

Aix-Marseille Université
ECOLE DOCTORALE 353, SCIENCES POUR L'INGENIEUR
Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique
IUSTI - UMR CNRS 7343

Thèse

soutenue publiquement le 7 décembre 2012 pour l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITE D'AIX-MARSEILLE
Discipline : MECANIQUE ENERGETIQUE

par

Alice CHAUVIN

Etude expérimentale de l'atténuation d'une onde de choc par un nuage de gouttes et validation numérique

co-dirigée par :

Georges JOURDAN

Lazhar HOUAS

JURY :

E. DANIEL	Professeur, Aix-Marseille Université, IUSTI, Marseille
L. HOUAS	Directeur de recherches, CNRS IUSTI, Marseille
G. JOURDAN	Professeur, Aix-Marseille Université, IUSTI, Marseille
E. SCHALL	Maître de conférences, Université de Pau, LATEP, Pau
M.O. STURTZER	Chargé de recherches, ISL, Saint Louis
R. TOSELLO	Directeur du département Technique Navale (TN), DGA, Toulon
B. VEYSSIERE	Directeur de recherches, CNRS, UPR Institut P', Poitiers
E. VILLERMAUX	Professeur, Aix-Marseille Université, IRPHE, Marseille

à mes parents Alain et Martine,
à ma soeur Sylvie,
à Marjolaine, Iris et Clara

Remerciements

Tout d'abord je souhaite tout particulièrement remercier mes directeurs de thèse Georges JOURDAN et Lazhar HOUAS qui m'ont donné la possibilité d'effectuer ce travail. Ils m'ont fait bénéficier de leurs expériences. Je tiens à les assurer de ma profonde gratitude pour leurs conseils avisés, leur soutien, leur patience, leur disponibilité ainsi que la bonne humeur qu'ils font régner au sein de l'équipe.

Je remercie également Eric DANIEL, pour son aide précieuse et les conseils qu'il m'a prodigués.

Mes remerciements s'adressent ensuite à mes rapporteurs : messieurs Eric SCHALL, maître de conférences à l'université de Pau et Bernard VEYS-SIERE, directeur de recherches à l'UPR, institut P' de Poitiers, qui ont accepté d'évaluer mon travail. Je les remercie pour les remarques constructives dont ils m'ont fait part.

J'adresse aussi toute ma gratitude à Emmanuel VILLERMAUX, professeur à l'université d'Aix-Marseille, qui a accepté de faire partie de mon jury de thèse et qui l'a présidé. Je le remercie pour l'intérêt qu'il a montré envers mon travail.

Merci à Michel Olivier STURTZER, chargé de recherches à l'ISL de Saint Louis, pour avoir accepté d'examiner mon travail et pour m'avoir fait part de ses observations.

Mes sincères remerciements vont aussi à Robert TOSELLO, directeur du département Tn de la DGA de Toulon. Sans lui, ce sujet et cette collaboration n'auraient pas vu le jour. Je le remercie pour la bonne atmosphère qu'il a créée au cours des réunions et les fructueux échanges qui en ont résulté. Je n'oublie pas non plus d'associer Danielle PRAGUINE et l'équipe de la DGA-Tn Toulon.

Que Lounès TADRIST, directeur du laboratoire IUSTI, trouve ici l'expression de ma gratitude pour m'avoir accueillie au sein de ce laboratoire.

J'adresse mes remerciements à Richard SAUREL ancien directeur de l'Ecole Doctorale ED353 ainsi qu'à Pascal CAMPION pour son aide bienveillante, ses conseils et sa disponibilité.

Ma profonde reconnaissance va aussi à Christian MARIANI, pour son soutien, son aide, ses conseils et son rire communicatif ainsi qu'à Laurent BIA-MINO.

Je remercie également Ashwin CHINNAYYA pour les discussions que nous avons eues.

Les expériences n'auraient pu avoir lieu sans le concours technique de Paul CERVETTI, Sady NOEL et Frédéric RATOCHNIAK. Je tiens à les remercier chaleureusement pour la qualité de leur travail et leur gentillesse.

Le poste de chargé de mission d'enseignement que j'ai exercé durant ma thèse à l'université Paul Cézanne m'a permis de travailler avec Frank TORRE, Yasmine MASMOUDI, Olivier BOUTIN, Isabelle SEYSSIECQ GUARENTE et Jean Philippe BONNET que je souhaite remercier pour leur accueil, leur aide et leur disponibilité.

