sa capacité à ralentir

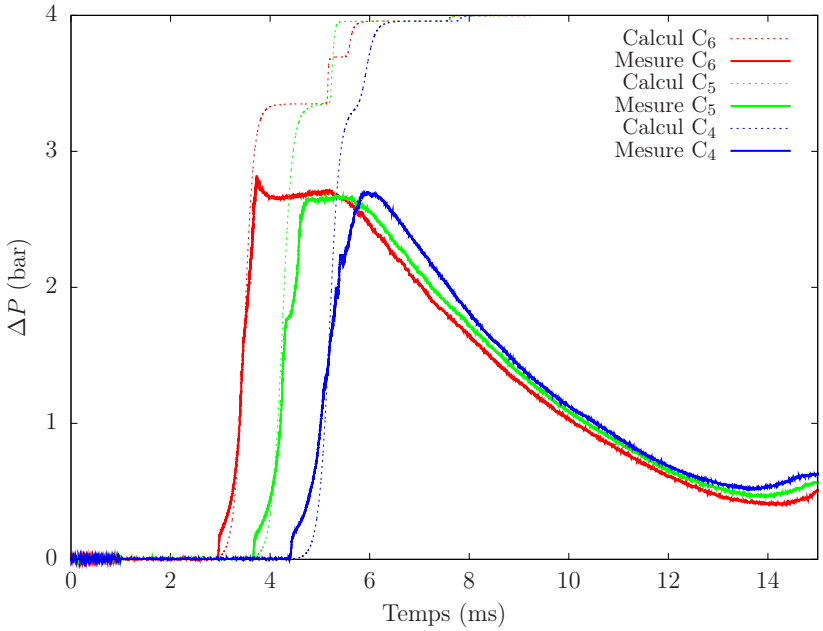

Fig. 37 – Comparaison calcul et expérience réalisée pour une mousse de foisonnement 30 avec un choc se propageant à Mach 1,5 et la loi de trainée modifiée : comparaison sur les capteurs C_4, C_5 et C_6

le choc incident. Plus la vitesse de l'écoulement (entraîné par le choc) est forte, plus la loi de traînée est importante et donc plus la mousse dissipe de l'énergie et plus l'atténuation est efficace.

4.4.3 Fragmentation de la mousse

En parallèle des mesures de pression, nous avions souhaité, dans cette campagne, mettre en œuvre une caméra rapide afin de visualiser la modification de la structure de la mousse après passage de l'onde de choc. Cette partie s'est avérée difficile à réaliser. En effet, l'opacité de la mousse fabriquées à l'aide du générateur de mousse de Marcoule ne permettait pas une visualisation de la phénoménologie de l'interaction de l'onde de choc avec la mousse aqueuse. L'équipe de l'IUSTI a donc développé une autre méthode de fabrication de la mousse afin de mettre en œuvre la partie visualisation optique de la campagne. La mousse a été générée par soufflage d'air dans un tissu imbibé de solution moussante. La mousse ainsi formée comportait de grosses bulles dont le diamètre moyen est de l'ordre du millimètre. La mousse a ensuite été déposée dans le Tube A Choc à la manière d'un pizzaïolo. Elle a été glissée entre les deux hublots de la veine d'essai à l'aide d'un carton. L'essai a été réalisé dans une configuration de Tube A Choc ouvert avec une onde de choc à faible nombre de Mach (1,08).

Cet essai de propagation d'une onde de choc faible dans une mousse aqueuse très sèche permet de montrer que, sous sollicitation, les films de la mousse sont quasi instantanément détruits par le passage de l'onde de choc. Ils forment un spray de très petites gouttelettes non identifiables dans l'écoulement. Dans un second temps, la mise en vitesse des Bords de Plateau dans le sens de l'écoulement de gaz provoque l'effondrement de la structure composée par les Bords de Plateau, et les noeuds. La *Fig. 38* illustre ces différentes étapes.

L'historique du déroulement de la fragmentation de la mousse, présenté sur la *Fig. 38*, est donné à titre indicatif. La durée totale de fragmentation de la mousse est de l'ordre de 2 ms, alors que la rupture des films est d'un ordre de grandeur inférieur. L'hypothèse de rupture quasi-instantanée des films, devant le temps nécessaire à un retour à l'équilibre mécanique, est ainsi validée. Les clichés ne permettent pas de suivre la propagation du choc car l'éclairage de la mousse est réalisé par réflexion directe de la lumière sur le hublot. Cependant, comme les films sont infiniment minces, nous faisons l'hypothèse qu'ils sont mis en mouvement à l'instant du passage du choc, ce qui définit l'origine temporelle de la *Fig. 38*.

Comme le montre la *Fig. 38*, l'onde de choc ne se propage pas initialement dans un milieu diphasique constitué par un nuage de gouttes. Elle interagit avant tout avec une matrice liquide complexe. L'écoulement du gaz derrière le choc provoque la rupture de cette matrice. Une amélioration apportée à M^{3}OUSSACA a donc été de prendre en compte l'interaction de l'onde de choc avec un milieu initialement homogène.

Dans ce qui suit, nous allons tenter de reproduire l'allure du choc précurseur défini dans l'analyse des mesures expérimentales. Le choc précurseur définit la propagation de l'onde incidente dans une mousse intègre. Numériquement, il nous faut donc bloquer la relaxation des vitesses entre les deux phases, la mousse se comportant comme un milieu homogène.

Dans la routine de relaxation des vitesses, nous avons donc ajouté une boucle de tests sur l'état de la mousse. Si l'onde incidente se propage dans une mousse non déstructurée et que la pression est inférieure à une surpression de rupture, alors la relaxation des vitesses se fait à un taux infini. Cela signifie que le liquide et le gaz composant la mousse évoluent à la même vitesse matérielle.

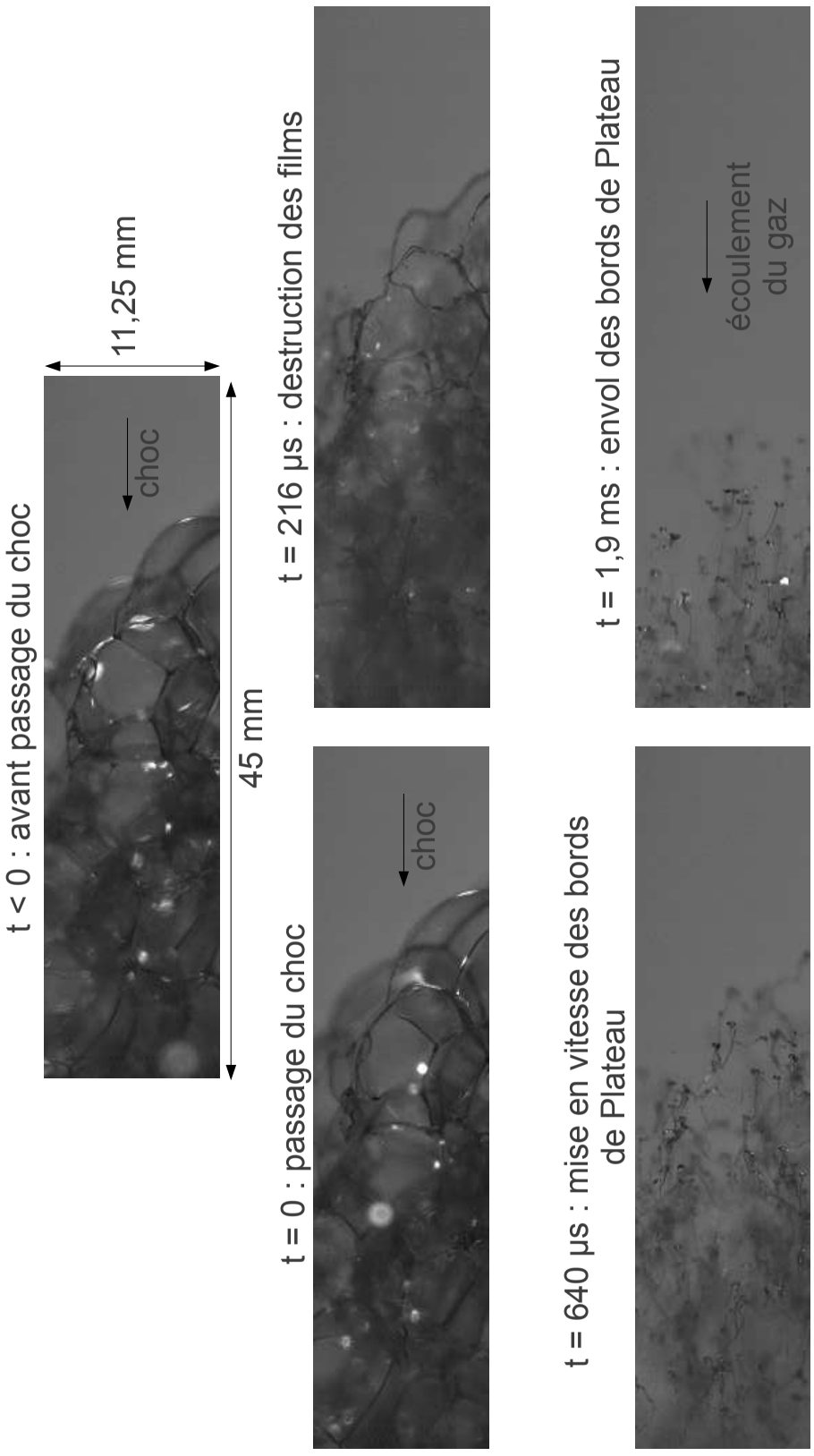

Fig. 38 – Différentes étapes de la fragmentation d'une mousse aqueuse sollicitée par une onde de choc

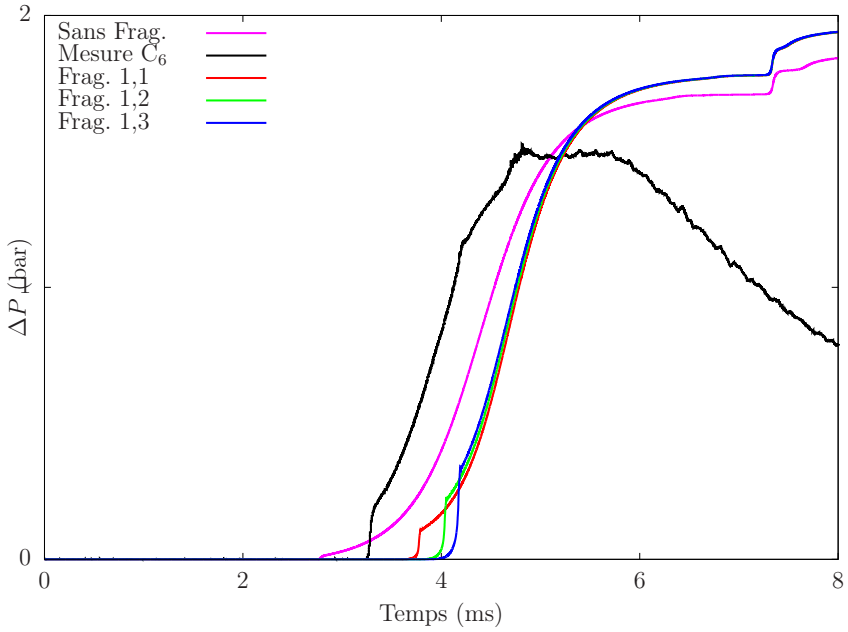

Fig. 39 – Mise en œuvre d'un modèle simplifié de fragmentation de la mousse aqueuse de foisonnement 30, basé sur une valeur de pression de rupture de la matrice liquide. La pression de rupture est prise successivement à 1,1, 1,2 et 1,3 bar

L'analyse expérimentale réalisée sur le choc précurseur définit une surpression critique de rupture comprise entre 0,14 et 0,2 bar. Nous avons donc réalisé des calculs sur des valeurs de surpression critique de 0,1, 0,2 et 0,3 bar afin d'analyser l'influence de la destruction de la mousse sur les mesures expérimentales.

Les résultats numériques présentés sur la *Fig. 39* nous permettent de valider l'hypothèse définissant le choc précurseur comme la signature de la destruction de la mousse. Le calcul a été effectué ici avec un rayon de gouttes défini égal à 20 µm et un foisonnement égal à 30.

Enfin, nous avons pu montrer que les transferts de quantité de mouvement dépendent de la différence de vitesses entre les deux phases liquide et gazeuse. Afin de valider ces travaux, nous avons réalisé un calcul dans lequel toutes les évolutions de M^{3}OUSSACA ont été prises en compte. La prise en compte de la mousse intègre et la loi de C_d que nous avons définie sont présentées. Le calcul a été réalisé sur une mousse de foisonnement 30 interagissant avec une onde de choc se propageant à Mach 1,3. La *Fig. 40* présente les résultats numériques obtenus. Ces résultats ont été confrontés aux expériences pour les capteurs C_8, C_6, C_5 et C_4. Nous constatons que l'initialisation du calcul avec une mousse de foisonnement 30 conduit à des surpressions calculées trop élevées par rapport à l'expérience et que l'onde incidente "numérique"

est trop ralentie par la mousse. Nous avons donc envisagé la possibilité d'avoir travaillé avec un foisonnement légèrement différent de 30 dans la réalisation des expériences. C'est pourquoi, des essais de calculs, réalisés avec des mousses de foisonnement supérieurs à 30, ont été effectués de manière à procéder à un réajustement des valeurs de surpression et de célérité de l'onde incidente. Les résultats obtenus ne permettent pas ce recalage et ne sont donc pas présentés ici.

En effet, le train d'ondes de compression dans la modélisation est en retard par rapport aux données expérimentales. Cela signifie que la célérité du son du modèle est trop basse par rapport à celle de la mousse. En effet, la célérité du son de Wood est une estimation par valeurs basses [56] de la célérité du son de la mousse. Dans la limite de grandes longueurs d'onde devant le rayon des bulles, pour une mousse jeune, la célérité du son est approximativement 50 % plus élevée que la valeur prédite par cette théorie. De plus, elle décroît avec le mûrissement vers la célérité du son de Wood. Seule la prise en compte de l'élasticité du squelette liquide de la mousse à l'aide de la théorie de Biot non dissipative leur a permis de corroborer leurs résultats expérimentaux [55].

4.5 Conclusions partielles

Nous avons pu montrer que la mousse intègre, après le passage d'une onde de choc même d'amplitude faible, était détruite. Ainsi, la mousse étant un matériau hétérogène fragile, elle est fragmentée en un nuage de fines gouttelettes provenant des films et des ligaments liquides qui proviennent des Bords de Plateau. Ce scénario avait déjà été mis en évidence expérimentalement dans la littérature. Cependant, pour des foisonnements plus faibles, le milieu devient opaque et il est difficile de visualiser le phénomène.

En comparant les résultats numériques et les données expérimentales, nous avons pu en dégager sa signature sur la structure de l'onde de choc diphasique. En effet, celle-ci peut se décomposer en deux parties. La deuxième partie est plus classique. Elle correspond à la zone de relaxation des vitesses et des températures entre la phase dispersée liquide et la phase porteuse gazeuse, car elles sont en déséquilibre thermomécanique. Le liquide est assimilé à un spray de gouttelettes sphériques. Le coefficient de traînée, pris non constant et inversement proportionnel au nombre de Reynolds, a été ajusté afin de prendre en compte la non-sphéricité de ces ligaments, initialement de forme cylindrique et d'orientation aléatoire par rapport à la direction de l'écoulement porteur. Ainsi, la deuxième partie de la structure de l'onde de choc a pu être reproduite par le modèle.

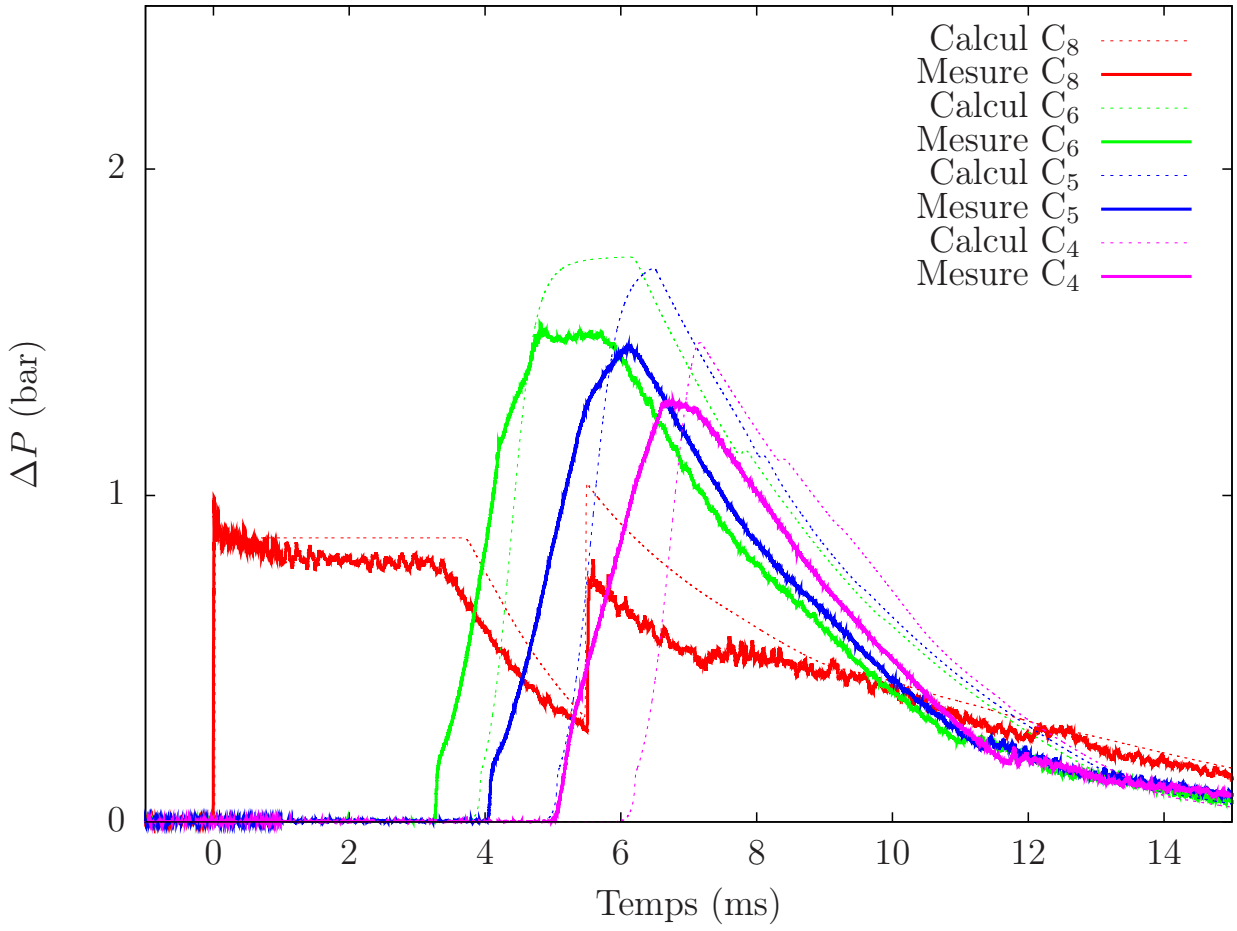

Fig. 40 – Simulation numérique de la propagation d'une onde de choc à Mach 1,3 dans une mousse de foisonnement 30. Prise en compte du modèle de fragmentation de la mousse et de la loi de trainée modifiée. Comparaison du calcul avec les mesures expérimentales sur les capteurs C_8, C_6, C_5 et C_4

La première partie correspond à un choc précurseur. Son amplitude dépend peu du foisonnement. Sa durée d'application ne semble pas dépendre de la distance de pénétration du choc dans la mousse. Ainsi, en indiquant au modèle que la mousse restait intègre en dessous d'une surpression de rupture, cette première phase a pu être restituée numériquement. Dans le modèle qui autorise plusieurs degrés de liberté, on indique alors que la relaxation des vitesses s'effectue à taux infini, ce qui implique que les deux phases évoluent à la même vitesse.

Cette étude nous a également permis de montrer que l'impact d'une onde de choc plane sur une mousse ne permettait pas l'atténuation du niveau de surpression. En effet, l'impédance acoustique de la mousse, de masse volumique plus élevée que l'air, implique que le choc transmis aura une amplitude de pression plus élevée. Ce niveau peut devenir comparable à celui d'un choc réfléchi pour de fortes fractions volumiques : le liquide agit comme un mur.

Cependant, la célérité du son d'une mousse peut être déterminée en première approximation par la célérité du son de Wood (voir *Fig. 41*), qui est restituée par le modèle. Elle peut atteindre des valeurs très faibles, par rapport aux célérités du son des fluides purs qui composent le milieu hétérogène. Ainsi, ce milieu devient très sensible aux conditions arrière et notamment aux détentes, qui peuvent rattraper l'onde de choc. Par voie de conséquence, quand les détentes ont parcouru une distance suffisante dans la mousse, l'atténuation de la surpression devient alors plus importante. Le mécanisme d'atténuation d'une onde de choc par la mousse aqueuse ne semble alors être possible que dans la mesure où elle est couplée à des détentes.

Ce mécanisme sera étudié plus en détail dans le prochain chapitre qui traite des expériences pyrotechniques, car l'onde de choc, les détentes et la zone de relaxation sont intimement liées au niveau de la structure de l'onde de souffle.

De plus, dans les configurations testées, l'onde de choc initiale transite globalement vers un train d'ondes de compression. En effet, le nombre de Mach du choc basé sur la célérité du son du gaz est inférieur à un, alors qu'il est supérieur à un, quand il est construit à partir de la célérité du son diphasique. Cela avait été mis en évidence expérimentalement par [9] dans le cas des mousses aqueuses et théoriquement dans l'analyse du modèle dilué pour les sprays dans [66]. Nous avons pu le mettre en évidence dans le cas de l'utilisation de ce modèle multiphasique pour les mousses aqueuses.

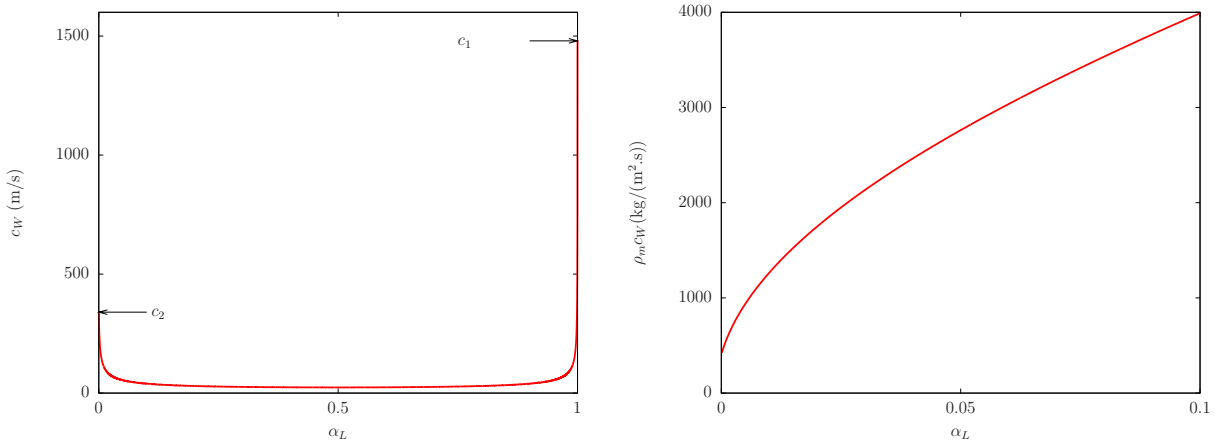

Fig. 41 – Evolution de la célérité du son et de l'impédance acoustique pour un mélange air/eau en fonction de la fraction volumique de l'eau. Célérité de Wood

Nous avons également mis en évidence que le train d'ondes de compression dans la modélisation est en retard par rapport aux données expérimentales. Cela signifie que la vitesse du son du modèle est trop basse par rapport à celle de la mousse, en accord avec les travaux de [56] dans le contexte des mousses humides.

Chapitre 5

Onde de souffle diphasique

5.1 Introduction

Les expérimentations en Tube A Choc développées dans le chapitre précédent ont permis d'apporter des élements de compréhension sur l'interaction d'une onde de choc avec de la mousse aqueuse. Ainsi, dans les configurations testées, l'onde de choc initiale transite globalement vers un train d'ondes de compression car le nombre de Mach du choc basé sur la célérité du son du gaz est inférieur à un, alors qu'il est supérieur à un, quand il est construit à partir de la célérité du son de Wood [9, 67].

En outre, dans le cas d'une mousse sèche et après s'être stabilisée, cette onde incidente se compose plus précisemment de deux parties : un choc précurseur et un train d'ondes de compression. Ce choc précurseur est la signature de l'effondrement et de la rupture de la mousse en un spray de ligaments liquides.

Dans ce chapitre, les améliorations apportées précédemment sont prises en compte et confrontées aux mesures réalisées sur les ondes de souffle. Le chapitre commence par une description de la campagne expérimentale. Il se poursuit par une validation de cette configuration lors de la réalisation d'essais d'étalonnage dans l'air. Il se termine par l'analyse de l'atténuation des ondes de souffle par les mousses aqueuses.

5.2 Présentation de la campagne

5.2.1 Montage expérimental

Configuration

De la même façon que Borisov *et al.* [9], Hartman *et al.* [33] et Domergue *et al.* [23], la configuration expérimentale a pour but de traiter d'une onde de souffle sphérique.

La *Fig. 42* représente un schéma de principe de l'expérience de confinement qui a été mise en œuvre. Elle consiste en une cuve cylindrique légèrement surélevée par rapport au sol. Les capteurs de pression ont été disposés sur des tiges de métal, qui ont été fixées sur un portique qui est désolidarisé de la cuve. L'explosif est disposé au centre de la cuve et est maintenu par des fils, arrimés à la cuve. Cela permet de figer sa position pendant le remplissage de la cuve par la mousse.

L'introduction de la mousse se fait par le haut de la cuve. Le foisonnement en sortie de générateur est constant tout au long de la production. A la différence des expériences réalisées jusqu'à maintenant au CEA, où la mousse était introduite par une ouverture située au bas de la structure de confinement, notre configuration expérimentale n'introduit aucune contre-pression, liée à la hauteur de mousse dans le volume, qui viendrait modifier le foisonnement en sortie du générateur.

La mousse générée pour cette campagne expérimentale a une compacité assez importante de par son procédé de fabrication et se répartit difficilement dans la cuve. Lors de sa répartition, nous avons pu constater qu'elle déplaçait la charge d'explosif et donc, modifiait la qualité des mesures. Nous avons donc choisi un système de maintien en position basé sur 6 points de fixation : un, en dessous, un, au-dessus et quatre autour de la charge. Le système de maintien devait être suffisamment robuste pour ne pas céder sous l'effet de l'écoulement de mousse, mais suffisamment inerte pour ne pas perturber la propagation des ondes de choc et éviter d'introduire une multitude d'ondes réfléchies dans le système. Une solution par fils de pêche a été retenue. La mise en place du système de maintien de la charge est préalable aux alignements des capteurs et à la prise des mesures.

Afin d'obtenir une onde de souffle sphérique, l'explosif utilisé est mis en forme au moyen d'une enveloppe sphérique. L'initiation est réalisée grâce à un détonateur placé au centre de la sphère.

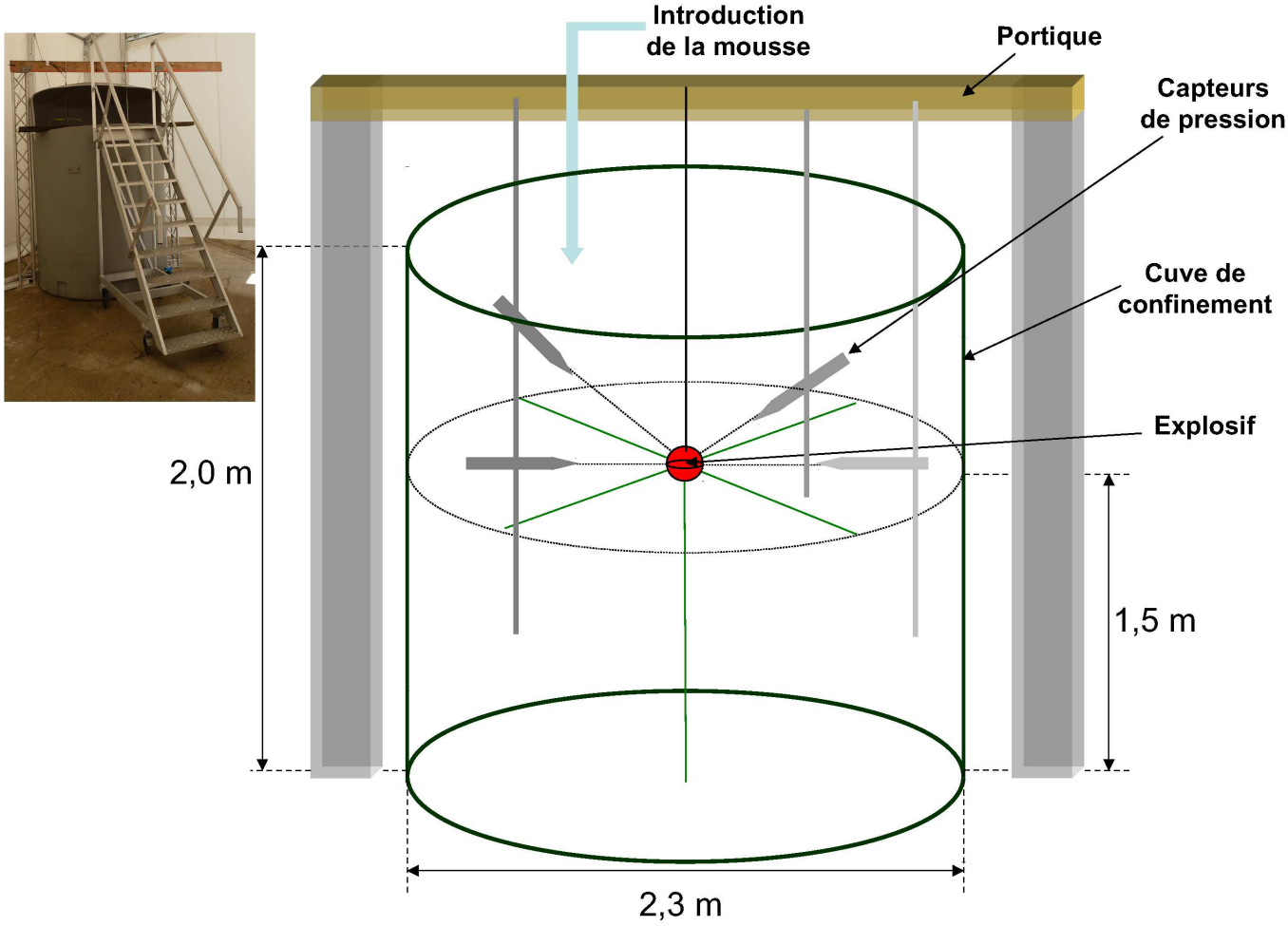

Fig. 42 – Configuration des expériences pyrotechniques "à petite échelle" réalisée au CEA de Moronvilliers. Détonation d'une charge de 145 g de plastrite® centrée dans un volume de mousse de foisonnement variable. La sphéricité de l'expérience est assurée par l'orientation des capteurs vers le centre de la charge, elle-même maintenue en position au centre de la cuve par un système d'attache. L'introduction de la mousse s'effectue par le sommet de la cuve afin d'assurer l'homogénéité du foisonnement dans tout le volume de confinement

En plus de l'enveloppe de confinement, il nous fallait disposer d'un matériau énergétique suffisamment malléable pour s'adapter à la forme de l'enveloppe. L'explosif utilisé est la plastrite® que nous présentons dans le paragraphe suivant.

Le deuxième paramètre garantissant la sphéricité réside dans la faculté à propager l'onde de choc sous une forme sphérique le plus longtemps possible. Nous avons également fait le choix de suspendre la charge afin d'éviter les effets dus au sol. De plus, les capteurs ont été positionnés de façon à ce que les mesures effectuées ne soient pas perturbées par les réflexions des ondes de choc sur les différentes parois de la cuve et qu'elles permettent l'évaluation de l'impulsion positive.

Après que nous nous soyons assurés de la sphéricité des expériences, la problématique des mesures est apparue. Afin de mesurer l'onde de choc incidente, l'orientation des capteurs par rapport à la charge explosive est importante. Dans cette configuration expérimentale, deux types de mesures ont été mis en œuvre :

– des mesures de pression de défilement qui correspondent à la mesure de la pression statique en aval du front d'onde,
– des mesures de pression d'arrêt qui correspondent à la mesure d'un choc réfléchi sur une paroi.

Les caractéristiques des capteurs sont présentées par la suite. Pour la mesure de défilement, il est important de positionner la membrane du capteur parallèlement à la direction de l'onde de choc. Ce capteur se présente sous la forme d'une flèche, qui doit être orientée vers le centre de la charge (voir *Fig. 43*).

Les capteurs de pression d'arrêt doivent par contre être disposés face à la charge, car la membrane est placée en direction du centre de la charge (voir *Fig. 44*). Pour cela, des supports spécifiques ont été conçus. Les capteurs sont insérés dans des pièces métalliques cylindriques de diamètre 100 mm de manière à ce que l'onde de souffle incidente vienne "taper" sur un mur et non uniquement sur le capteur. Cette pièce métallique nous permet de limiter les perturbations liées à la présence du capteur dans l'écoulement.

Matériau énergétique

L'explosif utilisé, la plastrite®, est un explosif militaire français. C'est une composition à base de pentrite, matériau énergétique dont l'énergie de détonation est de 5,95 MJ/kg et de poly-

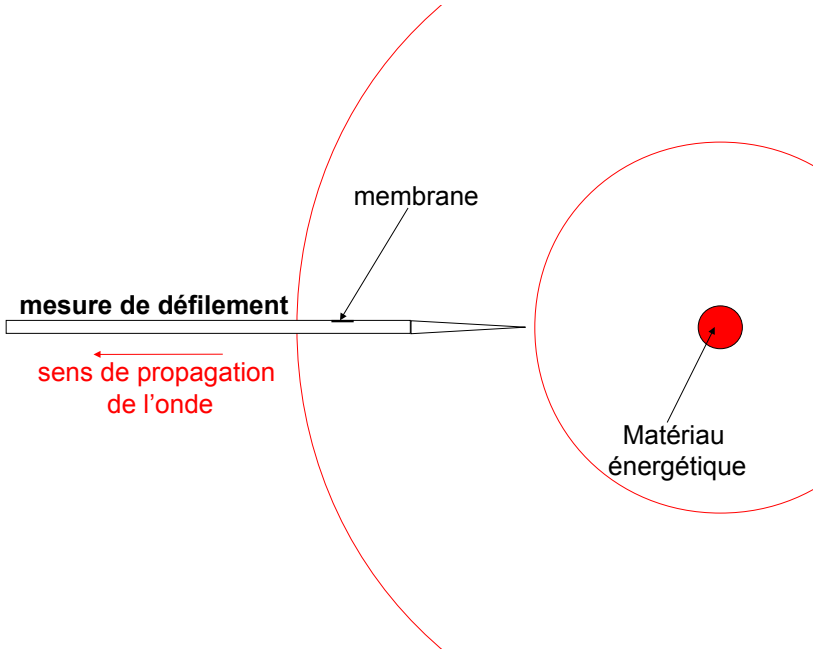

Fig. 43 – Mesure de la pression de défilement d'une onde de souffle réalisée à l'aide d'un capteur flèche de la marque PCB Piezotronics®

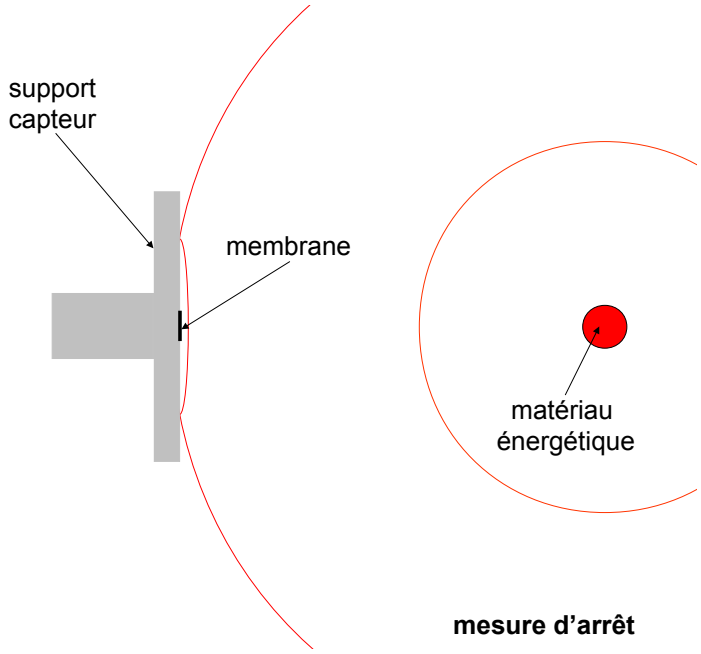

Fig. 44 – Mesure de la pression d'arrêt d'une onde de souffle réalisée par un capteur de la marque PCB Piezotronics®. Le capteur est inséré au centre d'un support cylindrique de conception CEA afin d'éviter des mesures d'écoulement turbulent

acrylate d'ethyle. Il se présente à température ambiante sous la forme de caoutchouc blanc, de phtalate de dibutyle, équivalent à de l'huile sous une forme liquide incolore et un plastifiant avec de l'adipate d'iso-octyle. Cet assortiment de pentrite et de matériaux inertes se décline sous plusieurs compositions explosives : formex®, plastémix®...

Pour la plastrite®, dont la concentration massique de pentrite est de 87 %, l'ensemble de la composition est de couleur blanche légèrement jaunie avec une odeur proche de celle dégagée par une gomme. Cet explosif est très malléable ce qui, dans notre application, est très intéressant car nous avons pu le former à l'image de l'enveloppe sphérique plastique utilisée pour le confiner. L'enveloppe sphérique est une sphère plastique transparente de rayon 3 cm et d'épaisseur 0,25 cm. Sous sa forme commerciale, la plastrite a une masse volumique de 1420 kg/m^3, une vitesse de détonation de 7200 m/s et une pression de Chapman-Jouguet de 20 GPa.

Dans la plupart des éléments bibliographiques sur les explosions aériennes [4, 38], l'explosif TNT est pris comme explosif de référence. A partir des propriétés de cet explosif (énergie de détonation, impulsion positive, temps d'arrivée...), un équivalent TNT pour chaque grandeur caractéristique est défini pour une composition énergétique connue. Cet équivalent TNT n'est pas universel et devrait être variable en fonction de la distance réelle à la charge. Cependant, dans nos résultats numériques, nous avons choisi de ne travailler qu'avec un seul équivalent TNT valable quelles que soient la distance à la charge et la grandeur considérée (surpression, impulsion...). Cette valeur est déterminée de la manière suivante.

La plastrite® est également composée de 13 % de matériau inerte. Ce matériau n'intervient pas dans le calcul de l'énergie de détonation, mais peut être déterminant pour l'évaluation de l'énergie de postcombustion de la composition. L'énergie de détonation de référence du TNT est de 4,18 MJ/kg, alors que l'équivalent TNT de la pentrite® est de 1,42. L'équivalent TNT associé à la plastrite® sera alors de 0,87 fois l'équivalent TNT de la pentrite®, soit 1,24.

Enfin, pour la réalisation de nos essais, l'explosif est confiné par une enveloppe sphérique en plastique de 0,25 cm d'épaisseur dont nous devons évaluer l'effet sur l'onde de souffle générée. Dans le cas d'un confinement en acier, la relation de Fano [58] permet de déterminer l'énergie de détonation, réellement effective et disponible pour l'onde de souffle. En effet, une partie de l'énergie de détonation sera consommée par l'endommagement de l'enveloppe de confinement et par la projection des multiples fragments et éclats.

Cette équation "semi-empirique" corrige la masse effective de la charge en tenant compte de la masse d'un confinement métallique. Elle se met initialement sous la forme suivante :

$$\frac{E_{disponible}}{E_{détonation}} = \left(0,2 + \frac{0,8}{1 + 2\frac{C}{W}} \right), \tag{5.1}$$

où W est la masse de l'explosif et C est la masse du confinement ; $E_{détonation}$ est l'énergie de détonation de l'explosif sans confinement et $E_{disponible}$ est l'énergie de détonation effectivement disponible pour l'onde de souffle, qui peut atteindre 20 % de l'énergie de détonation, si la masse de confinement est importante.

La version modifiée de l'équation de Fano est plus couramment utilisée. Elle est basée sur la connaissance des effets du TNT confiné par de l'acier :

$$\frac{E_{disponible}}{E_{détonation}} = \left(0,6 + \frac{0,4}{1 + 2\frac{C}{W}} \right). \tag{5.2}$$

Cette nouvelle équation montre que l'énergie disponible à la propagation du souffle atteint au minimum 60 % de l'énergie de détonation. Les résultats de cette équation, pour le TNT et pour un rapport de la masse de confinement sur la masse d'explosif compris entre 0 et 10, sont représentés sur la *Fig. 45*.

Cette *Eq. (5.2)* permet de déterminer une valeur approximative de l'efficacité de l'explosif confiné. Les coefficients sont définis en fonction de l'explosif considéré et du matériel utilisé pour le confinement. Cette équation n'est plus valable lorsque le système de confinement de l'explosif est en mesure de contenir tous les produits de la détonation car, dans ce cas, il n'y a plus d'onde de souffle et d'énergie de souffle. De plus, elle ne prend pas en compte l'énergie apportée par la combustion des produits de détonation des explosifs non idéaux.

Bien qu'ayant été établie et corroborée pour des confinements métalliques, la relation de Fano va nous indiquer la nature de la correction à apporter à notre équivalent TNT. L'enveloppe que nous considérons a une masse de 6 g contre 145 à 150 g d'explosif, ce qui correspond à un rapport de masse C/W de 0,04. Pour un tel rapport, 95 % de l'énergie de la détonation est transmise à l'onde de souffle. Aucune correction à notre équivalent TNT de 1,24 n'a donc été effectuée.

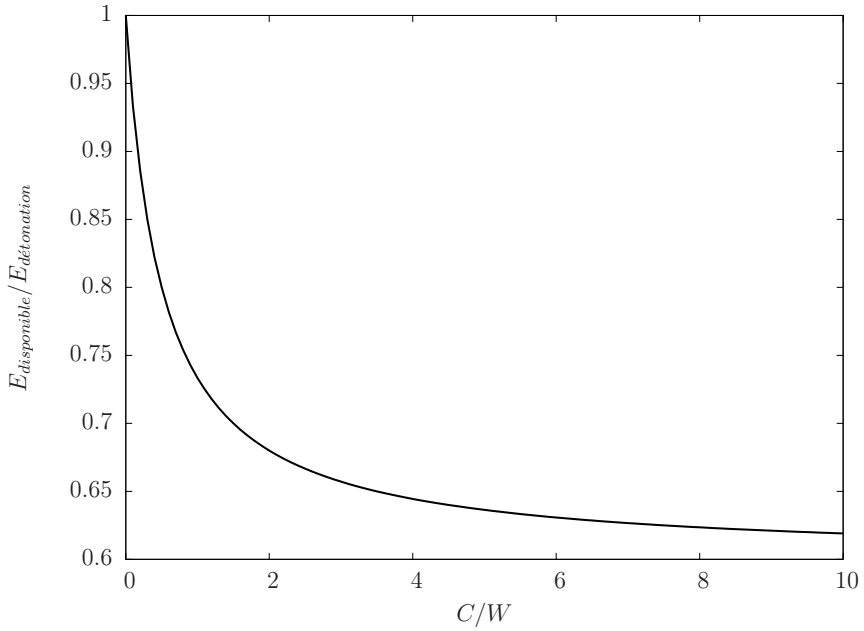

Fig. 45 – Utilisation des équations de Fano pour déterminer l'efficacité du TNT en fonction de la masse d'un confinement en acier C autour de l'explosif de masse W

Acquisition des données - Chaînes de mesure

La chaîne d'acquisition des mesures est similaire à celle mise en place sur les expérimentations en Tube A Choc : le capteur est associé à un conditionneur de signal et les signaux bruts sont acquis et enregistrés sur des oscilloscopes.

La *Fig. 46* est une illustration des chaînes de mesure associées aux séquences de défilement et d'arrêt. Les capteurs flèches, utilisés pour les mesures de défilement, sont reliés aux conditionneurs de signaux 482C05 par des câbles BNC/BNC. Les conditionneurs sont reliés aux oscilloscopes Lecroy® par ce même type de connectique. Les capteurs d'arrêt possèdent la même chaîne de mesure, mais sont connectés grâce à des fiches 10-32 (qui ont une meilleure étanchéité que les fiches BNC).

Dans cette campagne, les capteurs utilisés pour les mesures de pression de défilement sont de la gamme PCB 137A2X. Les plages de fonctionnement des capteurs sont définies en fonction de leur distance à la charge. Les distances réduites étudiées dans les expériences parcourent l'intervalle 0,7 à 1,5 m/kg$^{1/3}$. Pour ces distances réduites, la gamme de mesure de pression des capteurs choisie est de 0 à 6,9 bar (série des 137A23) pour les capteurs les plus éloignés et 0 à 69 bar (série des 137A22) pour les capteurs les plus proches de la charge. Ces capteurs enre-

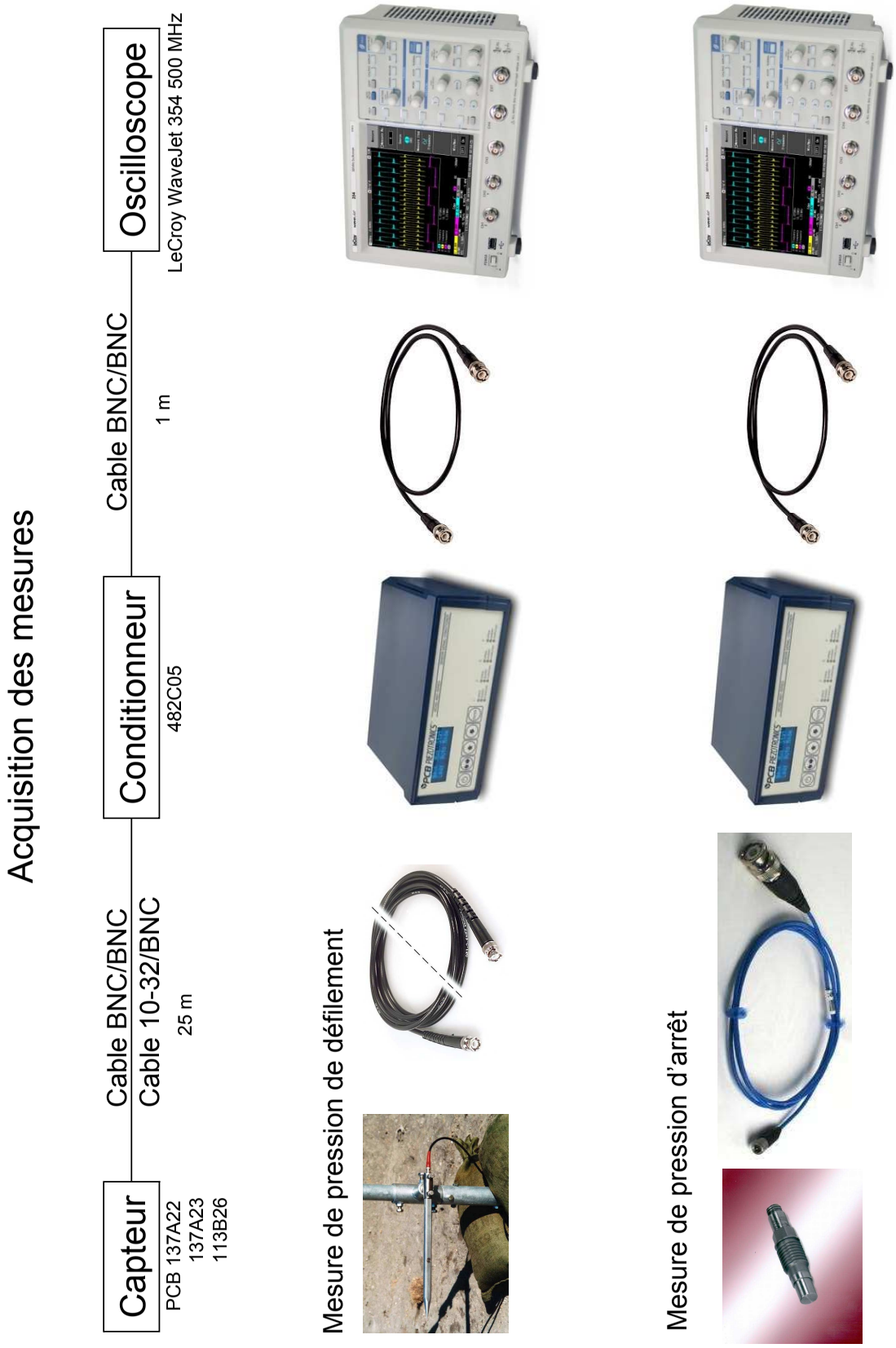

Fig. 46 – Chaînes de mesure de pression utilisées lors des expérimentations pyrotechniques "à petite échelle" de détonation d'une charge de 145 g de plastrite® dans un volume de mousse de foisonnement variable

gistrent des mesures de pression de défilement. Dans le montage expérimental, les connectiques électriques sont isolées de la mousse grâce à l'apposition d'un adhésif commercial. Les membranes des capteurs sont laissées libres au contact de la mousse de manière à ne pas retarder les temps d'arrivée des ondes et à ne pas atténuer excessivement les valeurs des surpressions mesurées. La présence d'une couche de liquide sur la membrane peut déjà induire un retard sur les temps d'arrivée des ondes et une insensibilisation partielle du capteur à l'onde de pression.

Pour les mesures de pression d'arrêt, des capteurs de la gamme PCB 113B26 sont utilisés. Ils permettent d'effectuer des mesures dans une gamme de pression allant de 0 à 27,6 bar. Leur temps de montée pour une sollicitation de type choc, est inférieur à la microseconde. Ils ont un temps de décharge de l'ordre de la seconde. La structure de l'onde incidente et sa phase positive sont bien reproduites et donc analysables.

Les deux types de capteurs sont associés à un conditionneur sans gain de la gamme 482C05 permettant de connecter et d'alimenter 4 capteurs à la fois. Les oscilloscopes de marque Lecroy® sont réglés pour des mesures toutes les 40 ns.

Enfin, nous estimons que nos erreurs de mesure sont initialement de l'ordre de 10 %. Elles résultent des erreurs liées à la configuration expérimentale et aux capacités des capteurs. Les sources d'erreur de mesure sont : la détermination des distances entre le centre de la charge explosive et la mesure, l'erreur d'orientation du capteur (son alignement vers le centre de la charge), la capacité des capteurs à reproduire la structure de l'onde de souffle incidente, et enfin les effets liés au remplissage de la cuve par la mousse.

5.2.2 Mousse aqueuse

Générateurs de mousse

Dans cette campagne expérimentale, deux types de générateurs de mousse et deux types de solutions moussantes ont été mis en œuvre. Les deux générateurs se distinguent par leur capacité de production de mousse et leurs gammes de foisonnement. Les deux types de solution moussante se différencient, principalement, par leur viscosité. L'une est trois fois plus visqueuse que l'autre. Une brève description de chacun de ces systèmes est fournie ci-après.

Générateur de mousse à convection libre, à grand débit et à foisonnement fixe

Le générateur décrit ici est un système à grand débit permettant la production d'un important volume de mousse en très peu de temps. Ce générateur a un débit de 9 m^3 de mousse par minute,

son nom usuel est LR5 (voir *Fig. 48*). La mousse se présente sous une forme peu compacte et a un comportement assez liquide. Le foisonnement produit reste, quels que soient les réglages, voisin de 60. Une motopompe permet d'alimenter le circuit de génération de la mousse avec un débit de liquide suffisamment haut pour assurer le bon fonctionnement à la fois de la pompe doseuse et du générateur de mousse qui a une pression optimale de fonctionnement de 4,2 bar.

L'émulseur est le produit chimique qui permet de fabriquer la solution moussante. Il est contenu dans un bidon d'une capacité d'une tonne et il est ajouté au débit d'eau par l'intermédiaire d'une pompe doseuse (Firedos®). Cette pompe doseuse est préalablement réglée pour générer un prémélange contenant 6 % d'émulseur. A la suite de la Firedos®, un mélangeur statique à ailettes est disposé pour homogénéiser la solution d'eau et d'émulseur. Le liquide est ensuite transporté vers le générateur de mousse où le brassage avec l'air se fait dans un tamis de forme conique au moment de l'injection du liquide. Le maillage des tamis est de 1 mm. La mousse produite par ce système a une taille de bulles moyenne de quelques millimètres avec une dispersion élevée. La *Fig. 47* présente une comparaison du nombre de bulles en fonction du rayon des bulles lorsque les mousses sont générées à partir de lances conventionnelles (à convection libre - courbe verte) ou de lances à convection forcée (courbe rouge).

Pour la lance conventionnelle (LR5), la taille moyenne des bulles est de 2,4 mm.

Générateur de mousse à convection forcée, à foisonnement variable

Le générateur, décrit dans ce paragraphe, est un système à débit de mousse modulable. Pour un foisonnement moyen de l'ordre de 60, le débit de mousse accessible est compris entre 80 et 600 L/min. Ce générateur, est particulièrement, adapté pour générer de la mousse dans des configurations expérimentales où le volume est de l'ordre de la dizaine de mètres cube. Son nom usuel est le générateur de Mousse à Air Surpressé (MAS).

Ce générateur est un système complètement autonome, très modulable et facile à mettre en œuvre avec une équipe d'intervention réduite. Il est composé d'une cuve pouvant contenir jusqu'à 100 L de prémélange (voir *Fig. 49*), une pompe avec un débit variable maximal de 15 L/min prélève le liquide de la cuve pour l'injecter à travers un mélangeur statique à ailettes. Le prémélange traverse ensuite un filtre qui a pour rôle de bloquer les impuretés de l'eau et de l'émulseur qui ne se serait pas bien solubilisé lors de la fabrication de la solution moussante dans la cuve. Ce filtre garantit l'injection d'un liquide parfaitement fluide dans la buse d'injection, qui produit un jet de prémélange de forme conique. A travers ce jet conique, un débit contrôlé

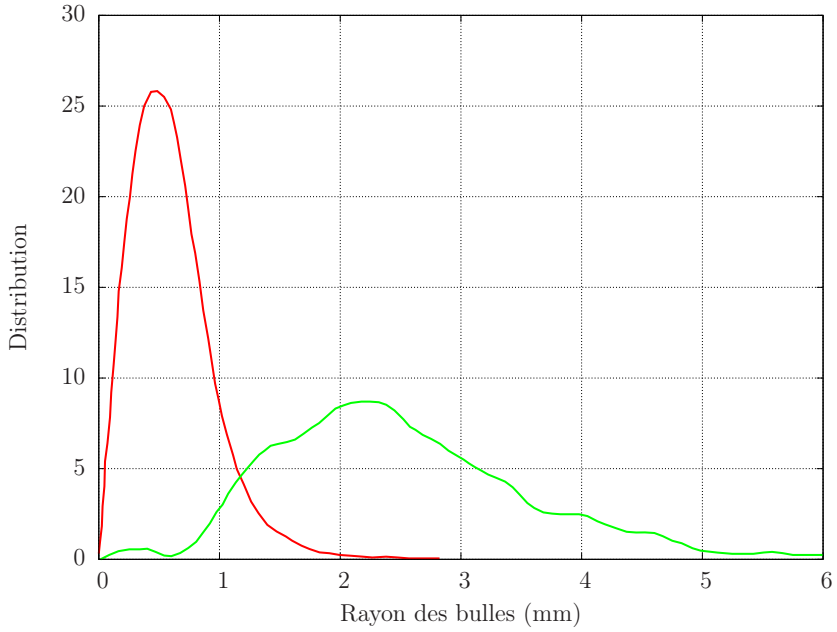

Fig. 47 – Distribution des tailles des bulles pour une mousse de foisonnement 60 générée soit par convection libre (LR5 - vert) soit par convection forcée (MAS - rouge

d'air est également injecté dans la lance. La mousse est formée par passage du mélange solution moussante / air à travers des tamis successifs. Le choix du nombre de tamis et de la taille de la maille conditionne la taille des bulles de la mousse.

La *Fig. 47* représente la distribution des tailles des bulles pour une mousse de foisonnement 60 générée à l'aide de 3 tamis fins de mailles 200 µm. Le rayon moyen des bulles est de l'ordre 0,5 mm.

Propriétés de la mousse aqueuse

Caractérisation physico-chimique des prémélanges

Sur cette campagne expérimentale, le choix d'utiliser des émulseurs du commerce a été effectué. Les émulseurs choisis sont produits par la société Eau et Feu [25] pour le CEA. Leurs appellations commerciales sont DP-SF/2 et R2. Les émulseurs du CEA comme les émulseurs utilisés par les pompiers pour les extinctions d'incendies sont composés de plusieurs classes de produits chimiques communes.

Un bon émulseur est un mélange de produits chimiques créant une synergie particulière dans la solution finale. Pour fabriquer une mousse, il suffit de posséder une base moussante qui est

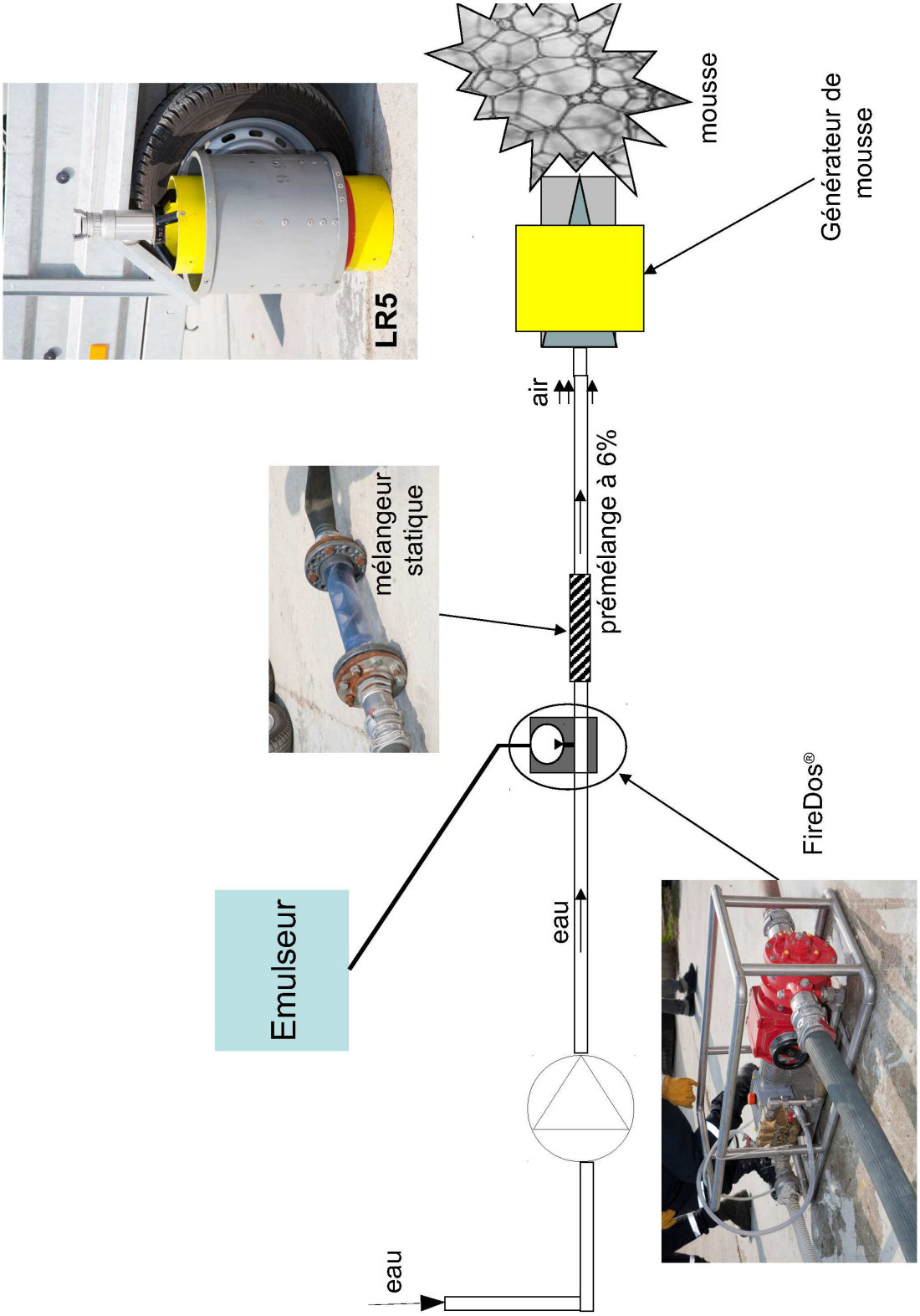

Fig. 48 – Mode de production de la mousse à l'aide d'un générateur à grand débit à convection libre - générateur LR5. Il comprend une motopompe pour amener l'eau, une pompe doseuse pour adjoindre l'émulseur, un mélangeur statique à ailettes et un tamis conique pour former la mousse

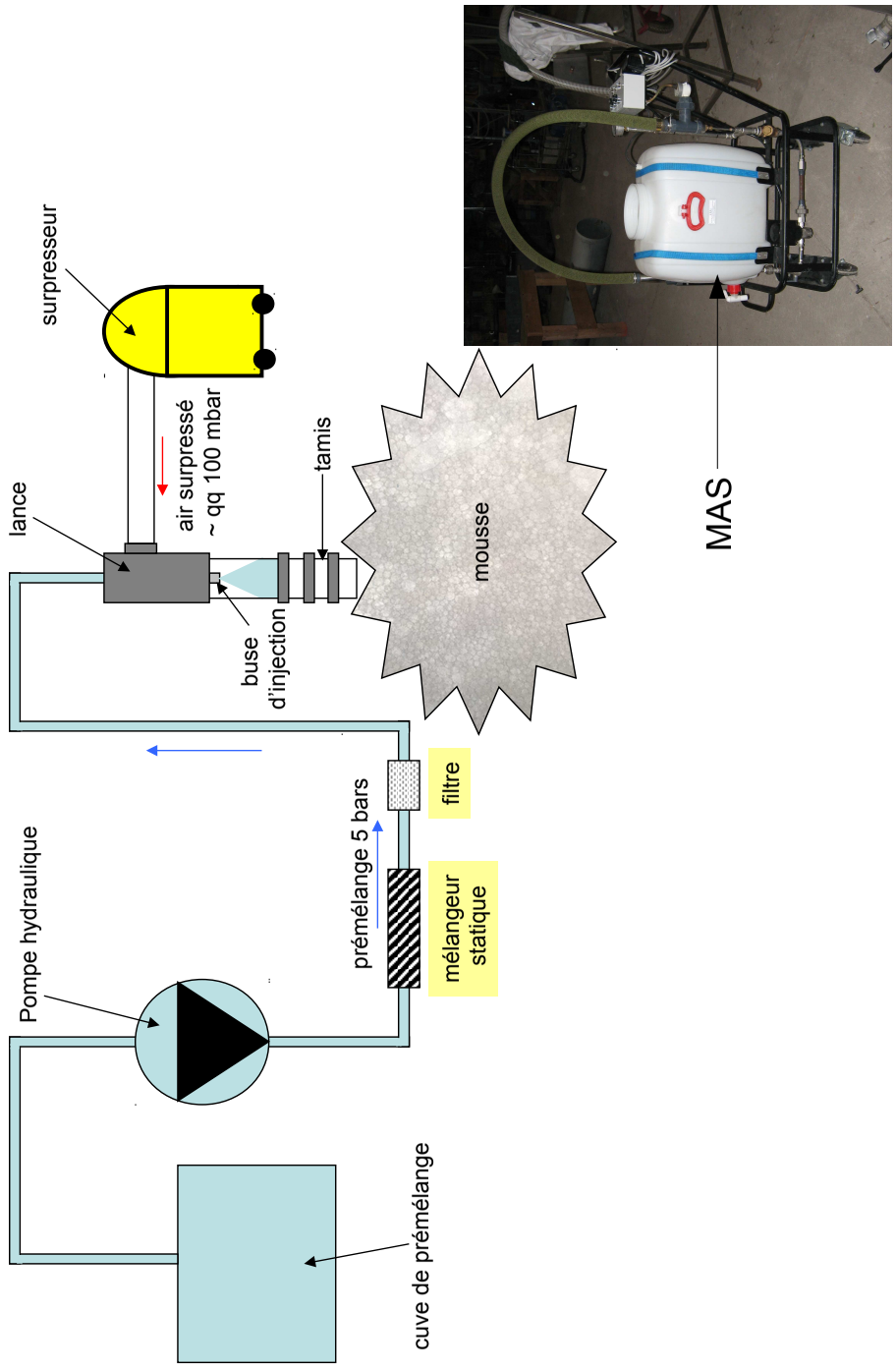

Fig. 49 – Mode de production de la mousse à l'aide d'un générateur à convection forcée - générateur MAS. Il se présente sous la forme d'un chariot contenant la cuve de prémélange, la pompe, le mélangeur statique, le filtre et la lance

généralement constituée par un produit anionique. Dans le cas des émulseurs employés, cette base moussante est composée d'une solution de sulfates d'alcool gras, solution dans laquelle les alcools gras sont solubles. Les alcools gras sont des éléments à chaînes carbonées de 12 à 14 éléments se présentant sous la forme d'un solide blanc. Ce produit seul suffit à la production d'une mousse. Mais celle-ci ne sera pas stable dans le temps. Il faut donc lui ajouter un élément supplémentaire augmentant la viscosité du prémélange dans les parois des bulles. Ici, le choix du viscosant s'est porté sur l'utilisation d'un polymère hydrosoluble à base de sucre, qui est la gomme de xanthane. Celle-ci se présente sous la forme d'une fine poudre blanchâtre inodore qui a la particularité, en très petite quantité, de gélifier la solution dans laquelle elle se solubilise. Son dosage dans l'émulseur va définir l'aspect final du produit. Ces deux éléments chimiques sont nécessaires et suffisants à la production d'une mousse de bonne qualité. Cependant, un booster de mousse composé de glycol est utilisé de manière à favoriser encore plus la moussabilité du produit et donc atteindre des foisonnements de mousse plus élevés (supérieurs à 10-12). Enfin, le fabricant doit garantir son produit dans le temps (conservation des propriétés pendant plusieurs années). Or, le mélange d'un alcool gras et d'un sucre est favorable à la génération de bactéries qui vont s'attaquer à la base moussante et rendre le produit inutilisable. Le fabricant de l'émulseur va donc ajouter un bactéricide à son mélange. Enfin, le produit doit pouvoir être utilisé dans des conditions météorologiques hivernales. Le producteur ajoute donc un autre type de glycol qui va permettre d'abaisser le seuil de solidification de l'émulseur et qui inhibe la micellisation du polymère hydrosoluble et sa décantation hors du mélange initial.

Les prémélanges, composés d'eau et d'émulseur, contiennent 6 % en masse d'émulseur, qui est la masse minimale nécessaire pour fabriquer de la mousse. Cependant, afin de nous assurer que le procédé de génération de la mousse ne soit pas une étape bloquante du protocole de la mise en place du tir, sur la dalle de tir, la masse d'émulseur dans la solution moussante a été portée à 8 %.

La viscosité et la tension de surface des produits sont connues. La tension de surface du prémélange à 6 % est de 24 mN/m (deux fois inférieure à la tension de surface de la mousse fabriquée pour la campagne expérimentale en Tube A Choc) pour le DP-SF/2 et le R2. De même, la viscosité est de 108 Pa.s pour le DP-SF/2 et de 270 Pa.s (solution $\sim$ 20000 fois plus visqueuse que celle utilisée à Marseille) pour le R2. Les deux émulseurs diffèrent, principalement, par leur concentration en gomme de xanthane.

Taille des bulles des mousses

Le principe des mesures est le même que celui utilisé pour caractériser les mousses utilisées dans les expériences en Tube A Choc. La mousse est disposée dans un aquarium en verre et les photographies sont prises à travers une paroi de l'aquarium. Le "détourage" est ensuite réalisé de la même façon.

Nous présentons les résultats du dépouillement des images des mousses de foisonnement 30 et 120 fabriquées à l'aide du générateur MAS. Les rayons de bulles dépouillés ont tendance à suivre une courbe de répartition statistique basée sur la loi statistique de Gauss.

$$P(X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{X-\mu}{\sigma}\right)^2\right), \tag{5.3}$$

avec μ espérance (ou moyenne) de la distribution et σ son écart-type.

Les *Fig. 50 et 52* présentent les résultats obtenus sur ces 2 mousses.

La mousse de foisonnement 30 a un rayon de bulles moyen d'environ 107 µm avec un écart-type de 39 µm. Par rapport à la mousse fabriquée à l'aide du mélangeur à billes, la répartition des bulles est répartie autour d'un seul pic de probabilité.

Pour la mousse de foisonnement 120, nous constatons que la mousse présente deux distributions de bulles dont les rayons moyens respectifs sont de 160 et 464 µm avec des écarts-types sur chacun des pics de 75 et 134 µm.

Une comparaison des structures des deux mousses aqueuses est visible sur les *Fig. 51 et 53*. Les photos ont été faites environ 5 minutes après la fin du remplissage de l'aquarium de mousse.

La connaissance des diamètres moyens des bulles de gaz contenues dans la mousse va nous permettre d'initialiser nos calculs dans M^{3}OUSSACA à l'aide de la méthode de détermination de la géométrie d'une cellule de mousse développée au Chapitre 2. Pour la mousse de foisonnement 30, le nuage de gouttes modélisant la mousse sera initialisé avec un diamètre de 47 µm. Pour la mousse de foisonnement 120, il sera initialisé avec un diamètre de 146 µm.

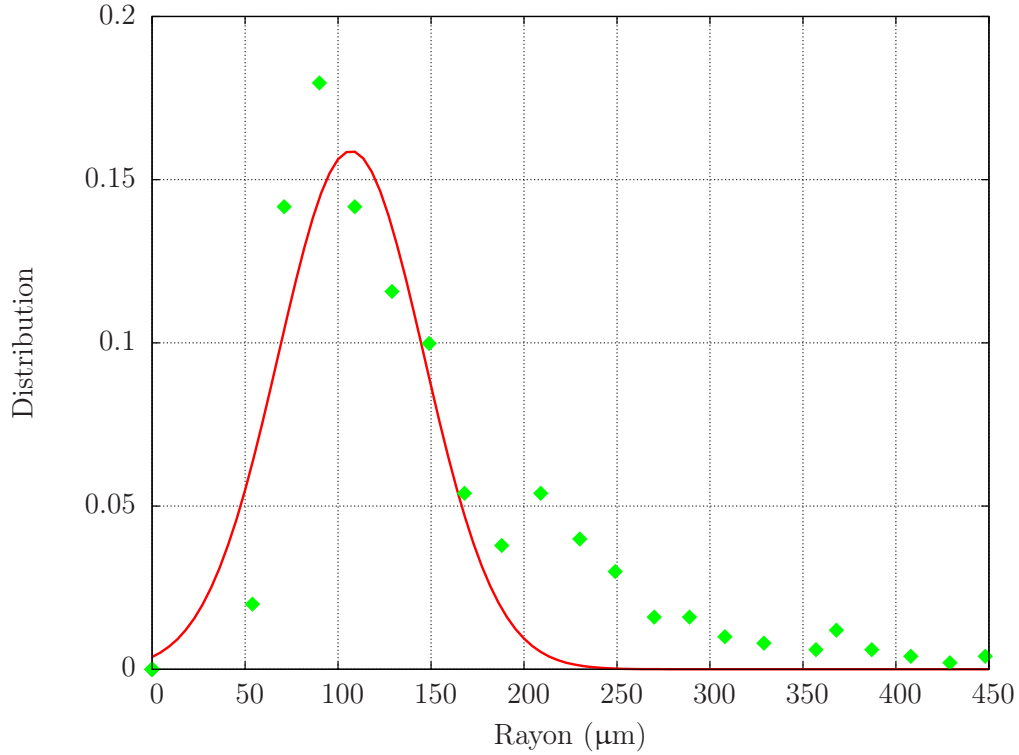

Fig. 50 – Distribution de tailles des bulles pour la mousse de foisonnement 30 fabriquée à l'aide du générateur MAS et de l'émulseur R2

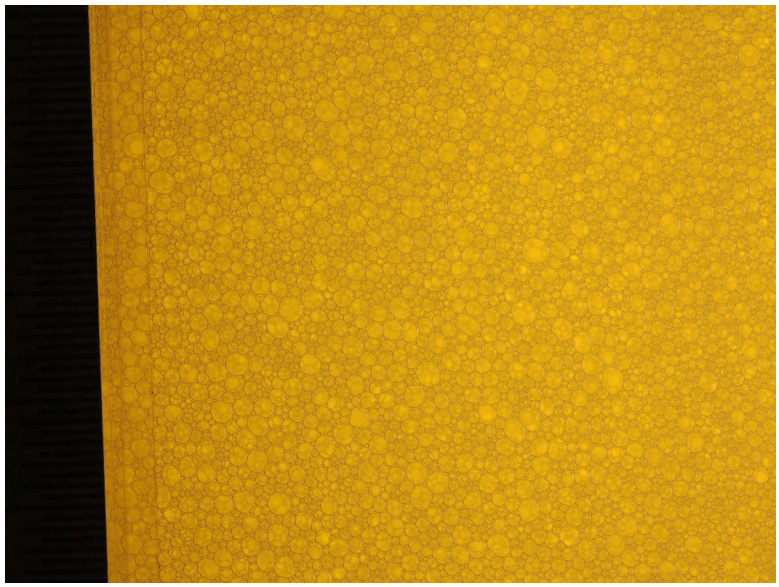

Fig. 51 – Photographie d'un échantillon de mousse, grossi 60 fois, de foisonnement 30 fabriquée à l'aide du générateur MAS et de l'émulseur R2

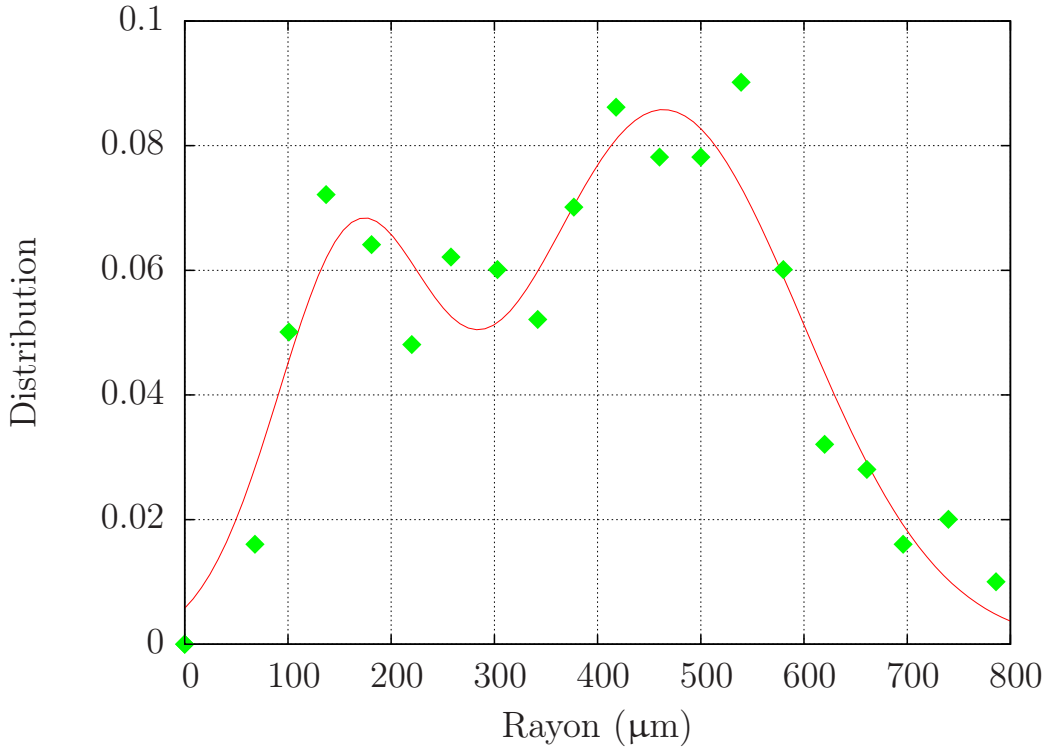

Fig. 52 – Distribution de tailles des bulles pour la mousse de foisonnement 120 fabriquée à l'aide du générateur MAS et de l'émulseur R2

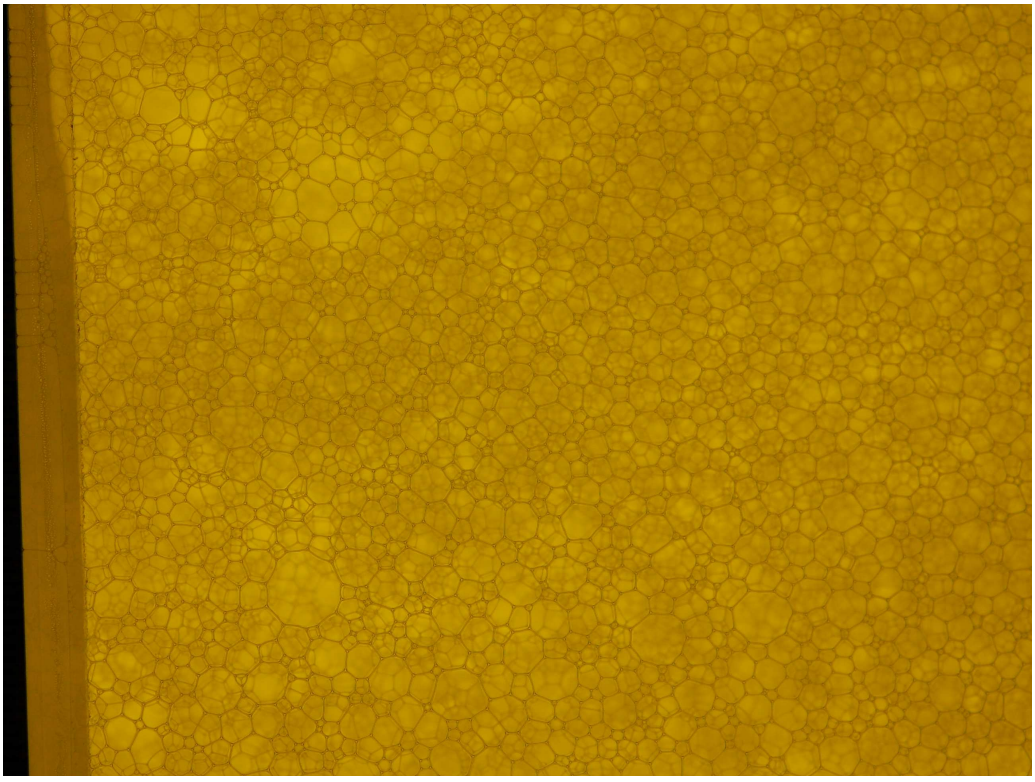

Fig. 53 – Photographie d'un échantillon de mousse, grossi 60 fois, de foisonnement 120 fabriquée à l'aide du générateur MAS et de l'émulseur R2

Mesure du foisonnement de la mousse et de sa décantation

La réalisation des expériences pyrotechniques, compte tenu des débits des générateurs décrits ci-dessus, nécessite un temps de mise en œuvre de l'ordre de 30 à 45 min. Au cours de ce temps, la mousse se réarrange et ses propriétés macroscopiques et géométriques (principalement le foisonnement et la taille des bulles) peuvent évoluer en fonction de la hauteur de la colonne de mousse générée et du temps de mise en œuvre du tir.

Une expérience de mesure de l'évolution du foisonnement de la mousse en fonction de la hauteur du remplissage et du temps a été mise en œuvre dans une colonne de 4 m de hauteur. Son principe et son instrumentation sont décrits sur la *Fig. 54*.

Cinq capteurs de pression mécaniques de la marque EFFA® sont disposés tous les 50 cm le long de la colonne de mousse de diamètre interne $\phi = 50$ cm. Ils sont équipés d'une membrane avec d'un côté une prise d'air atmosphérique et de l'autre un contact avec la mousse. Les capteurs employés ont été modifiés par un collaborateur de la société ERPI[1]. L'usage de raccords type "pompier" de diamètre $\phi = 90$ mm a permis de rendre les capteurs facilement montables et démontables sur la colonne de mousse. La membrane permettant la mesure a été redimensionnée de manière à ce que la mesure de la pression soit effectuée sur une cellule dont le diamètre est supérieur au diamètre caractéristique des bulles, de l'ordre du millimètre.

Le principe de fonctionnement de ces capteurs mécaniques est présenté sur la *Fig. 55*. Ces capteurs sont branchés sur une centrale d'acquisition de marque Yokogawa®. Le système permet l'alimentation et l'enregistrement en continu du différentiel de pression s'exerçant de part et d'autre de la membrane du transducteur de pression. L'acquisition est déclenchée avant l'introduction de la mousse : ces données nous permettent de réaliser la mise à zéro des capteurs. En effet, l'orientation de la membrane dans l'espace influe sur la mesure, il est donc important de déclencher les mesures avant la réalisation de l'essai.

L'introduction de la mousse dans la colonne engendre une augmentation du différentiel de pression ressenti de part et d'autre de la membrane. Une des difficultés de l'expérience est de faire pénétrer la mousse dans les capteurs (qui sont déportés de la colonne) et de lui faire atteindre la face externe de la membrane. Les purges des capteurs ont été ouvertes pour faciliter l'écoulement de la mousse. Lorsque la mousse commence à en dégorger, ces dernières sont fermées et

1. Etudes Recherches Protection Incendie, société basée à Reims et fournisseur des générateurs de mousse utilisés dans ces campagnes d'essais.

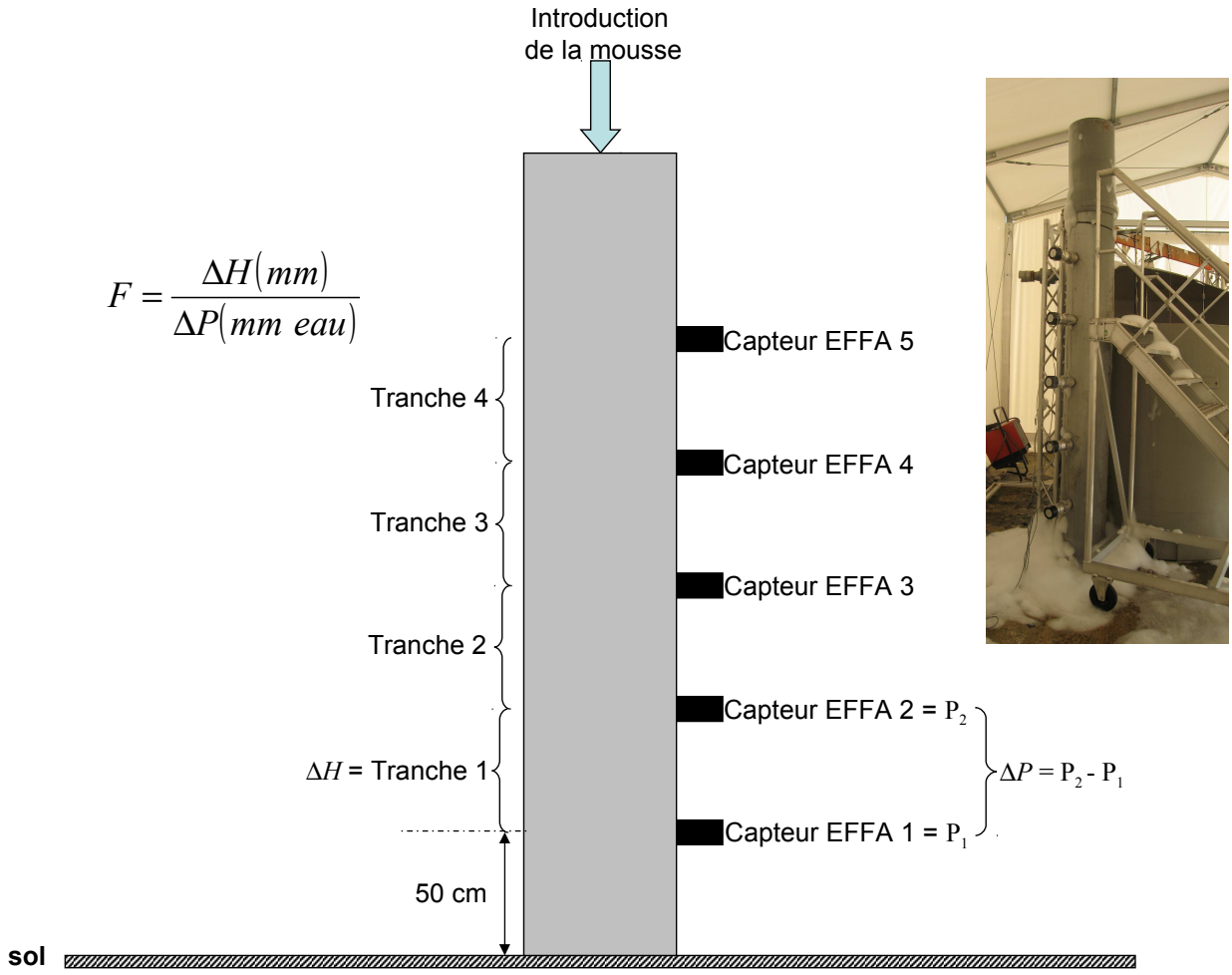

Fig. 54 – Configuration de l'expérience de mesure de la décantation des mousses utilisées lors des expériences pyrotechniques réalisées au CEA de Moronvilliers. La mousse est introduite au sommet d'une tour de 4 m *de hauteur. Des mesures de pression statique sont réalisées tous les 50* cm *sur une hauteur de 2,5* m*, la mesure en continu de la pression de la mousse sur la membrane des capteurs permet de déterminer le foisonnement moyen de la couche de mousse se situant entre deux capteurs successifs*

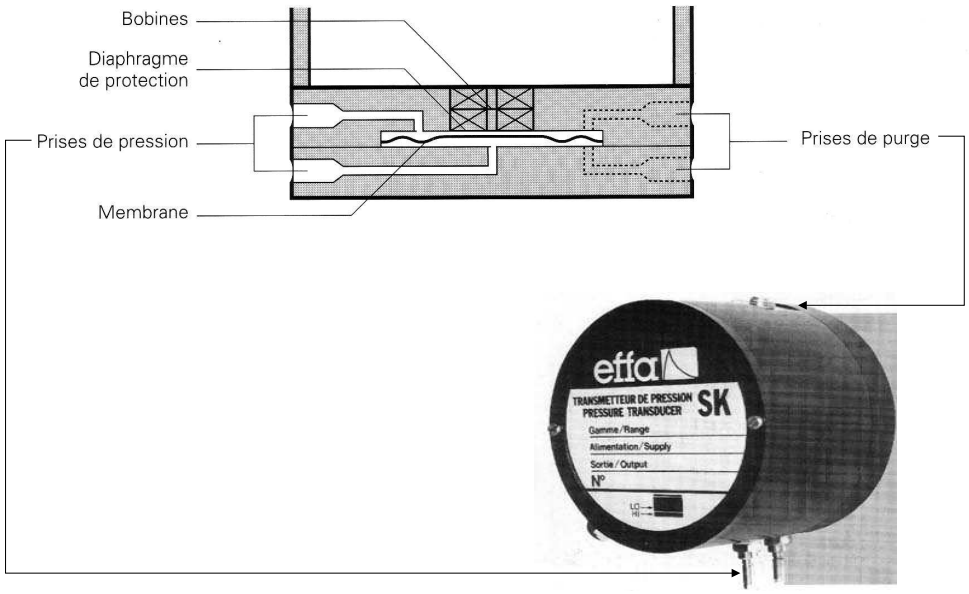

Fig. 55 – Schéma de principe du fonctionnement d'un capteur de pression statique utilisé sur les expériences de mesure de décantation de la mousse réalisées au CEA de Moronvilliers

les données acquises à partir de cet instant sont exploitables.

En analysant les résultats obtenus, il est remarquable que la pression vue par les capteurs à membrane continue sensiblement à augmenter sur une durée d'une trentaine de minutes après l'introduction de la mousse. Nous pensons que ce phénomène est dû à une homogénéisation du volume de mousse dans la colonne. En effet, afin de conserver une production de mousse de foisonnement stable au cours du remplissage de la colonne, celle-ci est introduite par le sommet de la colonne. Par conséquent, une fois sortie de la lance du générateur, elle tombe sur une hauteur de 4 m. De plus, la mousse générée est très compacte, il est donc fortement possible que des bulles d'air se soient formées entre les "boudins" de mousse qui ont chuté depuis le haut de la colonne. Ces boudins sont dus au générateur de mousse et au passage successif de la mousse à travers les tamis à mailles fines. Les bulles remonteraient ensuite doucement à la surface de la mousse. Pour mesurer l'effet de la gravité sur la mousse et de son drainage, nous nous concentrerons sur la variation de la pression et du foisonnement à partir de $t = t_{fin\ de\ remplissage}$+30 min.

Le traitement des données est explicité ci-dessous.

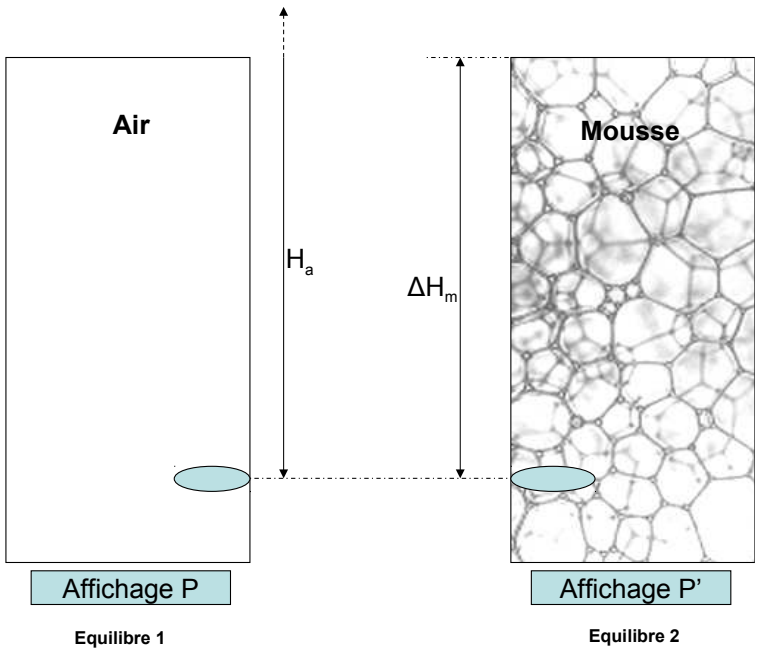

Fig. 56 – Schéma de principe de la méthode de calcul du foisonnement d'une mousse aqueuse avec capteurs de pressions statiques. Les capteurs fonctionnent en différentiel par rapport à une mesure d'étalonnage réalisée dans l'air : l'indice a désigne l'air et l'indice m la mousse

Les conventions d'écriture sont définies sur la *Fig. 56*. L'indice a est utilisé pour nommer les paramètres caractéristiques de l'air, l'indice m pour la mousse, ρ désigne la masse volumique, P la pression, g la constante de gravitation, H est une hauteur.
En écrivant l'équilibre des forces s'exerçant sur la colonne de mousse de section S, on a :
– pour l'équilibre 1 :

$$P = \rho_a g H_a, \tag{5.4}$$

– pour l'équilibre 2 :

$$P' = \rho_m g \Delta H_m + \rho_a g \left(H_a - \Delta H_m\right), \tag{5.5}$$

soit encore :

$$P' - P = \Delta P = \left(\rho_m - \rho_a\right) g \Delta H_m. \tag{5.6}$$

Pour rappel, le foisonnement d'une mousse aqueuse se définit comme le rapport entre le volume qu'occupe la mousse et le volume de liquide nécessaire à sa fabrication :

$$F = \frac{V_{mousse}}{V_{prémélange}} = \frac{\rho_{prémélange}}{\rho_m}. \tag{5.7}$$

En exprimant la variation de pression ΔP en fonction d'une hauteur d'eau équivalente ΔH_e, on obtient alors :

$$\Delta P = \rho_e g \Delta H_e \tag{5.8}$$

Par conséquent :

$$P' - P = \Delta P = (\rho_m - \rho_a)\, g \Delta H_m = \rho_e g \Delta H_e. \tag{5.9}$$

En première approximation, il est possible d'écrire que $\rho_m - \rho_a = \rho_m$.

En divisant ensuite par g et comme $\rho_{prémélange} \approx \rho_e$, on obtient l'équation simplifiée suivante :

$$\frac{\Delta H_m}{\Delta H_e} = \frac{\rho_{prémélange}}{\rho_m} = F. \tag{5.10}$$

En exprimant ΔP en hauteur d'eau dans une unité équivalente à ΔH_m, il est possible de mesurer le foisonnement à l'aide des capteurs de pressions statiques par l'application de la relation :

$$\boxed{F = \frac{\Delta H_m}{\Delta P}}. \tag{5.11}$$

Les *Fig. 57, 58 et 59* présentent les résultats des expériences menées sur trois foisonnements différents : 30, 60 et 120. A gauche sont présentées les mesures de pression aux emplacements des capteurs et à droite, les foisonnements associés pour la tranche comprise entre deux capteurs consécutifs. Les distances présentées en légende correspondent aux hauteurs où les mesures sont considérées.

La *Fig. 59* présente plusieurs anomalies sur l'enregistrement. La première sorte d'anomalie concerne les pics décroissants visibles aux instants de 40 et 100 min ; ces anomalies sont probablement dues à un dysfonctionnement de la centrale d'acquisition. Nous ne sommes pas en mesure de fournir d'explications matérielles sur ces phénomènes. Pour les augmentations brutales de pression visibles sur les capteurs 1, 2 et 3 respectivement aux instants de 60, 80 et 140 minutes, nous supposons que cela est la signature de l'affaissement de la mousse dans le tube. Il est probable que des poches d'air aient été emprisonnées entre deux couches de mousse. Dans ce cas, la mousse étant légère, l'évacuation des poches d'air est plus progressive. Avec le temps, la mousse décante formant au pied de la colonne une mousse humide donc plus lourde qui a dû glisser vers le fond, faisant remonter les poches d'air vers le haut de la colonne. Cela rend les résultats obtenus avec la mousse de foisonnement 120 difficiles à exploiter.

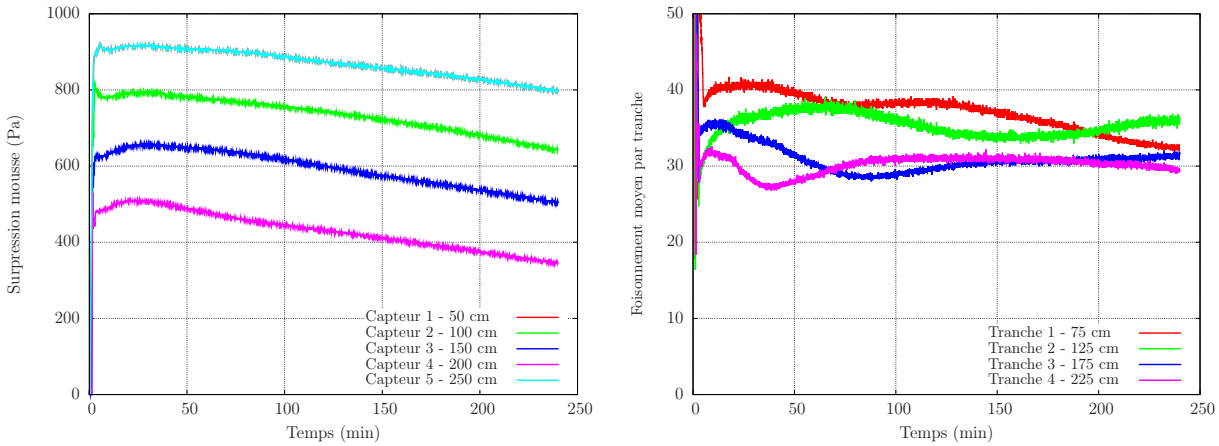

Fig. 57 – Résultats des mesures de drainage de la mousse de foisonnement 30 : le foisonnement de la mousse reste invariant pendant les 250 minutes que dure l'expérience

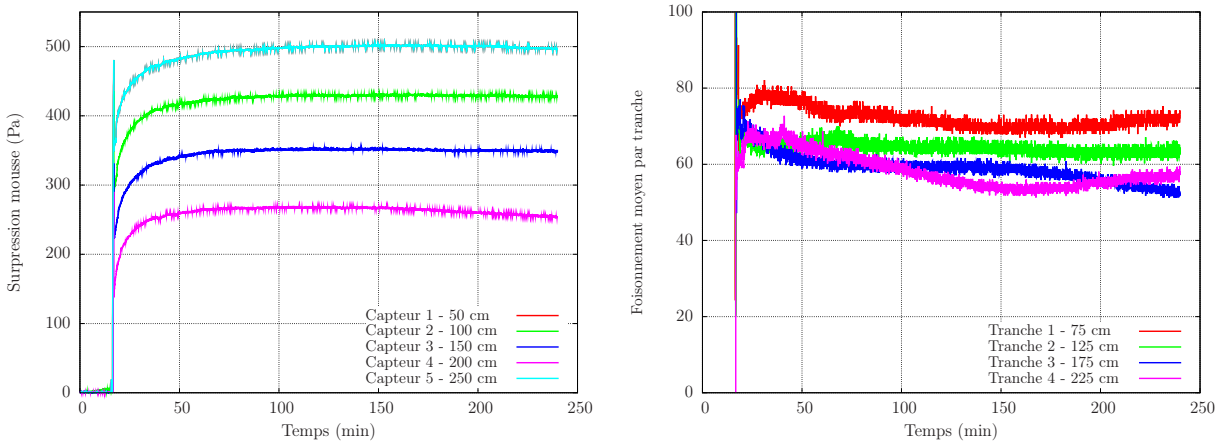

Fig. 58 – Courbes de résultats des mesures de drainage de la mousse de foisonnement 60 : le foisonnement de la mousse reste invariant pendant les 250 minutes que dure l'expérience

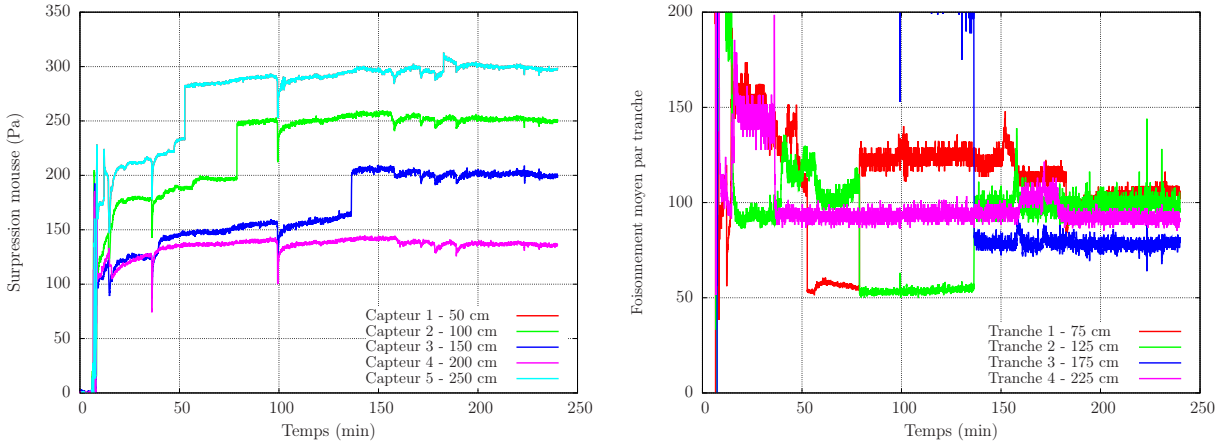

Fig. 59 – Courbes de résultats des mesures de drainage de la mousse de foisonnement 120 : le foisonnement de la mousse reste invariant pendant les 250 minutes que dure l'expérience

Dans l'ensemble, les courbes de foisonnement(pour F=30 et F=60) montrent que, sur une durée de 3 h 30, le volume de mousse dans le tube ne subit pas de variation sensible. Pour le post-traitement des expériences pyrotechniques, nous retiendrons donc que le foisonnement de la mousse produite et contrôlée au cours du remplissage de la cuve correspond au foisonnement de la mousse qui a vu le passage de l'onde de souffle. Le foisonnement retenu correspond au foisonnement moyen calculé à partir des prélèvements de mousse effectués au cours du remplissage de la cuve.