J'adresse ma gratitude à tous les membres du laboratoire et du département ME que je n'ai pas cités, mais que j'ai côtoyés et appréciés durant ces années. Merci pour votre sympathie, vos sourires et votre aide.

Une thèse serait moins enrichissante sans la présence d'autres doctorants avec qui échanger et blaguer un peu. Ma pensée va vers Alexey, Mariusz, Charlie, Jacqueline, Noël, Sarah, Gregory et plus récemment Vincent, Minh Tuan, François, Mathieu, Sebastien, Eliam, Serge, Kifah et Wassim à qui je souhaite bon courage pour la suite.

Enfin, je tiens aussi à remercier les premiers amis Marseillais sans qui je ne serais peut-être pas là aujourd'hui : merci Corinne, Pernelle, Aurélie et Coralie. Je ne peux pas vous citer sans que mes pensées aillent vers Annie GONTIER, responsable du groupe concours, et Thierry GALLOUET dont le dévouement envers leurs étudiants restera toujours gravé dans ma mémoire. Mes pensées vont aussi vers John, Cécilia, Romain, Guillaume, Alexandre, la bande à picsou : Renaud, Manon, Camille, Yoann, Karine, Dina, Leila, Anthony, les Toulousains Thibaud, Hindu, Formica, Sergio et tout particulièrement à Thomas : Merci.

Enfin, je remercie ma famille pour son soutien, sa présence réconfortante et bien souvent joviale. Merci à mes parents, grands-parents, oncles et tantes, cousins et cousines, Marjolaine, Olivier et à ma sœur Sylvie. Vous avez tous contribué à rendre ce travail possible : je porte en moi chacun de vous.

Table des matières

Introduction générale	8
Etat de l'art	12
1 Fragmentation de gouttes et atténuation d'ondes de choc	12
1.1 Introduction	13
1.2 Atomisation secondaire : phénoménologie et état de l'art . . .	14
1.2.1 Modes de fragmentation	15
1.2.2 Temps caractéristiques associés à l'atomisation	21
1.2.3 Caractérisation du diamètre après fragmentation	25
1.2.4 Collision, transferts thermique et de masse	28
1.2.5 Conclusion	31
1.3 Interaction entre une onde de choc et un milieu diphasique . .	31
1.3.1 Introduction	31
1.3.2 Caractérisation de la phase dispersée	32
1.3.3 Ondes de choc et suspensions gazeuses	39
1.3.4 Ondes de choc et aérosols	43
1.3.5 Atténuation d'ondes de choc	45
1.4 Conclusion	46
Résultats expérimentaux	49
2 Dispositif expérimental : tube à choc et instrumentation	49
2.1 De l'onde de choc au tube à choc	50
2.1.1 De sa découverte théorique et de son existence physique à sa génération en laboratoire	50
2.1.2 Formation d'onde de choc dans un tube à choc	51
2.2 Présentation de l'expérience	53
2.3 Tube à choc T80	53
2.4 Générateur de nuage de gouttes	57

2.4.1	Principe de fonctionnement	57
2.4.2	Descriptif des éléments	59
2.5	Percuteur	62
2.6	Dispositif de mesure de pression	63
2.7	Dispositif de visualisation	66
2.7.1	Méthode de visualisation	66
2.7.2	Appareils de visualisation	69
3	Interaction entre une onde de choc et un nuage de gouttes d'eau : résultats expérimentaux	71
3.1	Mesure des caractéristiques des différents nuages testés : erreurs relatives aux mesures	73
3.2	Zone de relaxation et dynamique du nuage	75
3.2.1	Allure caractéristique	75
3.2.2	Ondes de choc, aérosols, et suspensions de particules	81
3.2.3	Temps caractéristiques	85
3.3	Influence de la hauteur du nuage de gouttes	89
3.3.1	Présentation des nuages	89
3.3.2	Evolution de la pression en fonction du temps	91
3.3.3	Stations en aval de l'interface air/nuage	93
3.3.4	Evolution de la célérité de l'onde de choc	95
3.3.5	Evolution du temps de détente	96
3.3.6	Evolution de l'impulsion en fonction du temps	97
3.3.7	Atténuation du pic de pression ΔP	99
3.4	Influence du nombre de Mach de l'onde de choc incidente	103
3.4.1	Evolution du temps de détente	103
3.4.2	Atténuation du pic de pression ΔP	106
3.5	Influence de la fraction volumique du nuage de gouttes	108
3.5.1	Présentation des nuages	108
3.5.2	Evolution de la pression en fonction du temps	108
3.5.3	Evolution de la célérité de l'onde de choc	112
3.5.4	Evolution du temps de détente	113
3.5.5	Atténuation du pic de pression ΔP	115
3.6	Influence du diamètre des gouttes	118
3.6.1	Présentation des nuages	118
3.6.2	Evolution de la pression en fonction du temps	121
3.6.3	Evolution de la célérité de l'onde de choc	123
3.6.4	Evolution du temps de détente	124
3.6.5	Atténuation du pic de pression ΔP	125
3.7	Conclusion	127