5.2.3 Synthèse de la campagne expérimentale

Le *Tab. 12* résume les conditions expérimentales des différents essais pyrotechniques. La première colonne, définissant la date des essais, donne une idée au lecteur des différentes conditions météorologiques rencontrées. En l'occurence, un tir à foisonnement 30 a été réalisé en plein été avec des températures élevées alors que le second essai a été réalisé au cours de l'hiver à une période où aucun dégel n'avait lieu dans la journée. Ces différences de conditions atmosphériques peuvent engendrer une dispersion supplémentaire de nos mesures. Cette étude de la reproductibilité de nos mesures est développée dans le paragraphe dédié à l'analyse des résultats expérimentaux et numériques.

La seconde colonne, intitulée "Milieu environnant" indique si la charge a été confinée ou non par de la mousse. Les colonnes suivantes de "Foisonnement, Générateur et Emulseur" décrivent les paramètres caractérisant la mousse. Les générateurs employés sont, soit le générateur à convection forcée de type MAS, soit le générateur à convection libre de type LR5.

Enfin, l'explosif est modelé dans une enveloppe sphérique. Des différences de quelques grammes d'explosif ont été recensées sur les différents essais, selon l'opérateur qui a réalisé la charge et le vieillissement du matériau énergétique.

5.3 Résultats

5.3.1 Onde de souffle aérienne - Validation de la configuration expérimentale dite à petite échelle

L'objectif de cette partie est de vérifier que les résultats expérimentaux et les simulations numériques sont conformes aux résultats obtenus par l'analyse de la littérature [4, 38].

Date	Milieu environnant	Foisonnement	Générateur	Emulseur	Masse Plastrite (g)
29/09/2010	Air				145
01/10/2010	Air				145
29/06/2011	Mousse	120	MAS	R2	150
04/07/2011	Mousse	30	MAS	R2	147
27/10/2011	Mousse	72	MAS	DP-SF/2	145
08/11/2011	Mousse	92	MAS	DP-SF/2	145
29/11/2011	Mousse	92	MAS	DP-SF/2	145
01/12/2011	Mousse	63	MAS	DP-SF/2	145
10/01/2012	Mousse	61	LR5	DP-SF/2	145
12/01/2012	Mousse	30	MAS	R2	145
17/01/2012	Mousse	57	MAS	R2	148

Tab. 12 – Tableau de synthèse des expériences pyrotechniques réalisées au CEA de Moronvilliers avec la détonation sphérique d'une charge de 145 g de plastrite® dans des mousses de foisonnement variable

Les configurations expérimentales présentées ici sont la configuration "à petite échelle" qui a été développée et la configuration "à grande échelle" [23]. La configuration "à petite échelle" concerne la détonation d'une masse de 145 g de plastrite®, alors que celle "à grande échelle" concerne la détonation d'une masse de 6,6 kg de plastrite®.

La *Fig. 60* présente quelques photographies réalisées au cours des expériences de validation de la configuration expérimentale lorsqu'une charge de 145 g de plastrite® a détoné dans l'air. La première photo montre, au premier plan, une vue de la charge de 145 g et des capteurs de mesure. En second plan, est visible la caisse de protection des mesures (caméra Phantom® et oscilloscopes). Les deux photos suivantes illustrent le choix d'orientation des capteurs : les pointes des flèches sont orientées vers le centre de la charge d'explosif. Enfin, la dernière photo est une reprise de la première après réalisation du tir. La principale information est que, à ces distances réduites, l'onde de souffle générée par la détonation des 145 g de plastrite® n'est pas suffisante pour renverser les capteurs.

Les *Fig. 61 et 62* montrent l'évolution de la taille de la boule de feu à plusieurs instants après la détonation de la charge. Nous pouvons observer qu'elle reste bien sphérique. Après détonation de la charge, la boule de feu est parfaitement sphérique et très lumineuse. Cet état peut être associé à une température des produits de détonation très élevée et une masse volumique forte. Quelques instants plus tard, celle-ci est moins lumineuse et elle présente une géomé-

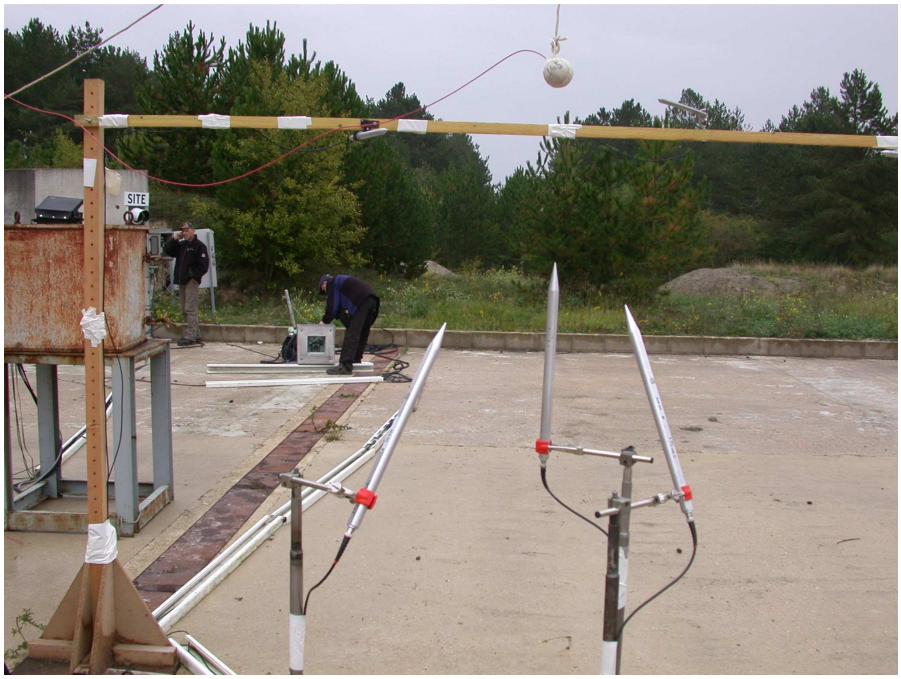

Fig. 60 – Configuration expérimentale pour les tirs d'étalonnage réalisés dans l'air. Détonation sphérique d'une charge de 145 g de plastrite® suspendue à 2 m *de hauteur, expérience instrumentée par des mesures de pression de défilement. En haut : mise en place de l'expérience avec au premier plan la charge sphérique et les capteurs de pression et au second plan, la caisse d'acquisition des mesures. Au centre à gauche : vue de l'orientation des capteurs vers le centre de la charge. En bas à gauche : autre vue du positionnement des capteurs par rapport au centre de la charge. En bas à droite : vue de l'état du matériel après réalisation de l'expérience, les capteurs n'ont pas été renversés par l'onde de souffle*

trie sphérique plus hétérogène. Ces perturbations sont dues au développement d'instabilités de Rayleigh-Taylor à sa surface.

La boule de feu se développe, initialement avec un gradient de vitesse élevé qui décroît rapidement voire s'inverse. A la suite de l'onde de détonation, un train d'ondes de détente se forme. Ce train d'ondes en se développant forme un choc secondaire qui se propage vers le centre de la charge avant de se propager dans l'air environnant. Cette onde de choc secondaire, en divergeant, va accélérer à nouveau les produits de détonation. Le développement de ces ondes secondaires entraîne les pulsations des produits de détonation.

Dans ce paragraphe, les résultats obtenus "à petite échelle" vont être corroborés par comparaison avec les résultats de [23] et les abaques de Kinney & Graham [38]. On s'appuiera sur les lois de similitude de Hopkinson décrites dans l'Introduction.

Tir de 6,6 kg de plastrite® dans l'air

La *Fig. 63* représente l'enregistrement temporel de 7 capteurs de pression piézo-électriques placés entre 2 et 5,2 m de la source de l'explosion. La description de la configuration expérimentale est développée dans [21, 23].

La ligne pointillée rouge provient des abaques de Kinney & Graham [38], elle représente les surpressions attendues en fonction des temps d'arrivée attendus de l'onde de souffle. On peut remarquer un bon accord lorsque le facteur d'équivalence TNT de la plastrite® est pris à 1,24 [23] pour les distances réduites à la charge considérées, à savoir une gamme de distances comprises entre 1 et 2,5 m/kg$^{1/3}$. Cela correspond bien au calcul effectué dans la section ci-après et à la proportion de pentrite dans la plastrite®.

La *Fig. 63* permet de montrer que de nombreux signaux sont perturbés par l'arrivée rapide des ondes de choc réfléchies par le sol. Sans post-traitement de ces mesures, les impulsions positives calculées à partir des signaux bruts seraient encore surestimées, par rapport au cas idéal d'une détonation sphérique. Pour le coup, le choix de l'équivalent TNT de surpression (1,24) est donc largement surestimé par rapport à un équivalent TNT sur l'impulsion théorique de 0,9.

Le post-traitement des signaux bruts permet d'éliminer la présence de ces ondes de choc réfléchies au sol que l'on identifie par des pics interagissant sur la phase positive de l'onde incidente. Il consiste à recalculer les profils des détentes en aval de l'onde de choc en s'appuyant sur les

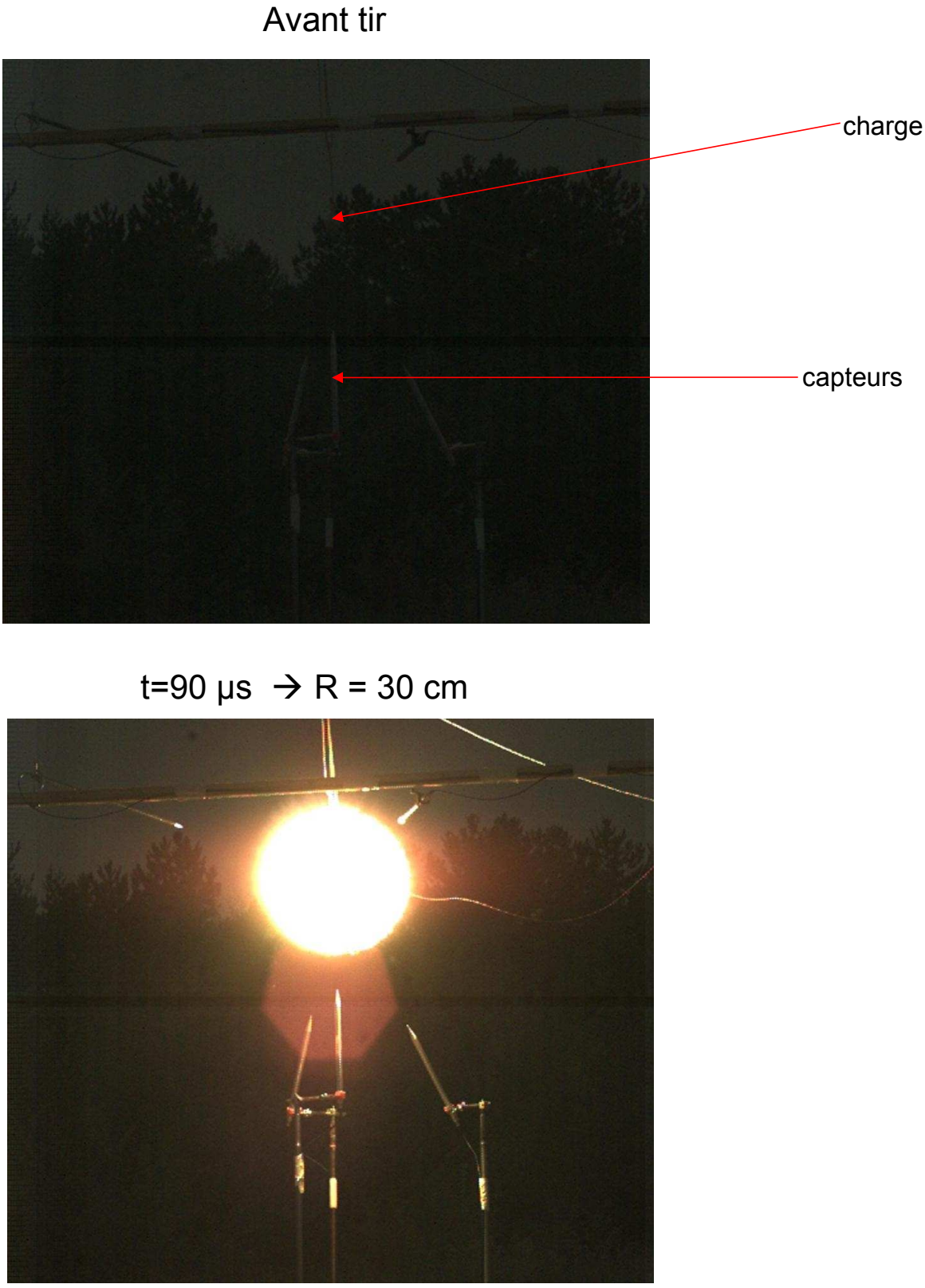

Fig. 61 – Visualisation de la boule de feu avant et immédiatement après la détonation de la charge. Les produits de détonation sont encore très chauds et très lumineux. R est le rayon de la boule de feu. Tir réalisé dans l'air avec 145 g de plastrite®

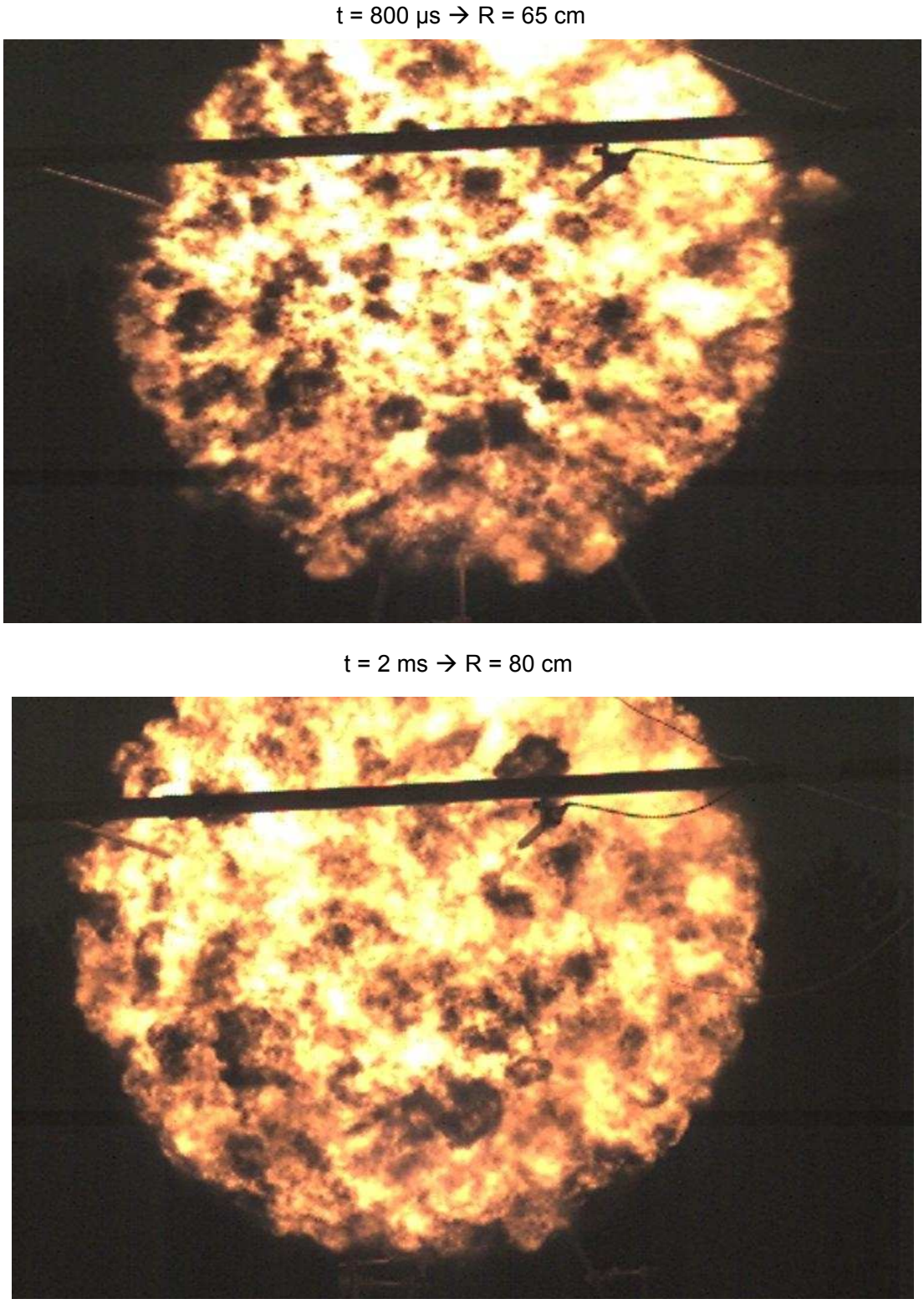

Fig. 62 – Visualisation de la boule de feu à des instants plus tardifs pour un tir réalisé dans l'air avec 145 g de plastrite®. On constate la présence d'instabilités à la surface de la boule de feu. Les dimensions de cette dernière continuent de croître pour atteindre un rayon maximal de l'ordre de 80 cm

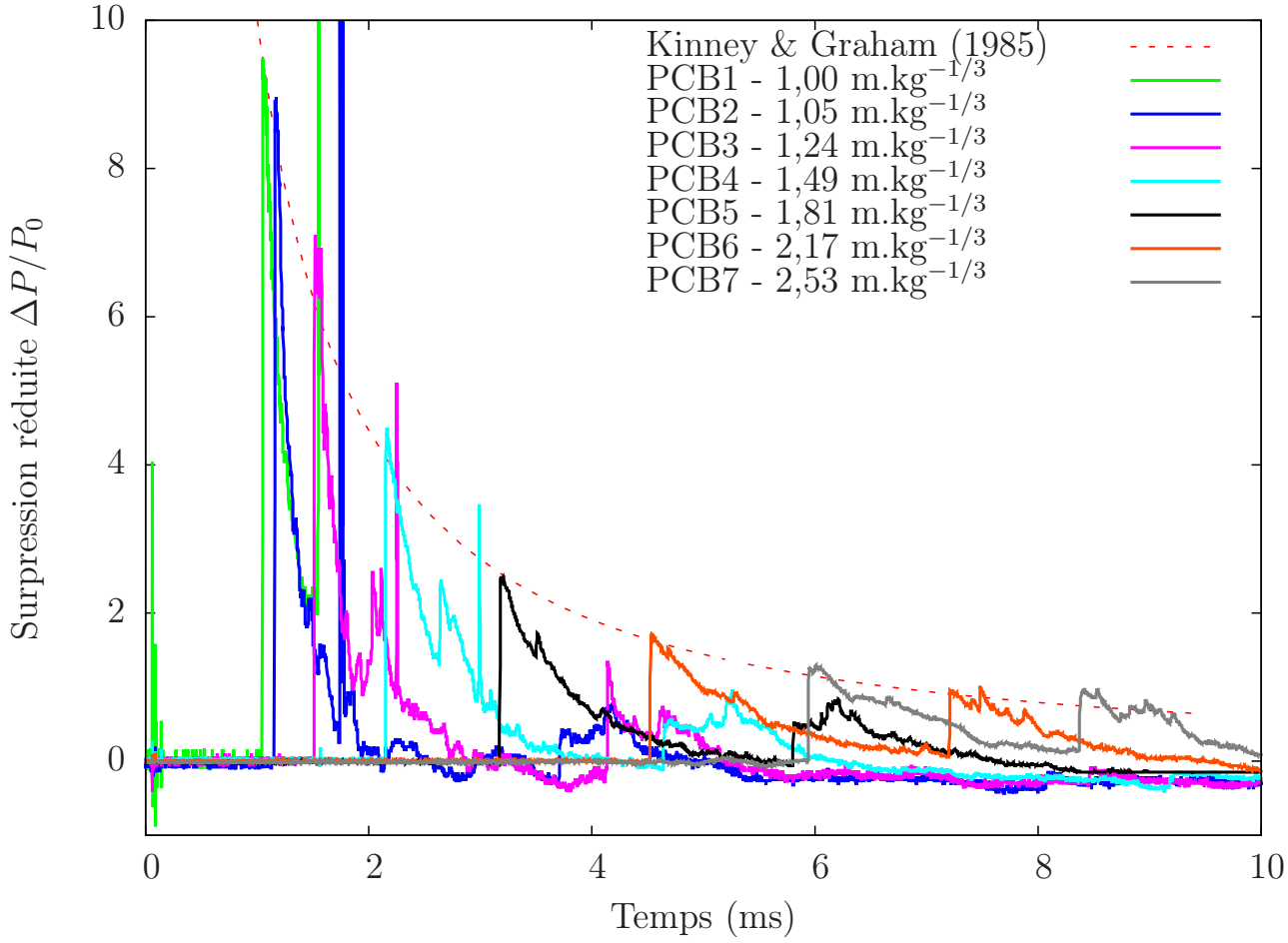

Fig. 63 – Evolution temporelle des mesures de pressions vues par chacun des capteurs piézo-électriques comparées aux abaques de Kinney & Graham pour un tir de 6,6 kg *de plastrite® dans l'air. Signaux bruts sans post-traitement*

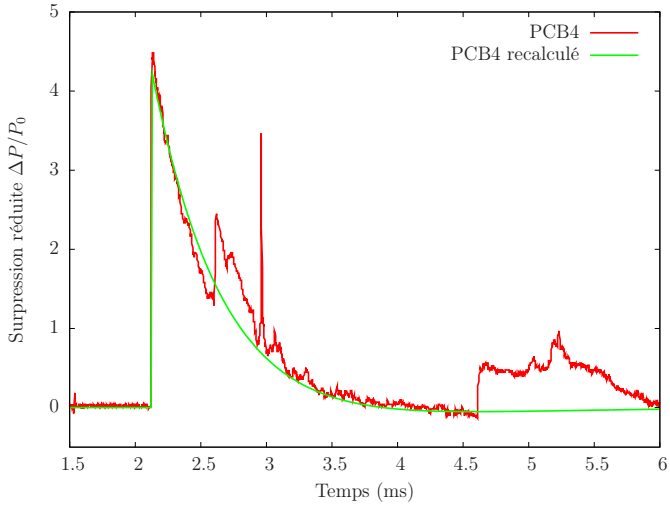

Fig. 64 – Application du profil de Friedlander (en vert) sur le signal de pression enregistré par le capteur piézo-électrique PCB 4 (en rouge), à 1,49 $\mathrm{m/kg^{1/3}}$ *pour un tir de 6,6* kg *de plastrite® pour un tir réalisé dans l'air*

relations empiriques développées par Kinney & Graham [38] pour les calculs des surpressions $\Delta P_0(\mathcal{R})$, des impulsions positives $I_s^+(\mathcal{R})$, des temps d'arrivée $t_a(\mathcal{R})$ et de la durée de phase positive $t_d(\mathcal{R})$ en fonction de la distance réduite à la charge $\mathcal{R}$. Le profil de pression complet est donné par la relation de Friedlander (équation (5.12)) où $\alpha(\mathcal{R})$ désigne un paramètre de décroissance de la pression (défini en fonction de la surpression, de la durée de phase positive et de l'impulsion à la distance réduite $\mathcal{R}$ donnée) et où $H(t - t_a(\mathcal{R}))$ est la fonction de Heaviside qui vaut 0 tant que t est inférieur à t_a et 1 dès que t est supérieur à t_a :

$$P(t) = P_0 + \Delta P_0(\mathcal{R}) \left(1 - \frac{t - t_a(\mathcal{R})}{t_d(\mathcal{R})}\right) exp\left(\frac{-\alpha(\mathcal{R})}{t_d(\mathcal{R})}(t - t_a(\mathcal{R}))\right) H(t - t_a(\mathcal{R})). \qquad (5.12)$$

La *Fig. 64* donne un exemple du type de signal obtenu après le post-traitement. Cela permet d'éliminer les effets des réflexions d'ondes provenant du sol sur l'onde de souffle incidente et d'améliorer l'évaluation des impulsions positives.

La *Fig. 65* représente des comparaisons entre les signaux expérimentaux et les résultats de simulations numériques issues de M^{3}OUSSACA. Le calcul est en mesure de reproduire les profils expérimentaux de l'onde de souffle. Les écarts sur les valeurs de surpression sont inférieurs à 8 %, ce qui est en deçà des erreurs de mesure. Cela permet de valider l'approche de résolution numérique dans le cas d'une onde de souffle. Le calcul ne reproduit que l'onde de souffle incidente. Aucun modèle de postcombustion des produits de détonation n'a été implémenté. La

position de l'onde de choc secondaire ne peut pas être restituée.

Tir de 0,145 kg de Plastrite dans l'air

A la différence des campagnes précédentes, ces tirs ont été conçus avec l'objectif que les calculs soient confrontés à une modélisation numérique. Une attention particulière a donc été apportée pour trouver un moyen de retarder l'arrivée des ondes de choc réfléchies au sol sur les capteurs de pression. Comme pour le paragraphe précédent, nous constatons que l'expérience correspond bien aux résultats de Kinney & Graham (voir *Fig. 66*).

De même, la comparaison des résultats expérimentaux et numériques, donnée en *Fig. 67*, est satisfaisante, sauf pour reproduire les impulsions positives des capteurs PCB6, PCB7 et PCB8. Cette "erreur" n'est pas due au calcul, mais à la technologie des capteurs employés. En effet, ces capteurs de marque PCB sont disposés sur une sonde test de fabrication CEA. Il s'agit d'une flèche sur laquelle ont été disposés, à égale distance les uns des autres, 3 microcapteurs de pression. Ceux-ci sont destinés à des déterminations de temps d'arrivée des ondes de souffle. Ils ont donc un temps de réaction à la sollicitation très rapide. Ce gain est, en contrepartie, associé à un temps de décharge du capteur beaucoup plus rapide que les capteurs de pression classiques. Ce temps de décharge très rapide est la raison pour laquelle les mesures ne peuvent pas restituer les impulsions des ondes de souffle.

Les résultats obtenus sur ces deux configurations sont similaires et cohérents avec les abaques de Kinney & Graham. Nous allons donc considérer que notre expérience de détonation "à petite échelle" est valide. Nous observons bien la propagation d'une onde de souffle dans l'air. Les mesures ne sont pas perturbées par les ondes réfléchies par le sol. Cette configuration expérimentale peut donc être utilisée pour les études de confinement par mousse aqueuse.

Surpressions

La *Fig. 68* confronte les résultats de pics de surpressions expérimentaux et numériques et les abaques de Kinney & Graham [38]. Les résultats expérimentaux sont représentés par des points de couleur rouge pour le tir à 6,6 kg et de couleur verte pour les 145 g. Les résultats numériques sont représentés par les lignes pointillées, de même couleur. La courbe bleue représente les abaques de Kinney & Graham.

Nous constatons que les deux expériences respectent les lois de similitude d'Hopkinson (pré-

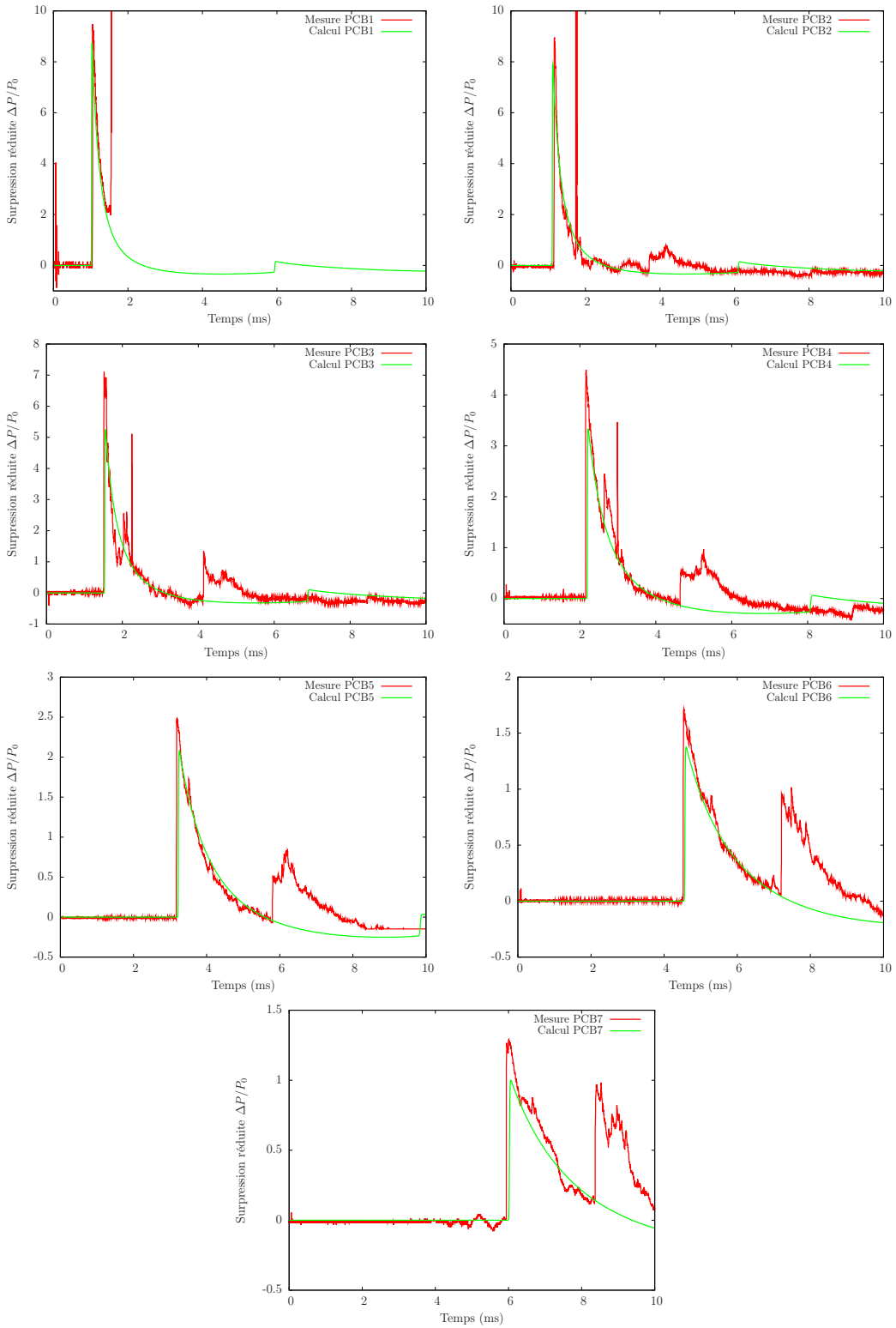

Fig. 65 – Comparaisons des signaux expérimentaux des capteurs PCB1 à PCB7 avec les résultats de calcul après détonation d'une charge de 6,6 kg de plastrite® dans l'air

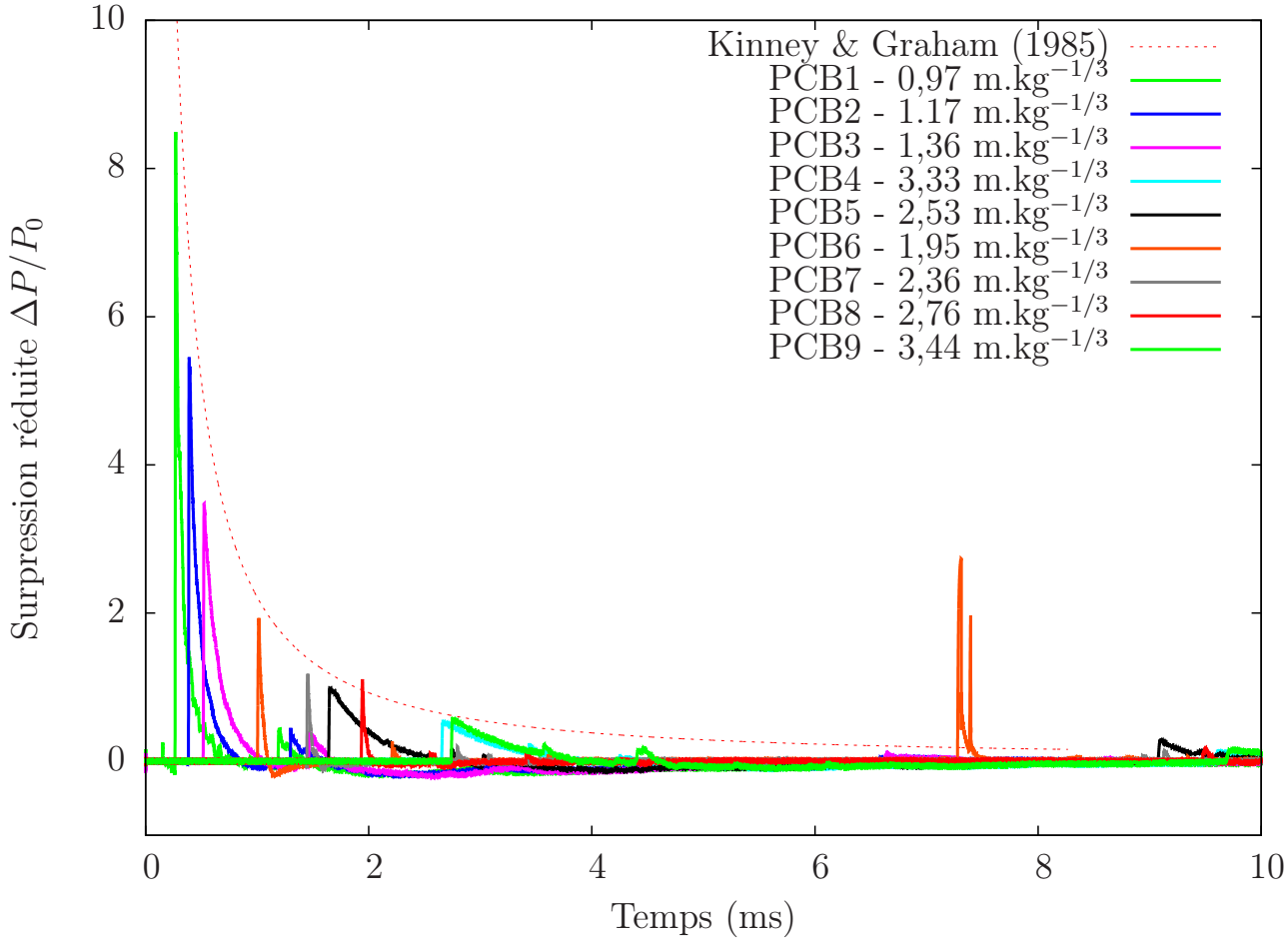

Fig. 66 – Evolution temporelle des mesures de pressions vues par chacun des capteurs piézo-électriques comparées aux abaques de Kinney & Graham pour un tir de 145 g *de plastrite® dans l'air*

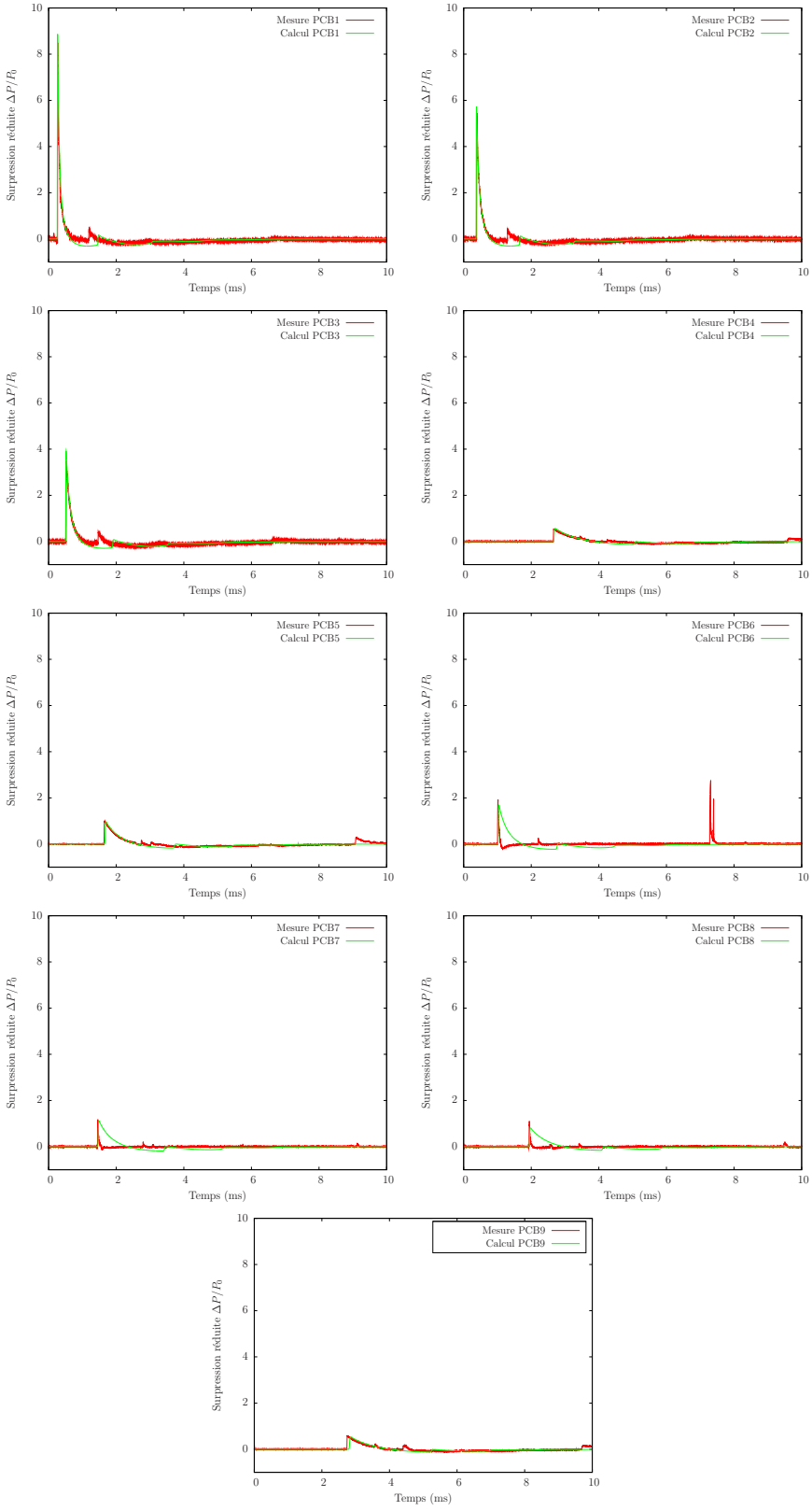

Fig. 67 – Comparaison des signaux expérimentaux avec les résultats de calculs dans le cas de la détonation d'une charge de 145 g de plastrite® dans l'air

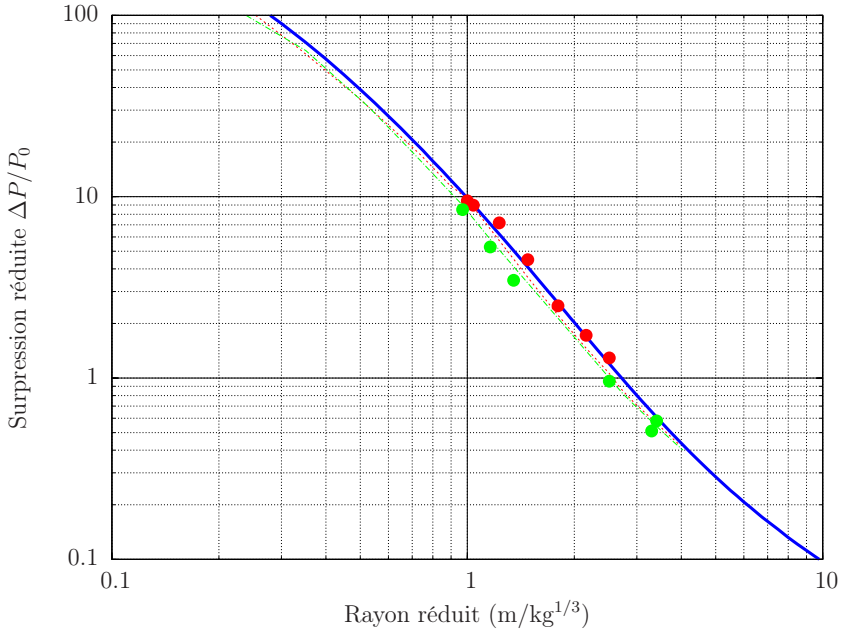

Fig. 68 – Surpressions expérimentales, numériques et de Kinney & Graham en fonction du rayon réduit pour la détonation de charges de 6,6 et 0,145 kg *dans l'air*
Abaques de Kinney & Graham ——; Mesures effectuées respectivement pour les tirs avec 145 g ● et 6,6 kg de plastrite® ●; Calculs numériques pour les tirs de 145 g — et 6,6 kg — de plastrite®

sentées en Introduction). Les écarts entre les résultats expérimentaux et numériques avec les abaques de Kinney & Graham sont inférieurs à 15 %. Le modèle numérique permet de restituer les niveaux de surpression expérimentaux.

Impulsions positives

La *Fig. 69* présente les résultats expérimentaux et numériques de l'impulsion positive. Elle est obtenue en intégrant la surpression sur la durée de la phase positive. L'intégration utilise une méthode des trapèzes :

$$I_s^+ = \int_{t_a}^{t_a+t_d} P\left(t\right) \mathrm{d}t = \sum_{\substack{\Delta P^n>0 \\ t_a<t<t_a+t_d}} \frac{\Delta P^n + \Delta P^{n+1}}{2} \left(t^{n+1} - t^n\right). \tag{5.13}$$

Comme pour le paragraphe précédent, la courbe bleue représente les abaques de Kinney & Graham, et les lignes pointillées sont les résultats des calculs réalisés avec M^{3}OUSSACA, les points correspondent aux mesures expérimentales. La couleur rouge désigne les résultats obtenus avec 6,6 kg de plastrite® et la verte, ceux à 145 g. Les résultats expérimentaux du tir à 6,6 kg

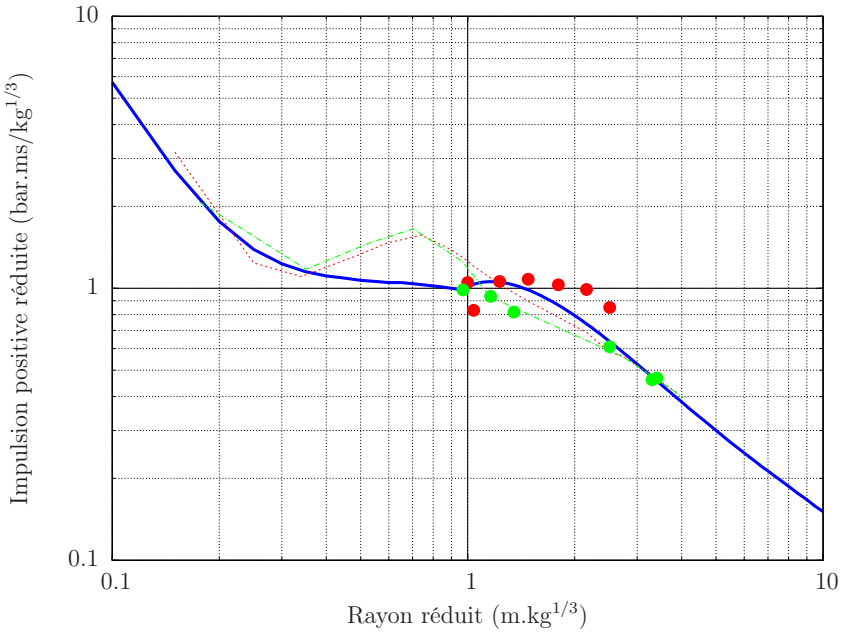

Fig. 69 – Impulsions positives expérimentales, numériques et de Kinney & Graham [38] en fonction du rayon réduit en fonction du rayon réduit pour la détonation de charges de 6,6 et 0,145 kg *dans l'air*
Abaques de Kinney & Graham —— *; Mesures effectuées respectivement pour les tirs de 145 g* ● *et 6,6 kg de plastrite®* ● *; Calculs numériques pour les tirs de 145 g* — *et 6,6 kg* — *de plastrite®*

d'explosif ont été post-traités selon la méthode détaillée précédemment.

Les mesures d'impulsion sont plus élevées que celles des abaques de Kinney & Graham. L'écart peut atteindre 40 % pour les mesures réalisées avec 6,6 kg et sont inférieures pour les tirs à 145 g d'explosif. Nous ne sommes pas en mesure d'expliquer l'origine de ces écarts (effet de la postcombustion de l'explosif, conditions atmosphériques au moment de l'essai, erreurs de mesure sur la compilation des essais de Kinney & Graham...). Néanmoins, le calcul permet de retrouver les ordres de grandeur d'impulsion donnés par Kinney & Graham pour les distances réduites supérieures à 1 m/kg$^{1/3}$.

Temps d'arrivée

La *Fig. 70* retranscrit les temps d'arrivée réduits de l'onde de choc incidente provenant des résultats expérimentaux et numériques. Le temps d'arrivée réduit t_{ar} s'exprime sous la forme suivante $t_{ar} = \dfrac{t_a}{m_{TNT}^{1/3}}$ où t_a est le temps d'arrivée mesuré de l'onde incidente et m_{TNT} la masse équivalente TNT de l'explosif considéré.

Nous pouvons constater sur la courbe que les résultats expérimentaux de temps d'arrivée réduits de l'onde incidente et les résultats de simulation sont en bon accord avec les abaques de Kinney & Graham.

L'ensemble de ces résultats (allures des profils, mesures de surpression, mesures de temps d'arrivée et calculs d'impulsion) confrontés aux relations de similitude nous permet de conclure que les configurations expérimentales dites "à petite" et "à grande" échelle sont satisfaisantes et valides. De plus, nous pouvons valider le choix du facteur d'équivalence TNT de 1,24, comme coefficient d'équivalence pour la correspondance énergétique entre la plastrite® et le TNT pour les gammes de distances réduites explorées (0,7 à 2,5 m.kg$^{-1/3}$).

En conclusion, ces configurations expérimentales sont adaptées pour servir de base de travail à la réalisation des expériences de confinement. De plus, la qualité des résultats numériques obtenus ici nous permet de montrer que les solveurs employés dans la méthode des équations discrètes permettent de traiter convenablement la propagation d'une onde de souffle dans l'air et constituent une bonne armature en vu d'analyser les processus d'atténuation des ondes de souffle par les mousses aqueuses.

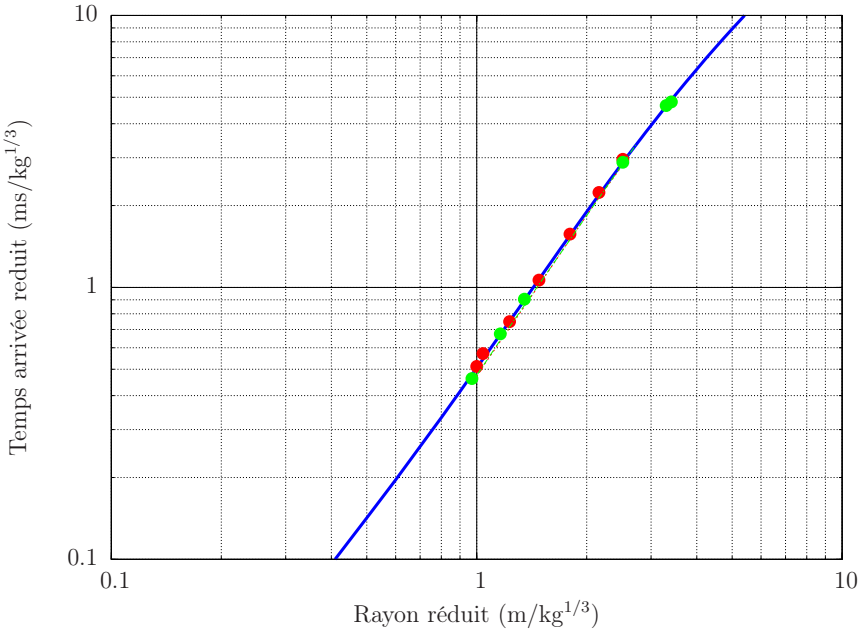

Fig. 70 – Temps d'arrivées réduits expérimentaux, numériques et de Kinney & Graham [38]en fonction du rayon réduit pour la détonation de charges de 6,6 et 0,145 kg *dans l'air*
Abaques de Kinney & Graham ——; Mesures effectuées respectivement pour les tirs de 145 g ● et 6,6 kg ●; Calculs numériques pour les tirs de 145 g — et 6,6 kg —

5.3.2 Onde de souffle diphasique : surpressions

Dans ce paragraphe, nous comparons les résultats numériques aux données expérimentales de propagation d'ondes de souffle acquises dans des mousses aqueuses de foisonnement variable. Dans les sections suivantes, nous examinerons l'effet de la mousse sur l'onde de souffle incidente : le pic de surpression et l'impulsion positive. Nous décrivons, ensuite, le diagramme Espace-Temps des ondes se propageant dans la mousse aqueuse. Finalement, la section se termine par l'analyse de l'onde de souffle diphasique dans de la mousse aqueuse.
La *Fig. 71* présente la mise en place de l'expérience réalisée. La première série de photos montre les chaînes d'acquisition des mesures qui sont disposées au plus loin de la cuve de confinement (visible sur la photo de droite). Les conditionneurs de signaux et oscilloscopes sont protégés des projections de mousse par des bâches plastiques. La seconde série de photos présente la mise en œuvre de l'expérience. Deux étapes du remplissage de la cuve sont visibles. Enfin, la figure se termine en présentant l'installation après le tir : l'état de la mousse polluée par les imbrûlés solides et les projections de la mousse hors de la cuve.

Fig. 71 – Mise en œuvre de l'expérience de confinement de la détonation d'une charge de 145 g de plastrite® par des mousses aqueuses de foisonnement variable. En haut à gauche : système d'acquisition des mesures, en haut à droite : cuve de confinement. Au milieu à gauche : les capteurs de pression sont disposés sur 3 axes autour de l'explosif et orientés vers le centre de la charge, au milieu à droite : remplissage de la cuve par de la mousse. En bas à gauche : vue extérieure de la cuve, 5 minutes après la réalisation du tir, en bas à droite : vue à l'intérieur de la cuve après le tir

Analyse des mesures expérimentales "à petite échelle"

Dans ce paragraphe, nous allons comparer les résultats des essais pyrotechniques "à petite échelle", essais réalisés avec une charge de 145 g de plastrite®, pour tenter de déterminer l'efficacité de la mousse en fonction de son foisonnement, de la taille des bulles et de la viscosité du prémélange. Toutes les expériences réalisées sont synthétisées dans le *Tab. 12*. Nous terminerons par l'analyse des conditions de rupture de la mousse sous sollicitation.

Pour commencer, nous allons réaliser la comparaison des mesures acquises avec le générateur MAS. Il faut noter que pour les foisonnements 30 et 120, l'émulseur R2 a été favorisé car il présente un pouvoir de stabilité plus important que l'émulseur DP-SF/2. Ce choix se justifie par le fait que les tirs à foisonnement 30 et 120 de l'année 2011 ont été réalisés sous de fortes chaleurs. La chaleur est un facteur qui accélère fortement la décantation de la mousse. Et, lors des essais à foisonnement 30, le temps de remplissage de la cuve par la mousse excédait 30 minutes. Afin de ne pas réaliser les mesures dans une mousse avec plusieurs foisonnements, nous avons de nouveau favorisé un émulseur plus visqueux pour retarder le temps de début de décantation de la mousse.

Les *Fig. 72, 73, 74 et 75* représentent respectivement les comparaisons des mesures de surpression, d'impulsion, de temps d'arrivée et de durée de phase positive pour différents foisonnements.

La *Fig. 72* montre que c'est dans la mousse de foisonnement le plus bas que les niveaux de surpression les plus faibles sont obtenus. De plus, plus le foisonnement est bas, plus le temps d'arrivée de l'onde incidente est grand (voir *Fig. 74*). En effet, la célérité du son de Wood est plus faible. Sur les *Fig. 73 et 75*, nous pouvons constater que la durée de phase positive et que l'impulsion sont plus grandes pour les mousses de bas foisonnements.

Ainsi, la comparaison avec la configuration aérienne (voir *Fig. 68*) indique que l'atténuation du pic de surpression peut atteindre plusieurs ordres de grandeur et qu'elle est plus importante pour de faibles foisonnements. En ce qui concerne l'impulsion, l'atténuation est moins marquée et cette tendance s'inverse.

Nous pouvons, également, constater que les pentes d'atténuation sont semblables. Cela indique que la dispersion de l'énergie associée au pic de surpression est indépendante du foisonnement pour ces distances réduites. Aussi, la dissipation de l'énergie associée à l'onde de souffle s'effectue dans un champ plus proche de la charge, en amont des distances réduites explorées ici.

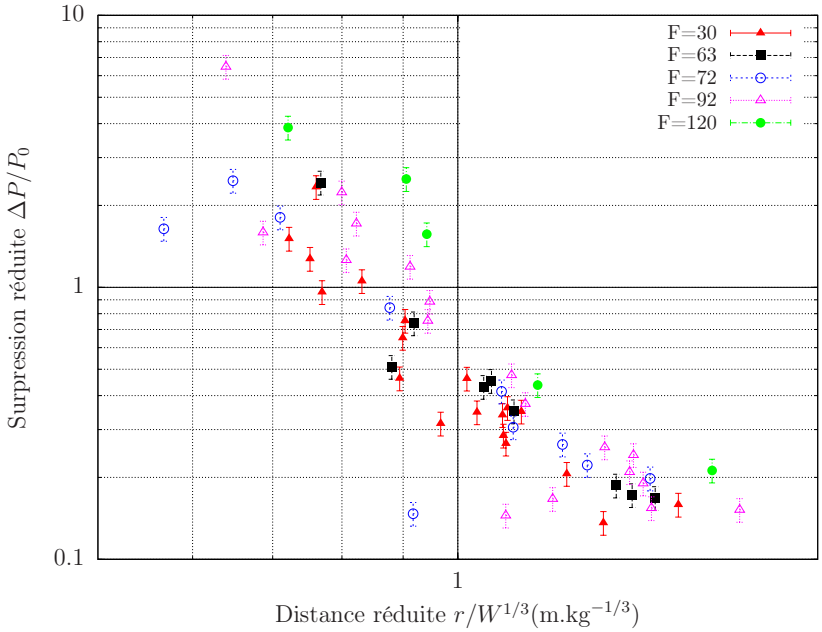

Fig. 72 – Mesures de surpression réalisées au cours des expériences de détonation d'une charge de 145 g de plastrite® dans des mousses de foisonnement 30, 63, 72, 92 et 120 fabriquées à l'aide du générateur MAS

Les expériences à foisonnement 30 et 92 ont été doublées de manière à pouvoir évaluer la reproductibilité des expériences. La *Fig. 76* présente les résultats des mesures de surpression pour les mousses de foisonnement 30 et 92. Elle montre que les mesures obtenues sont reproductibles dans des conditions atmosphériques équivalentes. En effet, les deux essais à foisonnement 92 ont été réalisés à la même période de l'année. Les relevés météorologiques du 8 novembre 2011 ont donné une pression atmosphérique de 1004,8 hPa, une humidité de 93,7 % et une température de 10,3 °C. Le 21 novembre 2011, une pression atmosphérique de 1005,7 hPa a été relevée, une humidité de 93 % et une température de 4 °C. Dans ces conditions, nous avions, d'après le diagramme de Mollier, entre 6 et 8 g d'eau par kg d'air. Les écarts de mesures entre les deux essais correspondent aux écarts de mesures observés pour les deux essais à foisonnement 30, dont les relevés météorologiques ont donné les mesures suivantes : pour l'essai de juillet 2011, nous avions une pression de 1004,8 hPa, une humidité de 65,6 % et une température de 18 °C. Pour l'essai de janvier, nous avions une pression de 1018,9 hPa, une humidité de 85,6 % et une température de 6,3 °C. Dans ce cas, l'air contenait également entre 6 et 8 g d'eau par kilogramme d'air.

Enfin, nous avons émis l'hypothèse, dans le Chapitre 4, que le foisonnement était le paramètre le plus influent sur la capacité de la mousse à atténuer les ondes de choc. De même, la cam-

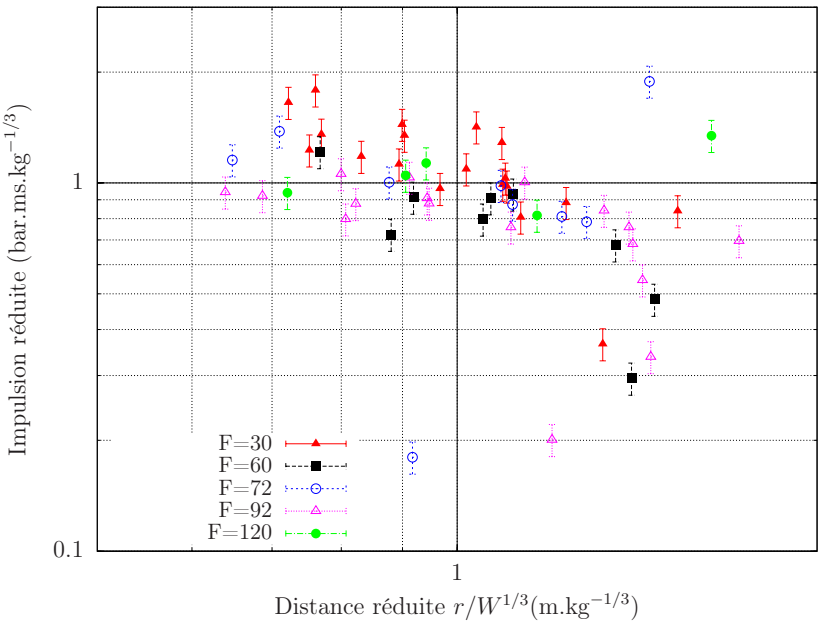

Fig. 73 – Mesures d'impulsions positives réalisées au cours des expériences de détonation d'une charge de 145 g de plastrite® dans des mousses de foisonnement 30, 63, 72, 92 et 120 fabriquées à l'aide du générateur MAS

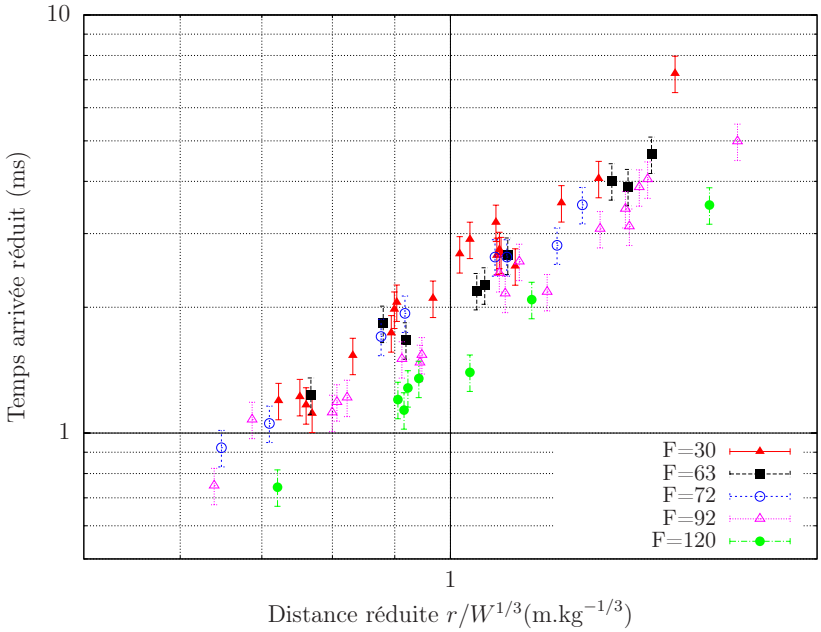

Fig. 74 – Mesures de temps d'arrivée réalisées au cours des expériences de détonation d'une charge de 145 g de plastrite® dans des mousses de foisonnement 30, 63, 72, 92 et 120 fabriquées à l'aide du générateur MAS

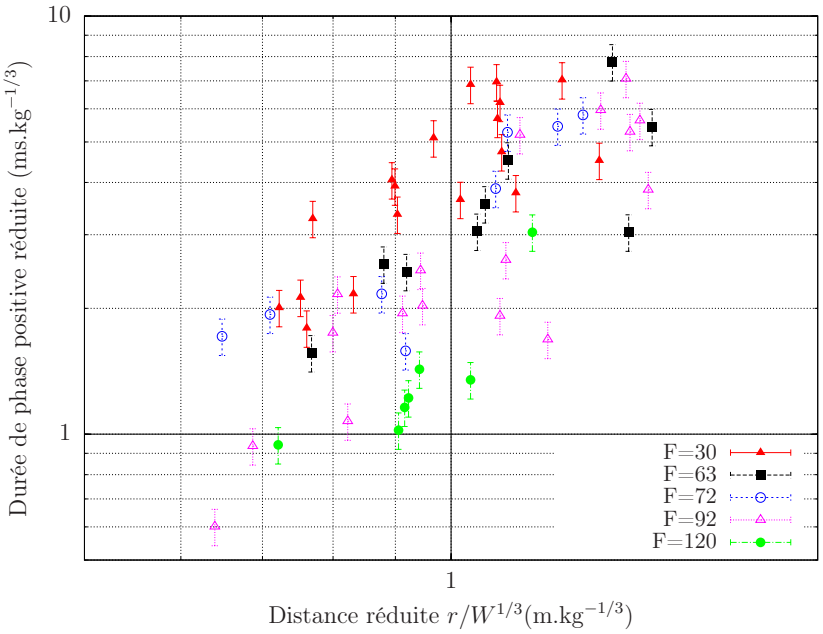

Fig. 75 – Mesures de la durée de phase positive réalisées au cours des expériences de détonation d'une charge de 145 g de plastrite® dans des mousses de foisonnement 30, 63, 72, 92 et 120 fabriquées à l'aide du générateur MAS

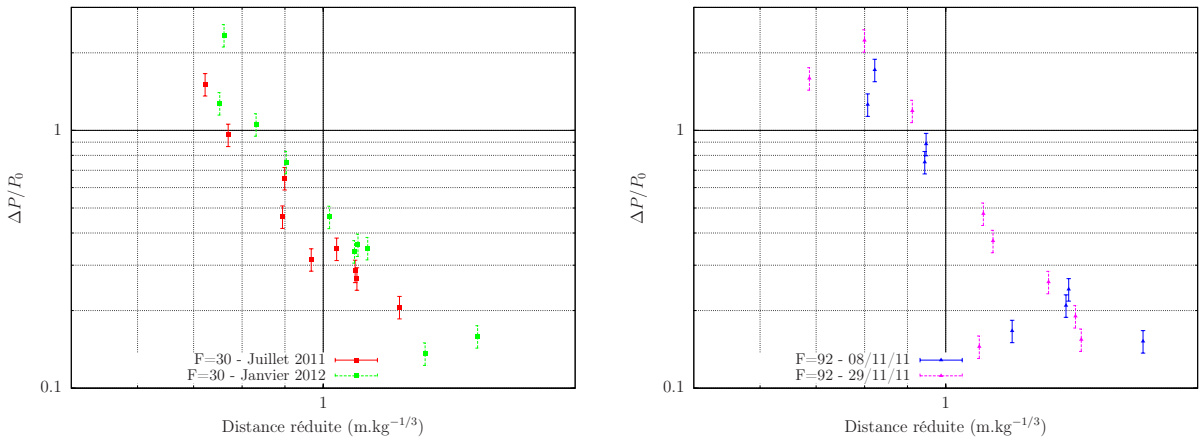

Fig. 76 – Reproductibilité des mesures de surpression en fonction de la distance réduite sur les mousses de foisonnement 30 et 92, en utilisant une charge de 145 g de plastrite®

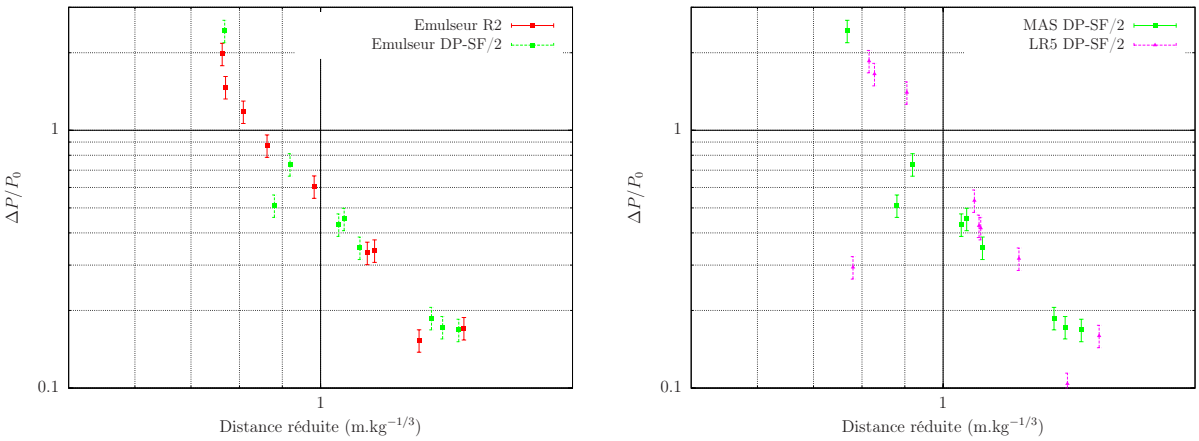

Fig. 77 – Evaluation des éventuels effets de la géométrie de la mousse (à gauche) et d'un émulseur à forte viscosité (à droite) sur la mesure de la surpression en fonction de la distance réduite sur une mousse de foisonnement 60 lors de la détonation d'une charge de 145 g de plastrite®

pagne pyrotechnique examine l'influence du foisonnement. Cependant, nous avons également souhaité, à foisonnement donné, étudier l'effet de la géométrie de la cellule de la mousse d'une part et l'effet de la viscosité de la solution moussante d'autre part. En effet, comme nous l'avons abordé dans la section dédiée à la présentation de la campagne expérimentale, le CEA dispose de plusieurs types de générateurs de mousse produisant des mousses dont les caractéristiques géométriques sont différentes (se référer à la partie dédiée à la description des générateurs de mousse) ; nous avons donc souhaité explorer expérimentalement les effets de la structure de la mousse sur les mesures. L'essai comparatif sur la géométrie de la mousse a été réalisé avec une mousse de foisonnement 60, l'émulseur DP-SF/2 et, soit avec le générateur LR5, soit avec le générateur MAS. En règle générale, nous avons pu constater que la mousse produite par le générateur LR5 a une taille des bulles plus dispersée, d'un facteur 4 environ que lorsque la mousse est produite par le générateur MAS. L'étude sur la viscosité de la mousse est réalisée avec des mousses de foisonnement 60 produites à l'aide du générateur MAS soit avec l'émulseur DP-SF/2, dont la viscosité est 3 fois inférieure à celle du R2, soit avec l'émulseur R2. Les résultats sont présentés sur la *Fig. 77*. Elle montre que les éventuels effets de la géométrie de la mousse et de sa viscosité ne sont pas quantifiables dans les conditions expérimentales explorées.

Dans la campagne expérimentale réalisée en Tube A Choc, nous nous sommes intéréssés à la structure de l'onde de choc incidente. Elle était ainsi composée d'un choc précurseur et d'un train d'ondes de compression qui traduit la relaxation des vitesses après l'effondrement de la mousse. Le choc précurseur détermine la pression critique de rupture et le temps de fragmentation. Ces derniers sont indépendants du choc incident. Le temps de fragmentation a été évalué

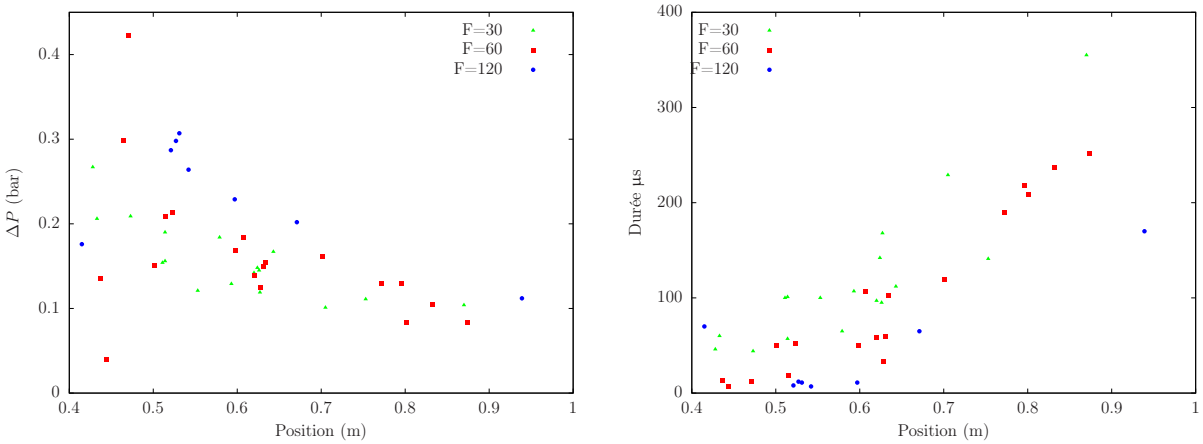

Fig. 78 – Surpression des chocs précurseurs et durée de fragmentation en fonction de la distance à la charge pour des mousses de foisonnement 30 (vert), 60 (rouge) et 120 (bleu) dans le cadre de la détonation d'une charge de 145 g de plastrite®

à 100 µs et le seuil de pression à 0,17 bar dans les configurations de Tube A Choc. La même analyse a été reconduite sur les signaux des mesures pyrotechniques obtenus avec des mousses de foisonnement 30, 60 et 120 (voir *Fig. 78*). De même que dans la configuration du Tube A Choc, la surpression du choc précurseur est indépendante du foisonnement. Cependant, elle n'est plus constante et dépend ainsi de la distance à la charge. En ce qui concerne le temps nécessaire pour fragmenter la mousse, il est dépendant de la distance à la charge tant que la distance est inférieure à 0,7 m (soit une distance réduite de 1,24 m/kg$^{1/3}$) et indépendante au-delà d'une distance réduite de 1,24 m/kg$^{1/3}$. Dans tous les cas, la durée de la fragmentation est indépendante du foisonnement.

Lorsque la distance à la charge est faible, la surpression et l'impulsion de l'onde de souffle sont fortes. De la même manière que le mode d'atomisation secondaire des gouttelettes ([11] et voir le Chapitre 6) est dépendant des caractéristiques de l'écoulement (nombre de Reynolds et Weber), nous pouvons émettre l'hypothèse que, dans ces conditions, l'onde de souffle est suffisamment forte pour entraîner une fragmentation brutale de la mousse. Par contre, au-dessus d'une distance réduite de 1,24 m/kg$^{1/3}$, la fragmentation de la mousse se fait selon un autre mode moins brutal, comme celui déjà rencontré dans les expérimentations dans les Tubes A Choc (voir Chapitre 6).

Initialisation des calculs de détonation sphérique

Compte tenu de la configuration expérimentale adoptée, nous supposons que l'onde de détona-

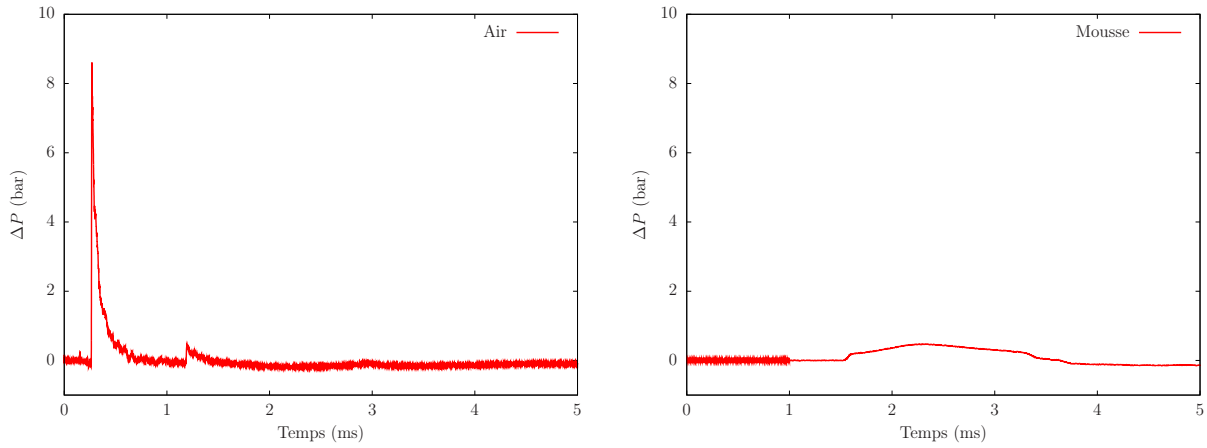

Fig. 79 – Evolution de la surpression mesurée de l'onde de souffle en fonction du temps dans l'air pour une distance réduite de 0,98 $\mathrm{m/kg^{1/3}}$ *et dans la mousse aqueuse de foisonnement 30 pour une distance réduite de 1,01* $\mathrm{m/kg^{1/3}}$ *après détonation d'une charge de 145 g de plastrite®*

tion est initiée au centre de la charge d'explosif et qu'une onde sphérique de détonation, décrite par le modèle de Chapman-Jouguet, se propage dans l'explosif jusqu'à sa surface libre [52]. Les produits de détonation sont décrits par une équation d'état de type Jones-Wilkins-Lee (voir Chapitre 3). L'énergie de la détonation est déterminée comme $q = \int_{v_{CJ}} Pdv - \frac{u_{CJ}^2}{2}$.
La masse de l'explosif équivalent TNT est définie $m_{TNT} = 1,24 \cdot m_{plastrite}$.

Pour chacun des calculs, le maillage est uniforme et une cellule représente une longueur de 3 mm. La fraction volumique de liquide est inversement proportionnelle au foisonnement de la mousse. Celle-ci est supposée être dans des conditions atmosphériques normales au niveau de la mer : c'est-à-dire une pression de 1,01325 bar et une température de 298 K.

Onde de souffle diphasique : surpressions

Les profils de l'onde de souffle dans l'air et dans la mousse peuvent être comparés sur la *Fig. 79*. Les enregistrements de l'évolution de la surpression au cours du temps pour des capteurs situés à des distances réduites à la charge proches de $\mathcal{R} = 1$ $\mathrm{m/kg^{1/3}}$ sont présentés. Visuellement, une modification de la structure de l'onde de souffle peut être observée.

En effet, la durée de la phase positive est fortement augmentée par la présence de la mousse. Dans l'air, la durée de phase positive est inférieure à 0,5 ms alors que dans la mousse celle-ci excède 2 ms. La valeur du pic de surpression est diminuée par un facteur 10 environ. Enfin,

l'onde incidente est fortement ralentie par la présence du milieu diphasique. Le temps d'arrivée de l'onde de souffle dans l'air est de l'ordre de 0,5 ms contre 1,5 dans la mousse. L'onde de souffle dans l'air présente une faible phase négative qui est inexistante dans le cas confiné.

Cette comparaison semble en contradiction avec nos constatations lors de la campagne menée en Tube A Choc. En effet, nous avions montré que la présence de la mousse contribuait à une augmentation des pics de surpression (par rapport à une sollicitation équivalente dans l'air). Par conséquent, cette *Fig. 79* permet de mettre en valeur l'importance du train d'ondes de détente en aval de la phase de compression, et c'est ce couplage qui va induire une atténuation des pics de surpression par de la mousse aqueuse.

Les *Fig. 80 et 81* représentent les résultats expérimentaux et numériques de la surpression réduite de l'onde incidente en fonction de la distance réduite à la charge $r/W_{TNT}^{1/3}$ où W_{TNT} désigne la masse équivalente TNT de l'explosif considéré et r est la distance absolue à la charge. ΔP désigne la surpression maximale enregistrée et $P_0 = 1,01325$ bar est la pression atmosphérique.

Les mesures et calculs sont confrontés aux bases de données de Kinney & Graham [38] pour l'air et aux relations empiriques de la SANDIA pour la mousse [33], données par :

$$\begin{aligned} \ln(\Delta P) = 3,7757 + 0,317 \times \rho_m + (0,0043 \times \rho_m - 0,0372) \times \ln\left(2,7974 \frac{r}{W^{1/3}}\right) \\ -3,2788 \times \ln\left(0,7369 \times \frac{r \rho_m^{1/3}}{W^{1/3}}\right), \end{aligned} \tag{5.14}$$

où r est la distance à la charge en m, ΔP est en bar, W la masse équivalente de C4 exprimée en kg et ρ_m est la masse volumique de la mousse exprimée en kg/m$^{1/3}$.

Sur la *Fig. 80*, nos mesures dans la mousse sont respectivement confrontées aux relations (5.14) pour les mousses de foisonnement 30, 60 et 120. Pour les mesures effectuées, une hiérarchie se dégage. La mousse à foisonnement 30, pour une gamme égale de distances réduites, atténue aussi fortement les ondes de pression que la mousse de foisonnement 60 et plus fortement que la mousse de foisonnement 120. La relation empirique de la SANDIA, *Eq. (5.14)*, traduit la même tendance.

La *Fig. 81* permet de comparer le comportement du modèle par rapport à la loi de comportement empirique définie par la SANDIA. Nous constatons que les résultats de M^{3}OUSSACA

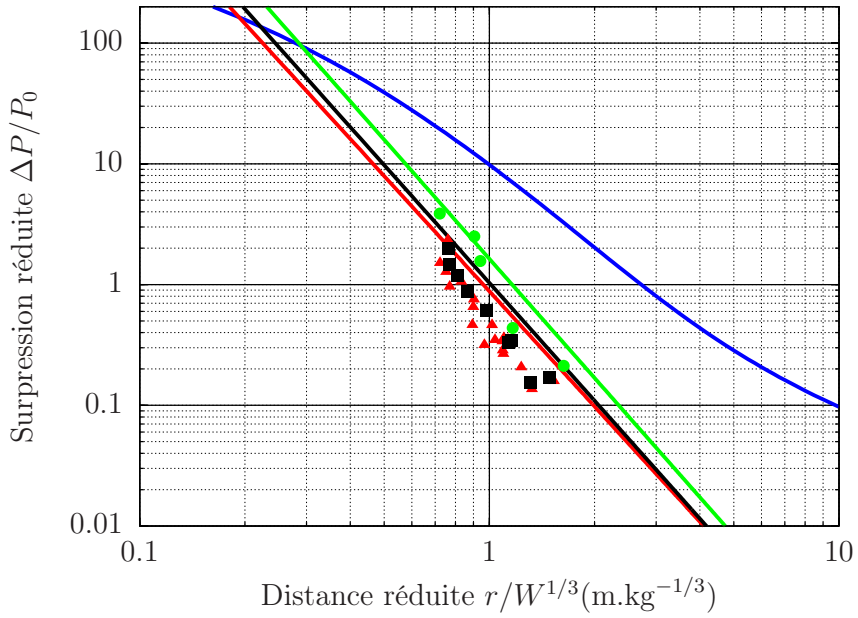

Fig. 80 – Surpression réduite $\Delta P/P_0$ en fonction de la distance réduite à la charge $r/W^{1/3}$ pour des mousses de foisonnement 30, 60 et 120 après détonation d'une charge de 145 g de plastrite®
Abaques de Kinney & Graham ——
Approximations SANDIA pour les mousses de foisonnement 30 ——, *60* ——, *et 120* ——
Mesures effectuées pour les mousses de foisonnement 30 ■, *60* ▲ *et 120* ●

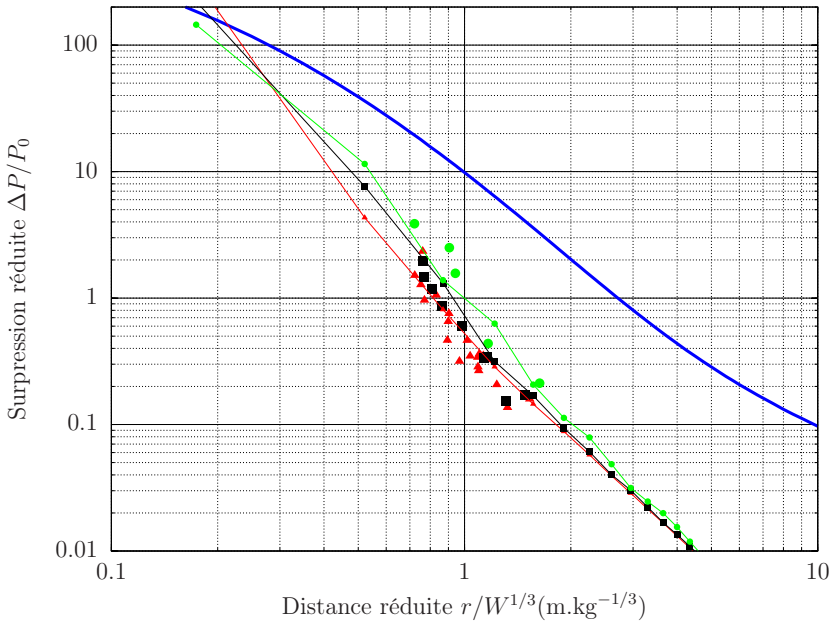

Fig. 81 – Surpression réduite calculée $\Delta P/P_0$ en fonction de la distance réduite $r/W^{1/3}$ pour des mousses de foisonnement 30, 60 et 120 après détonation d'une charge de 145 g de plastrite® Abaques de Kinney & Graham —
Mesures réalisées pour les mousses de foisonnement 30 ■, *60* ▲ *et 120* ●
Résultats numériques issus de M³OUSSACA sur des mousses de foisonnement 30 —▲—, *60* —■— *et 120* —●—

donnent des résultats satisfaisants pour modéliser le comportement de l'onde de souffle dans la mousse pour les distances réduites comprises entre 0,7 et 2 m/kg$^{1/3}$. Il est difficile d'étendre cette gamme de distance réduite car les relations empiriques de la SANDIA sont extraites de résultats expérimentaux dont les mesures étaient réalisées dans cette même gamme de distance réduite.

La *Fig. 81* indique que pour des distances réduites supérieures à 0,3, la surpression dans la mousse devient inférieure à la surpression équivalente mesurée dans l'air. Cette remarque n'a pu être validée par des mesures et le raisonnement s'appuie sur les résultats de simulation.

La surpression d'une onde de souffle peut être déterminée par la relation $\Delta P = \rho \cdot c \cdot u$. Dans le cas de la mousse aqueuse, l'impédance acoustique $\rho \cdot c$ est supérieure à l'impédance acoustique de l'air. En effet, dans une zone proche de la charge, la différence de vitesse de l'écoulement postchoc entre la mousse et l'air n'est pas significative et les deux phases seront en équilibre dynamique. Les surpressions attendues sont donc plus importantes. En revanche, pour les distances réduites supérieures à 0,3, la mousse, milieu de densité et d'impédance plus élevées, favorise la propagation des ondes de détente et de la même manière qu'elle amplifie l'onde initiale, elle amplifie les ondes de détente et favorise une décroissance de la surpression plus importante. Cela explique la différence de la pente d'atténuation de l'onde de souffle entre l'air et la mousse. Dans l'air, la pente d'atténuation est de l'ordre de 7 bar.kg$^{1/3}$/m alors que dans la mousse celle-ci est de 70 bar.kg$^{1/3}$/m. La surpression est initialement plus élevée dans les mousses de forte fraction volumique. Et nous pouvons ainsi constater que cette pente d'atténuation croît légèrement avec la fraction volumique. Ainsi une mousse de faible foisonnement a tendance à mieux atténuer les surpressions.

5.3.3 Onde de souffle diphasique : impulsions

L'impulsion positive d'une onde est calculée par l'intégration sur le temps de la surpression mesurée. Le domaine d'intégration est compris entre le temps d'arrivée t_a de l'onde incidente et la fin de la phase positive $t_a + t_d$, tant que la surpression mesurée est strictement positive :

$$I^+ = \int_{t_a}^{t_a+t_d} \Delta P\,(\tau)\,.\mathrm{d}\tau \tag{5.15}$$

L'impulsion positive réduite $I/W^{1/3}$ pour les expériences et les calculs est montrée sur les *Fig. 82 et 83* en fonction de la distance réduite à la charge $r/W^{1/3}$. De même que pour les

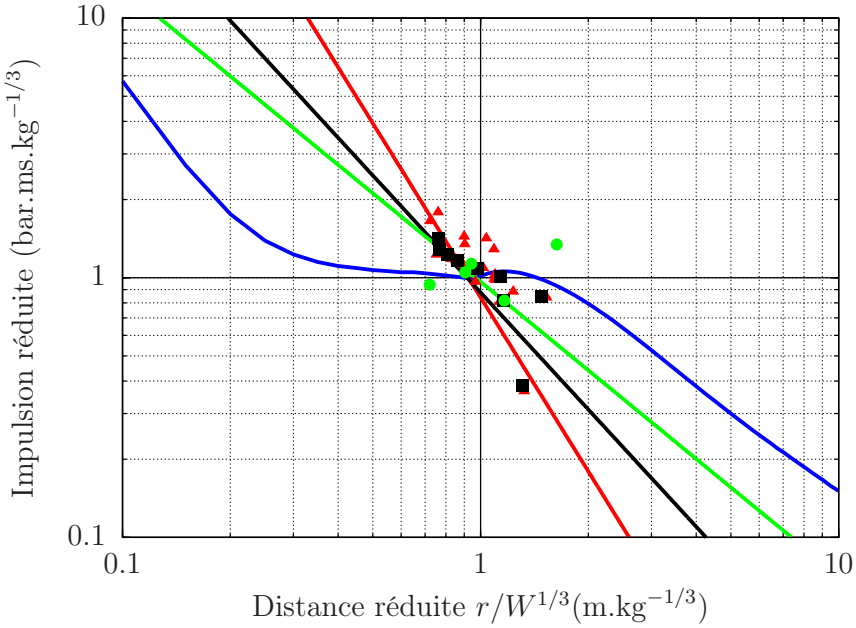

Fig. 82 – Impulsion positive $I/W^{1/3}$ en fonction de la distance réduite $r/W^{1/3}$ pour des mousses de foisonnement 30, 60 et 120 après détonation d'une charge de 145 g de plastrite®
Abaques de Kinney & Graham ——
Approximations SANDIA pour les mousses de foisonnement 30 ——, *60* —— *et 120* ——
Mesures effectuées pour les mousses de foisonnement 30 ■, *60* ▲ *et 120* ●

surpressions, les abaques de Kinney & Graham et la relation empirique de la SANDIA [45] pour l'impulsion, sont exploitées. La relation de la SANDIA est donnée par :

$$\ln\left(\frac{I^+}{W^{1/3}}\right) = 5,14567 - \frac{11,9025}{F} + \ln\left(\frac{R}{W^{1/3}}\right)\left(-0,7681 - \frac{43,7811}{F}\right), \qquad (5.16)$$

où $I^+/W^{1/3}$ est l'impulsion spécifique réduite exprimée en bar.ms/kg$^{1/3}$, W est la masse équivalente de TNT en kg, et où F désigne le foisonnement de la mousse.

Les *Fig. 82 et 83* sont plus difficiles à lire que celles présentant les résultats des surpressions. Les triangles rouges, les carrés noirs et les points verts représentent les mesures d'impulsion réalisées dans la mousse pour les mousses de foisonnement 30, 60 et 120 respectivement. Le foisonnement de la mousse n'a pas d'effet notable sur la détermination de l'impulsion et donc sur la dissipation de l'impulsion de l'onde de souffle. Au voisinage d'une distance réduite de 1 m/kg$^{1/3}$, nous constatons que les prévisions de la SANDIA sont indépendantes du foisonnement, phénomène que les expériences semblent également reproduire. Enfin, pour des distances réduites inférieures à 1 m/kg$^{1/3}$, l'impulsion de l'onde de souffle dans la mousse est plus importante que dans le cas de la propagation dans l'air. Au-delà de cette distance réduite, l'impulsion

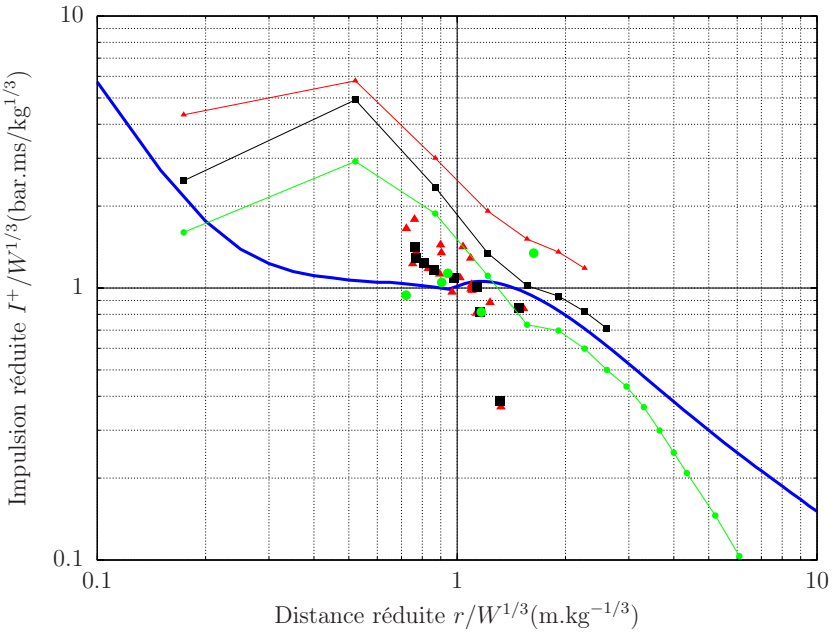

Fig. 83 – Impulsion positive réduite $I/W^{1/3}$ en fonction de la distance réduite $r/W^{1/3}$ pour des mousses de foisonnement 30, 60 et 120 après détonation d'une charge de 145 g de plastrite® Abaques de Kinney & Graham —
Mesures réalisées pour les mousses de foisonnement 30 ■, *60* ▲ *et 120* ●
Résultats numériques issus de M³OUSSACA sur des mousses de foisonnement 30 —▲—, *60* —■— *et 120* —●—

est plus faible et décroît plus rapidement.

La confrontation des calculs (voir *Fig. 83*)semble montrer que la dissipation de l'énergie par la mousse est indépendante du foisonnement. En revanche, plus la mousse est humide plus l'énergie de l'onde de souffle transmise au milieu diphasique est grande et plus l'énergie calculée à une distance donnée est importante. Si les calculs ne permettent pas de reproduire les mesures d'impulsion réalisées, nous pouvons cependant constater que la tendance est respectée. En effet, sur les distances réduites comprises entre 0,7 et 1,5 $m.kg^{-1/3}$, l'impulsion positive de l'onde de souffle, en échelle logarithmique, décroît "linéairement" et le calcul traduit cette tendance, exception faite des résultats obtenus avec la mousse de foisonnement 120. Cette dernière a une fraction volumique de liquide très faible, nous pouvons donc penser que pour les mousses de foisonnement élevé, le comportement de l'impulsion aura tendance à tendre asymptotiquement vers le comportement de l'impulsion dans le cadre d'une explosion aérienne non confinée.

La comparaison directe, des résultats expérimentaux et numériques, nous indique que des transferts de masse devraient être mis en place. En effet, les résultats numériques ne restituent pas les résultats expérimentaux, ils sont erronés d'un facteur 2. A des distances réduites supérieures à 0,5 $m/kg^{1/3}$, les températures des deux phases ne sont pas élevées à cause des transferts thermiques et à la grande masse volumique apparente de l'eau. Et l'évaporation serait ainsi négligeable. Cependant, avoir négligé, proche de la charge, les transferts de masse pourrait expliquer ces différences. La première raison est que l'évaporation est un processus endothermique. La deuxième raison pourrait être que la température d'équilibre thermodynamique entre le liquide et le mélange gazeux composé de l'air et de la vapeur d'eau serait plus faible. En ce sens, nous ne pouvons avoir de conclusion ferme quant à l'efficacité des mousses pour atténuer l'impulsion de l'onde de souffle. La comparaison de la courbe de Kinney & Graham dans l'air, avec les calculs dans la mousse, montre une pente d'atténuation de l'impulsion légèrement plus forte pour la mousse, pour de plus grandes distances.

5.3.4 Diagrammes Espace-Temps des ondes de souffle

Dans ce paragraphe, les diagrammes de propagation des ondes dans l'air et dans la mousse aqueuse sont reproduits à partir des résultats numériques obtenus à l'aide du modèle M^3OUSSACA. Les interfaces des produits de détonation, le choc primaire ainsi que les chocs secondaires sont reproduits sur la *Fig. 84* dans le cas où l'onde de détonation issue de l'explosif se propage dans l'air.

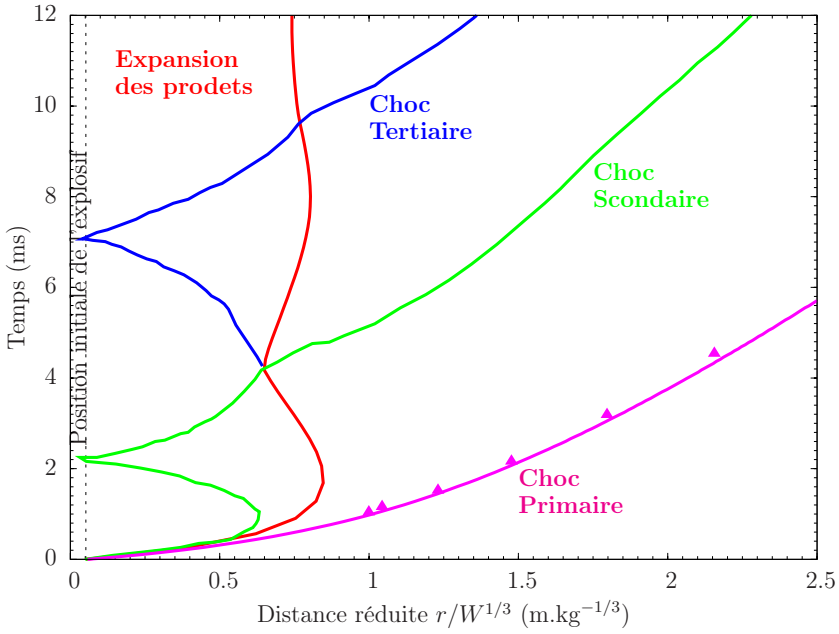

Fig. 84 – Diagramme Espace-Temps de propagation d'une onde de souffle aérienne pour la détonation d'une charge de 145 g de plastrite®. Les résultats des temps d'arrivée expérimentaux de l'onde de souffle primaire sont représentés avec des triangles

Le diagramme Espace-Temps dans l'air a été décrit par Brode [13]. Comme l'impédance acoustique de l'air est très faible devant celle des produits de détonation, l'onde de choc issue de l'onde de détonation est plus faible que les conditions CJ et décroît avec la divergence sphérique. Ce choc primaire est à l'origine du pic de surpression maximal. Il y a un bon accord entre les calculs et les mesures des temps d'arrivée de l'onde de choc primaire (voir *Fig. 84*). Un choc secondaire suivant l'onde de détente dans les produits de détonation se développe. Il s'amplifie à mesure qu'il se rapproche de l'origine avant de se réfléchir. Dans le même temps, les produits de détonation ont achevé leur première phase d'expansion et ils commencent à se rétracter. Le choc secondaire se réfléchit au centre de la sphère, et l'interaction de l'interface des produits de détonation avec le choc secondaire inverse leur trajectoire provoquant une réflexion partielle de ce choc secondaire et la création du choc tertiaire. Ce processus se répète tant que l'énergie des produits de détonation n'est pas entièrement dissipée.