Résultats numériques **130**

4 Modélisation Eulerienne de l'interaction d'une onde de choc plane avec un milieu dilué **130**

- 4.1 Introduction 132
- 4.2 Modélisation Eulerienne d'un écoulement dilué 132
 - 4.2.1 Choix de la modélisation 132
 - 4.2.2 Système d'équations des phases continue et dispersée . 133
 - 4.2.3 Termes d'interactions entre le gaz et les particules . . . 135
- 4.3 Méthode numérique 136
 - 4.3.1 Schémas numériques 137
 - 4.3.2 Calcul des flux 138
 - 4.3.3 Maillage et pas de temps 138
- 4.4 Interaction entre une onde de choc et des gouttes sans fragmentation 139
- 4.5 Interaction entre une onde de choc et des gouttes avec fragmentation 142
 - 4.5.1 Taux de fragmentation 142
 - 4.5.2 Comparaison des résultats obtenus avec prise en compte de la fragmentation 143
 - 4.5.3 Temps de déformation 146
 - 4.5.4 Coefficient de traînée 148
 - 4.5.5 Taux de fragmentation : modélisation par le diamètre . 152
- 4.6 Etude paramétrique numérique des caractéristiques du nuage : résultats et comparaisons 156
 - 4.6.1 Influence de la fraction volumique 156
 - 4.6.2 Influence du diamètre des gouttes 157
 - 4.6.3 Etude à surface d'échange constante 159
- 4.7 Comparaison des résultats expérimentaux et numériques pour les mêmes conditions d'essais 162
- 4.8 Conclusion 166

Conclusion et perspectives **168**

Bibliographie **175**

Introduction générale

Introduction Générale

Les écoulements multiphasiques et plus particulièrement les écoulements diphasiques, constituent un vaste domaine d'étude. Ces derniers, sont dits à phases dispersées quand les éléments, solides ou liquides, sont en suspension dans une phase porteuse, fluide gazeux ou liquide. Sur le plan fondamental, les travaux s'attachent à comprendre les phénomènes d'interactions entre les différentes phases. D'autres études sont appliquées aux problèmes industriels pour des questions de réduction de coûts énergétiques mais aussi de problèmes environnementaux. Parmi ces applications, les générateurs de vapeurs et les problèmes de type diffusifs associés à des milieux polluants, constituent des champs d'applications. Les panaches chargés en particules sont ainsi étudiés pour leurs impacts environnementaux tout comme les gaz issus de chambre de combustion [1] : réacteurs, moteurs diesel. L'amélioration des performances de ces appareils, notamment de la combustion représente un important domaine de recherches.

C'est ainsi qu'aux alentours des années 60 les premières caractérisations de phases dispersées pouvant être assimilées à des milieux continus ont été développées afin d'améliorer la propulsion d'engin, notamment. La présence de particules dans les produits de réaction des réacteurs conduit à une diminution de la poussée [2, 3, 4]. Quand le rapport entre le volume occupé par les particules et le volume total occupé par le nuage (fraction volumique, α_d) est inférieur au pourcent, le milieu peut-être qualifié de dilué. Ce type d'écoulement a aussi été étudié expérimentalement [5] et numériquement [6] dans le but de déterminer l'atténuation d'une onde de choc par un tel milieu.