La *Fig. 85* présente le diagramme Espace-Temps dans le cas de la propagation d'une onde de souffle dans la mousse aqueuse. De même que pour l'air, les temps d'arrivée de l'onde de choc primaire et les mesures réalisées sont cohérentes les unes avec les autres. La première différence avec le diagramme classique de propagation dans l'air est la présence d'une interface perméable

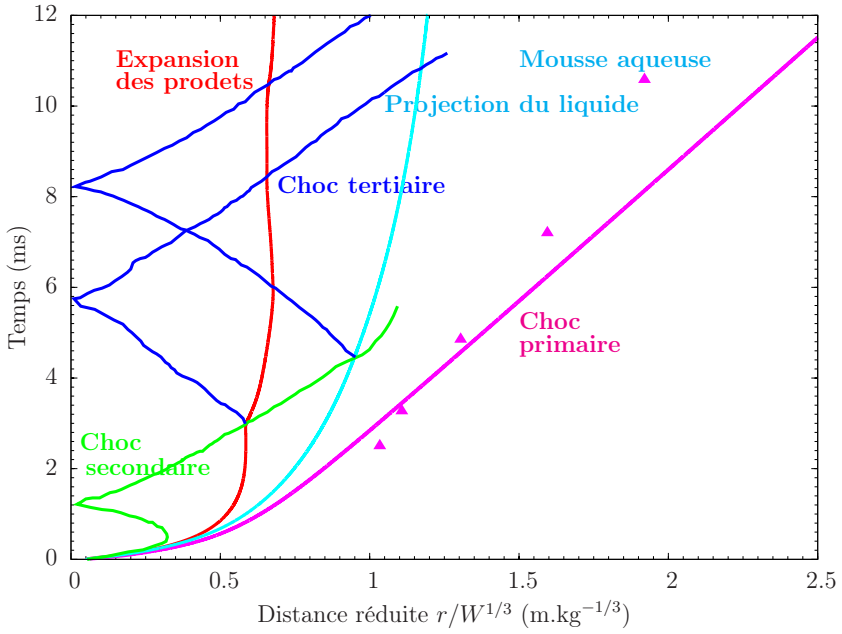

Fig. 85 – Diagramme Espace-Temps de propagation des interfaces et des ondes de choc dans une mousse aqueuse pour la détonation d'une charge de 145 g de plastrite® dans une mousse de foisonnement 120. Les résultats des temps d'arrivée expérimentaux de l'onde de souffle primaire sont représentés avec des triangles

de mousse aqueuse (en bleu sur la *Fig. 85*). En effet, le liquide et le gaz composant la mousse aqueuse sont, sous l'effet de l'émergence de l'onde de détonation, expulsés de l'interface matérielle du matériau énergétique. Ces deux phases ont un comportement différent du fait de la destruction de la mousse par le choc issu de l'explosif et parce que le gaz et le liquide ont des inerties différentes. La phase liquide a sa propre dynamique qui est différente de celle du gaz. Une fois la mise en vitesse du liquide effectuée, son inertie a tendance à projeter la phase liquide à une plus grande distance de la boule de feu [71]. Un nouveau milieu composé, exclusivement, d'air se met alors en place entre la boule de feu et la mousse aqueuse. Cela conduit à un diagramme de propagation des ondes secondaires plus complexe.

Une autre différence est mise en valeur ; le temps d'arrivée de l'onde de choc primaire dans le cas de la propagation dans la mousse est deux fois plus grand que celui observé dans l'air. Cela s'explique par le fait que la célérité du son dans le milieu diphasique est inférieure à celle d'un cas monophasique. De par sa construction, M^{3}OUSSACA reproduit la célérité du son de Wood, qui est celle de la mousse, en première approximation.

De plus, du fait que la mousse aqueuse a une plus grande densité que l'air et une plus grande

impédance acoustique, la vitesse de la boule de feu est plus faible et son expansion plus limitée. Enfin, les oscillations de la boule de feu dans la mousse sont moins marquées.

Cependant, il faut noter que, comme dans le Chapitre 4, les temps d'arrivée des ondes n'ont pu être recalés. Ce point est abordé dans le paragraphe suivant.

5.3.5 Structure d'une onde de souffle dans une mousse aqueuse

Dans ce paragraphe, nous allons confronter les historiques de pression d'une expérience réalisée dans la mousse de foisonnement 30 avec les profils de pression calculés avec M^{3}OUSSACA. Nous rappelons, ici, l'expression de la loi de coefficient de traînée que nous avons déterminée, ξ étant une constante ajustable :

$$C_d = \xi \frac{24}{Re_p}. \tag{5.17}$$

Nous allons présenter les résultats des calculs lorsque le modèle de fragmentation est désactivé, mais que la loi de C_d est définie telle que nous l'avons déterminée dans les expérimentations en Tube A Choc, $\xi = 105$. Un second calcul réutilise cette même loi de C_d, mais la fragmentation de la mousse est réactivée. Les comparaisons de ces calculs sont présentées sur la *Fig. 86*. Cette dernière met en vis-à-vis des capteurs dont la fragmentation est désactivée (à gauche) et activée (à droite). Les mesures expérimentales ainsi que les résultats numériques possèdent une structure semblable. En effet, nous pouvons indiquer que la structure d'une onde de souffle dans une mousse aqueuse se décompose en trois. Le premier choc précurseur semble être la signature de l'effondrement et de la ruine de la mousse. La deuxième partie a trait à la zone de relaxation liée au déséquilibre de vitesses et de températures entre les phases porteuses et dispersées. La troisième partie est liée au train d'ondes de détente. Si la première partie peut être clairement identifiée, on peut supposer que les deux autres parties ont certainement une zone de recouvrement. En effet, les deux phases peuvent être en déséquilibre lors de la phase décroissante de la pression. Si les deux dernières phases sont relatives aux ondes de souffle dans les milieux diphasiques, en général, la première est plus spécifique aux mousses aqueuses.

L'analyse de la *Fig. 86* montre que la fragmentation ne modifie pas sensiblement les niveaux de surpression calculés. Au niveau des temps d'arrivée des ondes, le gain entre un calcul avec et sans fragmentation n'est pas non plus significatif. Cependant, ce module nous permet de reproduire la structure des ondes de pression de l'expérience en trois parties distinctes. En comparant les signaux, nous constatons que la détermination d'un critère de rupture basé sur une valeur de pression constante ne permet pas de reproduire, en amplitude, le choc précurseur

des expériences sur l'intégralité du domaine réduit que nous explorons.

Enfin, des calculs supplémentaires ont été réalisés en faisant varier le coefficient ξ de la loi de C_d : d'une valeur de 105 nous le faisons évoluer vers une valeur inférieure qui vaut arbitrairement 30. La comparaison de ces résultats est effectuée sur la *Fig. 87*. La valeur 105 du coefficient ξ est à gauche et la valeur 30 à droite. En rouge, sont présentés les signaux expérimentaux et en vert, les signaux numériques.

L'analyse de la *Fig. 87* permet de montrer que le modèle multiphasique mis en place durant cette thèse donne de premiers résultats encourageants. Nous pouvons constater que la variation du coefficient ξ permet de déterminer la variation temporelle du train d'ondes de compression. Lorsque ce coefficient est défini à 105, nous constatons que le train d'ondes a tendance à être trop raide par rapport aux expériences. Le calcul réalisé avec le coefficient défini à 30 présente des pentes trop faibles. Nous constatons, également, que le coefficient ξ détermine la durée de la phase positive : définir un coefficient ξ petit a tendance à augmenter la durée de phase positive des signaux numériques.

Entre les deux calculs, l'impulsion positive de l'onde de souffle est globalement conservée. Donc augmenter la durée de la phase positive permet d'abaisser le niveau de surpression calculé. Il y a donc un choix à faire quant à la détermination de la loi de traînée. Cependant, une étude paramètrique réalisée sur ce coefficient de correction ξ nous a permis de déterminer que fixer cette valeur à 70 représente un bon compromis entre la restitution de la surpression et la conservation de la durée de phase positive, ainsi montré sur la *Fig. 88*.

5.4 Conclusions partielles

Une nouvelle campagne expérimentale a été réalisée, dans laquelle nous avons étudié une onde de souffle sphérique, non perturbée par les effets de sol. Elle a permis d'adjoindre de nouvelles données expérimentales à celles publiées par Hartman *et al.* [33].

Le foisonnement est le paramètre le plus important pour définir les propriétés de l'onde de souffle : surpression, impulsion positive, temps d'arrivée et durée de la phase positive. L'influence de la taille des bulles et de la viscosité de mélange est négligeable. Les niveaux de pic de surpression deviennent plus faibles dans la mousse pour des distances réduites de 0,2 $\sim$ 0,3 et

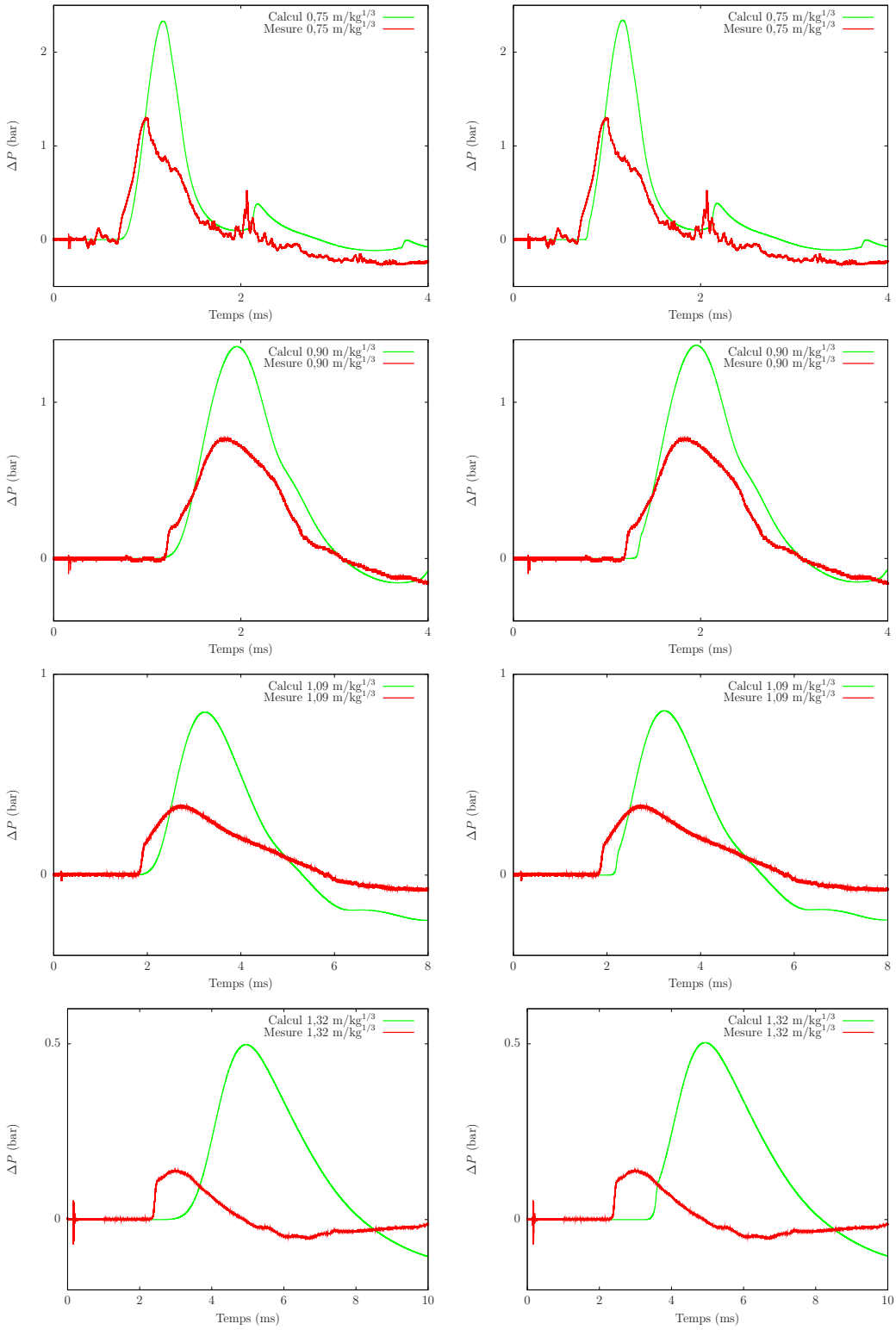

Fig. 86 – Effet de la fragmentation de la mousse sur les profils calculés avec $\xi = 105$ pour des distances réduites allant de 0,75 à 1,53 $\mathrm{m/kg^{1/3}}$ pour la détonation d'une charge de 145 g de plastrite®. La colonne de gauche présente les calculs sans fragmentation et la colonne de droite, les calculs avec fragmentation. En rouge : les signaux expérimentaux et en vert : les calculs

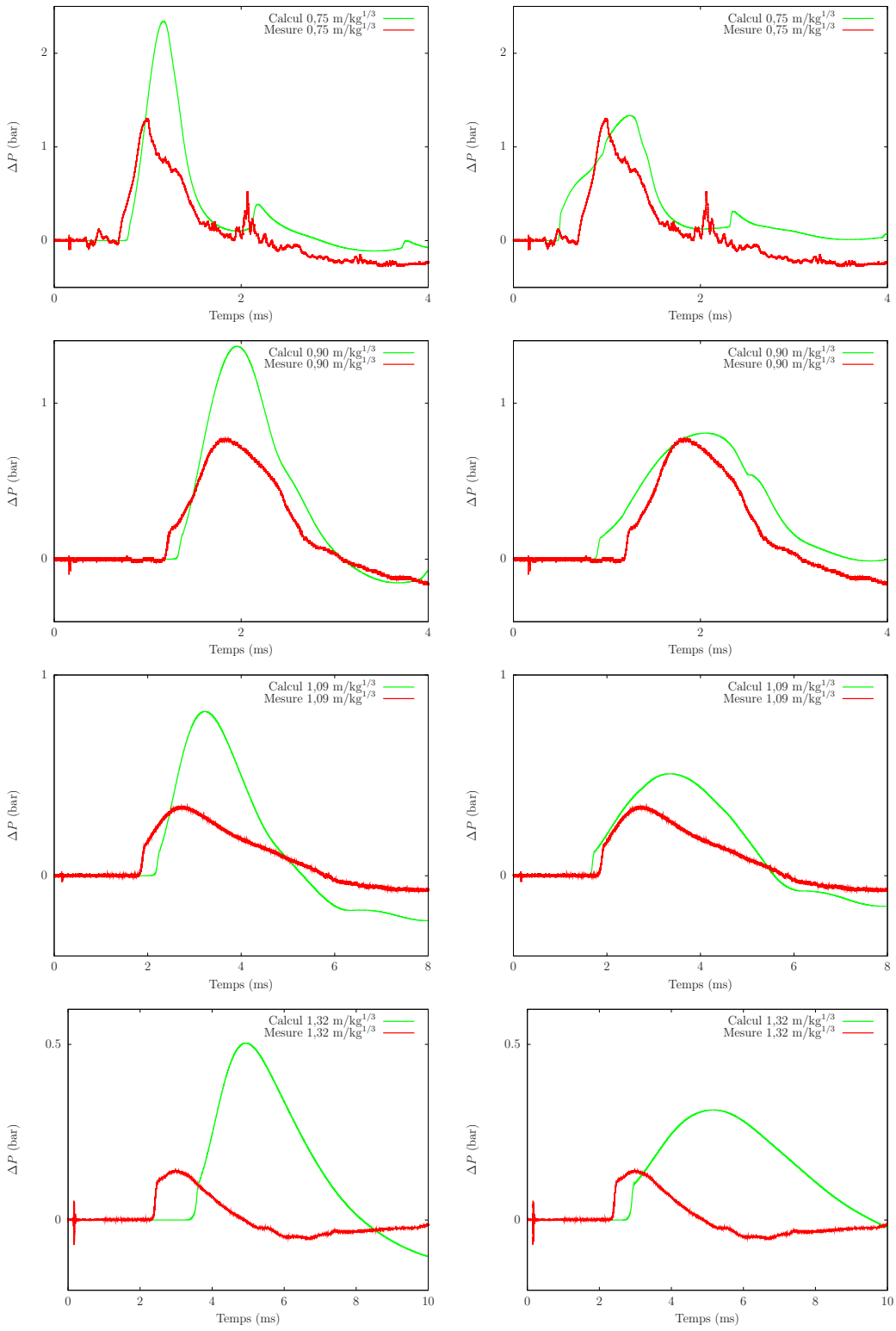

Fig. 87 – Effet de la valeur de ξ sur les calculs pour des distances réduites allant de 0,75 à 1,53 $\mathrm{m/kg^{1/3}}$ pour la détonation d'une charge de 145 g de plastrite®. Colonne de gauche : $\xi = 105$, colonne de droite : $\xi = 30$. En rouge : les signaux expérimentaux et en vert : les calculs

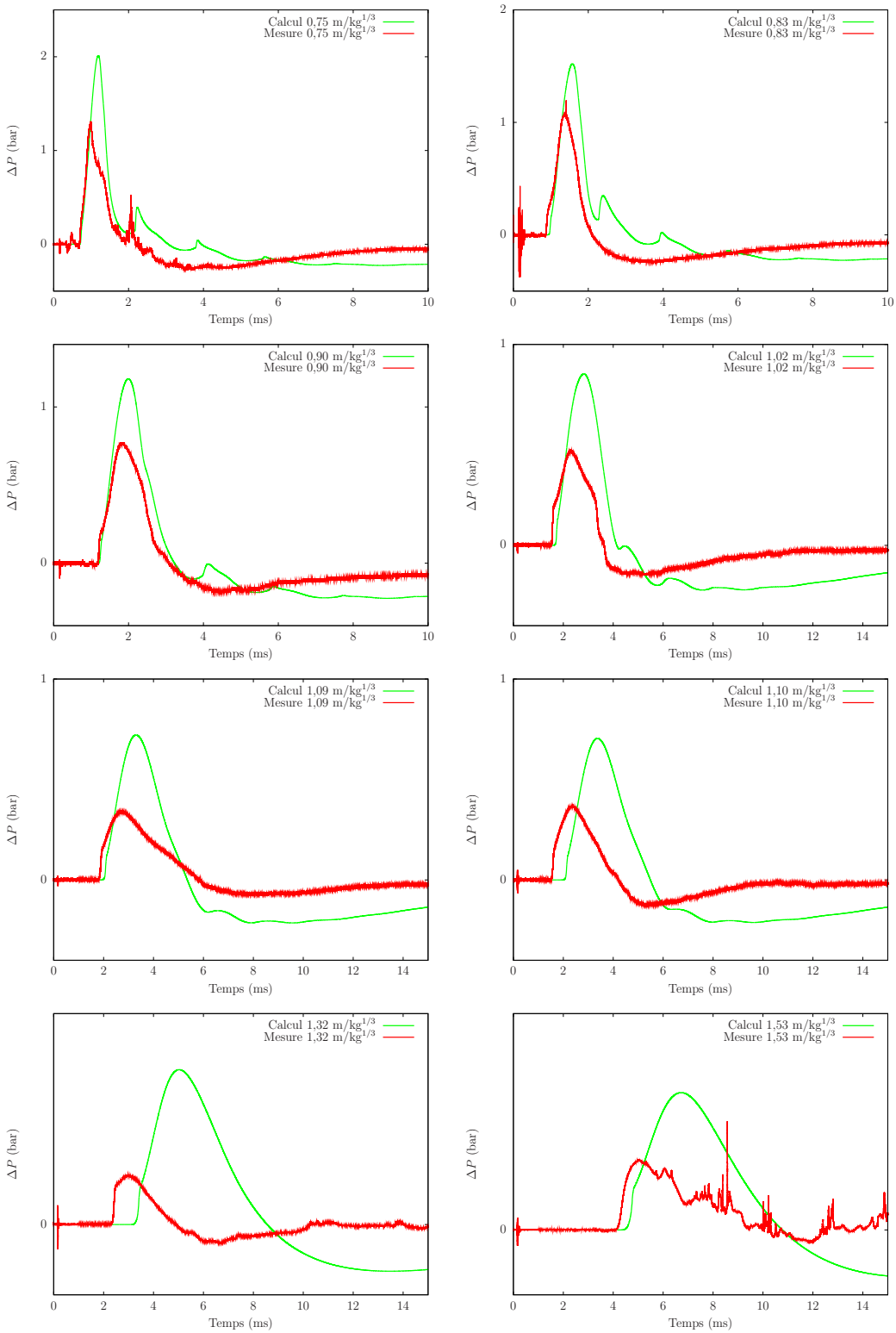

Fig. 88 – Confrontation des profils expérimentaux de pression aux profils calculés avec M³OUSSACA, avec $\xi = 70$, pour des distances réduites allant de 0,75 à 1,53 $\mathrm{m/kg^{1/3}}$ *pour la détonation d'une charge de 145 g de plastrite®. En rouge : les signaux expérimentaux et en vert : les calculs*

la pente d'atténuation est de 70 bar.kg$^{1/3}$/m pour dix fois moins dans le cas aérien, pour une gamme de distances réduites entre 0,7 et 1,5 m/kg$^{1/3}$. Les niveaux de surpression peuvent ainsi être atténués jusqu'à un facteur 20. L'utilisation d'une mousse plus lourde permet d'obtenir les niveaux de surpression les plus faibles. C'est également dans ce cas que l'onde de souffle est la plus ralentie et que la durée de la phase positive est la plus longue.
‘

Cependant, l'effet de l'atténuation de l'impulsion par la mousse est moins marqué. Nous constatons même que la présence d'une mousse a tendance à augmenter légèrement l'impulsion de l'onde, pour des distances réduites inférieures à un. Cette tendance se renforce pour une mousse plus lourde, plus humide.

L'analyse des signaux expérimentaux nous a permis de décomposer la structure d'une onde de souffle dans les mousses aqueuses en 3 parties. Les deux premières parties ont été identifiées lors du précédent chapitre lors de l'étude dans la configuration du Tube A Choc : un choc précurseur et une zone de relaxation. Dans la configuration d'un tir pyrotechnique, à ce choc composite vient s'adjoindre un train d'ondes de détente, qui provient de la divergence sphérique de l'écoulement. La zone de relaxation et les détentes ont, certainement, une zone de recouvrement. Et, c'est ce couplage qui va induire l'atténuation des pics de surpression. En effet, sans les détentes, comme la mousse a une plus grande impédance acoustique que l'air, elle engendre des niveaux de surpression plus élevés. En dessous d'une distance réduite de 0,2 $\sim$ 0,3, les surpressions d'après les résultats numériques du modèle sont plus élevées que dans l'air. Les expériences en Tube A Choc n'avaient pas permis de mettre en valeur ce pouvoir d'atténuation.

En se basant sur des résultats numériques, nous avons constaté la très grande sensibilité des résultats par rapport au coefficient de traînée. En effet, l'impulsion est globalement invariante, mais la durée de phase positive dépend du coefficient de traînée. Ainsi, les niveaux de surpression varient d'autant. Un compromis a ainsi été trouvé afin de reproduire la structure de l'onde de souffle diphasique et les valeurs de surpression. La donnée du diamètre a été déterminée à partir de la distribution des tailles des cellules, qui a été minutieusement construite à partir d'un traitement d'images de photographies de toutes les mousses qui ont été testées. Ainsi, nous avons mis en évidence l'effet de la dispersion du pic de surpression due à l'utilisation d'un milieu diphasique relaxant, mis en évidence expérimentalement par (cf. Borisov *et al.* [9]) et numériquement par Schwer & Kalaisanath [70] dans le cas de sprays avec des fractions volumiques 10 fois plus faibles. La constante présente dans le coefficient de traînée semble, également, dépendre du mode de génération de la mousse.

Il est également possible que les effets des transferts de masse et d'énergie, qui représentent l'évaporation devraient être mis en place, notamment proche de la charge, afin de corroborer au mieux la structure de l'onde de souffle et les niveaux de surpression.

Le diagramme Espace-Temps des ondes a montré la présence d'une interface perméable supplémentaire, qui provient des différences d'inertie entre les phases liquide et gazeuse, qui composent initialement la mousse. Cela crée une zone tampon d'air entre la boule de feu et la mousse, qui doit certainement favoriser l'atténuation. Nous constatons également que la chronométrie est mieux prédite par l'utilisation du modèle de fragmentation. Ce dernier devrait certainement être amélioré car le seuil de pression de rupture semble dépendre de la distance à la charge, quand elle est inférieure à 1,24 $m/kg^{1/3}$. Le seuil de pression de rupture doit ainsi dépendre des conditions de l'écoulement (comme indiqué par Arif [2] et comme la classification de l'atomisation secondaire (le Chapitre 6) nous le suggère). A l'autre extrémité, quand la surpression de l'écoulement devient inférieure à cette pression seuil et pour des distances réduites au-delà de 1,53 $m/kg^{1/3}$, la structure de l'onde de souffle n'est plus composée que de deux parties, la rupture de la mousse n'étant plus identifiable. Cela peut avoir des conséquences pour la problématique de la capture des particules (voir Chapitre 6).

Ces résultats nous amènent, également, à d'autres conclusions sur les effets des ondes de souffle confinées par des mousses aqueuses sèches. Ainsi, l'analyse des résultats numériques permet de montrer que, définir un volume de confinement dont la dimension serait inférieure à la distance réduite de 0,3 $m/kg^{1/3}$ est insuffisant pour percevoir un effet d'atténuation de la mousse en termes de surpression. En termes d'impulsion, cette distance limite est définie à 1 $m/kg^{1/3}$.

De plus, la quasi-absence de phase négative va fortement limiter l'effet de cisaillement que subira une structure lors de son interaction avec l'onde de souffle.

Une autre conséquence serait qu'au-delà de 1,53 $m/kg^{1/3}$, les niveaux de surpression mesurés étant très faibles, d'après le diagramme de Brode, (cf. Introduction) un être humain survivrait à l'onde de souffle. Si cette tendance se confirmait, nous pourrions préconiser, par rapport à ce critère, qu'un volume de confinement défini sur une distance de 1,5 $m/kg^{1/3}$, serait le volume de mousse maximal à mettre en œuvre pour confiner les effets de l'onde de souffle.

Chapitre 6

Vers la modélisation physique de la capture des particules par la mousse aqueuse et la prise en compte d'une atomisation secondaire

Parmi les travaux expérimentaux qui ont été menés tout au long de ce travail de thèse, une expérience de projection de particules dans un volume de mousse intègre a été mise en place. Cette dernière sera développée dans la première partie de ce chapitre.

De même, au cours des expériences réalisées en collaboration avec l'IUSTI, un certain nombre d'essais a été effectué sur un nuage de gouttes. L'objectif de ces premières expériences était de valider le comportement de M^{3}OUSSACA lorsqu'une onde de choc se propage dans un nuage de gouttes calibrées. Cette expérience est une application directe du calcul de M^{3}OUSSACA où, pour rappel, la mousse est représentée dans un état déstructuré sous la forme d'un nuage de gouttes monodispersé dont le diamètre a judicieusement été choisi. Le profil particulier des ondes de pression, mesurées dans le Tube A Choc, a permis le développement et l'étalonnage d'un modèle d'atomisation secondaire. Ce modèle est basé sur la variation du nombre d'éléments liquides dans le nuage et sur le temps nécessaire à l'écoulement pour provoquer la fragmentation des gouttes mères en gouttelettes filles de tailles micrométriques. Ces travaux sont exposés dans la deuxième partie de ce chapitre.

6.1 Capture de particules par les mousses aqueuses

6.1.1 Introduction

L'étude de la capture de particules par de la mousse aqueuse est très peu documentée. Avant de s'intéresser aux mécanismes physiques qui font que la mousse aqueuse est intéressante pour la rétention de particules, des expériences de confinement d'engins explosifs générateurs d'éclats ont été réalisées. Ainsi, des tentes Kevlar® ont été développées pour stopper les fragments issus de la charge [61, 62].

Les études plus fondamentales de dispersion de particules par des explosifs sont documentées lors de dispersion dans un milieu non confiné. Prenons, par exemple, les travaux de l'Institut Saint-Louis où la dispersion de particules d'aluminium d'une taille d'environ 100 µm a été réalisée [77]. Ces travaux sont, principalement, développés dans le cadre des études des explosifs thermobariques (un explosif thermobarique est une arme, non conventionnelle, qui combine des effets thermiques, d'onde de choc et de dépression).

Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser à la dispersion de particules dans la mousse aqueuse. Un des objectifs, à plus long terme, est d'être en mesure de prédire l'envol de particules toxiques en fonction de leur nature (matériau, masse volumique, réactivité avec les produits de détonation...) lorsque celles-ci sont confinées par de la mousse aqueuse. Comme nous venons de le faire dans cette thèse, les travaux devront mettre en œuvre de nouvelles expérimentations et un modèle numérique de dispersion. Nous ne nous sommes pas attachés à ce travail de développement de modèle numérique, mais au cours de notre campagne expérimentale sur champs de tir, nous avons développé un moyen de projection de particules ferriques de très petits diamètres (entre 1 et 6 µm) dans des mousses aqueuses. Nous avons fait le choix de développer un système permettant de décorréler, complètement, les particules métalliques des produits de détonation d'un explosif. Notre objectif premier était d'être en mesure de définir un volume maximal de mousse à mettre en œuvre autour d'un engin explosif pour que l'intégralité des particules reste confinée.

6.1.2 Configuration de l'expérience

Dans cette expérience, nous avons émis l'hypothèse que les particules, de dimensions très petites, ne sont pas retenues par les produits de détonation, gaz chauds et denses, mais qu'elles sont portées par l'écoulement derrière l'onde de choc. Ces particules évolueraient donc à la

vitesse matérielle du gaz.

Etant donné que la mousse est sèche, instantanément rompue par le passage de l'onde de choc (voir Chapitre 4), la probabilité, pour que les particules (de tailles micrométriques) rencontrent des bords de Plateau, reste faible. Dans ce cas, le plus pessimiste, les particules sont projetées avec une vitesse matérielle proche de celle des produits de détonation, déterminée par l'approximation des chocs forts et ne sont stoppées que par les films contenus dans la mousse intègre [46]. Cette méthode va nous permettre de déterminer une longueur critique de mousse nécessaire à la capture totale des particules.

Il fallait donc concevoir une expérience permettant de projeter les particules à vitesse élevée ($\approx$ 1500 m/s) dans un volume de mousse que le choc émergeant ne détruirait que très peu. Pour pouvoir atteindre des vitesses de projection élevées, le choix d'utiliser de l'explosif a été maintenu. Cependant, nous ne souhaitions pas que les particules se mélangent aux produits de détonation. Un système, inspiré des expériences d'initiation d'explosifs par choc fort ou tirs de canons, a été mis en place. Pour des facilités de montage, un boulon réusiné fait état de support pour les particules. Le culot du boulon a été percé (trou non débouchant) de manière à placer un détonateur au plus proche de la surface libre sur laquelle sont diposées les particules : 1,2 cm de matière entre la tête du détonateur et la surface libre ont été conservés. Pour que les tests effectués soient comparables, une cavité de 1,5 mm de profondeur a été usinée et les particules ont été disposées dans cette dernière. Nous souhaitions visualiser la distance parcourue dans la mousse par les particules avant qu'elles n'atteignent une vitesse nulle ; il fallait donc les projeter sur un axe horizontal. Le maintien des particules sur la tête de boulon est assuré par aimantation. Les particules utilisées sont ferriques et de diamètres calibrés entre 1 et 6 µm. Enfin, les particules se figeant dans la mousse, le résultat de l'essai ne pouvait être immédiat. Pour ne pas modifier les positions réelles des particules juste après leur projection, le bac de mousse est maintenu en position et la décantation de la mousse se fait naturellement. Dans les conditions d'essais, le temps nécessaire à une décantation totale approchait la semaine.

La *Fig. 89* montre la configuration de l'expérience. Le boulon, source de la projection des particules, était disposé sur un support en inox suffisamment alourdi pour qu'il n'y ait aucun mouvement de recul de celui-ci lors de l'initiation du détonateur. Le boulon est positionné à mi-hauteur du bac de mousse afin d'éliminer tout risque d'arrêt des particules par le fond de caisse. La longueur totale du conteneur est 76 cm. Le fond du bac de mousse est tapissé d'aimants parallélépipédiques (en face externe) dont les forces d'attractions sont de 4 kg afin

d'attirer et de maintenir les particules au fond du bac lors d'éventuels mouvements du liquide moussant.

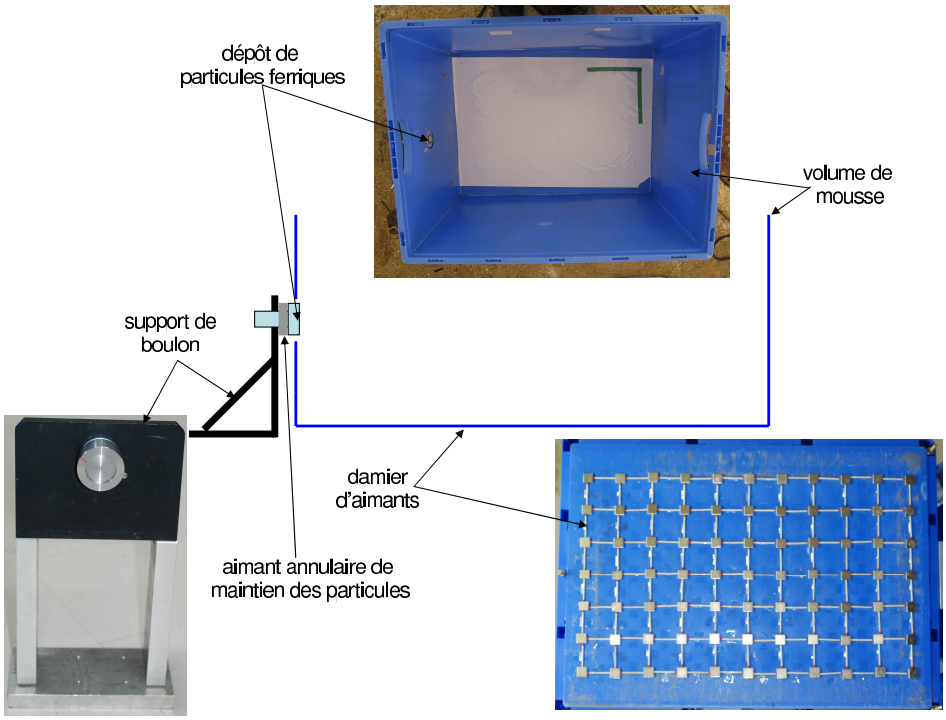

Fig. 89 – Schéma de principe de l'expérience de projections de particules dans une mousse intègre. Les particules sont disposées sur un boulon spécialement usiné puis projetées, à l'aide d'un détonateur contenant un gramme de pentrite®, dans un bac parallélépipédique rempli d'une mousse de foisonnement 30, 60 ou 120

Comme pour les expériences menées en Tube A Choc et sur champs de tirs, des essais de validation du système ont été effectués. Ils avaient pour but de :

- vérifier que l'écaillage du boulon n'allait pas jusqu'à sa destruction,
- vérifier que le tapis d'aimants, en fond du bac de projection permettait de fixer les particules,
- mesurer la vitesse de surface libre du boulon lors d'un test sans particules,
- mesurer la vitesse d'envol des particules (pour définir une condition initiale de vitesse d'envol des particules dans le futur modèle numérique).

Les mesures de vitesse sont assurées par des sondes VH (Vélocimétrie Hétérodyne) [54]. La sonde utilisée pour quantifier la vitesse de la surface libre du boulon a permis de mesurer une vitesse de déplacement de 2187 m/s. La sonde disposée pour évaluer la mise en vitesse des particules n'a pas eu de retour de signal (ces expériences ayant été réalisées dans un planning de tirs très serré, n'ont pas pu être reconduites). Les résultats obtenus sur ces essais sans mousse

ont été suffisamment concluants pour tester les configurations avec mousse.

Les particules ont été successivement projetées dans des mousses de foisonnement 30 (foisonnement minimal que nous pouvions générer sans dégradation des qualités de la mousse - homogénéité des tailles des bulles, continuité du boudin de mousse en sortie du générateur), 60 (foisonnement moyen usuellement produit par les systèmes de production de mousse de grands volumes) et 120 (foisonnement maximal atteignable avec le générateur MAS).

6.1.3 Résultats de l'expérience

Les premières constatations visuelles immédiatement après les essais ont montré que la mousse de foisonnement 30 confinait mieux les particules que la mousse de foisonnement 120. En effet, sur la surface externe de la mousse de foisonnement 120, nous avons pu identifier des perforations de la mousse à cause du passage de jets de particules, ce qui n'a pas été le cas avec la mousse de foisonnement 30. De plus, sur l'excès de mousse (à cause du remplissage du bac) disposée à l'extérieur du bac, nous avons pu visualiser des dépôts de particules.

La *Fig. 90* montre la disposition des particules après l'essai avec une mousse de foisonnement 30. Nous pouvons constater que la majorité des particules a été stoppée dans les deux premiers tiers du bac de mousse.

La *Fig. 91* montre la disposition des particules après la décantation de la mousse pour un essai avec une mousse de foisonnement 120. Nous avons pu observer que la paroi opposée au système de projection a arrêté un plus grand nombre de particules que lors de l'utilisation de la mousse de foisonnement 30. Les particules sont désormais des agglomérats d'une centaine de micromètres de diamètre identifié sur les photos par la multitude de points noirs. Les traces rectilignes grises/noires sont des renforts en plastique du bac de mousse.

La comparaison des deux images montre que la densité de particules retenue à l'intérieur du bac est plus faible lorsque la mousse est à foisonnement 120. Cela confirme le fait que la mousse de foisonnement 120 a eu un effet plus limité sur les particules : elles ont été moins ralenties.

Outre le ralentissement et la capture des particules provoqués par la multitude d'interfaces liées au problème du confinement (voir Chapitre 4). Il semble important d'utiliser en bordure

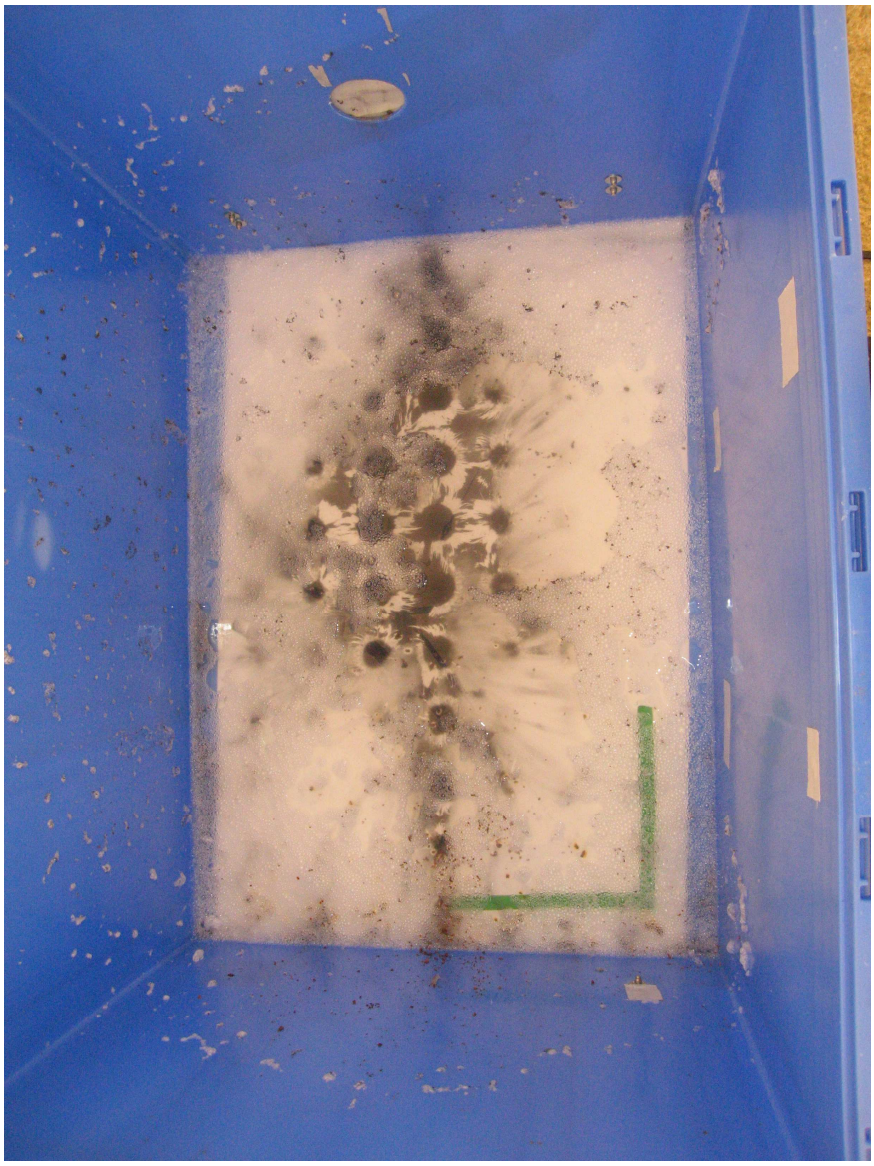

Fig. 90 – Résultat de la projection d'environ 2 g de particules de diamètres inférieurs à 6 µm *dans une mousse de foisonnement 30. Les particules sont projetées du haut vers le bas de l'image*

Fig. 91 – Résultat de la projection d'environ 2 g de particules de diamètres inférieurs à 6 µm *dans une mousse de foisonnement 120. Les particules sont projetées du haut vers le bas de l'image*

extérieure de la zone de confinement une mousse plutôt humide. Or, cette solution constitue une difficulté technique supplémentaire. Le problème de confinement étant tridimensionnel, il est difficile de faire tenir une épaisseur de mousse humide sur une épaisseur de mousse sèche. En effet, la mousse humide, plus lourde que celle qui la précède aura tendance à tomber sous la mousse la plus sèche. Cette constatation permet de mettre en valeur l'hypothèse faite par le laboratoire SANDIA : la mousse la plus efficace pour la problématique de confinement serait une mousse de foisonnement moyen de l'ordre de 60 [33].

6.1.4 Proposition d'améliorations

Les premiers tests de projection ont été réalisés avec des aimants annulaires pour maintenir les particules sur le boulon. L'aimant était disposé derrière la tête de boulon. Dans le temps imparti pour le développement de l'expérience et sa mise en œuvre, nous avons rencontré la difficulté de nous approvisionner en aimants annulaires compatibles avec nos boulons. Tous les essais réalisés avec mousse ont donc été effectués à l'aide d'aimants parallélépipédiques positionnés dans la cavité du boulon. Sous l'effet du choc, ces aimants ont été détruits et ont été projetés avec les particules. De plus, ce choix ne nous a pas permis de déterminer la masse de particules projetée pour chacun des essais. Si un tel système de projection devait être reconduit, il faudrait veiller à dimensionner la pièce (le boulon) de manière à pouvoir approvisionner facilement un nombre adapté d'aimants annulaires.

Un deuxième axe d'amélioration concerne l'homogénéité du tapis d'aimants qui sert au maintien des particules pendant la phase de décantation de la mousse. Par notre système, nous avons pu voir que les particules de chaque zone, se concentrent sur les aimants. Si nous avions utilisé une plaque aimantée, nous pouvons penser que la cartographie de la dispersion des particules serait plus précise.

Dans l'objectif de cartographier les positions de toutes les particules dispersées, il peut être envisagé de concevoir un bac de mousse de forme cylindrique sur une longueur plus importante que celle du bac mis en œuvre dans nos essais. De ces positions, en fonction des granulométries, nous pourrions ainsi définir des termes de transferts de quantité de mouvement, traduisant les frottements visqueux des particules sur la mousse.

A partir de ce système de confinement cylindrique, et, en parallèle du développement de l'outil numérique adapté au traitement d'une mousse intègre, il pourrait être envisagé de dévelop-

per un moyen de détection du nuage de particules dans la mousse et d'en évaluer une vitesse moyenne entre 2 points. A terme, il serait possible de déterminer l'évolution de la vitesse des particules en fonction de la célérité de l'onde se propageant dans la mousse.

Enfin, des expérimentations en Tube A Choc pourront être menées pour visualiser, d'une part, l'interaction des particules avec des cellules de mousse non détruites et, d'autre part, à des chocs plus forts. Nous pourrons également observer et comprendre l'interaction des particules avec une mousse détruite. Pour cela, on peut envisager de propager un choc dans la mousse pour la détruire. Les particules disposées en fond de tube seraient mises en mouvement par l'arrivée du choc incident, puis sa réflexion sur le fond de tube et elles se propageraient ainsi dans une mousse détruite et en mouvement.

Enfin, le principe du fond de bac aimanté peut être conservé pour la détonation de petites charges hémisphériques d'explosif entourées par des particules et la détermination de la part de particules restant dans la boule de feu.

6.1.5 Récapitulatif

L'objectif de ces travaux expérimentaux n'était pas de fournir des éléments permettant de développer un outil numérique dédié au comportement des particules dans la mousse aqueuse, mais plutôt de mettre en œuvre une expérience 1D relativement simple, afin de valider ou non l'idée que la mousse aqueuse permette de capturer les particules. Cette expérience ne donne pas de résultats significatifs pour avoir une réponse ferme à cette dernière supposition. Nous aurions tendance à annoncer que la mousse freine et stoppe un bon nombre de particules, mais pour s'assurer une capture totale, la disposition d'une structure légère autour du volume de mousse garantirait cette capacité de captation totale.

6.2 Atomisation secondaire d'un nuage de gouttes

6.2.1 Introduction

L'atomisation secondaire est un processus de fragmentation pendant lequel un nuage de gouttes mères est en tout ou partie transformé en un nuage de gouttes filles. Ce processus est possible lorsque la goutte mère est soumise à un champ d'instabilités aérodynamiques souvent associé

à un écoulement à grande vitesse et/ou des contraintes de pression importantes. De nombreux régimes d'atomisations secondaires sont décrits dans la bibliographie [32].

Le paramètre régissant cette phase est le nombre de Weber, rapport entre les forces aérodynamiques et les forces de tension superficielle de la goutte. Sa formulation est rappelée ci-dessous :

$$We = \frac{\rho_G \left| u_G - u_L \right|^2 d_{goutte}}{\sigma}. \tag{6.1}$$

L'atomisation secondaire est possible et définie pour un nombre de Weber supérieur à un nombre de Weber critique défini à 12. Cela signifie que les forces aérodynamiques doivent être supérieures de plus d'un ordre de grandeur aux forces de tension de surface de l'élément considéré.

Dans le cas des mousses aqueuses, où la phase liquide est définie par une tension de surface généralement inférieure d'un rapport 3 aux tensions de surface de l'eau, le processus d'atomisation secondaire est plus aisé. Dans la zone proche de l'explosif, où les contraintes mécaniques sont très élevées, il peut être nécessaire d'implémenter un modèle d'atomisation secondaire à la suite de la contrainte de fragmentation de la mousse.

En fonction du nombre de Weber, le mode d'atomisation secondaire varie. On passe ainsi d'un mode d'atomisation secondaire par vibration à un mode d'atomisation catastrophique voire une atomisation explosive. Dans le cas de l'atomisation par vibration, la goutte mère se scinde en deux gouttes filles de même taille. Dans le cas du mode catastrophique, la goutte mère est déformée puis atomisée en une multitude de gouttes filles de tailles différentes. L'atomisation explosive va former un nuage de gouttes filles de diverses tailles sans phase de déformation : cas où les contraintes mécaniques sont très importantes.

6.2.2 Présentation et résultats des expériences en Tube A Choc

A l'occasion de la réalisation des expérimentations en Tube A Choc, nous avons mis en place une campagne de propagation d'une onde de choc dans un nuage de grosses gouttes calibrées. Notre objectif n'était pas de mettre en place un modèle d'atomisation secondaire, mais de confronter le code M^{3}OUSSACA à un cas d'école. Ce travail, de compréhension et d'analyse de la propagation des ondes de choc dans les nuages de gouttes, a été réalisé par Alice Chauvin [16] au cours de sa thèse qui s'est déroulée de 2009 à 2012 au laboratoire IUSTI de Marseille. En effet, pour modéliser le comportement de l'onde de souffle dans la mousse aqueuse, nous avons

délibérément fait le choix de traiter le cas d'une mousse aqueuse déjà destructurée. Afin de tester le comportement du calcul, nous avons mis en place cette expérience en Tube A Choc, en reprenant des caractéristiques proches du cas des mousses aqueuses sèches. Le nuage de gouttes d'eau généré dans le Tube A Choc a une taille de gouttes mères de l'ordre de 500 µm. Cette taille de gouttes induit une fraction volumique de liquide proche de 1 %.

Pour obtenir une description détaillée de la configuration expérimentale, le lecteur pourra se référer aux travaux d'Alice Chauvin. Le Tube A Choc utilisé, le même que celui décrit dans le Chapitre 4, est en position verticale. L'injection du nuage de gouttes se produit par gravité au sommet du Tube A Choc. Les gouttes sont formées par le passage du liquide au travers d'une grille percée. Au déclenchement du tir, le nuage de gouttes se situe globalement entre les capteurs C_6 et C_1. De même que pour les expérimentations avec mousse, des mesures de vitesse sont réalisées en chambre LP (capteurs C_7 et C_8) afin de définir les conditions initiales de la chambre HP. Les mesures diphasiques sont réalisées entre C_6 et C_1.

Les profils de pression obtenus sur un tir à Mach 1,5 sont présentés sur la *Fig. 92*.

Les profils de pression des capteurs C_6 à C_1 sont particuliers. Le front de choc n'est pas atténué, dans le sens où il n'est pas diffusé (à opposer au cas des mousses aqueuses). En revanche, la surpression mesurée décroît avec l'épaisseur du nuage de gouttes.

De même que pour les mousses, la célérité de l'onde de choc est très fortement atténuée par la présence du milieu diphasique. Sur ces profils, ces fronts de choc sont associés à une diminution rapide de la surpression avant de faire apparaître un train d'ondes de compression qui finit par atteindre un équilibre mécanique.

Les profils de pression présentés dans la *Fig. 92* ont été analysés. Nous avons émis l'hypothèse que la fin du pic de pression de haute fréquence correspondait à la phase de rupture de la gouttelette. L'équilibre mécanique du milieu diphasique est obtenu à la fin du processus de relaxation des vitesses des gouttelettes filles et est représenté par ce train d'ondes de compression. En réalisant des relevés des temps de ces phases, nous avons pu constater que :

- le temps de breakup, temps nécessaire à l'écoulement pour déformer et détruire la goutte mère dont le diamètre est défini par d_{avant} de la goutte, augmente, quand la célérité de l'onde de choc incidente diminue,
- le temps de relaxation des vitesses est le temps nécessaire au système gaz + gouttes filles pour

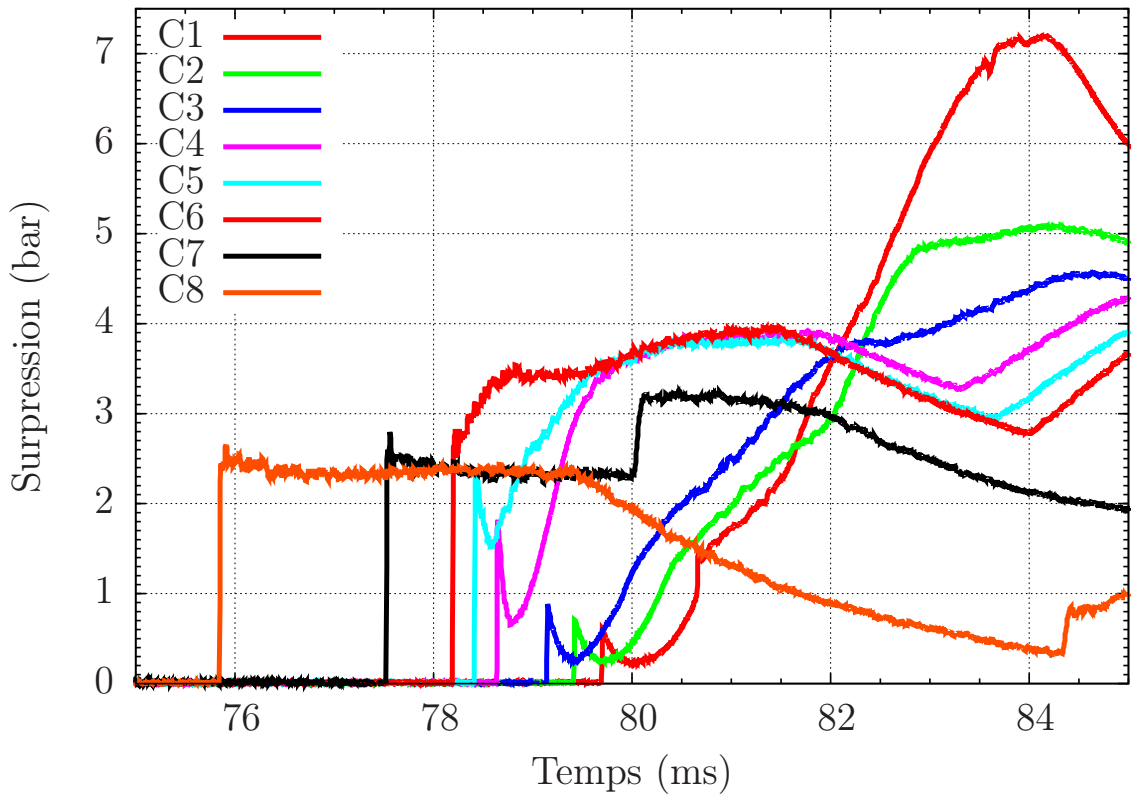

Fig. 92 – Résultats expérimentaux de la propagation d'une onde de choc à Mach 1,5 dans un nuage de gouttes calibré dont la taille de gouttes est de l'ordre de 500 µm *et la fraction volumique de liquide dans la veine d'essai avoisine les 1,2 %*

atteindre un nouvel état d'équilibre. Cependant, les mesures sont rapidement perturbées par l'arrivée d'une onde de choc réfléchie sur le fond de tube.

6.2.3 Vers une élaboration d'un modèle d'atomisation secondaire

Afin de prendre en compte l'atomisation secondaire et de reproduire par le calcul les profils de pression rencontrés, il est nécessaire d'adjoindre au modèle diphasique décrit dans le Chapitre 3 une équation sur le nombre d'éléments liquides présents dans l'écoulement, notamment dans le cas particulier d'un nuage de gouttelettes. Cette équation peut être décrite de la façon suivante :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial (n u_L)}{\partial r} = \dot{n}, \tag{6.2}$$

n est le nombre de gouttes défini à l'instant t, et $\dot{n}$ est le terme de fragmentation des gouttelettes.

Cette équation, de nature conservative, permet, dans le cas d'un nuage de gouttelettes, d'avoir accès au rayon des gouttes au cours du calcul. Chaque gouttelette est caractérisée par son diamètre d_{avant}, obtenu à partir de la fraction volumique α_L et du nombre de gouttes n présent par unité de volume. Sachant que :

$$\alpha_L = n\frac{\pi d_{avant}^3}{6} \text{ soit } d_{avant} = \left(\frac{6\alpha_L}{\pi n}\right)^{1/3}. \tag{6.3}$$

La surface spécifique (ou surface d'échange) A_I peut alors être déterminée ;

$$A_I = n\pi d_{avant}^2. \tag{6.4}$$

Lorsque l'atomisation secondaire n'est pas prise en compte, le terme source $\dot{n}$ est pris égal à zéro. Les critères de rupture sont, principalement, associés à l'atomisation de gouttelettes sphériques [36] pour laquelle il semble difficile de prévoir le diamètre moyen après atomisation. Dans les simulations numériques, le diamètre moyen peut être donné par l'équilibre entre les forces d'inertie et les forces de tension de surface, c'est-à-dire le nombre de Weber critique [80].

Après le passage de l'onde de choc, un ensemble d'instabilités au niveau de chaque goutte comme celle de Rayleigh-Taylor va déstabiliser la surface [36]. Le nombre de Weber critique indique la limite de stabilité entre les forces d'inertie et les forces de tension superficielle. Le nombre de Weber critique pour des gouttelettes soumises à des ondes de choc est donné par la formule [36], [80]

$$We_c = 12 \times (1 + 1,077\, Oh^{1.6}). \tag{6.5}$$

Il semble difficile de prévoir le diamètre de l'ensemble des gouttelettes filles [36] après atomisation. Cependant, quand le nombre de Weber local devient supérieur au nombre de Weber critique, les gouttes mères vont subir un ensemble d'événements de rupture/coalescence dont le temps caractéristique est quasi instantané [80], jusqu'à ce que le diamètre moyen soit donné par l'équilibre entre les forces d'inertie et les forces de tension de surface, c'est-à-dire par le nombre de Weber critique.

La détermination de ce diamètre au cours du calcul se fait également par une méthode itérative. La masse liquide dans chaque cellule de contrôle est constante :

$$\alpha_L \rho_L = n_{apres} \rho_L \frac{\pi d_{apres}^3}{6} = n_{avant} \rho_L \frac{\pi d_{avant}^3}{6}, \tag{6.6}$$

où n_{apres} et n_{avant} sont respectivement le nombre de gouttes avant et après le processus d'atomisation. La différence entre les deux termes est connue sur un pas de temps et donc le terme de fragmentation s'exprime :

$$\dot{n} = \frac{n_{apres} - n_{avant}}{\Delta t}. \tag{6.7}$$

L'analyse des signaux expérimentaux (voir *Fig. 92*) et la publication de Pilch & Erdman [63] montrent que l'atomisation secondaire de la mousse n'est pas immédiate. Il est donc nécessaire d'introduire une équation topologique supplémentaire au modèle pour gérer la chronologie des événements. Cette équation est une fonction du temps caractéristique de déformation de la goutte mère qui s'exprime de la manière suivante :

$$\tau = \frac{d_{apres}}{|u_G - u_L|} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{1/2}. \tag{6.8}$$

L'équation topologique à mettre en œuvre traduit le temps pendant lequel la gouttelette est soumise à des efforts aérodynamiques instables. Ces efforts sont traduits et gérés par le suivi du nombre de Weber dans l'écoulement. Lorsque le nombre de Weber est supérieur à sa valeur critique, alors l'équation topologique est activée :

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + u_L \frac{\partial \tau}{\partial r} = \dot{\tau}, \tag{6.9}$$

où $\dot{\tau}$ est égal à 1 si le nombre de Weber est supérieur ou égal à sa valeur critique et 0 dans le cas contraire. Le temps caractéristique τ est calculé si et seulement si le nombre de Weber est supérieur au nombre de Weber critique. Dès que τ atteint une valeur critique traduisant la fin

de la déformation de la goutte alors $\dot{n}$ vaut :

$$\dot{n} = \left(\left(\frac{d_\infty}{d} \right)^3 - 1 \right) \frac{n}{\tau_b - \tau_i}, \tag{6.10}$$

où τ_b définit le temps de fin de break-up, τ_i le temps de fin de déformation de la goutte et d_∞ est le diamètre critique du nuage des gouttes filles, diamètre pour lequel plus aucune atomisation secondaire n'est possible.

6.2.4 Résultats numériques

Le modèle numérique précédent a été testé sur une expérience en Tube A Choc à Mach 1,5. La *Fig. 93* présente la confrontation des résultats numériques et expérimentaux :
Les résultats sont satisfaisants pour les mesures réalisées sur les capteurs C_6 à C_4. Les niveaux de surpression et les profils de l'atomisation secondaire sont bien retrouvés. En revanche, les résultats sur les capteurs C_3 à C_1 sont moins bien restitués. Cela semble montrer que la définition d'un temps de break-up unique pour l'intégralité du nuage de gouttes n'est pas suffisant. Ce temps devrait probablement être ajusté en fonction de la vitesse de l'écoulement. Cependant, les résultats obtenus sont déjà acceptables et valident le modèle physique mis en place. Un travail supplémentaire d'analyse des résultats expérimentaux et numériques devra être effectué pour améliorer la qualité de ces premiers résultats. En effet, nous supposons que les caractéristiques du nuage de gouttes filles dépendent de la célérité de l'onde incidente.

6.2.5 Conclusion

Cette section du mémoire montre qu'à partir de la structure de M^{3}OUSSACA, il est tout à fait possible de mettre en place un modèle d'atomisation secondaire des Bords de Plateau. Un important travail de définition et de caractérisation du mode d'atomisation secondaire des Bords de Plateau doit néanmoins encore être fait.

La mise en place d'un tel modèle n'a pas été réalisée au cours de cette thèse car, d'une part, nous n'avons pas été en mesure de comprendre et de définir l'interaction de l'onde de choc avec la mousse à proximité de l'explosif. Et, d'autre part, la modélisation monodimensionnelle sphérique ne nous permet pas de gérer d'éventuels effets de parois. En effet, dans des conditions opérationnelles où l'explosif se situe à distance finie de parois (sol, mur...), une onde de choc réfléchie pouvant être très forte est générée par cette paroi. Dans ce cas, nous pouvons supposer

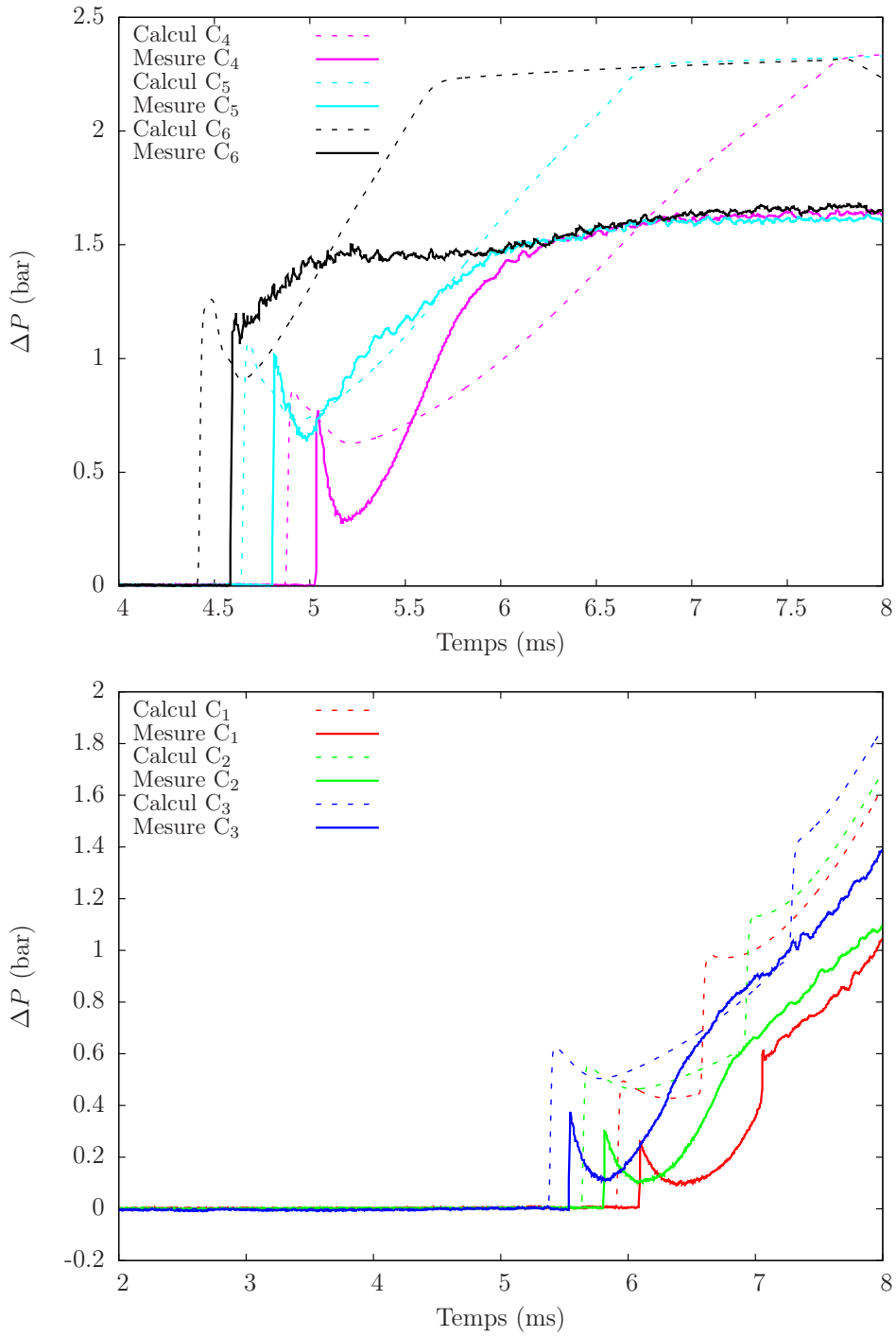

Fig. 93 – Confrontation des résultats numériques et expérimentaux du modèle d'atomisation secondaire pour un choc se propageant à Mach 1,5 dans un nuage de gouttes de diamètre moyen 500 µm

que cette onde de choc réfléchie va se propager dans une mousse aqueuse déjà détruite qui se présente comme un nuage de Bords de Plateau. Ce nuage de Bords de Plateau, tout comme un nuage de gouttes, est susceptible d'être atomisé par cette onde réfléchie. La présence de ce modèle dans une configuration bidimensionnelle est probablement nécessaire, notamment dans le cas d'un explosif posé au sol : cas dans lequel l'onde de choc réfléchie se confond avec l'onde de choc incidente et où des contraintes mécaniques (surpression et impulsion) très fortes sont présentes.

Chapitre 7

Conclusion et Perspectives

7.1 Conclusion

L'objectif de ce travail était de comprendre et de déterminer la phénoménologie de l'interaction d'une onde de souffle confinée par des mousses aqueuses sèches. Le travail s'est appuyé sur deux campagnes expérimentales, des essais en Tube A Choc et des tirs pyrotechniques, ainsi que sur le développement d'un modèle.

L'interaction d'un front de détonation, qui s'est propagé dans un matériau énergétique, avec le milieu ambiant va générer une onde de souffle. Elle se caractérise par une onde de choc, couplée à des détentes qui sont dues à la divergence de l'écoulement et qui vont progressivement ramener le pic de surpression à sa valeur nominale.

Le confinement utilisé est de la mousse aqueuse sèche, qui est un milieu diphasique. Initialement instable, sa structure polyédrique va rapidement se disloquer et les phases liquide et gazeuse, après avoir été sollicitées par des ondes de compression vont avoir des vitesses et des températures différentes. En effet, elles ont des inerties et des propriétés thermiques différentes. Des processus de relaxation vont alors ramener les deux phases vers le même état d'équilibre thermomécanique.

Une onde de souffle, confinée par un milieu diphasique peut donc se caractériser par l'interaction du front de choc, couplé à des détentes et des phénomènes de relaxation des vitesses et des températures [9]. La thèse s'est ainsi décomposée en deux parties. La première partie a consisté à étudier la propagation de l'onde de choc et son interaction avec les phénomènes de relaxation dans un Tube A Choc. La deuxième partie a consisté en l'étude de la phénoménologie complète

à travers des expériences pyrotechniques.

Dans les configurations de Tube A Choc, la gamme des nombres de Mach du choc incident va de 1,3 à 1,8. Malgré des surpressions relativement élevées, il apparaît que le choc transmis transite vers un train d'ondes de compression. Il apparaît que ce choc complètement dispersé est dû à l'évolution topologique de la mousse.

Une visualisation directe a permis de constater qu'après avoir été sollicités par une onde de choc, les films d'eau composant les bulles de mousse sont détruits quasi instantanément. L'équilibre capillaire de la mousse n'étant plus maintenu, elle s'effondre : ses Bords de Plateau s'étirent, se tordent et se désolidarisent les uns des autres pour former un spray de ligaments liquides. Les caractéristiques de l'écoulement correspondent à celles d'une phase gazeuse autour d'éléments cylindriques liquides, qui s'alignent avec l'écoulement, pour limiter les effets des forces de traînée. Au cours de ce processus, la phase gazeuse initialement dispersée est devenue la phase continue. La visualisation de ce milieu opaque n'a été possible que pour des mousses très sèches. Cependant, il est vraisemblable que la phénoménologie reste valable pour des foisonnements plus faibles.

Aussi, ce scénario a été conforté par la bonne adéquation entre les résultats numériques de M^{3}OUSSACA et les données expérimentales. La modélisation numérique s'appuie sur un modèle multiphasique inconditionnellement hyperbolique où les lois constitutives d'échange entre phases sont basées sur le fait que la phase liquide est un nuage de gouttelettes. Il a fallu cependant y apporter deux contributions. La première consiste au réajustement du coefficient de traînée : il est inversement proportionnel au nombre de Reynolds particulaire. $C_d = \xi 24/Re_p$. Il doit prendre en compte l'évolution naturelle des ligaments liquides vers des gouttelettes sphériques. La donnée du diamètre a été déterminée à partir de la distribution des tailles des cellules, qui a été minutieusement construite à partir d'un traitement des photographies de toutes les mousses qui ont été testées. La deuxième contribution a consisté à construire un modèle simplifié de fragmentation, basé sur un critère de pression de rupture. Le train d'ondes de compression se décompose alors en deux parties. La première partie ou "choc précurseur" se propage dans une mousse intègre qui se comporte ainsi comme un milieu homogène diphasique. La deuxième phase du train d'ondes de compression correspond à une mousse détruite en un spray de gouttelettes et dont les ondes de pression sont principalement transportées par la phase gazeuse.

Les études numériques et expérimentales montrent qu'une onde de pression incidente voit son

niveau de surpression augmenter, en pénétrant dans une mousse aqueuse. Plus la fraction volumique de liquide est importante, plus la pression d'interface entre la mousse et le gaz est importante, et, ce, quelle que soit la taille représentative du ligament liquide. Cela est en accord avec l'analyse des Invariants de Riemann linéarisés et les relations de choc [69]. Plus l'impédance acoustique augmente, plus le choc transmis est important. Cependant, cette propriété s'inverse lors de l'arrivée des détentes, qui proviennent de la chambre HP du Tube A Choc. En effet, la célérité de propagation du train d'ondes de compression diminue avec la fraction volumique et l'onde incidente est ainsi très sensible aux conditions arrière et donc aux détentes. L'onde de choc est ralentie plus vite que les ondes de détente qui vont la rattraper. Elle sera donc plus rapidement atténuée que dans l'air. C'est cette triple interaction, entre le choc, les détentes et les phénomènes de relaxation qui semble responsable du phénomène d'atténuation.

En complément de la base de données élaborée par Hartman *et al.* [33], une nouvelle expérience a été construite. Elle a permis d'étudier l'influence du foisonnement sur le phénomène d'atténuation dans la gamme de 30 à 120. Un soin, tout particulier, a été apporté afin de déterminer dans la mesure du possible les propriétés de la mousse (tension de surface, viscosité) ainsi que la distribution des tailles des cellules des mousses. Les progrès réalisés en matière de génération de la mousse nous ont permis de travailler sur des mousses dont la décantation restait limitée. Cela permet d'obtenir une mousse homogène dans le temps, qui ne décante pas avant la mise à feu des tirs. La masse d'explosif était de 145 g et les distances réduites, qui ont été explorées, sont de 0,7 à 1,5 $m/kg^{1/3}$. Les différents essais ont permis de déterminer que, par ordre croissant d'importance, la fraction volumique et les tailles de bulles étaient les paramètres les plus pertinents pour caractériser l'atténuation. La viscosité du prémélange liquide est, quant à elle, négligeable.

L'analyse de la structure d'une onde de souffle nous a permis de la décomposer en trois parties. Les deux premières parties ont été identifiées dans la configuration du Tube A Choc : un choc précurseur et une zone de relaxation. Dans la configuration d'un tir pyrotechnique, à ce choc composite vient s'adjoindre un train d'ondes de détentes, qui provient de la divergence sphérique de l'écoulement. La zone de relaxation et les détentes ont une zone de recouvrement. Et c'est ce couplage qui va induire l'atténuation des pics de surpression. Ainsi, au-delà d'une distance réduite de $0,2 \sim 0,3$, les niveaux de surpression sont très fortement atténués. En termes d'impulsion, l'atténuation de l'impulsion positive est moins marquée et l'impulsion négative est quasi inexistante. Pour des distances réduites plus faibles, le premier effet de la mousse est l'amplification de la surpression et non son atténuation.

La phénoménologie de la propagation d'une onde de souffle diphasique à la suite d'une détonation a également pu être dégagée. A la suite de l'interaction du front de détonation avec son confinement, les produits de détonation se détendent rapidement en un temps caractéristique inférieur à la milliseconde. Leur expansion conduit à une augmentation du volume occupé par les gaz chauds et denses issus de la décomposition du matériau énergétique. Lorsqu'ils interagissent avec la mousse composée d'air et d'eau, des échanges mécaniques et thermiques se mettent en place. De la même façon que dans la configuration du Tube A Choc, la topologie de la mousse a évolué en un spray de ligaments liquides. Sous l'effet de l'écoulement gazeux, en aval de l'onde de choc, les Bords de Plateau se désolidarisent également et finissent par constituer des filaments d'eau de forme cylindrique [12, 81]. Les échanges mécaniques, glissement du gaz sur les éléments liquides, et thermiques, échauffement du liquide et refroidissement du gaz, conduisent alors à une dissipation d'énergie qui influe directement sur la propagation de l'onde de choc incidente. Ces phénomènes macroscopiques ainsi que les multiples réflexions d'ondes sur les interfaces composant le système génèrent une multitude d'ondes de détente qui rattrapent l'onde de choc initiale. En conséquence, l'onde de souffle est ralentie et sa structure est modifiée. On passe successivement de l'observation d'une importante discontinuité à une combinaison d'ondes de compression de différentes amplitudes.

Ainsi, pour une impulsion globalement conservée, une dispersion du pic de surpression due aux effets de relaxation est observée. De plus, la faible célérité du son rend ce pic de surpression particulièrement sensible aux conditions arrière et aux détentes, inhérentes à la géométrie sphérique.

Une autre spécificité d'une onde de souffle diphasique par rapport au cas aérien est la création d'une interface perméable supplémentaire. Les gouttes liquides du spray, ayant une inertie plus grande que l'air sont projetées loin de la boule de feu. Ainsi, une couche composée d'air sépare les produits de détonation de la "mousse", qui est sous forme de spray.

De plus, le choc précurseur n'est plus identifiable pour des distances suffisamment éloignées de la charge. Dans ce cas, le niveau de surpression est faible et la mousse reste intègre.

Il faut cependant noter que, contrairement à la configuration en Tube A Choc, le seuil du choc précurseur n'est plus une constante, mais dépend de la distance à la charge. Il tend vers une valeur constante pour de grandes distances réduites. Il semble ainsi dépendre des conditions de l'écoulement, plus extrêmes dans le cas des tirs pyrotechniques. Ce seuil ne semble pas avoir d'effet significatif sur les paramètres de l'onde de souffle. En effet, ils sont plus sensibles au

coefficient de traînée. L'ajustement de la constante ξ à la valeur de 70 permet d'ajuster le profil de montée en pression et la durée d'impulsion positive de l'onde incidente. Cependant, cette valeur entraîne une surestimation des niveaux de pression. Diminuer cette valeur permet de retrouver les niveaux de sollicitations au détriment des deux paramètres précités. Cette loi et son coefficient, déterminés pour les mousses de foisonnement 30, doivent encore être validés pour les autres foisonnements.

Il reste certainement à mieux prendre en compte les transferts thermiques (convectifs, radiatifs) et l'évaporation partielle, proche de la charge. Se pose néanmoins la question de la détermination de la température des produits de détonation. Loin de la charge, les températures ne sont plus suffisantes pour permettre l'évaporation.

En outre, on peut également supposer que la zone tampon, créée entre la mousse et les produits de détonation, peut jouer un rôle dans la postcombustion d'un explosif.

7.2 Perspectives

Les travaux ont été orientés selon trois axes : le développement d'un modèle numérique, la réalisation de campagnes expérimentales en Tube A Choc et sur champs de tirs.

A la suite de ces travaux, il est possible de dégager plusieurs pistes pour la suite de l'étude. Elles concernent la mise en œuvre de nouveaux diagnostics, des améliorations à apporter au modèle, de nouvelles configurations à analyser. Une dernière partie concerne la thématique de la capture des particules.

– **Nouveaux capteurs & diagnostics**

  L'immersion des capteurs au sein de la mousse induit la présence d'une couche de liquide sur la sonde. D'une part, il serait intéressant d'évaluer l'impact de cette couche de liquide sur la mesure de pression afin de mieux déterminer les incertitudes engendrées. Et, d'autre part, cette dernière, en s'infiltrant au niveau des connectiques électriques et du cristal piézo-électrique, endommage les capteurs. Pour étancher la connectique électrique, des gaines thermostatées pourraient être utilisées. Pour isoler le capteur, une fine couche de graisse ou de silicone pourrait être employée. Cependant, des essais devront être réalisés pour optimiser l'épaisseur de cette couche et quantifier les erreurs de mesures induites.

  En outre, les mesures actuelles pourraient être complétées par d'autres diagnostics. On peut

imaginer concevoir un dispositif permettant une estimation de l'impulsion de l'onde de souffle. Ce dispositif serait placé à l'émergence de l'onde hors de la mousse et il épouserait sa forme. La mesure de la mise en vitesse de ce système à l'aide de sondes vélocimétriques nous permettrait de remonter à l'impulsion. En champ proche, effectuer des mesures de température serait un apport. Il reste à savoir et pouvoir réaliser ce type de sondes dans cet environnement hostile.

De nouveaux diagnostics optiques pourraient être mis en œuvre. Ils permettraient de visualiser le phénomène de fragmentation de la mousse et de le quantifier.

– **Nouvelles configurations**

Pour se rapprocher des exigences opérationnelles, il faudrait prendre en compte trois nouveaux effets. Le premier concerne l'émergence du choc hors de la mousse. Le second s'intéressera aux effets de la présence de parois sur le comportement de la mousse déstructurée lorsque cette dernière est sollicitée par une onde réfléchie. Enfin, il apparaît nécessaire de prendre en compte le mûrissement de la mousse car les tailles des cellules peuvent varier d'un ordre de grandeur pour un même foisonnement.

– **Améliorations du modèle**

Pour reproduire la propagation des ondes sur une plus grande gamme de distances réduites, il faudrait concevoir un nouveau modèle de fragmentation de la mousse afin de mieux reproduire le choc précurseur. De même, les transferts thermiques et de masse devront être implémentés. Enfin, la valeur du coefficient ξ dépendant du générateur utilisé, il devient nécessaire, d'un point de vue de la modélisation, d'être en mesure de décorréler les effets du foisonnement et les effets de la taille des cellules.

Pour mieux appréhender la chronomètrie des essais, l'élasticité de la mousse devra être prise en compte.

Enfin, il serait plus judicieux de pouvoir s'affranchir de la notion d'équivalence TNT afin d'éviter les incertitudes liées à la détermination de ce coefficient.

– **Capture des particules**

En ce qui concerne la thématique de la capture des particules par les mousses aqueuses, les premiers résultats étant qualitatifs, il reste à mieux quantifier le pouvoir d'arrêt des

différents éléments liquides composant la mousse, qu'elle soit intègre ou sous la forme d'un spray. L'objectif est de prévoir à terme le pouvoir d'arrêt dans la configuration d'un tir pyrotechnique. Il faudrait éviter l'écueil de la décantation, dans la phase d'analyse. Leur devenir, après cette première phase, reste encore à être déterminé. En effet, que deviennent les particules et comment se dispersent-elles dans l'atmosphère, tout en interagissant avec la boule de feu, dont le comportement est très différent du cas purement aérien ?

7.3 Conclusion personnelle

Nos travaux ont permis de faire des avancées significatives dans la compréhension de l'interaction entre la mousse et les ondes de souffle en combinant les aspects expérimentaux et numériques.

Ces travaux ont été l'occasion, pour moi, de combiner ma formation initiale en chocs et détonation avec de nouveaux domaines : les milieux diphasiques et la modélisation numérique. Réaliser ces travaux expérimentaux et numériques m'ont permis de comprendre que les mondes des numériciens et des expérimentateurs, bien qu'étant au service l'un de l'autre, sont très éloignés et restent souvent très cloisonnés. Durant ces travaux, j'ai beaucoup apprécié d'avoir la responsabilité de faire avancer mon projet, d'être au contact d'un grand nombre de personnes, de toujours me remettre en question, de confronter mes idées à celles des autres. Ce fut l'occasion de définitivement franchir la barrière entre le monde protégé de la scolarité et celui de la vie professionnelle.

Cette thématique du confinement est pour moi une thématique qui mérite d'être développée et poursuivie à l'avenir. Et ce serait avec grand plaisir que je poursuivrais ces activités.

Bibliographie

[1] R. Abgrall and R. Saurel. Discrete equations for physical and numerical compressible multiphase mixtures. *Journal of Computational Physics*, 186(2) :361–396, 2003.

[2] S. Arif. *Fracture Mechanism in Quasi-two-dimensional Aqueous Foam*. PhD thesis, Université de Northwestern, 2010.

[3] M.R. Baer and J.W. Nunziato. A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition DDT in reactive granular materials. *International Journal of Multiphase Flow*, 12(6) :861–889, 1986.

[4] W.E. Baker. *Explosion in Air*. University of Texas Press, 1973.

[5] G.J. Ball and R.A. East. Shock and blast attenuation by aqueous foam barriers : Influence of barrier geometry. *Shock Waves*, 9(1) :37–47, 1999.

[6] G. Baudin and R. Serradeill. Review of Jones-Wilkins-Lee equation of state. In *EPJ web of Conferences New Models and Hydrocodes for Shock Wave Processes in Condensed Matter*, 2010.

[7] H. Bethe, K. Fuchs, and J. Von Neumann. Blast wave. Technical Report Report LA-2000, Los Alamos Scientific Laboratory, 1947.

[8] Bibliomines. http ://www.bibliomines.org/fileadmin/tx_bibliodocs/hpd_f2.pdf. Consultation de juin 2012.

[9] A. A. Borisov, G. E. Gelfand, V. M. Kudinov, B. I. Palamarchuk, V. V. Stepanov, E. I. Timofeev, and S. V. Khomik. Shock waves in water foams. *Acta Astronautica*, 5 :1027–1033, 1978.

[10] A. Britan, H. Shapiro, and G. Ben-Dor. Foams for blast mitigation. In P. Stevenson, editor, *Foam Engineering : Fundamentals and Applications*, chapter 19. Foams for Blast Mitigation, pages 477–512. John Wiley and Sons, Ltd, Chichester, UK, 2012.

[11] A. B. Britan, G. Ben-Dor, H. Shapiro, M. Liverts, and I. Shreiber. Drainage effects on shock wave propagating through aqueous foams. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical Engineering Aspects*, 309 :137–150, 2007.

[12] A.B. Britan, I.N. Zinovik, and V.A. Levin. Breaking up foam with shock waves. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 28(5) :550–557, 1992.

[13] H. L. Brode. Blast wave from a spherical charge. *Physics of Fluids*, 2(2) :217–229, 1958.

[14] I. Cantat and S. Cantat. http ://images.math.cnrs.fr/la-structure-de-weaire-et-phelan.html, 2010.

[15] I. Cantat, S. Cohen-Addad, F. Elias, F. Graner, R. Héhler, O. Pitois, F. Rouyer, and A. Saint-Jalmes. *Les mousses : Structure et dynamique*. Collection Echelles, Belin, 2010.

[16] A. Chauvin, G. Jourdan, E. Daniel, L. Houas, and R. Tosello. Experimental investigation of the propagation of a planar shock wave through a two-phase gas-liquid medium. *Physics of Fluids*, 23 :113301–113314, 2011.

[17] A. Chinnayya, E. Daniel, and R. Saurel. Modelling detonation waves in heterogeneous energetic materials. *Journal of Computational Physics*, 196(2) :490–538, 2004.

[18] Unified Facilities Criteria. Structures to resist the effects of accidental explosions. Technical Report UFC 3-340-02, Department of Defense of United States of America, 2008.

[19] C. Dame. *Etude des relations entre la stabilité des mousses de décontamination nucléaire et leurs propriétés physico-chimiques*. PhD thesis, Université des Sciences et Techniques Paul Cézanne - Aix Marseille, 2006.

[20] M. Davies. *Buda's Wagon : a brief History of the Car Bomb*. Verso, 2007.

[21] E. Del Prete, A. Chinnayya, L. Domergue, A. Hadjadj, and J.F. Haas. Blast wave mitigation by dry aqueous foams. *Shock Waves*, 23 :39–53, 2012.

[22] N. D. Denkov, S. Tcholakova, K. Golemanov, K. P. Ananthapadmanabhan, and A. Lips. Viscous friction in foams and concentrated emulsions under steady shear. *Physical Review Letters*, 100 :138301–138303, 2008.

[23] L. Domergue, R. Nicolas, J.-C. Marle, L. Mathey, M. D'aloisio, L. Buche, and C. Hubert. Shock wave attenuation in aqueous foam. In 3^{rd} *International Conference on Safety and Security Engineering, InInbook Series : WIT Transactions on the Built Environment, Safety and Security Engineering III, Rome, Italy*, volume 108, pages 83–92, 2009.

[24] M. Durand. *Contribution théorique et expérimentale à l'étude du drainage d'une mousse aqueuse*. PhD thesis, Université Paris XI - UFR Scientifique d'Orsay, 2002.

[25] Eau et Feu. http ://www.eauetfeu.fr. Consultation de juin 2012.

[26] W. Fickett and W. C. Davis. *Detonation : Theory and Experiment*. Dover Publications, 1979.

[27] B. E. Gelfand. Attenuation of blast waves in two-phase mixtures. In *Proceedings of the International Symposium on Interdisciplinary Shock Wave Research, ISISW, 22-24 March, http ://iswi.nuae.nagoya-u.ac.jp/ISISW/ISISW.html*, pages 150–166, Sendai, Japan, 2004.

[28] B.E. Gelfand. Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag. *Progress in Energy and Combustion Science*, 22(3) :201–265, 1996.

[29] B.E. Gelfand and M.V. Silnikov. *Explosions and Blast Control*. Asterion St Petersburg, 2004.

[30] S. K. Godunov. A difference method for numerical calculations of discontinuous solutions of the equations of hydrodynamics. *Matematicheski Sbornik*, 47(89)(3) :271–306, 1959.

[31] H. Grandjean, N. Jacques, and S. Zaleski. Modélisation de l'atténuation d'une onde de pression sous-marine par réseau de bulles. In *La Houille Blanche*, volume 4, pages 19–24, 2011.

[32] D.R. Guildenbecher, C. Lopez-Rivera, and P.E. Sojka. Secondary atomisation. *Experiments in Fluids*, 46(3) :371–402, 2009.

[33] W. Hartman, B. Boughton, and M. Larsen. Blast mitigation capabilities of aqueous foam. Technical Report SAND2006-0533, Sandia National Laboratories, 2006.

[34] O. Heuzé. Equations of state of detonation products : Influence of the repulsive intermolecular potential. *Physical Review A*, 34(1), 1986.

[35] O. Heuzé. An equation of state for detonation products for hydrocode calculations. In 27^{th} *International Pyrotechnics Seminar IPS - 2000, 16-21 July*, pages 15–19, Grand Junction, Colorado USA, 2000.

[36] D.D. Joseph, J. Belanger, and G.S. Beavers. Breakup of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream. *International Journal of Multiphase Flow*, 25(6–7) :1263–1303, 1999.

[37] Gijs Katgert, Matthias E. Möbius, and Martin van Hecke. Rate dependence and role of disorder in linearly sheared two-dimensional foams. *Phys. Rev. Lett.*, 101 :058301–058303, 2008.

[38] G.F. Kinney and K.J. Graham. *Explosive shocks in Air*. 2^{nd} edition Springer Verlag, 1985.

[39] S. A. Koehler, S. Hilgenfeld, and H. A. Stone. Foam drainage on the microscale i. Modeling flow through single plateau borders. *Journal of Colloid Interface Science*, 276 :420–438, 2004.

[40] J.S. Krasinski and A. Khosla. Shock wave propagation and attenuation in foams. In 5^{th} *Australasian Conference on Hydraulics and Fluid Mechanics*, Université de Canterbury, December 1974.

[41] V.M. Kudinov, B.I. Palamarchuk, B.E. Gelfand, and S.A. Gubin. Shock waves in gas-liquid foams. *Applied Mechanics*, 13(3) :279–283, 1977.

[42] V.M. Kudinov, B.I. Palamarchuk, V.A. Vakhnenko, A.V. Cherkashin, S.D. Lebed, and A.T. Malakhov. Relaxation phenomena in foamy structure. In *Proceedings* 8^{th} *ICOGER*, pages 96–118, Minsk, 1981.

[43] M.-H. Lallemand, A. Chinnayya, and O. Le Métayer. Pressure relaxation procedures for multiphase compressible flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 49-1 :1–56, 2005.

[44] P. Larousse. *Grand Dictionnaire Universel du* XIX^e *siècle*. Larousse, 1877.

[45] M. Larsen. Nest calculator. Technical Report SAND94-2030, SANDIA National Laboratory, 1994.

[46] A. Le Goff. *Figures d'impact : tunnels, vase, spirales et bambous*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2009.

[47] O. Le Métayer, J. Massoni, and R. Saurel. Elaboration des lois d'état d'un liquide et de sa vapeur pour les modèles d'écoulements diphasiques. *International Journal of Thermal Sciences*, 43(3) :265–276, 2004.

[48] O. Le Metayer, J. Massoni, and R. Saurel. Modelling evaporation fronts with reactive Riemann solvers. *Journal of Computational Physics*, 205(2) :567–610, 2005.

[49] E. L. Lee, H. C. Horning, and J. W. Kury. Adiabatic expansion of high explosives detonation products. Technical Report TID 4500-UCRL 50422, Lawrence Radiation Lab., University of California, Livermore, 1968.

[50] J. H. S. Lee. *The Detonation Phenomenon*. Cambridge University Press, 2008.

[51] S. A. Magrabi, B. Z. Dlugogorski, and G. J. Jameson. Free drainage in aqueous foam : model and experimental study. *AIChE Journal*, 47 :314–327, 2001.

[52] J. Massoni, R. Saurel, A. Lefrançois, and G Baudin. Modeling spherical explosions with aluminized energetic materials. *Shock Waves*, 16(1) :75–92, 2006.

[53] E. B. Matzke. Volume-shape relationships in variant foams. A further study of the role of surface forces in three-dimensional cell shape determination. *American Journal of Botany*, 33(58), 1946.

[54] P. Mercier, J. Benier, P.A. Frugier, G. Contencin, J. Veaux, S. Lauriot-Basseuil, and M. Debruyne. Heterodyne velocimetry and detonics experiments. In *Proceedings of* 28^{th} *International Congress on High-Speed Imaging and Photonics in SPIE*, volume 7126, Canberra Australia, 2008.

[55] N. Mujica. *Quelques effets du désordre et des non-linéarités sur la propagation des ondes sonores*. PhD thesis, Université de Pierre et Marie Curie, Paris, 2002.

[56] N. Mujica and S. Fauve. Sound velocity and absorption in a coarsening foam. *Physical Review E*, 66(2), 2002.

[57] L. Munier. *Simulations expérimentale et numérique des effets retardés d'une explosion en milieu clos et en présence de produits liquides*. PhD thesis, Université de Marseille, 2011.

[58] C. Needham. *Blast Waves*. Shock Wave and High Pressure Phenomena, Springer, 2010.

[59] C. Ortiz, D.D. Joseph, and G.S. Beavers. Acceleration of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream. *International Journal of Multiphase Flow*, 30(2) :217–224, 2004.

[60] B.I. Palamarchuk and A.B. Postnov. Shock waves attenuation at condensed HE detonations placed in gas contained envelopes. the use of explosion energy in welding techniques. In *E.O. Paton's Institute of Electric Welding*, Kiev, Ukraine, 1989.

[61] L.R. Payne and D.L. Cole. Fragment capture device, March 30 2010. US Patent 7,685,923.

[62] P.J. Peregino, D. Bowman, R. Maulbetsch, D. Saunders, and L. Vande Kieft. Blast and fragmentation suppression with aqueous foam and a kevlar tent. In 28^{th} *Department of Defense Explosives Safety Board Seminar*, Orlando, Floride, 1998.

[63] M. Pilch and C.A. Erdman. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. *International Journal of Multiphase Flow*, 13(6) :741–757, 1987.

[64] J. A. F. Plateau. *Statique Expérimentale et Théorique des Liquides soumis aux seules Forces Moléculaires*. Gauthier-Vilars, Paris, 1873.

[65] R. Raspet and S.K. Griffiths. The reduction of blast noise with aqueous foam. *Journal of the Acoustical Society of America*, 74(6) :1757–1763, 1983.

[66] R.C. Reid, J.M. Prausnitz, and B.E. Poling. *The Properties of Gases and Liquids,* 4^{th} *Edition*. McGraw-Hill Inc. USA, 1987.

[67] G. Rudinger. Some properties of shock relaxation in gas flows carrying small particles. *Physics of Fluids*, 7(5) :658–663, 1964.

[68] M. Safouane. *Drainage des mousses aqueuses : rôle de la rhéologie du fluide moussant*. PhD thesis, Université Paris XI - UFR Scientifique d'Orsay, 2003.

[69] R. Saurel, O. Le Metayer, J. Massoni, and S. Gavrilyuk. Shock jump relations for multiphase mixtures with stiff mechanical relaxation. *Shock Waves*, 16(3) :209–232, 2007.

[70] D Schwer. and K. Kailasanath. Blast mitigation by water mist 2 : Shock wave mitigation using glass particles and water droplets in shock tubes. Technical Report NRL/MR/6410–03-8658, Naval Research Laboratory, 2003.

[71] D.A. Schwer and K. Kailasanath. Numerical simulation of the mitigation of unconfined explosion using water-mist. In *Proceedings of the Combustion Institute*, volume 31, pages 2361–2369, 2007.

[72] L.I. Sedov. *Similarity and dimensional methods in mechanics*. Mir Publishers, 1982.

[73] M.W. Seitz and B.W. Skews. Effect of compressible foam properties on pressure amplification during shock wave impact. *Shock Waves*, 15(3–4) :177–197, 2006.

[74] S.A. Sheffield and R. Engelke. *Shock Wave Science and Technology, Reference Library, vol. 3*, chapter Condensed-phase explosives : Shock Initiation and Detonation Phenomena. Springer-Verlag, 2009.

[75] P. Stevenson. *Foam Engineering : Fundamentals and Applications*. Wiley, 2012.

[76] G. Strang. On the construction and comparison of difference schemes. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, 5(3) :506–517, 1968.

[77] M.O. Sturtzer, Y. Gregoire, and D. Eckenfels. Experimental study of aluminium particle dispersed and ignited by high explosive. In *Military Aspects of Blasts and Shocks, Jérusalem, Israël, http : //www.mabs.ch/index_f.htm*, 2010.

[78] G. I. Taylor. The formation of a blast wave by a very intense explosion. In *Proceedings of the Royal Society*, volume 201, pages 159–174, 1950.

[79] E.F. Toro. *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics : A practical Introduction*. Springer-Verlag, 2009.

[80] F. Utheza, R. Saurel, E. Daniel, and J.C. Loraud. Droplet break-up through an oblique shock wave. *Shock Waves*, 5(5) :265–273, 1996.

[81] D. Weaire and S. Hutzler. *The Physics of Foams*. Oxford University Press, 1999.

[82] D. Weaire, S. Hutzler, G. Verbist, and E. Peters. A review of foam drainage. *Advanced Chemical Physics*, 102 :315–379, 1997.