Les dispositifs anti-incendie présents dans les bâtiments pour réduire ou éteindre des feux entrent aussi dans le domaine des écoulements multiphasiques [7]. L'extraction d'énergie au milieu composé de produits de réaction créés lors de l'incendie s'effectue par l'intermédiaire de gouttes liquides. Si les forces aérodynamiques d'un écoulement sont suffisamment importantes, une goutte se déforme en lentille et peut s'atomiser en plusieurs gouttes de diamètres inférieurs, les forces de tension de surface ne permettant plus de maintenir sa forme sphérique et sa cohésion. La fragmentation de gouttes qui en résulte, objet d'étude depuis plus de 60 ans [8, 9, 10], joue aussi un rôle dans la réduction des feux [11, 12]. Récemment, des nuages de gouttes d'eau ont été aussi envisagés pour atténuer des ondes de choc ou de souffle [11, 13]. Ainsi, des études effectuées pour des diamètres de gouttes allant de $1 \mu m$ à $2.5 mm$ [14, 11, 15, 16] ont démontré la capacité des nuages à atténuer la surpression induite et la vitesse de propagation des ondes.

L'étude présentée dans ce mémoire fait l'objet d'une collaboration avec la Direction Générale de l'Armement (DGA-Th) afin de démontrer la capacité

d'amortissement d'une onde de choc plane par un nuage de gouttes d'eau. Les dispositifs anti-incendie pourraient alors être adaptés en fonction des paramètres du milieu diphasique qui extrait le plus d'énergie à l'onde de choc. Cela contribuerait à une mise en sécurité des installations pouvant être soumises à une explosion. De plus, ces dispositifs déjà installés dans les bâtiments, à faibles coûts, seraient capables de couvrir un volume important durant une longue période. Ils constituent donc un moyen intéressant de prévention et de lutte contre les surpressions engendrées par les explosions. L'intérêt de ces dispositifs pourra alors être double : atténuer les surpressions induites par des explosions d'une part et d'autre part, éteindre les feux. Dans le cadre de cette collaboration, Jourdan *et al.* [16] ont démontré la capacité d'une phase dispersée homogène, composée de gouttes d'eau monodisperse, à atténuer une onde de choc plane. Cependant les caractéristiques des nuages étaient modifiées entre les différents essais : un changement de diamètre changeait aussi la fraction volumique : une étude paramétrique n'était pas possible.

Les travaux présentés dans ce mémoire portent sur l'interaction d'une onde de choc et d'un nuage de gouttes d'eau dans un tube à choc. Une étude paramétrique expérimentale sur les grandeurs caractéristiques du nuage est effectuée. Un seul paramètre a pu être modifié en maintenant les autres constants. Cette étude expérimentale, est menée simultanément avec une étude numérique. Ainsi, les résultats expérimentaux vont permettre à la fois de quantifier l'influence des divers paramètres du nuage mais aussi de valider le modèle numérique employé. Une fois le modèle validé et le niveau de confiance atteint, les simulations pourront être étendues à d'autres configurations. Ce mémoire comporte quatre parties qui s'articulent autour des deux études : expérimentale et numérique.

La première partie dresse un état de l'art sur les connaissances actuelles en matière d'atomisation de gouttes, phénomène qui se produit dans ces travaux, lorsqu'une onde de choc interagit avec des gouttes d'eau de $250 \mu m$ et $500 \mu m$ de diamètre. Les temps caractéristiques associés aux phénomènes de relaxation thermique, cinématique ainsi que du processus de fragmentation sont présentés. Les critères caractérisant le milieu (dilué, continu) sont ensuite exposés avec leurs domaines de validité. Enfin, des études antérieures relatives à l'interaction entre une onde de choc et un milieu diphasique dilué sont exposées.

La deuxième partie introduit le dispositif expérimental utilisé et l'instrumentation mise en oeuvre : méthode de visualisation de l'interaction et mesures de pression en fonction du temps à des positions fixées. Un tube à choc est employé pour générer des ondes de choc planes qui vont interagir avec des nuages créés par un générateur de brouillard. Celui-ci permet de faire varier la hauteur du milieu, H_d , (75 cm, 40 cm et 15 cm), la fraction volumique,

α_d (1%, 0.25% et 0.1%) et le diamètre des gouttes, ϕ_d (250 μm et 500 μm). La troisième partie présente les résultats expérimentaux de l'étude paramétrique effectuée. Nous avons fait varier les différentes grandeurs qui caractérisent le nuage (H_d , α_d , ϕ_d). Nous évaluons respectivement l'influence de la hauteur du nuage, de la fraction volumique, du diamètre moyen des gouttes ainsi que du nombre de Mach de l'onde de choc incidente, sur l'atténuation du pic de pression. La zone de relaxation de pression obtenue pour une telle interaction est étudiée. De plus, la réduction du pic de pression est mesurée et l'impulsion associée en est déduite. Ces deux paramètres servent à caractériser les zones de danger pour les structures et les personnes mais aussi à quantifier la qualité de l'atténuation. Enfin, les générations d'ondes aux interfaces entre l'air et le nuage sont aussi étudiées avec leurs pressions associées.