Annexe A

Modélisation de la détonation sphérique

Evaluation de :

$$\frac{d^2y}{dc^2}.$$

Du développement de Taylor pour y :

$$y = y_{CJ} + (c - c_{CJ}) \left(\frac{dy}{dc}\right)_{CJ} + \frac{1}{2}(c - c_{CJ})^2 \left(\frac{d^2y}{dc^2}\right)_{CJ} + O\left(\delta c^3\right).$$

Dans cette relation :

$$\left(\frac{dy}{dc}\right)_{y=y_{CJ}} = 0,$$

et alors :

$$y = D + \frac{1}{2}\left(\frac{d^2y}{dc^2}\right)_{y=y_{CJ}} (c - c_{CJ})^2.$$

Or :

$$\frac{dy}{dc} = -\frac{y\left((u-y)^2 - c^2\right)}{2uc\,(u-y)\,f} = \frac{Num}{Denom},$$

et :

$$\left(\frac{d^2y}{dc^2}\right)_{CJ} = \frac{\left(\frac{dNum}{dc}\right)_{CJ} Denom - Num\left(\frac{dDenom}{dc}\right)_{CJ}}{Denom^2} = \frac{1}{Denom}\left(\frac{dNum}{dc}\right)_{CJ},$$

car :

$$Num = 0$$

Par ailleurs :

$$\left(\frac{dNum}{dc}\right)_{CJ} = -\left(\frac{dy}{dc}\right)_{CJ}\left((u_{CJ} - y_{CJ})^2 - c_{CJ}^2\right) - 2y_{CJ}\left((u_{CJ} - y_{CJ})\left(\left(\frac{du}{dc}\right)_{CJ} - \left(\frac{dy}{dc}\right)_{CJ}\right) - c_{CJ}\right),$$

$$\left(\frac{dNum}{dc}\right)_{CJ} = -2y_{CJ}\left((u_{CJ} - yCJ)\left(\frac{du}{dc}\right)_{CJ} - c_{CJ}\right).$$

L'équation :

$$(u-y)\frac{du}{dy} + \frac{c}{f}\frac{dc}{dy} = 0,$$

donne :

$$\left(\frac{du}{dc}\right)_{CJ} = -\frac{c_{CJ}}{f\left(u_{CJ} - y_{CJ}\right)}.$$

En reportant dans :

$$\left(\frac{dNum}{dc}\right)_{CJ}$$

on obtient :

$$\left(\frac{dNum}{dc}\right)_{CJ} = 2y_{CJ}c_{CJ}\left(\frac{f+1}{f}\right).$$

La dérivée seconde :

$$\left(\frac{d^2y}{dc^2}\right)_{CJ},$$

s'écrit alors :

$$\left(\frac{d^2y}{dc^2}\right)_{CJ} = \frac{1}{Denom}\left(\frac{dNum}{dc}\right)_{CJ} = \frac{2\left(f+1\right)}{2f^2}\frac{y_{CJ}}{u_{CJ}\left(u_{CJ} - y_{CJ}\right)}.$$

Comme :

$$u_{CJ} = \frac{D}{\gamma+1},$$

et :

$$y_{CJ} = D,$$

on obtient :

$$\left(\frac{d^2y}{dc^2}\right)_{CJ} = -\frac{2\left(f+1\right)}{2f^2}\frac{\left(\gamma+1\right)^2}{\gamma D}. \tag{A.1}$$

Reportée dans le développement de Taylor :

$$y = D + \frac{1}{2}\left(\frac{d^2y}{dc^2}\right)_{CJ}\left(c - c_{CJ}\right)^2 = D + \frac{1}{2}\frac{-2\left(f+1\right)\left(\gamma+1\right)^2}{2f^2\gamma D}\left(c - c_{CJ}\right)^2,$$

et :

$$\boxed{c = c_{CJ} - D\frac{f}{\gamma+1}\sqrt{\frac{2y}{f+1}\left(1 - \frac{y}{D}\right)}} \tag{A.2}$$

Gradient de la vitesse matérielle au front de détonation

Il est maintenant nécessaire de déterminer le gradient de la vitesse matérielle au front de la détonation :

$$\frac{dy}{du} = \frac{-f\,(u-y)}{c}\frac{dy}{dc}.$$

Après différentiation, on obtient :

$$\frac{d^2y}{du^2} = \frac{d}{du}\left(\frac{-f\,(u-y)}{c}\right)\frac{dy}{dc} + \frac{-f\,(u-y)}{c}\frac{d}{du}\left(\frac{dy}{dc}\right).$$

Or :

$$\frac{dy}{dc} = 0,$$

au front, donc :

$$\left(\frac{d^2y}{du^2}\right)_{CJ} = \frac{-f\,(u_{CJ}-y_{CJ})}{c_{CJ}}\frac{d}{du}\left(\frac{dy}{dc}\right).$$

Or :

$$y_{CJ} = u_{CJ} + c_{CJ},$$

$$\left(\frac{d^2y}{du^2}\right)_{CJ} = f\frac{d}{dc}\left(\frac{dy}{dc}\right)_{CJ}\left(\frac{dc}{du}\right)_{CJ},$$

$$\left(\frac{d^2y}{du^2}\right)_{CJ} = f\left(\frac{d^2y}{dc^2}\right)_{CJ}\left(\frac{dc}{du}\right)_{CJ},$$

$$\left(\frac{d^2y}{du^2}\right)_{CJ} = f\left(\frac{d^2y}{dc^2}\right)_{CJ}\frac{-f\,(u_{CJ}-y_{CJ})}{c_{CJ}},$$

$$\left(\frac{d^2y}{du^2}\right)_{CJ} = f^2\left(\frac{d^2y}{dc^2}\right)_{CJ}. \tag{A.3}$$

Ainsi à l'aide de l'équation (A.2) :

$$\left(\frac{d^2y}{dc^2}\right)_{CJ} = -\frac{2\,(f+1)}{2f^2}\frac{(\gamma+1)^2}{\gamma D},$$

$$y = D + \frac{1}{2}\frac{d^2y}{du^2}\,(u-u_{CJ})^2,$$

devient :

$$y = D + \frac{1}{2} f^2 \frac{-2\left(f+1\right)}{2f^2} \frac{\left(\gamma+1\right)^2}{\gamma D} \left(u - u_{CJ}\right)^2,$$

et :

$$\boxed{u = u_{CJ} - \frac{D}{\gamma+1}\sqrt{\frac{2\gamma}{f+1}\left(1 - \frac{y}{D}\right)}.} \tag{A.4}$$

Gradient de la masse volumique au front de détonation

$$y = D + \frac{1}{2}\frac{d^2y}{d\rho^2}\left(\rho - \rho_{CJ}\right)^2,$$

or :

$$\frac{dy}{d\rho} = \frac{dy}{dc}\frac{dc}{d\rho} = \frac{c}{\rho} f \frac{dy}{dc},$$

donc :

$$\frac{d^2y}{d\rho^2} = \frac{d}{d\rho}\left(\frac{c}{\rho}f\right)\frac{dy}{dc} + \left(\frac{c}{\rho}f\right)\frac{d}{d\rho}\frac{dy}{dc}.$$

Au front, la dérivée de y par rapport à la célérité du son est nulle. Ainsi :

$$\frac{d^2y}{d\rho^2} = \left(\frac{c}{\rho}f\right)\frac{d^2y}{dc^2}\frac{dc}{d\rho},$$

$$\frac{d^2y}{d\rho^2} = \left(\frac{c}{\rho}f\right)^2\frac{d^2y}{dc^2},$$

$$\frac{d^2y}{d\rho^2} = \left(\frac{c}{\rho}f\right)^2\frac{-2\left(\gamma+1\right)^2}{\gamma D}\frac{f+1}{2f^2},$$

or,

$$c_{CJ} = \frac{\gamma}{\gamma+1}D,$$

$$\rho_{CJ} = \frac{\gamma+1}{\gamma}\rho_0,$$

$$\left(\frac{d^2y}{d\rho^2}\right) = \left(\frac{c_{CJ}}{\rho_{CJ}}f\right)^2\frac{-2\left(\gamma+1\right)^2}{\gamma D}\frac{f+1}{2f^2},$$

$$\left(\frac{d^2y}{d\rho^2}\right) = \frac{\gamma^4}{\left(\gamma+1\right)^4}\frac{D^2}{\rho_0^2}\frac{-2\left(\gamma+1\right)^2}{\gamma D}\frac{f+1}{2},$$

$$\left(\frac{d^2y}{d\rho^2}\right) = \frac{\gamma^3}{(\gamma+1)^2}\frac{D}{\rho_0^2}\frac{-2(f+1)}{2},$$

et :

$$y = D + \frac{1}{2}\frac{\gamma^3}{(\gamma+1)^2}\frac{D}{\rho_0^2}\frac{-2(f+1)}{2}(\rho-\rho_{CJ})^2,$$

et finalement :

$$\boxed{\rho = \rho_{CJ} - \frac{\gamma+1}{\gamma}\rho_0\sqrt{\frac{2}{\gamma(f+1)}\left(1-\frac{y}{D}\right)}.} \tag{A.5}$$

Pour l'intégration numérique, le système d'équations différentielles ordinaires à résoudre est donc composé des équations (3.36) et (3.38). Ce système est complété par :

$$\frac{P}{P_{CJ}} = \left(\frac{\rho}{\rho_{CJ}}\right)^{\gamma}, \tag{A.6}$$

$$c = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}}. \tag{A.7}$$

Ces relations sont intégrées à l'aide de méthodes d'Euler à l'ordre 1 ou 2. Au niveau du front de la détonation, les relations (A.4) et (A.5) sont utilisées pour déterminer la masse volumique et la vitesse matérielle des produits de détonation après émergence de l'onde de détonation à la surface du matériau énergétique. La solution numérique issue de ce système d'equations différentielles ordinaires est utilisée comme une condition initiale du code multiphasique M^{3}OUSSACA qui permet de traiter la problématique du confinement par de la mousse aqueuse.

Annexe B

Surface de contact à 3 phases

Pour reproduire au mieux la dynamique des ondes se propageant dans une mousse aqueuse, le choix d'étendre le calcul à un modèle multifluide a été effectué. Un jeu complet d'équations d'Euler, ainsi qu'une équation d'état propre aux produits de détonation ont été ajoutés au système défini dans la partie précédente. La $3^{ème}$ phase intervient, principalement, pour l'initialisation du problème. Les produits de détonation, gaz denses et chauds, sont responsables de l'évaporation partielle de la phase liquide de la mousse et s'expansent dans les premiers instants de la simulation. Ils sont à l'origine des propriétés thermomécaniques de l'onde de souffle se propageant dans la mousse. La principale difficulté à la mise en œuvre de cette phase supplémentaire est la gestion des interactions entre les phases et les calculs des surfaces de contact $S_{ij}, i = [1, 3] j = [1, 3]$.

La détermination des surfaces de contact se fait par itérations et elles sont des fonctions de la fraction volumique du fluide considéré au bord de maille $i + \frac{1}{2}$. La première étape consiste à déterminer les surfaces pour lesquelles le fluide j est en contact avec lui-même. La seconde étape consiste à déterminer la valeur des termes croisés jk. Le passage à des fluides multiphasiques [17] nécessite de déterminer arbitrairement des contacts privilégiés entre fluides. Les étapes de détermination des surfaces de contact sont alors les suivantes :
– contacts du fluide j avec lui-même,
– contact privilégié entre un fluide j et un fluide k,
– détermination des autres contacts.
Le choix arbitraire de privilégier le contact de cette troisième phase (composée par les produits de détonation) sur la phase gazeuse de la mousse a été effectué. Le fluide Pdt ne peut être en contact qu'avec lui-même et le fluide G. Sous l'hypothèse que le fluide Pdt n'interagit pas sur le fluide L, toutes les configurations se regroupent en 2 cas de figure (voir *Fig. 94*).

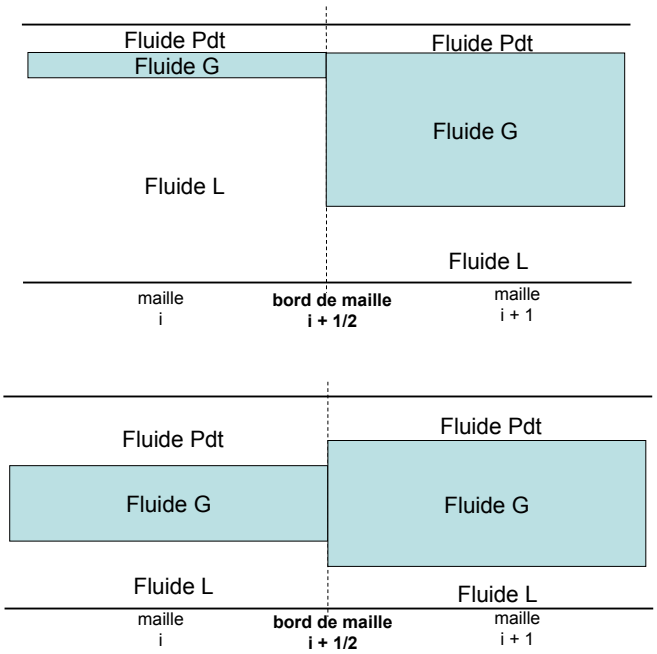

Fig. 94 – Représentation schématique des différents contacts possibles aux bords de mailles : en haut, le fluide Pdt est en contact avec lui-même, et en bas, le fluide Pdt est en contact avec lui-même et le fluide G

Soit $\alpha_{j,i}$ la fraction volumique du fluide j dans la maille i (à gauche du bord de maille $i+\frac{1}{2}$) et $\alpha_{j,i+1}$ la fraction volumique du fluide j dans la maille i+1, S_{jk} est la surface de contact entre le fluide j et le fluide k, S_{jL} ou S_{jR} désigne la surface de contact à gauche (L) du bord de maille et à droite (R) du bord de maille. En rouge, l'application directe de la schématisation.

Dans la première figure de *Fig. 94*, lorsque le fluide *Pdt* n'est en contact qu'avec lui-même :
– Etape 1 : écriture de S_{11}, S_{22}, S_{33} :

$$S_{11} = min\left(\alpha_{1,i}, \alpha_{1,i+1}\right) = \alpha_{1,i+1},$$

$$S_{22} = min\left(\alpha_{2,i}, \alpha_{2,i+1}\right) = \alpha_{2,i},$$

$$S_{33} = min\left(\alpha_{3,i}, \alpha_{3,i+1}\right) = \alpha_{3,i},$$

on déduit donc les expressions des partitions restantes comme :

$$S^1_{1L} = \alpha_{1,i} - S_{11} = \alpha_{1,i} - \alpha_{1,i+1} \qquad S^1_{1R} = \alpha_{1,i+1} - S_{11} = 0,$$

$$S^1_{2L} = \alpha_{2,i} - S_{22} = 0 \qquad S^1_{2R} = \alpha_{2,i+1} - S_{22} = \alpha_{2,i+1} - \alpha_{2,i},$$

$$S^1_{3L} = \alpha_{3,i} - S_{33} = 0 \qquad S^1_{3R} = \alpha_{3,i+1} - S_{33} = 0,$$

– Etape 2 : écriture de S_{23} *et* S_{32} :

$$S_{23} = min\left(S^1_{2L}, S^1_{3R}\right) = min\left(\alpha_{2,i} - S_{22}, \alpha_{3,i+1} - S_{33}\right) = 0,$$

$$S_{32} = min\left(S^1_{3L}, S^1_{2R}\right) = min\left(\alpha_{3,i} - S_{33}, \alpha_{2,i+1} - S_{22}\right) = 0,$$

On vérifie bien, ici, que l'on n'a pas de contact du fluide G avec le fluide Pdt ou du fluide Pdt avec le fluide G. De même, on déduit les expressions des partitions restantes :

$$S^2_{1L} = S^1_{1L} = \alpha_{1,i} - S_{11} = \alpha_{1,i} - \alpha_{1,i+1} \qquad S^2_{1R} = S^1_{1R} = \alpha_{1,i+1} - S_{11} = 0,$$

$$S^2_{2L} = S^1_{2L} - S_{23} = 0 \qquad S^2_{2R} = S^1_{2R} - S_{32} = \alpha_{2,i+1} - \alpha_{2,i},$$

$$S^2_{3L} = S^1_{3L} - S_{32} = 0 \qquad S^2_{3R} = S^1_{3R} - S_{23} = 0,$$

– Etape 3 : écriture de S_{12}, S_{21}, S_{13}, S_{31} :

$$S_{12} = min\left(S^2_{1L}, S^2_{2R}\right) = min\left(\alpha_{1,i} - S_{11}, \alpha_{2,i+1} - S_{22} - S_{32}\right) = min\left(\alpha_{1,i} - \alpha_{1,i+1}, \alpha_{2,i+1} - \alpha_{2,i}\right),$$

$$S_{21} = min\left(S^2_{2L}, S^2_{1R}\right) = min\left(\alpha_{2,i} - S_{22} - S_{23}, \alpha_{1,i+1} - S_{11}\right) = 0,$$

$$S_{13} = min\left(S^2_{1L}, S^2_{3R}\right) = min\left(\alpha_{1,i} - S_{11}, \alpha_{3,i+1} - S_{33} - S_{23}\right) = 0,$$

$$S_{31} = min\left(S^2_{3L}, S^2_{1R}\right) = min\left(\alpha_{3,i} - S_{33} - S_{32}, \alpha_{1,i+1} - S_{11}\right) = 0.$$

Dans la figure du bas de la *Fig. 94*, lorsque le fluide Pdt est en contact avec lui-même et le fluide G :

– Etape 1 : écriture de S_{11}, S_{22}, S_{33} :

$$S_{11} = min\left(\alpha_{1,i}, \alpha_{1,i+1}\right) = \alpha_{1,i+1},$$

$$S_{22} = min\left(\alpha_{2,i}, \alpha_{2,i+1}\right) = \alpha_{2,i},$$

$$S_{33} = min\left(\alpha_{3,i}, \alpha_{3,i+1}\right) = \alpha_{3,i+1},$$

$$S^1_{1L} = \alpha_{1,i} - S_{11} = \alpha_{1,i} - \alpha_{1,i+1} \qquad S^1_{1R} = \alpha_{1,i+1} - S_{11} = 0,$$

$$S^1_{2L} = \alpha_{2,i} - S_{22} = 0 \qquad S^1_{2R} = \alpha_{2,i+1} - S_{22} = \alpha_{2,i+1} - \alpha_{2,i},$$

$$S^1_{3L} = \alpha_{3,i} - S_{33} = \alpha_{3,i} - \alpha_{3,i+1} \qquad S^1_{3R} = \alpha_{3,i+1} - S_{33} = 0,$$

– Etape 2 : écriture de S_{23} *et* S_{32} :

$$S_{23} = min\left(S^1_{2L}, S^1_{3R}\right) = min\left(\alpha_{2,i} - S_{22}, \alpha_{3,i+1} - S_{33}\right) = 0,$$

$$S_{32} = min\left(S^1_{3L}, S^1_{2R}\right) = min\left(\alpha_{3,i} - S_{33}, \alpha_{2,i+1} - S_{22}\right),$$

$$S_{32} = min\left(\alpha_{3,i} - \alpha_{3,i+1}, \alpha_{2,i+1} - \alpha_{2,i}\right) = \alpha_{3,i} - \alpha_{3,i+1},$$

on vérifie ici que l'on n'a pas de contact du fluide G avec le fluide Pdt et que les surfaces de contact du fluide Pdt avec le fluide G sont bien respectées.

$$S^2_{1L} = S^1_{1L} = \alpha_{1,i} - S_{11} = \alpha_{1,i} - \alpha_{1,i+1} \qquad S^2_{1R} = S^1_{1R} = \alpha_{1,i+1} - S_{11} = 0,$$

$$S^2_{2L} = S^1_{2L} - S_{23} = 0 \qquad S^2_{2R} = S^1_{2R} - S_{32} = \alpha_{2,i+1} - \alpha_{2,i} - (\alpha_{3,i} - \alpha_{3,i+1}),$$

$$S^2_{3L} = S^1_{3L} - S_{32} = 0 \qquad S^2_{3R} = S^1_{3R} - S_{23} = 0,$$

– Etape 2 : écriture de S_{12}, S_{21}, S_{13}, S_{31} :

$$S_{12} = min\left(S^2_{1L}, S^2_{2R}\right) = min\left(\alpha_{1,i} - S_{11}, \alpha_{2,i+1} - S_{22} - S_{32}\right),$$

$$S_{12} = min\left(\alpha_{1,i} - \alpha_{1,i+1}, \alpha_{2,i+1} - \alpha_{2,i} - (\alpha_{3,i} - \alpha_{3,i+1})\right),$$

$$S_{21} = min\left(S^2_{2L}, S^2_{1R}\right) = min\left(\alpha_{2,i} - S_{22} - S_{23}, \alpha_{1,i+1} - S_{11}\right) = 0,$$

$$S_{13} = min\left(S^2_{1L}, S^2_{3R}\right) = min\left(\alpha_{1,i} - S_{11}, \alpha_{3,i+1} - S_{33} - S_{23}\right) = 0,$$

$$S_{31} = min\left(S^2_{3L}, S^2_{1R}\right) = min\left(\alpha_{3,i} - S_{33} - S_{32}, \alpha_{1,i+1} - S_{11}\right) = 0.$$

Annexe C

Onde de souffle diphasique : données expérimentales

	Distance réduite m/kg$^{1/3}$	$\Delta P/P_0$	$I/W^{1/3}$ bar.ms/kg$^{1/3}$	$t_a/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$	$t_d/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$
1	0,97	8,49	0,99	0,46	0,65
2	1,16	5,28	0,93	0,67	0,83
3	1,35	3,46	0,82	0,91	0,94
4	1,93	1,85	0,12	1,76	0,17
5	2,34	1,07	0,07	2,54	0,19
6	2,51	0,96	0,61	2,89	1,71
7	2,74	1,06	0,06	3,40	0,19
8	3,30	0,51	0,46	4,66	1,92
9	3,41	0,58	0,47	4,81	1,89

Tab. 13 – Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle non confinée

	Distance réduite m/kg$^{1/3}$	$\Delta P/P_0$	$I/W^{1/3}$ bar.ms/kg$^{1/3}$	$t_a/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$	$t_d/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$
1	0,72	3,87	0,94	0,74	0,94
2	0,91	2,50	1,05	1,20	1,02
3	0,92			1,14	1,16
4	0,92			1,28	1,22
5	0,94	1,57	1,13	1,35	1,43
6	1,04			1,40	1,35
7	1,17	0,44	0,82	2,09	3,04
8	1,63	0,21	1,34	3,51	24,12

Tab. 14 – Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 120

	Tir 1				
	Distance réduite m/kg$^{1/3}$	$\Delta P/P_0$	$I/W^{1/3}$ bar.ms/kg$^{1/3}$	$t_a/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$	$t_d/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$
1	0,64	6,47	0,94	0,75	0,60
2	0,81	1,26	0,80	1,19	2,16
3	0,82	1,71	0,88	1,22	1,07
4	0,94	0,75	0,91	1,48	2,46
5	0,95	0,89	0,88	1,54	2,02
6	1,20	0,17	0,20	2,18	1,68
7	1,39	0,21	0,76	3,44	7,08
8	1,40	0,24	0,68	3,12	5,29
9	1,72	0,15	0,70	4,98	17,10

Tab. 15 – Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 92 (tir 1)

	Distance réduite m/kg$^{1/3}$	$\Delta P/P_0$	Tir 2 $I/W^{1/3}$ bar.ms/kg$^{1/3}$	$t_a/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$	$t_d/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$
1	0,69	1,59	0,92	1,08	0,94
2	0,80	2,23	1,06	1,12	1,75
3	0,91	1,19	1,03	1,50	1,94
4	1,10	0,14	0,09	2,42	1,92
5	1,11	0,48	0,76	2,16	2,61
6	1,14	0,37	1,00	2,57	5,20
7	1,33	0,26	0,84	3,08	5,96
8	1,43	0,19	0,54	3,87	5,63
9	1,45	0,15	0,34	4,05	3,84

Tab. 16 – Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 92 (tir 2)

	Distance réduite m/kg$^{1/3}$	$\Delta P/P_0$	$I/W^{1/3}$ bar.ms/kg$^{1/3}$	$t_a/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$	$t_d/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$
1	0,57	1,64			
2	0,65	2,47	1,15	0,92	1,71
3	0,71	1,81	1,38	1,05	1,93
4	0,88	0,84	1,00	1,70	2,17
5	0,92	0,15	0,18	1,93	1,58
6	1,09	0,41	0,98	2,64	3,87
7	1,11	0,31	0,87	2,64	5,27
8	1,22	0,26	0,81	2,81	5,45
9	1,28	0,22	0,78	3,52	5,80
10	1,45	0,20			

Tab. 17 – Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 72

	Distance réduite m/kg$^{1/3}$	$\Delta P/P_0$	$I/W^{1/3}$ bar.ms/kg$^{1/3}$	$t_a/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$	$t_d/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$
1	0,77	2,43	1,21	1,23	1,56
2	0,88	0,51	0,72	1,83	2,55
3	0,92	0,74	0,91	1,67	2,45
4	1,05	0,43	0,80	2,19	3,05
5	1,07	0,45	0,91	2,26	3,55
6	1,11	0,35	0,93	2,66	4,53
7	1,36	0,19	0,68	4,01	7,77
8	1,40	0,17	0,29	3,88	3,04
9	1,46	0,17	0,48	4,64	5,44

Tab. 18 – Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 60 fabriquée à l'aide du générateur MAS et du DP-SF/2

	Distance réduite m/kg$^{1/3}$	$\Delta P/P_0$	$I/W^{1/3}$ bar.ms/kg$^{1/3}$	$t_a/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$	$t_d/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$
1	0,76	1,98	1,41	1,18	1,99
2	0,77	1,47	1,29	1,21	1,99
3	0,81	1,18	1,23	1,43	2,02
4	0,86	0,87	1,16	1,66	2,51
5	0,98	0,61	1,08	2,15	3,03
6	1,14	0,33	1,01	3,13	5,20
7	1,16	0,34	0,82	3,07	4,03
8	1,31	0,15	0,39	3,85	5,05
9	1,48	0,17	0,85	5,05	9,32

Tab. 19 – Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 60 fabriquée à l'aide du générateur MAS et du R2

	Distance réduite m/kg$^{1/3}$	$\Delta P/P_0$	$I/W^{1/3}$ bar.ms/kg$^{1/3}$	$t_a/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$	$t_d/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$
1	0,78	0,29	0,12	1,02	1,07
2	0,82	1,86	1,21	1,15	1,83
3	0,83	1,65	0,97	1,04	1,00
4	0,91	1,40	1,14	1,36	2,05
5	1,09	0,53	0,76	2,94	1,92
6	1,10	0,43	0,87	2,11	3,59
7	1,11	0,42	0,74	1,87	3,11
8	1,23	0,32	0,73	2,45	3,78
9	1,41	0,10	0,24	3,03	4,02

Tab. 20 – Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 60 fabriquée à l'aide du générateur LR5 et du DP-SF/2

	Distance réduite m/kg$^{1/3}$	$\Delta P/P_0$	Tir 1 $I/W^{1/3}$ bar.ms/kg$^{1/3}$	$t_a/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$	$t_d/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$
1	0,72	1,51	1,65	1,20	2,01
2	0,77	0,96	1,35	1,11	3,28
3	0,89	0,46	1,12	1,74	4,06
4	0,90	0,65	1,44	1,98	3,92
5	0,97	0,32	0,96	2,10	5,11
6	1,04	0,35	1,42	2,90	6,86
7	1,09	0,29	0,99	2,66	5,69
8	1,10	0,27	1,03	2,74	6,21
9	1,23	0,21	0,88	3,55	7,03

Tab. 21 – Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 30 (tir 1)

	Distance réduite m/kg$^{1/3}$	$\Delta P/P_0$	Tir 2 $I/W^{1/3}$ bar.ms/kg$^{1/3}$	$t_a/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$	$t_d/W^{1/3}$ ms/kg$^{1/3}$
1	0,75	1,27	1,23	1,22	2,12
2	0,76	2,34	1,79	1,17	1,79
3	0,83	1,06	1,18	1,53	2,17
4	0,90	0,75	1,35	2,05	3,36
5	1,02	0,46	1,09	2,68	3,64
6	1,09	0,34	1,29	3,19	6,96
7	1,10	0,36	0,98	2,67	4,73
8	1,13	0,35	0,81	2,51	3,78
9	1,32	0,14	0,37	4,06	4,51
10	1,53	0,16	0,84	7,25	10,27

Tab. 22 – Mesures expérimentales réalisées sur champ de tir dans un cas de propagation d'une onde de souffle confinée par une mousse de foisonnement 30 (tir 2)

Annexe D

Article paru dans Shock Waves

Shock Waves
DOI 10.1007/s00193-012-0400-0

ORIGINAL ARTICLE

Blast wave mitigation by dry aqueous foams

E. Del Prete · A. Chinnayya · L. Domergue · A. Hadjadj · J.-F. Haas

Received: 21 February 2012 / Revised: 14 May 2012 / Accepted: 13 June 2012
© Springer-Verlag 2012

Abstract This paper presents results of experiments and numerical modeling on the mitigation of blast waves using dry aqueous foams. The multiphase formalism is used to model the dry aqueous foam as a dense non-equilibrium two-phase medium as well as its interaction with the high explosion detonation products. New experiments have been performed to study the mass scaling effects. The experimental as well as the numerical results, which are in good agreement, show that more than an order of magnitude reduction in the peak overpressure ratio can be achieved. The positive impulse reduction is less marked than the overpressures. The Hopkinson scaling is also found to hold particularly at larger scales for these two blast parameters. Furthermore, momentum and heat transfers, which have the main dominant role in the mitigation process, are shown to modify significantly the classical blast wave profile and thereafter to disperse the energy from the peak overpressure due to the induced relaxation zone. In addition, the velocity of the fireball, which acts as a piston on its environment, is smaller than in air. Moreover, the greater inertia of the liquid phase tends to project the aqueous foam far from the fireball. The created gap tempers the amplitude of the transmitted shock wave to the aqueous foam. As a consequence, this results in a lowering of blast wave parameters of the two-phase spherical decaying shock wave.

Keywords Blast wave · Mitigation · Aqueous foams · Multiphase Modeling

Communicated by O. Igra.

E. Del Prete · A. Chinnayya (✉) · A. Hadjadj
CORIA CNRS UMR 6614, Site Universitaire du Madrillet,
76800 Saint-Etienne du Rouvray, France
e-mail: chinnayya@coria.fr; ashwin.chinnayya@coria.fr

E. Del Prete · L. Domergue · J.-F. Haas
CEA, DAM, DIF, 91297 Arpajon Cedex, France

Present Address:
L. Domergue
CEA, DAM, Le Ripault, 37260 Monts, France

1 Introduction

Blast waves from very intense explosion can cause widespread human, material or environmental damages. Its mitigation is therefore of great concern. The use of aqueous foam (AF) barrier belongs to modern protective technology, such as fire suppression, shock and blast waves mitigation. Due to their relative easy availability, they have presented an attractive option since the 80's [38] for military as well as civilian blast mitigation technologies and design methodologies.

The sudden release of energy in air coming from any process can cause the propagation of blast wave (BW). It is a sharp jump of pressure followed by a pressure decrease [17,18]. Blast effects from unconfined charges have been studied for many years. Pioneering work on point explosion is reported by Taylor [46]. When the detonation wave propagating through a condensed explosive reaches the air interface, an intense shock wave (up to several hundred bars) propagates radially outwards through the air. The strength of this BW can be shown to be greatly attenuated when it propagates in a two-phase aqueous media [17,18]. One example can be quoted from the book of Needham [31] where a detonation shot of the Koon nuclear device took place during a rainstorm. A 20 % peak overpressure reduction was measured as compared with the overpressures registered in the non-rainy part. Several aqueous two-phase media can be mentioned as attenuating media, in increasing order of mass loading: mist [43], foam, snow [23]. Density of mist is around 1 kg/m^3,

Published online: 02 August 2012

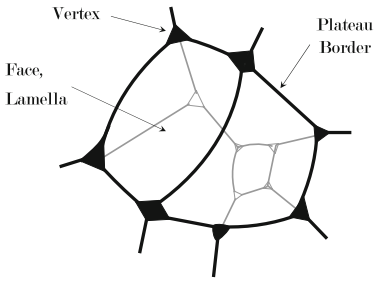

Fig. 1 Structure of an aqueous dry foam. Liquid films meet at plateau borders (*PB*), which merge at vertices

whereas it is closer to 10 kg/m^3 for foams. In the past 30 years, several research groups have investigated [6,15,20] the efficiency of aqueous foam to mitigate blast and sound waves [38,39]. First experimental results from Winfield et al. [48] reported overpressure reduction of five to ten for reduced distances over one. The wave speed was divided by two.

An aqueous foam is a cellular two-phase system in which gas cells are enclosed by thin liquid films [47]. The gaseous phase is dispersed in bubbles, whereas the liquid is the continuous phase. The bubbles take the form of polyhedral cells (see Fig. 1), with liquid surfaces meeting in lines and lines merging at vertices. The lines are Plateau Borders (PB)—after J.A. Plateau [36] who was the first to describe the foam structure in the late nineteenth century. PB are channels of finite width where the liquid is mainly to be found. This topological description corresponds to a *dry foam*. As liquid volume fraction increases, PB swell and bubbles progressively recover their spherical shapes and the foam evolves into a *wet foam*. Any further increase of liquid will allow the bubbles to come apart and the foam becomes a *bubbly liquid*. To summarize the resulting spectrum of the aqueous foam medium, the following classification according to the value of the liquid volume fraction α_1 can be made [9,40]: as for dry foams, $\alpha_1 \leq 0.05$, whereas $0.05 < \alpha_1 \leq 0.36$ for wet foams, and $0.36 < \alpha_1$ for bubbly liquids. The liquid is a mixture of water and little surfactant. This article deals only with water-based foams. Britan et al. [7,9] have dealt with the inclusion of solid particles, which will lodge themselves into the vertices and the PB of the cellular structure of the foam. Their role is to shield and armor the frame of the aqueous foam cellular structure. Indeed, water-based foam is metastable and even instable and its lifetime due to coarsening and drainage is necessarily limited. Under operational conditions, the expansion ratio (ER) expression is somewhat preferred. It is defined as the ratio of the foam volume to the water volume. Then $ER \simeq 1/\alpha_1$ when the foam density is much greater than the gas density. In the case of dry foams, the liquid volume fraction can be linked to the ratio of the radius of curvature r of the PB and to the cross-section of the bubble D [47] $\alpha_1 = \tilde{c}r^2/(D/2)^2$; $\tilde{c}$ is a geometrical quantity which depends on the structure of the foam. For a Kelvin structure, $\tilde{c} \simeq 1/3$ [47].

Various mechanisms can be responsible for the mitigation: the momentum transfer, the heat transfer and the liquid evaporation. These transfers occur between the detonation products, the gas and the liquid phases. Since aqueous foams are natural but in metastable states, the liquid lattice is likely to be shattered into more stable droplets under high-pressure ratio shock-wave impingement [8]. Indeed, after the shock passage, the films exhibit strong acceleration and are then rapidly blown away. The stability of the aqueous foam is due to the presence of these films. Therefore the lattice of the foam, which is composed of Plateau Borders, becomes dislocated and this liquid web fractures. After this collapse, the surface tension tends to form spherical droplets from the liquid ligaments. This has led Britan and co-workers [8,10] to model the process of shock-wave attenuation in shock tubes by a foam screen using a gaseous suspension of water droplets, whose characteristic size is the radius of the PB. Hence, the specific surface increases and enhances the interphase transfer. Crepeau et al. [13] showed that the main contributions to mitigation were momentum extraction and heat transfer due to the presence of higher heat capacity materials. When comparing their numerical results with that of the Sandia tests [20], they found that the phase change overestimates the attenuation at large reduced radii. Allen et al. [1] made comparisons between experiments and numerical modeling with the two-phase Baer and Nunziato model [2,3]. They found that the inertial effects were preponderant and that the evaporation played a secondary role for free-field blast mitigation. Similar conclusions were drawn by Schwer and Kailasanath [43] in a numerical study on the mitigation of BW by water-mist, and this was due to the low temperature downstream of the shock. These results stand for middle field range. Far from the charge, the foam will sustain the compression wave strength, which has become weaker. Over mitigation mechanisms that involve the microstructure will then take over, such as film pulsation, interstitial PB flow and heat conduction [19].

The aim of this article was to conduct new experiments corroborated by a numerical study and to shed more light on the physical mechanisms underlying the BW mitigation by dry aqueous foams and to ascertain to which extent the scaling laws are reliable. The numerical results from a multiphase model will be compared with the experimental data. The paper is organized as follows: Sect. 2 describes the multiphase model as well as the different constitutive relations related to this model. Section 3 recalls the different speeds of sound at which the pressure waves propagate in a multiphase flow. Section 4 describes the two experimental setups for full and sub-scale experiments. In Sect. 5, the numerical results

are compared with the collected experimental data from literature and to the present measurements. Conclusions are drawn in Sect. 6.

2 Mathematical and numerical modeling

2.1 Two-phase hydrodynamic model

The multifluid model [12] used in this study is a model which does not assume any thermo-mechanical equilibrium. Indeed, the passage of shock wave over a two-phase system will bring the two phases to different mechanical and thermodynamic states, due to the impedance contrast. Relaxation processes will attempt to erase these differences and edge the phases towards equilibrium. From a mathematical viewpoint, this model is unconditionally hyperbolic. It is written in spherical coordinates, r being the radial coordinate. The system of equations for the k^{th} phase is the following:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + u_i \frac{\partial \alpha_k}{\partial r} = \mu_k \Delta P - \frac{\dot{m_k}}{\rho_\Gamma} \\
&\frac{\partial (\alpha\rho)_k}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho u)_k}{\partial r} = -\frac{2(\alpha\rho u)_k}{r} - \dot{m_k} \\
&\frac{\partial (\alpha\rho u)_k}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho u^2 + \alpha P)_k}{\partial r} = P_i \frac{\partial \alpha_k}{\partial r} - \frac{2(\alpha\rho u^2)_k}{r} \\
&\quad + F_{dk} - \dot{m_k} u_\Gamma \\
&\frac{\partial (\alpha\rho E)_k}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho E u + \alpha P u)_k}{\partial r} = P_i u_i \frac{\partial \alpha_k}{\partial r} - \frac{2(\alpha\rho u H)_k}{r} \\
&\quad + F_{dk} u_I - P_I^{'} \mu_k \Delta P + Q_{Ik} + \dot{m_k} \left(H_{\Gamma k} - \frac{P_I^{'}}{\rho_\Gamma} \right)
\end{aligned} \tag{1}$$

where α_k, ρ_k, u_k, P_k are, respectively, the volume fraction, the density, the material velocity and the pressure of each phase. The saturation constraint is $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$, where the underscript 1 denotes the liquid phase and 2 the gas phase. The total energy E_k for each phase is the sum of the internal energy and the kinetic energy, $E_k = e_k + \frac{u_k^2}{2}$ and the total enthalpy is given by $H_k = E_k + \frac{P_k}{\rho_k}$.

The pressure relaxation process is represented by $\mu_k \Delta P$. Whatever the two-phase topology, the pressure relaxation coefficient is given by $\mu_1 = -\mu_2 = A_I/2(Z_1 + Z_2)$, A_I, the interface surface per unit volume. It has been shown that in practical situations, the pressure relaxation time scale is associated with the dissipation of acoustic waves into the multiphase control volume [12,35] and is several orders of magnitude lower than the other relaxation time scales.

The momentum interphase interaction is represented by the drag force F_{dk}, which express the velocity relaxation and the drag between phases. The variables with underscript Γ are interfacial variables relative to the mass transfer $\dot{m}.Q_{Ik}$ represents the heat transfer associated with the phase k. The acoustic impedance for each phase k is $Z_k = \rho_k c_k$, where c_k is the speed of sound of the phase k.

$$\begin{aligned}
&u_I = \frac{Z_1 u_1 + Z_2 u_2}{Z_1 + Z_2}, \quad P_I = \frac{Z_2 P_1 + Z_1 P_2}{Z_1 + Z_2} \\
&u_i = u_I + \text{sign}\left(\frac{\partial \alpha_1}{\partial x}\right) \frac{P_1 - P_2}{Z_1 + Z_2}, \\
&P_i = P_I + \text{sign}\left(\frac{\partial \alpha_1}{\partial x}\right) \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2}(u_1 - u_2)
\end{aligned} \tag{2}$$

The interfacial variables with underscript "i" and "I" have been developed in Chinnayya et al. [12]. u_i and P_i are, respectively, the average interfacial velocity and pressure that exert at the boundaries of the two-phase control volume. These two quantities apply on volume-fraction gradients. They play a key role on material interfaces which separate non-miscible fluids. They enable continuity of velocity and pressure across an interface in the model. The mean velocity and pressure inside a two-phase control volume are u_I and P_I. The mechanical equilibrium is achieved as the outcome of the pressure and velocity relaxation processes. The thermodynamic equilibrium is achieved as the outcome of the temperature relaxation process, that is the heat transfer and phase transition steps.

The model is completed with the following topological equation for the number of liquid entities:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial (n u_1)}{\partial x} = \dot{n} \tag{3}$$

from which we can deduce the diameter of the liquid entity

$$d = \left(\frac{6\alpha_1}{\pi n}\right)^{1/3} \tag{4}$$

2.2 Heat and mass transfer

The heat fluxes $Q_{I,k}$ are usually described by the following expressions:

$$Q_{I,k} = h_k (T_I - T_k) \tag{5}$$

h_1 is the convective heat coefficient relative to the liquid phase. The heart of the liquid phase and the gas/liquid interface are thermally out of equilibrium. This expression enables to take into account the heating of the liquid phase. h_2 is the gaseous convective heat coefficient and T_I is the mean of the interfacial temperatures. The amount of heat received by the liquid is the one given by the gaseous phase.

$$h_1(T_I - T_1) + h_2(T_I - T_2) = 0$$

which provides the interface temperature

$$T_I = \frac{h_1 T_1 + h_2 T_2}{h_1 + h_2} \tag{6}$$

This leads to an expression for the heat transfer:

$$Q_{I,k} = h_k \left(\frac{h_1 T_1 + h_2 T_2}{h_1 + h_2} - T_k \right) \tag{7}$$

Here a spherical droplet of diameter d is considered. From the model, we can get the mean internal energy and thereby the mean temperature. The Laplacian of the temperature inside the droplet is supposed to be null. With the surface temperature T_I and the mean temperature T_k, it is possible to solve the latter equation and to show that the liquid Nusselt number, which is the ratio between the total heat transfer and the conduction heat transfer is equal to 4. The thermal conductivity of liquid water is $\lambda_1 \approx 0.6$ W/mK.

The convective heat coefficient can be obtained from experimental correlations [25], as a function of the Nusselt number

$$h_k = \frac{\lambda_k}{d} n N u_k S_d \tag{8}$$

The Nusselt number for the gas is

$$Nu_2 = 2 + 0.6 Re_d^{1/2} Pr^{1/3} \tag{9}$$

The droplet Reynolds number is defined by

$$Re_d = \frac{\rho_2 \left| u_1 - u_2 \right| d}{\mu_2} \tag{10}$$

with μ_2 the dynamic viscosity of the gaseous phase as function of the gas temperature $\mu_2 = \mu_2^0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{0.76}$, with $\mu_2^0 = 1.71.10^{-5}$ kg/m s and $T_0 = 273$ K. The thermal conductivity of the air is determined from the Prandtl number, which is the ratio between the viscosity and the thermal diffusivity $Pr = \frac{\mu_2 C_{p2}}{\lambda_2} = 0.7$. The calorific heat coefficient C_{p2} is equal to 1 kJ/kg K.

2.3 Drag force

Three different forces act on the droplets : the shear forces, the inertial forces which tend to deform the droplet and the surface tension forces acting to retain its initial form. The Weber number $We = \frac{\rho_2 \left| u_2 - u_1 \right|^2 d}{\sigma}$ is the ratio between the inertial forces and the surface tension forces; σ is the surface tension gas/liquid. $Oh = \frac{\mu_1}{\sqrt{\rho_1 d \sigma}}$ is the Ohnesorge number, which is the ratio between the shear forces within the droplet and the surface tension forces. The first response of the drop, after it is exposed to a high-speed airstream, is a flattening of the drop. The drop also accelerates but does not move significantly. The second step is a constant acceleration of the droplet. Thus the drag coefficient which includes these two steps can be cast into the form [33],

$$C_\mathrm{d} = 1.6 + 0.4 Oh^{0.08} We^{0.01} \tag{11}$$

and the drag force becomes

$$F_\mathrm{d} = \frac{3\alpha_1}{4d} C_\mathrm{d} \rho_2 (u_2 - u_1) \left| u_2 - u_1 \right| \tag{12}$$

2.4 Numerical resolution

The proposed model can be cast in the following form:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha W)_k + \frac{\partial}{\partial r} (\alpha F)_k = F_k^\mathrm{lag} \times \frac{\partial \alpha_k}{\partial r} + S_{\mathrm{geom},k} + S_{\mathrm{d},k} \tag{13}$$

where α_k, $W = (1,\ \rho,\ \rho u,\ \rho E)$, $F = \left(0,\ \rho u,\ \rho u^2 + P,\ \rho E u + P u\right)$, $F^\mathrm{lag} = (u_i,\ 0,\ P_i,\ P_i u_i)$ are, respectively, the volume fraction, the fluid conservative variable, the fluid eulerian flux and the Lagrangian fluid flux, respectively. The interfacial variables are obtained from the homogenization Discrete Equation Method (DEM) [12]. $S_{\mathrm{geom},k}$ stands for the spherical divergence and $S_{d,k}$ accounts for the momentum and the energy exchanges between phases. The overall strategy of resolution is based on the Strang splitting scheme, detailed in [12]. The pressure relaxation is infinite and follows the numerical resolution proposed in [26].

3 Speed of sound in two-phase mixtures

The first statement comes from the hyperbolic analysis of the two-fluid model without source terms. The complete set of homogeneous equations without source terms can be written in the primitive form:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + A(W) \frac{\partial W}{\partial x} = 0$$

The propagation waves are obtained from the eigenvalues of the Jacobian matrix $A(W)$: for the liquid phase, $\lambda = u_1 - c_1, u_1, u_1 + c_1$, for the gaseous phase, $\lambda = u_2 - c_2, u_2, u_2 + c_2$ with the interface velocity $\lambda = u_i$.

The second statement is that the speed of sound of the two-phase mixtures can reach low values, even in the limit of low liquid volume fractions. In general, the two-phase speed of sound is below the speed of sound of the pure fluids, due to the contrast of acoustic properties. The mixture density is dominated by the liquid density and its compressibility by the gas phase. Consequently, as the liquid volume fraction is increased, the effective two-phase media becomes impenetrable to pressure waves propagation. The speed of sound of the two-phase mixture, in mechanical equilibrium, can be identified with the sound speed of Wood c_W:

$$\frac{1}{\rho_m c_W^2} = \frac{\alpha_1}{\rho_1 c_1^2} + \frac{\alpha_2}{\rho_2 c_2^2} \tag{14}$$

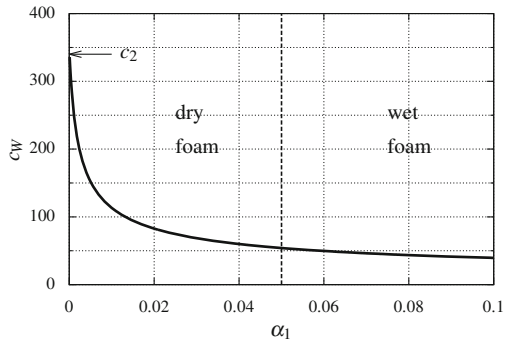

Fig. 2 Speed of sound of Wood (m/s) in a mixture of gas–water as a function of the liquid volume fraction α_1 between 0. and 0.1. The *arrow* denotes the speed of sound of the gas $c_2 = 340$ m/s

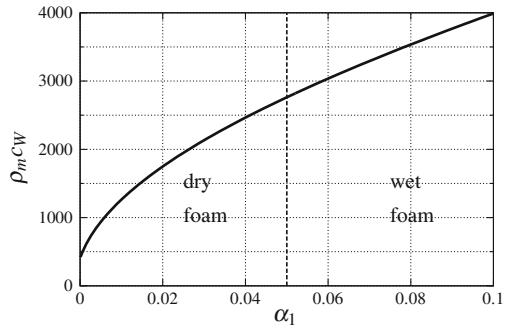

Fig. 3 Acoustic impedance (kg/m^2 s) in a mixture of gas–water as a function of the liquid volume fraction α_1 between 0. and 0.1

where $\rho_m = \alpha_1\rho_1 + \alpha_2\rho_2$ is the mixture density of the two-phase mixture. In the present model, when the pressure and velocity relaxation coefficients tend to infinity, an asymptotic model can be obtained [12]. A hyperbolic analysis of the reduced model exhibits the speed of sound of Wood as the speed of propagation of the two-phase pressure waves. This speed has been used as an indirect method by [16] to determine experimentally the liquid volume fraction in aqueous foams.

Figures 2 and 3 show, respectively, the evolution of the sound speed of Wood c_W and the acoustic impedance $\rho_m c_W$ of a two-phase mixture composed of air and water for a volume fraction varying between 0 and 0.1. As it can be seen, this speed of sound exhibits a non-monotonous variation over the whole range of the volume fraction. When the liquid volume fraction is below 0.1, the speed of sound decreases, whereas the acoustic impedance increases.

4 Experimental setup

This section describes two different experimental configurations. The first one deals with a full-scale installation, involving several kg of high explosive (HE) of Plastrite PLANP, which is a French military explosive, close to Semtex® or C4. The second set of experiments concerns a sub-scale test using hundreds of grams of HE. From the overpressure signals, we determined the peak overpressure, the time of arrival of the incident shock as well as the positive impulses. For each case, a preliminary shot is performed in air and the obtained results are compared with the Kinney and Graham database [24] for validation. Further validations are made on the scaling law. As shown in the next section, the current data are in good agreement with the Hopkinson scaling.

4.1 Description of the experimental setup

As for the full-scale experiments, foam volume generated to confine the detonation device is close to 2,000 m^3. Figure 4 depicts the full-scale experimental configuration. The containment is a tent of a conical shape, whose diameter at the base is around 20 m and the height is around 8 m. The explosive device was suspended at a 2-m-high facility. Pressure gauges are placed at the same height, at different distances from the explosive device. Two shots were achieved: the HE masses were, respectively, 6.6 and 22.17 kg.

In the sub-scale experiments, the mass of HE is approximately 145 g. The charge is enclosed in a thin spherical plastic ball of 60 mm diameter and 14 g weight (see Fig. 5). The explosive device is suspended at a height of 1.5 m. The gauges are fixed on a gantry which is independent from the aqueous foam container. The explosive is centered by fishing wires fixed on the tank walls. The vessel volume is around 8 m^3.

The HE device and the pressure gauges are hung at a sufficient height so that the reflected waves from the ground and the tank walls in the sub-scale experiments will not alter the positive impulse measurements. Most of the measurements were taken far away from the fireball.

4.2 Explosive devices

In order to insure the sphericity of the BW, the HE is placed into a spherical envelope (having a geometrical default of ± 1 %) and ignited in its center by a detonator. For all experiments, we use PLANP, which consists of a mixture of 87 % in mass of PETN, 9.75 % of oil and 3.25 % of rubber. The rubber allows the operator to mould the explosive into a desired form in a light envelope. The diameters of the HE and the detonators can be found in Table 1. For each case, the mass

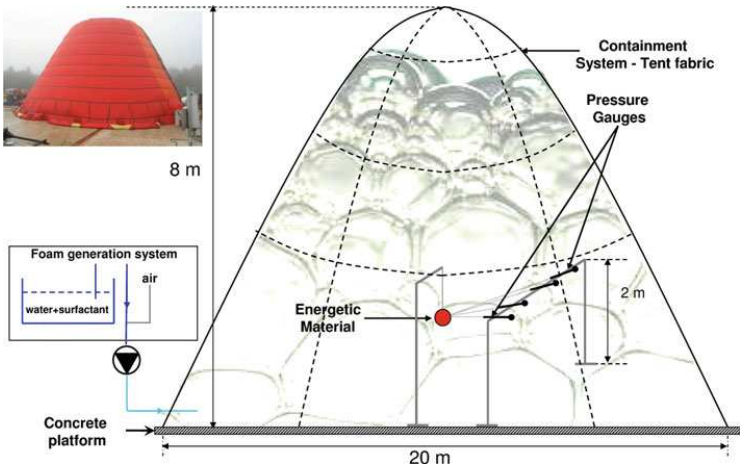

Fig. 4 Experimental configuration of full-scale experiments. Charges of 6.6 kg and 22.17 kg of PLANP at 2 m height. Pressure gauges fixed on a gantry at the same height

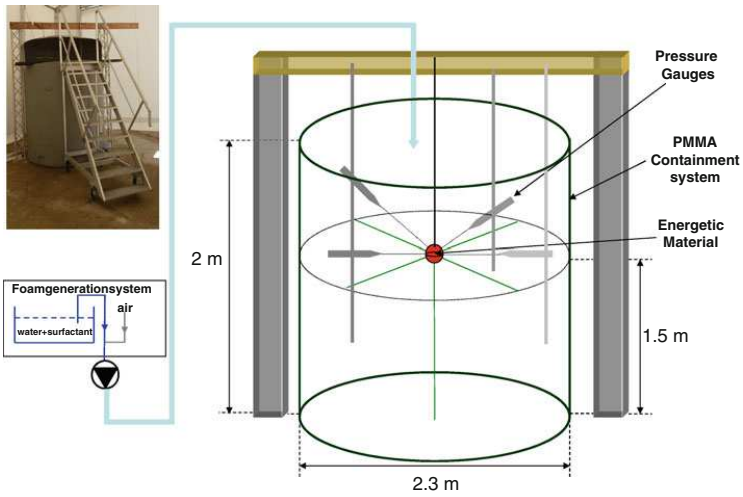

Fig. 5 Sub-scale experimental configuration. Charges of 0.145 kg of PLANP at a height of 1.5 m. Fishing wires centering the charge. Pressure gauges attached to metal rods, which are in turn attached to a gantry, independent from the tank

of HE is more than ten times greater than the mass of the envelope.