La dernière partie de ce mémoire présente le code de calcul PEGASE monodimensionnel, instationnaire, Eulerien développé dans le laboratoire pour traiter les écoulements dilués. Deux modèles de fragmentation sont implémentés et leurs performances sont discutées. Des validations de deux descriptions du phénomène d'atomisation sont effectuées par des comparaisons avec les résultats expérimentaux obtenus. La nécessité de prendre en compte l'étape de déformation dans le cas de la définition du taux de production de gouttes, par un accroissement du nombre de gouttes [17], est démontrée. Les résultats en sont améliorés. Dans le cas de la formulation du taux de production par un accroissement du diamètre des gouttes [18], il n'est pas nécessaire de prendre en compte les étapes de l'atomisation. De même que dans la partie expérimentale, une étude paramétrique est effectuée et les tendances obtenues sont comparées à celles mesurées expérimentalement.

Enfin, la conclusion reprend tous les résultats importants obtenus au cours de ce travail de thèse et présente les perspectives tant sur le plan expérimental que sur le plan numérique à donner à cette étude.

Etat de l'art

Chapitre 1

Fragmentation de gouttes et atténuation d'ondes de choc

Sommaire

1.1	Introduction	13
1.2	Atomisation secondaire : phénoménologie et état de l'art	14
1.2.1	Modes de fragmentation	15
1.2.2	Temps caractéristiques associés à l'atomisation . . .	21
1.2.3	Caractérisation du diamètre après fragmentation . .	25
1.2.4	Collision, transferts thermique et de masse	28
1.2.5	Conclusion	31
1.3	Interaction entre une onde de choc et un milieu diphasique	31
1.3.1	Introduction	31
1.3.2	Caractérisation de la phase dispersée	32
1.3.3	Ondes de choc et suspensions gazeuses	39
1.3.4	Ondes de choc et aérosols	43
1.3.5	Atténuation d'ondes de choc	45
1.4	Conclusion	46

1.1 Introduction

Lorsqu'une goutte d'un fluide est soumise à un écoulement, elle peut se fragmenter si les forces aérodynamiques qu'elle subit sont supérieures aux forces de tension de surface. Les premières tendent à déformer et à fragmenter la goutte alors que les secondes maintiennent la goutte cohésive. Ce phénomène est connu sous le nom d'atomisation secondaire quand les gouttes issues d'un jet qui s'est fragmenté (atomisation primaire) s'atomisent à leur tour. Il se produit notamment lorsque les fines gouttelettes d'eau présentes dans les nuages tombent sous l'effet de la gravité, après s'être condensées et agglomérées. Leurs fragmentations entraînent la création de gouttes polydisperses [8, 10] qui forment un milieu diphasique : la pluie. Les écoulements des milieux diphasiques peuvent être classés en trois groupes basés sur la structure et la distribution topologique de leurs interfaces [19] :

- les écoulements à phase séparée, constitués de deux fluides non miscibles (jets liquides cohésifs ou films liquides dans écoulement gazeux).
 - les écoulements transitionnels ou à phases mixtes, constitués de deux fluides séparés dont l'un d'entre eux comporte deux phases mélangées (bulles gazeuses dans un film liquide soumis à un écoulement gazeux).
 - les écoulements à phase dispersée (ou condensée), constitués d'une phase dispersée répartie dans un milieu porteur (pluie, nuage de poussière). Ces types d'écoulements peuvent être répartis en cinq catégories [20] selon l'état thermodynamique et la composition respective de leurs phases dispersée et porteuse :
- les suspensions (liquide-solide)
 - les émulsions (liquide-liquide)
 - les milieux à bulles (liquide-bulles)
 - les suspensions gazeuses (gaz-solide)
 - les aérosols (gaz-liquide)

En outre, si ce sont les collisions entre les éléments de la phase dispersée qui gouvernent leurs propres mouvements, l'écoulement est qualifié de dense. A contrario, si le déplacement des éléments de la phase dispersée est contrôlée par les forces du fluide de la phase porteuse (trainée, portance), l'écoulement est dit dilué [21].

Les milieux diphasiques couvrent donc un vaste domaine d'étude allant de l'enrobage de particules par des méthodes de lits fluidisés à l'injection de carburant dans les moteurs Diesel en passant par le transport et le pompage du pétrole. De nombreuses recherches ont été effectuées dans ces domaines pour améliorer, par exemple, l'efficacité de la combustion par le dimensionnement des chambres et des injecteurs dans le cas des moteurs thermiques.

L'étude présentée ici, est focalisée sur un écoulement à phase dispersée

de type aérosol, composée d'eau, qui va interagir avec une onde de choc. Une telle configuration fait intervenir plusieurs phénomènes dont chacun d'entre eux est exposé dans les sections suivantes. Elles ont pour objectif de déterminer les paramètres du nuage qui atténuent le mieux une onde de choc. Les installations présentant des risques potentiels d'explosion pourront alors être protégées par des nuages d'eau générés par les dispositifs de type anti-incendie. Leur efficacité est fonction des grandeurs caractéristiques du milieu diphasique qui influent sur la pression induite par l'onde de choc. Dans une première partie, on se place à l'échelle de la goutte d'eau qui compose le nuage. Au passage de l'onde de choc, celle-ci est soumise à de fortes contraintes aérodynamiques. Cela rend possible son atomisation. Ce phénomène est exposé dans la section 1.2. Les transferts thermique et de masse ainsi que les possibilités de collisions y sont aussi abordés. Dans une seconde partie, on envisage le nuage d'un point de vue global. Plusieurs études ont été menées sur l'atténuation d'ondes de choc par des suspensions gazeuses et des aérosols. Ce type d'interaction fait l'objet de la section 1.3. Les caractéristiques principales des nuages sont déduites de cet état de l'art. Elles permettent de déterminer préalablement les grandeurs et phénomènes atténuant une onde de choc qui se propage dans un milieu diphasique dilué de type aérosols. Cette étude mettra en évidence les propriétés des nuages afin de pouvoir quantifier leurs effets sur l'atténuation d'ondes de choc. Le but étant d'aboutir à une détermination de l'évolution de la pression dans le nuage.

1.2 Atomisation secondaire : phénoménologie et état de l'art

Les premières recherches effectuées sur l'étude d'une goutte soumise à un écoulement de vitesse constante se développèrent aux alentours des années 50 : Lane [8] visualisa en 1951 le processus de fragmentation d'une goutte, J.O. Hinze en 1949 [9] s'intéressa à l'initiation de ce phénomène et aux grandeurs physiques l'affectant. Par ailleurs Kolmogorov [22] en 1949 réalisa une approche théorique sur la fragmentation de gouttes dans un milieu turbulent. Il aboutit à un modèle de distribution en tailles de gouttes après fragmentation [22, 23].

De nos jours, l'atomisation a été étudiée par l'intermédiaire de plusieurs dispositifs expérimentaux répertoriés par Wierzba en 1990 [24]. La chute libre, les jets continus et le tube à choc sont les dispositifs les plus rencontrés dans la littérature [25, 26, 27]. Actuellement, le principal moyen d'essai est le tube

à choc [25]. En effet, les jets horizontaux conviennent pour simuler les installations de type spray. Or, la reproductibilité et la fiabilité des conditions initiales que le tube à choc permet de réaliser en font un outil adapté à notre étude. Ce dispositif permet l'examen de la fragmentation sous trois aspects : les frontières des différentes formes d'atomisation, les temps caractéristiques associés à ce processus et enfin la description des propriétés physiques et hydrodynamiques des gouttes polydisperses ainsi formées.

Les résultats présentés dans les sections suivantes sont donc tirés de recherches effectuées au moyen de ce dispositif où la phase porteuse est gazeuse et le liquide composant les gouttes est de type newtonien.

1.2.1 Modes de fragmentation

Les forces aérodynamiques appliquées à la goutte vont donner naissance à des instabilités à sa surface qui peuvent être amplifiées selon la force due aux effets capillaires d'une part et à la viscosité du liquide qui la compose d'autre part. Ces perturbations conduisent à plusieurs régimes de fragmentation qui diffèrent selon la prédominance de ces forces.