In air experiments, the envelope may have an influence on the detonation wave parameters because a part of the detonation energy is used to destroy and/or vaporize the envelope material. According to the Fano equation [31], the available energy for the blast wave can be evaluated to be at least 95 % of the initial detonation energy for the same mass loading. As the envelope is in plastic material, we assume that all the detonation wave energy is transmitted to the surrounding media, even when the latter is an aqueous foam.

The detonators used to ignite the detonation are high-voltage devices. They are made of PETN-based HE and are cylindrical. The PETN is ignited by an exploding wire. They are placed in the center of the explosive device (±2 %). For full-scale experiments, their dimensions are a little bit greater compared with sub-scale experiments (see Table 1). They are composed of 1 g and 0.2 g of PETN, respectively. The masses of detonators are small compared with the explosive device masses. We did not observe any influence of the geometry of the detonator on the sphericity of the BW. This was confirmed in the sub-scale experiments by investigation of the fireball at the

Table 1 Experimental parameters

HE mass (kg)	Media	ER	HE charge ϕ (mm)	Detonator size D × H (mm^2)	Detonator HE mass (g)	HE height (m)
6.6	Air		210	9 × 14	1	2
6.6	Foam	1:125	210	9 × 14	1	2
22.2	Foam	1:125	310	9 × 14	1	2
0.145	Air		58	6.5 × 6	0.2	2
0.145	Air		58	6.5 × 6	0.2	2
0.145	Foam	1:120	58	6.5 × 6	0.2	1.5

early stage after the detonation, with a high-speed camera Phantom.

4.3 Foam production

Prior to this study, the French Atomic Energy Commission (CEA) have developed a special aqueous foam formulation based on the use of alkyl sulfates and propylene glycol products. The foam is produced with a premix of 6 % of products in water. The premix has a viscosity of 1,800 mPa s for full-scale experiments and 4,500 mPa s for sub-scale experiment at 293 K. The surface tension is 24 mPa m. Consequently, the foam based on these formulations is particularly viscous. In comparison, the viscosity of water is 1 mPa s and its surface tension is 72 mPa m. The diameter of the bubbles is around 0.4 mm. This type of foam is experimentally studied here. All the generators used here, issued from commercial products or developed by the CEA and co-workers, are also adapted to insure a sufficient quality of the foam in terms of life time, expansion ratio and bubble homogeneity. It is worth mentioning that it is much more convenient to assure and control the foam quality in sub-scale experiments than in the full-scale one. For large-scale experiments, the generator produces foam with an expansion ratio of 1:125 at a flow rate of 40 m^3/min. This device is very heavy and does not allow producing custom foam density. For small experiments, we also created a specific scale facility which allows to produce and control accurately the foam density. The foam is produced with an expansion ratio of 1:100 at a flow rate varying from 0.150 to 1m^3/min.

4.4 Experimental supply chain

The gauges used in these experiments are PCB Piezotronics 137A20 series [37]. This series offer sensitivities of 0.014, 0.14 and 1.14 V/bar with measurement ranges from 0 to 3.45, 34.5 or 345 bar. The 137A20 series are constructed with a stable quartz piezoelectric element in Invar housing. They are piezoelectric types and are built on two levels. The charge mode pressure sensor, directly in contact with blast wave, generates a high-impedance charge output. The second level is a built-in microelectronic amplifier, which converts the high-impedance charge into a low-impedance voltage output. This type of sensor allows long wire connection without any signal loss but needs to be connected with a courant supplier. 137A20 gauges series are of pencil shape. In order to get a proper measurement of the incident wave, the pencil must be oriented perpendicularly to the shock wave and towards the charge. This type of sensor allows us to measure the side-on overpressures by limiting perturbations around the measurement element. For the experiments in foam, to protect the electrical connections, an adhesive tape was set up around plugs and cables.

Using suitable cable, sensors are connected to PCB's Series 482 signal conditioners power supply. This equipment will supply the 137A20 with a 2 to 20 mAmp constant current from +20 to +30 V DC through a current-regulating circuit. The signal can then be transmitted through long wires, unlike charge mode systems in which the system noise is a function of the cable length. ICP® sensors provide a high-voltage, low-impedance output well-suited for driving long cables through harsh environments. While there is virtually no increase in noise with ICP® sensors, the capacitive loading of the cable may distort or filter higher frequency signals depending on the supply current and the output impedance of the sensor. Generally, this signal distortion is not a problem with within a range up to 10 kHz. However, for higher frequency vibration or shock sollicitation over cables longer than 30 m, the possibility of signal distortion exists. In our experiments, the measurement chain is not longer than 20 m, so the risk of distortion is limited.

The pressure time histories are recorded on oscilloscope recorders (Lecroy Wavejet 354), which allow a maximal sampling frequency of 500 MHz. The recorder is trigged by the same signal as the detonator (delays in wires are not taken into account for this application). Then the signals are recorded on spreadsheets (Microcal Origin). With the approximation that C4 and PLANP delivered the same pressure and the same time of arrival, we used the Hartman

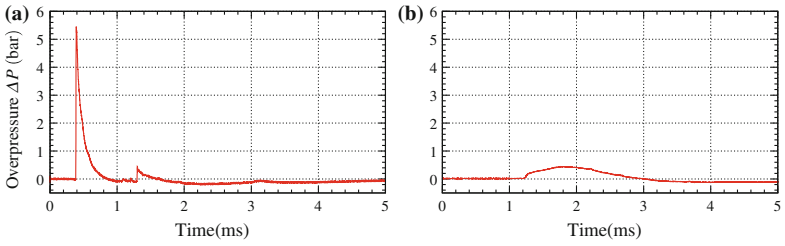

Fig. 6 Blast wave overpressure as a function of time in **a** air at a scaled distance of 1.16 m/kg$^{1/3}$ and in **b** aqueous foam at a scaled distance of 1.17 m/kg$^{1/3}$

et al. [20] fitting laws in foam to select sensor range and recorder setting. The signals are recorded on a duration of 20 ms.

5 Results and discussion

In this section, the numerical results are compared with the experimental data of BW propagation in Aqueous Foam. Table 1 recalls the experimental parameters, whereas Tables 2 and 3 (see Appendix C) summarize the experimental results obtained during the pyrotechnical campaigns. At first, to assess the mitigation properties of the aqueous foam, scaled peak overpressures and impulses of the BW are presented. Then, the time history of the different waves involved in the flow is compared with the case of air. Finally, the structure of the two-phase BW is described.

Regarding the initial conditions, we consider that the detonation is initiated at the center of the HE and that a spherical Chapman–Jouguet (CJ) detonation wave propagates into the explosive until it reaches the outer interface [30]. The detonation products are described by the Jones–Wilkins–Lee (JWL) equation of state (see Appendix A). Then an averaging procedure is done to cope with the mesh resolution of the blast calculation. For the equation of state, we can determine the detonation energy as [34] $q = \int_{v_{CJ}} P \mathrm{d}v - \frac{u_{CJ}^2}{2}$, which is needed to scale the numerical results. For all simulations, an effectiveness factor of 1.27 is taken to define the mass of TNT contained in the PLANP HE. For each calculation, the cell size of the mesh is uniform and is equal to 3 mm. The liquid volume fraction is $\alpha_1 \simeq 8.3\ \%o$. The droplet size of the fragmented aqueous foam is 10 µm, which is the same order of magnitude as the PB radius. The aqueous foam is considered to be in atmospheric conditions at sea level, i.e. $P_0 = 1.01325$ bar and $T_0 = 298$ K. The properties of water have been taken.

5.1 Peak overpressures

The characteristics of BW in air and in Aqueous Foam can be compared in Fig. 6. The records of a pressure gauge at the same scaled distance have been plotted versus time, for the detonation of 145 g of PLANP. In the case of BW propagation in air, see Fig. 6a, the ideal BW pressure profile is recovered. The pressure rises abruptly to a peak overpressure, which corresponds to the primary shock. The pressure then decays to ambient during the positive phase [4], due to the expansion of the detonation products. When the case of BW propagation in AF is considered, the main difference in the structure of the BW pressure profile is that this ideal primary shock is replaced by a two-phase shock, which is indeed a partly or completely dispersed shock [41], see Fig. 6b. The decay of the compression waves then follows. The peak overpressure is therefore located at some distance of the foot of the compression waves.

The peak overpressure ratio $\Delta P / P_0$ for the experimental and numerical results are shown in Figs. 7 and 8 as a function of the scaled distance $r/W^{1/3}$, W is the TNT equivalent mass of the HE and r is the distance from the charge center. ΔP is the maximum overpressure and $P_0 = 1.01325$ bar is the initial pressure in ambient atmospheric conditions. The Kinney and Graham (KG) database is plotted as well as the Sandia fit curve [20], given by

$$\begin{aligned} \ln\left(\Delta P'\right) = {} & 3.7757 + 0.5085 \times \rho_{\text{foam}} \\ & + (0.0695 \times \rho_{\text{foam}} - 0.0372) \\ & - 3.2788 \times \ln\left(\frac{r' \rho_{\text{foam}}^{1/3}}{W'^{1/3}}\right) \end{aligned} \tag{15}$$

where $\Delta P'$ is the peak overpressure in PSI, W' is in equivalent pounds in lb of C4 and ρ_{foam} is the foam density in lb/ft^3.

Two groups of results can be distinguished. The first one refers to the results of BW in air and the second one corresponds to the BW in AF. At first, one can see the obvious good mitigation property of the aqueous foam. After a scaled distance of 0.3, the peak overpressure in AF becomes less than that in air. Indeed, at the beginning of the interaction of the detonation front with the confining medium, the total energy of the post-shock state can be estimated via linearized Riemann invariants and can be shown to decrease with the

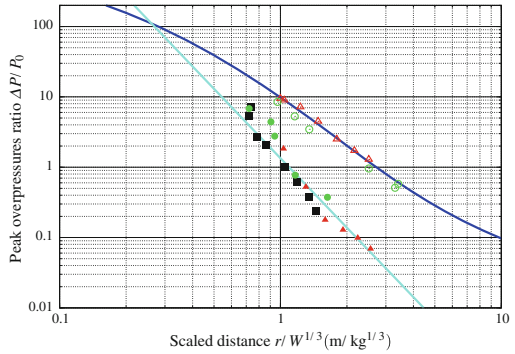

Fig. 7 Peak overpressures ratio $\Delta P/P_0$ as a function of the scaled distance $r/W^{1/3}$. Kinney and Graham database [24] (*dark blue lines*). Experimental results in air for 0.15 kg (*green circle with dot*), 6.6 kg (*red triangle with dot*). SANDIA fit [20] (*light blue lines*). Experimental results in aqueous foam, for 0.15 kg (*filled green circle*), 6.6 kg (*filled red triangle*), 22.17 kg (*black square*)

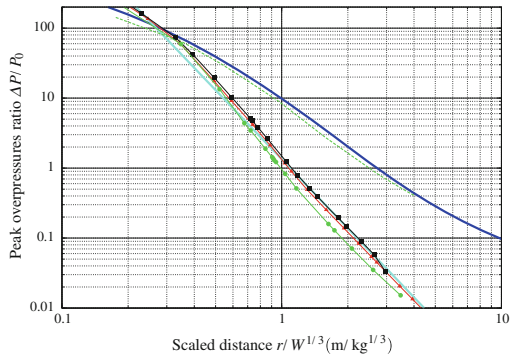

Fig. 8 Peak overpressures ratio $\Delta P/P_0$ as a function of the Scaled Distance $r/W^{1/3}$. Kinney and Graham database [24] (*dark blue lines*). Numerical results in Air for 0.15 kg (*dashed green lines*). SANDIA fit [20] (*light blue lines*). Numerical results in AF, for 0.15 kg (*green line with circle*), 6.6 kg (*red line with red triangle*), 22.17 kg (*black line with black square*)

increase of the acoustic impedance of the confining medium. This energy radiates spherically and then results in a lower overpressure. Moreover, the pressure decrease rate is much higher than that in air and the pressure reduction increases with distance. For example, in the experimental studied range of scaled distances between 1 and 3, the peak overpressure attenuation reaches 10–20. The experimental results in air (see Fig. 7) have enabled to determine the effectiveness factor of the PLANP. The experimental data in AF are slightly more scattered than that in air. They can be partly explained by the errors of distance measurements and the alignment errors of the gauges with the center of the charge. However, the experimental results follow the general trend given by the Sandia fit, showing that the Hopkinson $W^{1/3}$ scaling holds for the peak overpressures ratio.

Numerical simulations were also performed for the three charge masses (see Fig. 8). In air, there is a good agreement between the numerical results, the KG database and the measurements results. Only one curve was displayed in Fig. 8 as the results for the three masses were nearly indistinguishable. This comes from the Hopkinson $W^{1/3}$ scaling in air. In AF, the numerical results lie within the range spanned by the scattering of the experimental data. Nevertheless, there are slight differences between the results from the detonation of the three masses. This is an indication that some non-equilibrium phenomena are taking place. Less differences are apparent for the larger scale, indicating that these non-equilibrium processes have more time to reach equilibrium.

From experimental results, one can conclude that the Hopkinson $W^{1/3}$ scaling still holds, and the numerical results ascertain that this is particularly true for larger scales.

5.2 Positive pressure impulses

The positive pressure impulse is derived from the integration of the overpressure starting from the time of arrival of the blast wave t_a, along the positive time impulse t_d , corresponding to the duration for which the overpressure remains positive.

$$I^+ = \int_{t_a}^{t_a+t_d} \Delta P\,(\tau)\,\mathrm{d}\tau \tag{16}$$

The scaled positive pressure impulses $I/W^{1/3}$ for the experimental and the numerical results are shown, respectively, in Figs. 9 and 10 as a function of the scaled distance $r/W^{1/3}$. The Kinney and Graham [27] database is plotted as well as the Sandia curve fit from NEST calculator, given by

$$\ln\left(\frac{I'^+}{W'^{1/3}}\right) = 3.3379 + \frac{1}{ER}38.9908 + \ln\left(\frac{r'}{W'^{1/3}}\right)\left(-0.7681 - \frac{1}{ER}43.7811\right) \tag{17}$$

where $I'^+/W'^{1/3}$ is the scaled specific impulse in PSI ms/lb$^{1/3}$, W' is the C4-explosive equivalent mass in pounds in lb, ρ_{foam} is the foam density in lb/ft^3. ER is the expansion ratio, which is the ratio of the foam to the water volumes.

The impulses also show the mitigation property of the AF, although the impulse reduction is less than the pressure reduction. The experimental as well as the numerical results show an impulsion reduction, gradually increasing from a scaled distance above one.

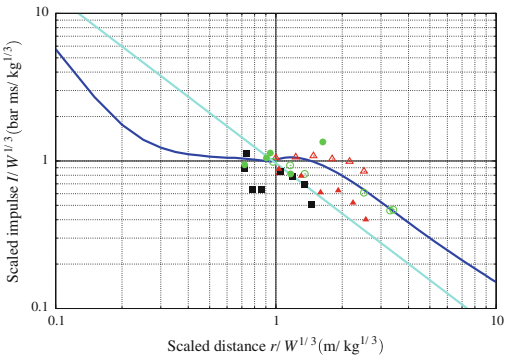

Fig. 9 Scaled positive impulse $I/W^{1/3}$ as a function of the scaled distance $r/W^{1/3}$. For legend, see caption of Fig. 7

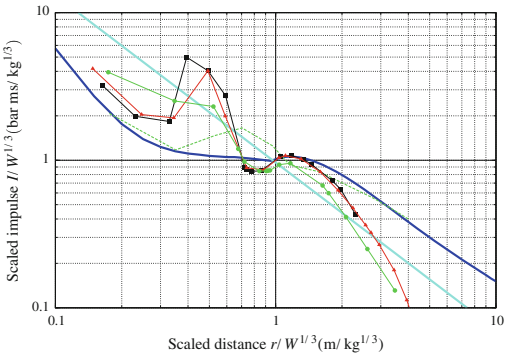

Fig. 10 Scaled positive impulse $I/W^{1/3}$ as a function of the scaled distance $r/W^{1/3}$. For legend, see caption of Fig. 8

Even if the experimental data in air and in AF are close, respectively, to the Kinney and Graham database and to the Sandia NEST fit, it can be seen that the scattering of the impulses is greater than the peak overpressures. Indeed, we have to consider the possible measurement errors linked to the use of PCB piezoelectronic gauges. Despite their good behavior under shock loading, they have to be used carefully for impulse measurements. Particular attention of gauges discharge time under solicitation has to be paid. The Discharge Time Constant (DTC) of PCB 137A20 gauges series is around 200 ms. The measured value of a constant level of static pressure decreases exponentially by a factor of 1 % every 0.01 × DTC. The positive impulse duration is at its maximum at about 10 ms for the gauges placed in foam and far from the HE charge. This gives measurement errors of 10 % at this time. In air experiments, the proximity of the fireball could also disturb this measurement although the gauges placed close to the HE are protected from heat by a thin layer of silicon. In air, the discrepancy between experiments and

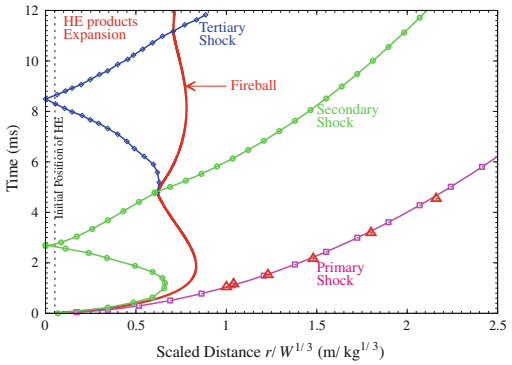

Fig. 11 Space–time diagram for shocks, fireball interface for Blast Wave propagation in air. Experimental results (*red triangle. with dot*)

calculations for the sub-scale experiments are less than 10 %. For the 6.6 kg case, it can be seen that only results for the gauges under 1.5 m/kg$^{1/3}$ are satisfying compared with the Kinney and Graham data. The possible measurement errors as well the different afterburning behavior can explain these discrepancies. Omang et al. [32] also pointed out the difficulty to measure accurately these quantities.

From the scattered experimental results, it is difficult to confirm any scaling law for the BW propagation in the AF, even if the points are close to the Sandia NEST fit. One possible reason could be the different physico-chemical properties of the AF used in the sub as well as in the full-scale experiments. However, this is also in accordance with [20] where the authors also reported marginally successful scaling between experiments of 50 and 1 lb of C4 in AF of ER 1:60.

In air, good agreement between numerical results and KG database is achieved for a scaled distance above 1. In AF, no general scaling law as for the experimental results can be reported. Nevertheless, the numerical results did show scaling for the full-scale charges, as for the peak overpressures.

5.3 Wave diagram for blast wave propagation

From the numerical results, the location of the fireball, the main shock as well as the subsequent ones as function of time are plotted in Fig. 11, in the case of BW propagation in air and in Fig. 12 and in the case of BW propagation in AF.

The space-time diagram in air has been described by Brode [11] and is recalled here. As the acoustic impedance of air is very low compared with that of the detonation products, the shock wave in air starts with an initial strength weaker than that of the CJ high pressure and decays with the spherical divergence. This primary shock is responsible for the maximum peak overpressure. There is a good agreement between

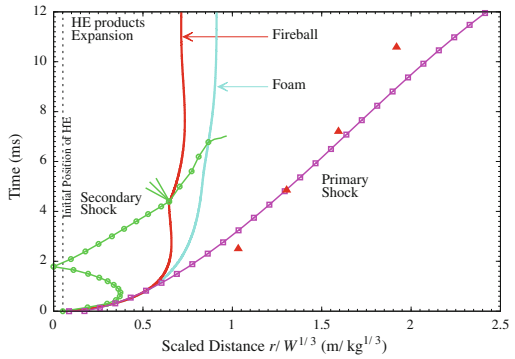

Fig. 12 Space–time diagram for shocks and interfaces for Blast wave propagation in aqueous foam. Experimental results (*filled red triangle*)

the numerical results and the measurements results for the time of arrival of the primary shock (see Fig. 11). A secondary shock then develops, which follows the rarefaction waves. This shock grows as it moves inward, then implodes and reflects on the origin. Meanwhile, the detonation products have ended their expansion and are beginning to shrink. The interaction of the secondary shock with the fireball interface inverts abruptly its trajectory and results, as for the first time, in an outward secondary shock and inward rarefaction waves, followed by a tertiary shock. This process of subsequent shock formation repeats until the energy of the detonation products is dissipated.

The space–time diagram for shocks and the different interfaces in the case of BW propagation in Aqueous Foam is depicted in Fig. 12. There is a fairly good agreement between the numerical and experimental results for the time of arrival of the primary compression waves. The first difference with the case of air is the presence of the permeable AF interface. Indeed, the liquid and the gas of the AF are initially pushed away from the explosion origin, during the expansion of the HE products, but behave differently due to their different inertia. The liquid phase has its own velocity and dynamics. Thus, as the gas phase contracts thereafter, the greater inertia of the liquid phase tends to project the AF far from the fireball. The same qualitative features have been described in [43]. The presence of a new gap, composed of air, which lies between the AF and the fireball, ensues. This results in a more complex pressure wave propagation, due to the creation of the new multiphase interface and to the extra wave pattern. Another difference is that the time of arrival of the primary shock in the case of aqueous foam is twice of that in air. This can be explained by the lowered speed of sound of Wood. Moreover, since the foam has a higher density and a higher acoustic impedance, the velocity of the fireball, which acts as a piston on the environment is lower. In addition, the created gap tempers the amplitude of pressure and total energy of the transmitted shock wave to the aqueous foam, as explained by Seitz and Skews [44]. This results in a lower overpressure field (see Fig. 7) for the spherical decaying shock wave and a final position of the fireball which is at a smaller scaled distance. The oscillating character of the fireball is also less marked in foam. The time at which the secondary shock implodes at the origin is shorter as the initial inward rarefaction waves are weaker. And then, the secondary shock impacts the fireball interface at the same time as the contracting phase begins.

5.4 Overpressure time histories

Figures 13 and 14 show the pressure–time histories for the air and the AF configurations.

In the case of BW in air, the computational results are in good agreement with the experimental data for the primary shock (see Fig. 13). The profile of blast wave is retrieved with a sharp pressure jump, followed by a pressure decrease. Later, there is some deviation, probably due to the afterburning of rest products, enhanced by turbulent mixing, generated by multidimensional Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instabilities, which are not taken into account by the model.

In the case of BW in AF, a parametric study looked at the effect of droplet size, from 10 to 100 μm. Using a log-log scale, the peak overpressure ratio as a function of the scaled distance was the same. Mainly the two-phase blast wave structure and the time of arrival were affected. In Fig. 14, the numerical results for two radii of 10 and 50 μm are compared with the experimental pressure time histories. A better agreement with experimental data can be seen for the 10 μm case. One can also see the two-phase blast wave structure, as Borisov et al. [6] reported and the role of a relaxing media to enhance mitigation [17,18]. The two-phase BW consists of a two-phase shock wave, followed by a pressure decrease, due to rarefaction waves from spherical divergence. A two-phase shock is a composite shock wave, which consists of a shock wave, followed by a relaxation zone [41]. Here, the liquid phase and the related relaxation zone which undergoes the effects of the rarefaction waves from spherical divergence, act to disperse the energy from the sharp shock peak and to smooth the latter [42]. This explanation holds when we are not close to the charge. Indeed, at the beginning of the interaction of the detonation front with the surrounding media, the time scale of the velocity relaxation will be very short and the phases are almost in equilibrium. Thus, as the acoustic impedance of the foam is greater than air (see Fig. 3), the overpressure of the transmitted shock wave will be higher. The numerical results (see Fig. 8) have shown that this transition occurs at a scaled distance of 0.3.

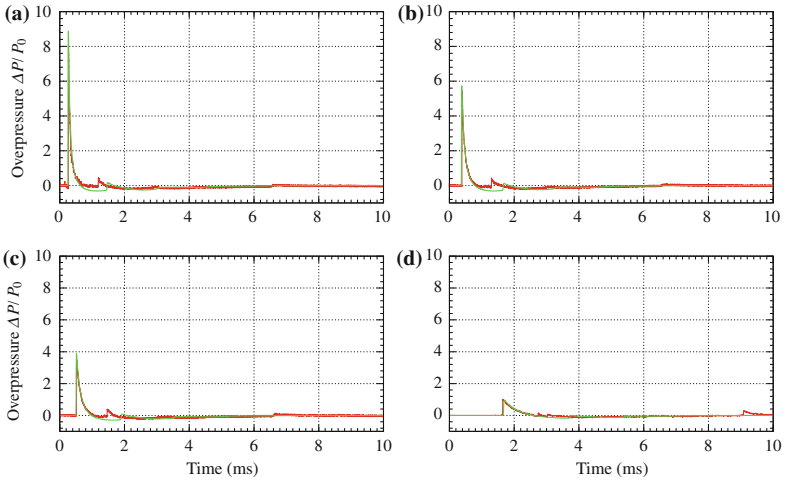

Fig. 13 Comparison between experimental pressure signals in *red lines* and computational results in *green lines* for the detonation of a 145 g HE charge in air for scaled distances of **a** 0.97 m/kg$^{1/3}$, **b** 1.16 m/kg$^{1/3}$, **c** 1.35 m/kg$^{1/3}$ and **d** 2.51 m/kg$^{1/3}$

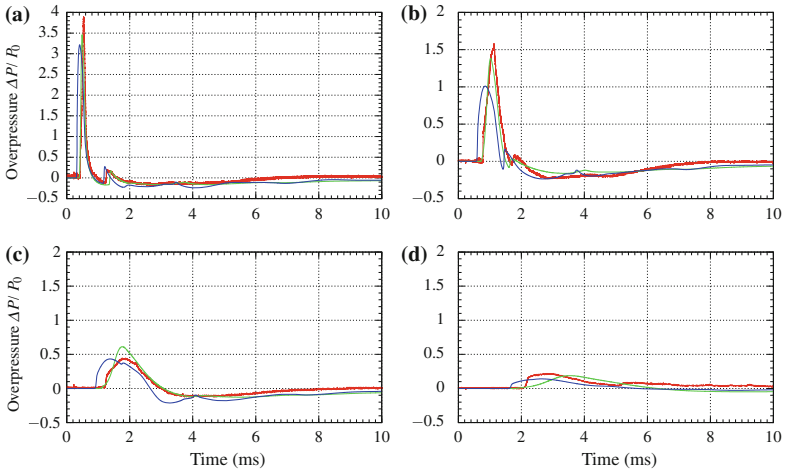

Fig. 14 Comparison between experimental pressure signals in *red lines* and computational results with droplets radii of 10 μm in *green lines* and 50 μm in *blue lines* for the detonation of a 145 g HE charge in a foam of expansion ratio 1:120 for scaled distances of **a** 0.72 m/kg$^{1/3}$, **b** 0.94 m/kg$^{1/3}$, **c** 1.17 m/kg$^{1/3}$ and **d** 1.63 m/kg$^{1/3}$

6 Summary and conclusions

In this paper, a multiphase approach is used to model the dry aqueous foam as a dense non-equilibrium two-phase medium and its interaction with the HE detonation products. After the shock impingement, the initially encapsulated gas pores and liquid ligaments become, respectively, the carrier phase and the dispersed phase composed of liquid droplets. Conventional constitutive relations have been used to describe the inter-phase exchanges between gas and droplets. Additionally, new experiments are performed to study the scaling effects.

Good agreement was found between the numerical and the experimental results, which show the mitigation properties of the BW by aqueous foams. In middle field range of scaled distances greater than one, the peak overpressure reduction can reach 10 up to 20. The reduction in scaled impulse was less marked, gradually increasing above the scaled distance of one.

From the experimental data, one can conclude that the Hopkinson $W^{1/3}$ scaling law still holds for the peak overpressure ratio, whereas it is more difficult to assess this assumption for scaled impulses. The latter is, however, difficult to measure accurately. Nevertheless, the numerical results

show that this scaling holds particularly for overpressures and scaled impulses in the case of full-scale experiments. This means that the non-equilibrium processes have enough time to reach equilibrium. A numerical study indicates that the characteristic size of PB plays a secondary role.

The non-equilibrium processes due to momentum and energy transfers are shown to have two effects. The first one concerns the local structure of the two-phase BW, which has been investigated from pressure time histories. Experimental as well as numerical results show that it consists of a shock wave, followed by a relaxation zone, further followed by a pressure decrease. This results in the energy dispersion at the peak overpressure. The second one concerns the structure of the wave diagram. Its shows the creation of a buffer between the fireball interface and the aqueous foam, which is due to non-equilibrium effects. Moreover, the velocity of the fireball was smaller in the AF configuration. As a consequence, this results in a lower overpressure of the two-phase spherical decaying shock wave.

Acknowledgments A. Chinnayya would like to thank Prof. R. Saurel, IUSTI, Marseille France for fruitful discussion and the French Atomic Energy Commission (CEA) for financial support.

Appendix A: JWL equation of state

The detonation products are described by the JWL (Jones-Wilkins-Lee) equation of state [29]. The use of the formalism of [5] yields the following:

$$e = e_{\rm is} + C_v T$$
$$p = p_{\rm is} + \Gamma_0 \rho (e - e_{\rm is})$$

with $p_{\rm is}$ the isentrope pressure issued from the Chapman–Jouguet (CJ) state.

$$p_{\rm is}(\rho) = p_{k1}(\rho) + k\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{-(1+\Gamma_0)}$$

where $p_{k1}(\rho) = A\exp\left(-R_1\frac{\rho_0}{\rho}\right) + B\exp\left(-R_2\frac{\rho_0}{\rho}\right)$. $e_{\rm is}$ and $p_{\rm is}$ are linked by the following relation: $\frac{de_{\rm is}}{d(1/\rho)} = -p_{\rm is}$. Thus

$$e_{\rm is}(\rho) = c_{ek} + \frac{A}{\rho_0 R_1}\exp\left(-R_1\frac{\rho_0}{\rho}\right) + \frac{B}{\rho_0 R_2}\exp\left(-R_2\frac{\rho_0}{\rho}\right) + \frac{k}{\rho_0\Gamma_0}\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{-\Gamma_0}$$

The different constants are given by

$$\frac{1}{\rho_{\rm CJ}} = \frac{1}{\rho_0} - \frac{p_{\rm CJ}}{\rho_0^2 D_{\rm CJ}^2} \text{ (Rayleigh line)}$$
$$e_{\rm CJ} = e_0 - \frac{p_{\rm CJ}}{2}\left(\frac{1}{\rho_{\rm CJ}} - \frac{1}{\rho_0}\right) \text{ (Hugoniot equation)}$$

The constants k and c_{ek} are such that $e = e_{\rm CJ}$ and $p = p_{\rm CJ}$ in the EOS

$$c_{ek} = e_{\rm CJ} - e_{\rm is}(\rho_{\rm CJ}) - \frac{p_{\rm CJ} - p_{k1}(\rho_{\rm CJ})}{\rho_{\rm CJ}\Gamma_0}$$
$$k = \left[p_{\rm CJ} - p_{k1}(\rho_{\rm CJ}) - \frac{C v \rho_{\rm CJ} T_{\rm CJ}}{\Gamma_0}\right]\left(\frac{\rho_{\rm CJ}}{\rho_0}\right)^{1+\Gamma_0}$$

The CJ parameters can be determined by a CJ thermochemical code. The JWL equation of state corresponds to a reduction of a more complete EOS as for example the H9 EOS [21]. The different JWL parameters for the present computations are for the TNT energetic material and are taken from literature: $\rho_0 = 1,630$ kg/m^3, $A = 3.712.10^{11}$ Pa, $B = 0.03231.10^{11}$ Pa, $R_1 = 4.15$, $R_2 = 0.95$, $\Gamma_0 = 0.3$ [45], $p_{\rm CJ} = 19$ GPa, $D_{\rm CJ} = 6,950$ m/s, $T_{\rm CJ} = 3669$ K [21], $C_v = 2345$ J/kg K [22], $e_0 = 0$ J/kg.

Appendix B: Equation of state for the liquid and the gaseous phases of the aqueous foam

The liquid of the aqueous foam is modeled by the Stiffened Gas EOS. A method which gives the overall procedure to determine these constants is given in [28]. The Stiffened Gas EOS for the liquid phase can be summarized as

$$P_1 + P_{\infty,1} = \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1} C_{{\rm p},1}\rho_1 T_1$$
$$e_1 = e_{0,1} + \frac{P_1 + \gamma P_{\infty,1}}{(\gamma_1 - 1)\rho_1} \quad (18)$$

We followed the procedure given in [28] to determine the thermodynamic parameters of the liquid phase. The parameters are calculated from the experimental saturation curves (cf. [14]). From [28], they are calibrated from two reference states. For the liquid phase, the two states are 439 and 588 K. The thermodynamic parameters are approximately the same as those found in [28]. The constants for the liquid phase are

$$\gamma_1 = 1.49, \quad P_{\infty 1} = 1.063.10^9 \text{Pa},$$
$$C_{\rm p1} = 4,277.77 \text{ J/kg K},$$
$$e_{01} = -0.117.10^7 \text{ J/kg}, \quad s_{01} = 0.0 \text{ J/kg K} \quad (19)$$

The gaseous phase is treated as an ideal gas, with the ratio of specific heats 1.4 and the specific heat at constant pressure $C_{\rm p2} = 1$ kJ/kg K. The ideal gas EOS reads

$$P_2 = \rho_2 r T_2, \quad r = \frac{R}{M} = \frac{\gamma_2 - 1}{\gamma_2} C_{\rm p2}$$
$$e_2 = \frac{P_2}{(\gamma_2 - 1)\rho_2} \quad (20)$$

Table 2 Table of gauge positions and results of the experiments in air conducted on CEA pyrotechnical site

Gauges n°	Experiments in air					
	145 g			6.6 kg		
	SD	$\Delta P/P_0$	$I/W^{1/3}$	SD	$\Delta P/P_0$	$I/W^{1/3}$
1	0.97	8.49	0.99	1	9.49	1.05
2	1.16	5.28	0.93	1.04	8.97	0.83
3	1.35	3.46	0.82	1.23	7.17	1.06
4	1.95	1.85	–	1.48	4.49	1.08
5	2.34	1.07	–	1.8	2.50	1.03
6	2.51	0.96	0.61	2.16	1.72	0.99
7	2.74	1.06	–	2.51	1.29	0.85
8	3.3	0.51	0.46			
9	3.41	0.58	0.47			

SD ($m/kg^{1/3}$) is the scaled distance. $\Delta P/P_0$ is the peak overpressure ratio, $P_0 = 1.01325$ bar. $I/W^{1/3}$ (bar $ms/kg^{1/3}$) is the scaled positive impulse related to the HE mass

Table 3 Table of gauge positions and results of the experiments in aqueous foam conducted on CEA pyrotechnical site

Gauges n°	Experiments in aqueous foam								
	145 g			6.6 kg			22.17 kg		
	SD	$\Delta P/P_0$	$I/W^{1/3}$	SD	$\Delta P/P_0$	$I/W^{1/3}$	SD	$\Delta P/P_0$	$I/W^{1/3}$
1	0.72	3.87	0.94	1.03	1.83	0.88	0.72	5.29	0.89
2	0.9	2.50	1.05	1.11	0.87	0.32	0.74	7.09	1.13
3	0.94	1.57	1.13	1.30	0.52	0.79	0.78	2.66	0.64
4	1.17	0.44	0.82	1.59	0.18	0.61	0.86	2.10	0.64
5	1.63	0.21	1.34	1.92	0.13	0.63	1.05	1.02	0.85
6				2.24	0.10	0.52	1.18	0.61	0.79
7				2.56	0.07	0.40	1.34	0.38	0.69
8							1.45	0.24	0.51

where M is the molar mass, R is the perfect gas constant and C_{p2} the calorific capacity at constant pressure.

Appendix C: Experimental results obtained during the CEA pyrotechnical campaigns

Tables 2 and 3 summarize the experimental results obtained during the CEA pyrotechnical campaigns.

References

1. Allen, R.M., Kirkpatrick, D.J., Longbottom, A.W., Milne, A.M., Bourne, N.K.: Experimental and numerical study of free-field blast mitigation. In: M. Furnish, Y. Gupta, J. Forbes (eds.) Shock Compression of Condensed Matter, 20–25 July 2003, Portland, Oregon (USA), AIP Conference Proceedings, vol. 706, pp. 823–826 (2004)
2. Baer, M.: A numerical study of shock wave reflections on low density foam. Shock Waves **2**((2), 121–124 (1992)
3. Baer, M., Nunziato, J.: A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition (DDT) in reactive granular materials. Intern. J. Multiph. Flow **12**((6), 861–889 (1986)
4. Baker, W.: Explosion in Air. University of Texas Press, Austin (1973)
5. Baudin, G., Serradeill, R.: Review of Jones-Wilkins-Lee equation of state. In: Soulard, L. (ed.) European Physical Journal Web of Conferences, New Models and Hydrocodes for Shock Wave Processes in Condensed Matter, 24–28 May 2010, Paris (France), vol. 10, p. 21 (2010)
6. Borisov, A.A., Gelfand, G.E., Kudinov, V.M., Palamarchuk, B.I., Stepanov, V.V., Timofeev, E.I., Khomik, S.V.: Shock waves in water foams. Acta Astronaut. **5**(11–12), 1027–1033 (1978)
7. Britan, A., Liverts, M., Ben-Dor, G.: Shock wave propagation through wet particulate foam. Colloids Surf A Physicochem Eng Aspects **382**(1–3), 145–153 (2011)
8. Britan, A., Zinovik, I., Levin, V.: Breaking up foam with shock waves. Combust. Explos. Shock Waves **28**((5), 550–557 (1992)
9. Britan, A.B., Ben-Dor, G., Shapiro, H., Liverts, M., Shreiber, I.: Drainage effects on shock wave propagating through aqueous foams. Colloids Surf. A Physicochem. Eng. Aspects **309**(1–3), 137–150 (2007)

10. Britan, A.B., Vasil'ev, E.I., Kulikovskii, V.A.: Modeling the process of shock wave attenuation by a foam screen. Combust. Explos. Shock Waves **30**(3), 389–396 (1994)
11. Brode, H.L.: Blast wave from a spherical charge. Phys. Fluids **2**(2), 217–229 (1959)
12. Chinnayya, A., Daniel, E., Saurel, R.: Modelling detonation waves in heterogeneous energetic materials. J. Comput. Phys. **196**(2), 490–538 (2004)
13. Crepeau, J., Needham, C., Caipen, T., Grady, D., Harper, F.: First principles calculations of the interaction of blast waves with aqueous foams. In: Furnish, M., Chhabildas, L., Hixson, R. (eds.) Shock Compression of Condensed Matter, 27 June–2 July 1999, AIP Conference Proceedings, vol. 505, pp. 779–782. Snowbird, Utah (USA) (2000)
14. COOLPACK: A Collection of Simulation Tools for Refrigeration, 2000, Department of Mechanical Engineering, Technical University of Denmark. http://www.et.web.mek.dtu.dk/coolpack/uk/index.html
15. Domergue, L., Nicolas, R., Marle, J.C., Mathey, L., D'aloisio, M., Buche, L., Hubert, C.: Shock wave attenuation in aqueous foam. In: 3rd International Conference on Safety and Security Engineering, Book Series: WIT Transactions on the Built Environment, Safety and Security Engineering III, vol. 108, pp. 83–92. Rome, Italy (2009)
16. Gardiner, B., Dlugogorski, B., Jameson, G., Chhabra, R.: Yield stress measurements of aqueous foams in the dry limit. J. Rheol. **42**(6), 1437–1450 (1998)
17. Gelfand, B.E.: Attenuation of blast waves in two-phase mixtures. In: Proceedings of the International Symposium on Interdisciplinary Shock Wave Research, ISISW, 22–24 March. http://iswi.nuae.nagoya-u.ac.jp/ISISW/ISISW.html, pp. 150–166. Sendai, Japan (2004)
18. Gelfand, B.E., Silnikov, M.V.: Explosions and Blast Control. Asterion, Saint Petersburg (2004)
19. Goldfarb, I., Orenbakh, Z., Shreiber, I., Vafina, F.: Sound and weak shock wave propagation in gas–liquid foams. Shock Waves **7**(2), 77–88 (1997)
20. Hartman, W., Boughton, B., Larsen, M.: Blast mitigation capabilities of aqueous foam. Tech. Rep. SAND2006-0533, Sandia National Laboratories (2006)
21. Heuzé, O.: Equations of state of detonation products: Influence of the repulsive intermolecular potential. Phys. Rev. A **34**(1), 428–432 (1986)
22. Heuzé, O.: An equation of state for detonation products for hydrocode calculations. In: 27th International Pyrotechnics Seminar (IPS-2000), 16–21 July, pp. 15–19. Grand Junction, Colorado (USA) (2000)
23. Johnson, J.A., Solie, D.J., Brown, J.A., Gaffney, E.S.: Shock response of snow. J. Appl. Phys. **73**(10), 4852–4861 (1993)
24. Kinney, G., Graham, K.: Explosives shocks in Air, 2nd edn. Springer, Berlin (1985)
25. Knudsen, J.G., Gauvin, W.H.: Fluid Mechanics and Heat Transfer. pp. 511 McGraw-Hill, New York (1958)
26. Lallemand, M.H., Chinnayya, A., Le Métayer, O.: Pressure relaxation procedures for multiphase compressible flows. Int. J. Num. Methods Fluids **49**(1), 1–56 (2005)
27. Larsen, M.: NEST containment calculator. Tech. Rep. SAND94-2030, Sandia National Laboratories (1994)
28. Le Métayer, O., Massoni, J., Saurel, R.: Elaboration des lois d'état d'un liquide et de sa vapeur pour les modèles d'écoulements diphasiques. Int. J. Thermal Sci. **43**(3), 265–276 (2004)
29. Lee, E.L., Horning, H.C., Kury, J.W.: Adiabatic expansion of high explosives detonation products. Tech. Rep. TID 4500-UCRL 50422, Lawrence Radiation Lab., University of California, Livermore (1968)
30. Massoni, J., Saurel, R., Lefrançois, A., Baudin, G.: Modeling spherical explosions with aluminized energetic materials. Shock Waves **16**(1), 75–92 (2006)
31. Needham, C.E.: Blast Waves. Springer, Berlin (2006)
32. Omang, M., Christensen, S., Børve, S., Trulsen, J.: Height of burst explosions: a comparative study of numerical and experimental results. Shock Waves **19**(2), 135–143 (2009)
33. Ortiz, C., Joseph, D., Beavers, G.: Acceleration of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream. Int. J. Multiph. Flow **30**(2), 217–224 (2004)
34. Persson, P.A., Holmberg, R., Lee, J.: Rock blasting and explosives engineering. CRC Press, Boca Raton (1994)
35. Petitpas, F., Saurel, R., Franquet, E., Chinnayya, A.: Modelling detonation waves in condensed energetic materials: Multiphase CJ conditions and multidimensional computations. Shock Waves **19**(5), 377–401 (2009)
36. Plateau, J.A.F.: Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux forces moléculaires. Gaultier-Villards, Paris (1873)
37. PCB: http://www.pcb.com/techsupport/tech_pres.php
38. Raspet, R.: Use of aqueous foam to mitigate demolition noise. Tech. Rep. N-112, United States Army of Corps of Engineers (1981)
39. Raspet, R., Griffiths, S.K.: The reduction of blast noise with aqueous foam. J. Acoust. Soc. Am **74**(6), 1757–1763 (1983)
40. Rouyer, F., Pitois, O., Lorenceau, E., Louvet, N.: Permeability of a bubble assembly: From the very dry to the wet limit. Phys. Fluids **22**(4), 043302 (2010)
41. Rudinger, G.: Some properties of shock relaxation in gas flows carrying small particles. Phys. Fluids **7**(5), 658–663 (1964)
42. Schwer, D., Kailasanath, K.: Blast mitigation by water mist (3) Mitigation of confined and unconfined blasts. Tech. Rep. NRL/MR/6410–03-8658, Naval Research Lab (2003)
43. Schwer, D., Kailasanath, K.: Numerical simulation of the mitigation of unconfined explosion using water-mist. In: Proceedings of the Combustion Institute, vol. 31, pp. 2361–2369 (2007)
44. Seitz, M., Skews, B.: Effect of compressible foam properties on pressure amplification during shock wave impact. Shock Waves **15**(3–4), 177–197 (2006)
45. Sheffield, S., Engelke, R.: Shock Wave Science and Technology Reference Library, vol. 3, chap. Condensed-phase explosives: shock initiation and detonation phenomena, pp. 1–64. Springer, Berlin (2009)
46. Taylor, G.I.: The formation of a blast wave by a very intense explosion. In: Proceedings of the Royal Society London A, vol. 201, pp. 159–174 (1950)
47. Weaire, D., Hutzler, S.: The Physics of Foams. Oxford University Press, Oxford (1999)
48. Winfield, F., Hill, D.: Preliminary results on the physical properties of aqueous foams and their blast attenuating characteristics. Tech. Rep. DRES, Technical Note No. 389, Defense Research Establishment, Suffield, Ralston, Alberta, Canada (1977)

Résumé : Dans une optique de sécurité pyrotechnique, le CEA DAM s'intéresse aux moyens d'atténuer les ondes de souffle par des mousses aqueuses. L'objectif de cette thèse est de comprendre les phénomènes physiques régissant la propagation et l'interaction d'une onde de choc avec une mousse, et d'en proposer une modélisation. Une mousse aqueuse est un milieu diphasique constitué d'un assemblage de cellules de gaz séparées par une phase liquide. Cette thèse s'intéresse principalement à des mousses aqueuses, qualifiées de sèches dont le foisonnement (inverse de la fraction volumique) est supérieur à 20.

Les travaux ont été organisés autour de la conception et la réalisation de deux campagnes expérimentales. La première, réalisée en Tube à Choc (TaC) à l'IUSTI Marseille, a permis de déterminer le comportement de la mousse soumise à une onde de choc plane. La seconde campagne a été effectuée sur le champ de tir du CEA au Polygone d'Expérimentation de Moronvilliers. Cette expérience a été conçue dans le but d'obtenir une base de données pyrotechniques. Ces deux campagnes ont alors servi au développement d'un modèle numérique, reposant sur un formalisme multiphasique eulérien résolu grâce à la Méthode des Equations Discrètes.

L'analyse des résultats expérimentaux en TaC a permis de montrer que, sous l'effet de forts gradients de pression, les films rompent et la mousse s'effondre en un ensemble de ligaments liquides : les Bords de Plateau se déforment puis se fragmentent en un spray. La structure de l'onde incidente est alors composée de deux parties, un choc précurseur générant une surpression de plus d'une centaine de millibars et qui est la signature de la fragmentation de la mousse et un train d'ondes de compression traduisant la mise en vitesse des Bords de Plateau dans l'écoulement gazeux.

Les expérimentations pyrotechniques ont permis de corroborer ces résultats obtenus en TaC. Enfin, l'analyse numérique effectuée confirme également que le foisonnement de la mousse est le paramètre principal qui permet de contrôler l'atténuation des ondes de souffle dans les mousses aqueuses. Les simulations numériques ont également permis de restituer la structure complexe de l'onde de souffle et de déterminer les phénomènes prépondérants.

Mots-Clés : Onde de souffle, Onde de choc, Mousse Aqueuse, Atténuation, Modélisation diphasique

Abstract : Mitigation of blast waves as regards pyrotechnic security is of great concern for the CEA DAM. The objective of this thesis is to understand the physical mechanisms, which underlie the mitigation properties of the aqueous foams.

Aqueous foam is a two-phase medium, which is built from an assembly of gaseous cells, which are separated by the liquid phase. The present study focuses on dry foams, having an expansion ratio (inverse of the volume fraction) higher than 20.

Two experimental campaigns have been designed and achieved. At first, the behavior of the aqueous foam under shock loading has been studied in a Shock Tube at IUSTI Marseille. Then, a database on blast characteristics has been obtained in the test field of the Polygone d'Expérimentation de Moronvilliers CEA. The experimental data have helped the development of the numerical modeling, which relies on an Eulerian multiphase formalism, solved by the Discrete Equation Method. The analysis of the Shock Tube data has shown that under high shock loading, the liquid films are prone to rupture and as a consequence, the foam collapses into a spray of liquid ligaments. The Plateau Borders deform and are atomized into a cloud of droplets. The two-phase shock wave structure can be decomposed into two parts. The first one is relative to the foam fragmentation and consists of a precursor shock of amplitude of hundreds of millibar. The relaxation zone then follows where the momentum and energy transfer bring the states of the two phases towards dynamic and thermal equilibrium.

The experimental data from the pyrotechnic campaign have also confirmed these findings. Finally, the numerical modeling has also shown that the expansion ratio was the main parameter of the mitigation of the blast wave. The complex structure of the two-phase blast wave from the model compares favorably with the experimental data.

Keywords : Blast Wave, Shock Wave, Aqueous Foam, Mitigation, Multiphase modeling