Chacun de ces modes reposent sur un nombre adimensionnel introduit en 1931 par C. Weber [28] : le nombre de Weber. Celui-ci caractérise l'influence des forces inertielles, qui tendent à déformer et à atomiser la goutte, par rapport aux forces de tension de surface qui tendent à la maintenir cohésive et sphérique pour minimiser son énergie de surface. L'augmentation du nombre de Weber accroît donc la propension de la goutte à s'atomiser. Il est défini comme suit :

$$We = \frac{\rho_g^*(u_g^* - u_d)^2 \phi_d}{\sigma} \quad (1.1)$$

où ρ_g^* et u_g^* sont respectivement la masse volumique et la vitesse du gaz. $(u_g^* - u_d)$ est la vitesse relative entre le gaz et la goutte de vitesse u_d de diamètre initial ϕ_d . Le fluide qui la compose a une tension de surface σ . Lorsque la goutte est soumise à un écoulement, elle va tout d'abord se déformer à cause de l'inégale répartition de la pression générée autour de celle-ci. En effet, aux points d'arrêts (pôles de la goutte dont l'axe principal est parallèle à l'écoulement), la pression statique est maximale. En revanche, la pression est minimale sur la ligne équatoriale située dans le plan perpendiculaire à l'écoulement. La goutte, supposée initialement sphérique, s'écrase alors aux pôles et s'évase dans le plan équatorial. Elle prend la forme d'une lentille, le maître couple s'en trouve augmenté. D'un autre côté, la viscosité du fluide composant la goutte et sa tension de surface luttent contre cette déformation. Lorsqu'un seuil critique est atteint, alors la goutte s'atomise. Ce seuil se caractérise par un nombre de Weber critique (We_c).

L'augmentation de la viscosité du liquide accroît la durée de la phase de déformation. Pendant cette phase, la goutte va perdre de sa vitesse, les forces de traînée devenant plus grandes [29]. Par conséquent, la vitesse relative entre le fluide de la phase porteuse et la goutte diminue et cela peut conduire à atteindre un Weber inférieur au seuil critique. La propension de la goutte à s'atomiser est réduite avec l'augmentation de la viscosité du fluide et de plus fortes perturbations sont nécessaires pour déclencher son éclatement [30]. Hinze montra en 1955 [30] que le nombre de Weber ne suffisait pas à la caractérisation des modes de fragmentation et prit aussi en compte le nombre d'Ohnesorge :

$$On = \frac{\mu_d}{(\rho_d \phi_d \sigma)^{1/2}} = \frac{1}{La^{1/2}} \quad (1.2)$$

où μ_d et ρ_d sont respectivement la viscosité et la masse volumique du liquide qui compose la goutte et La est le nombre de Laplace. Le nombre d'Oh-

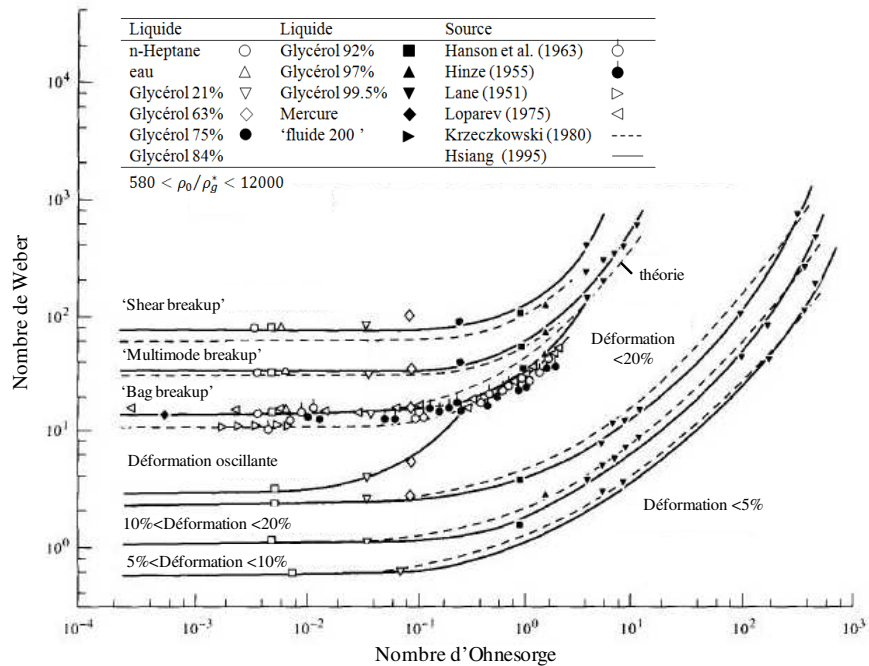


FIGURE 1.1 – Diagramme des régimes de fragmentation et de déformation pour une goutte soumise à une onde de choc [27].

nesorge (On) compare les forces visqueuses du liquide aux forces capillaires

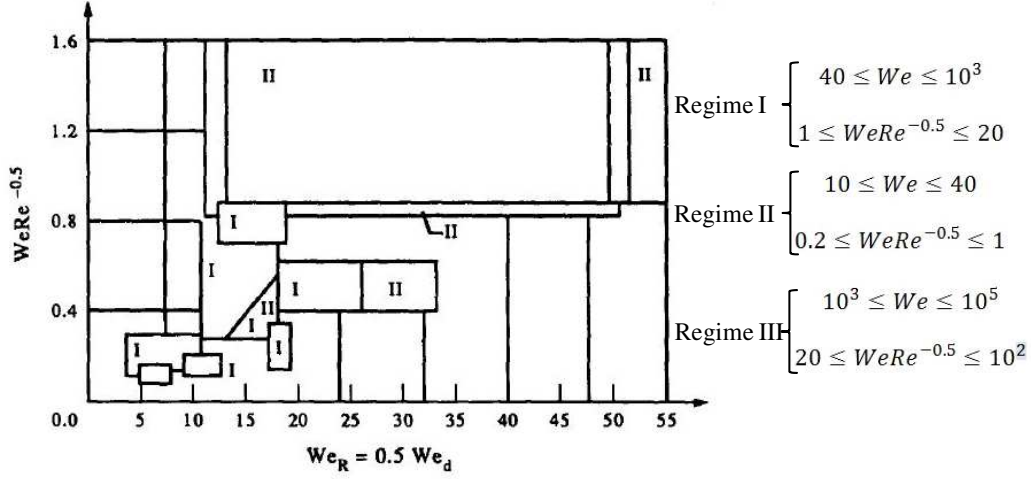


FIGURE 1.2 – Frontière des régimes de fragmentation décrits par Gelfand en 1996 [25]. Le régime I contient les modes vibrationnel, parachute et parachute+étamine. Le mode II correspond au mode 'sheet-stripping' et le mode III au mode catastrophique et explosif.

et inertielles. Son influence sur l'initiation des différents modes de fragmentation décrits par le nombre de Weber est représentée par la figure 1.1. Les différentes zones correspondent à des régimes d'éclatement différents. La valeur du nombre de Weber pour laquelle ces modes de fragmentation sont observés dépend du nombre d'Ohnesorge. En se plaçant à un nombre d'Ohnesorge fixé, les régimes de fragmentation se succèdent avec l'augmentation du nombre de Weber. Pour un mode donné et un nombre d'Ohnesorge inférieur à 0.1, le nombre de Weber critique reste constant. Cette représentation a été établie par Hsiang et Faeth en 1995 [27] d'après des représentations antérieures d'Hinze en 1955 [30] puis de Krzeczowski [31] en 1980. Gelfand [25, 32] choisit une autre représentation des régimes de fragmentation selon un diagramme $(We; \frac{We}{\sqrt{Re}})$ où Re est le nombre de Reynolds particulaire (figure 1.2). Les trois régimes de fragmentation sont délimités par différentes zones déterminées en fonction des nombres de Weber et de Reynolds. Il arrive que les nombres de Bond ($Bo = \frac{g\rho_g^*\phi_0^2}{\sigma}$), d'Eötvös ($EO = \frac{g(\rho_g^* - \rho_0)\phi_0^2}{\sigma}$) soient utilisés afin de caractériser la fragmentation [25, 33] (g est l'accélération de la pesanteur). Leur emploi reste minoritaire dans le cas d'une goutte soumise à un écoulement, l'usage de ces nombres est plus répandu dans l'étude de bulles de gaz dans un liquide. Leur fragmentation est alors étudiée en fonction des nombres de Reynolds, d'Eötvös et de Morton ($Mo = \frac{g\mu_g^*4}{\rho\sigma^3}$) [34, 35].

Les frontières et les noms des modes de fragmentation varient donc selon les auteurs. Ainsi, dans la littérature on en dénombre un minimum de trois avec Gelfand [25] jusqu'à huit avec Shraiber [36], selon qu'ils contiennent des sous-catégories ou non.

Les régimes caractéristiques d'atomisation et leurs frontières présentés ci-dessous (figure 1.3) ont été décrits par Pilch et Erdman [37], pour un nombre d'Ohnesorge inférieur à 0.1.

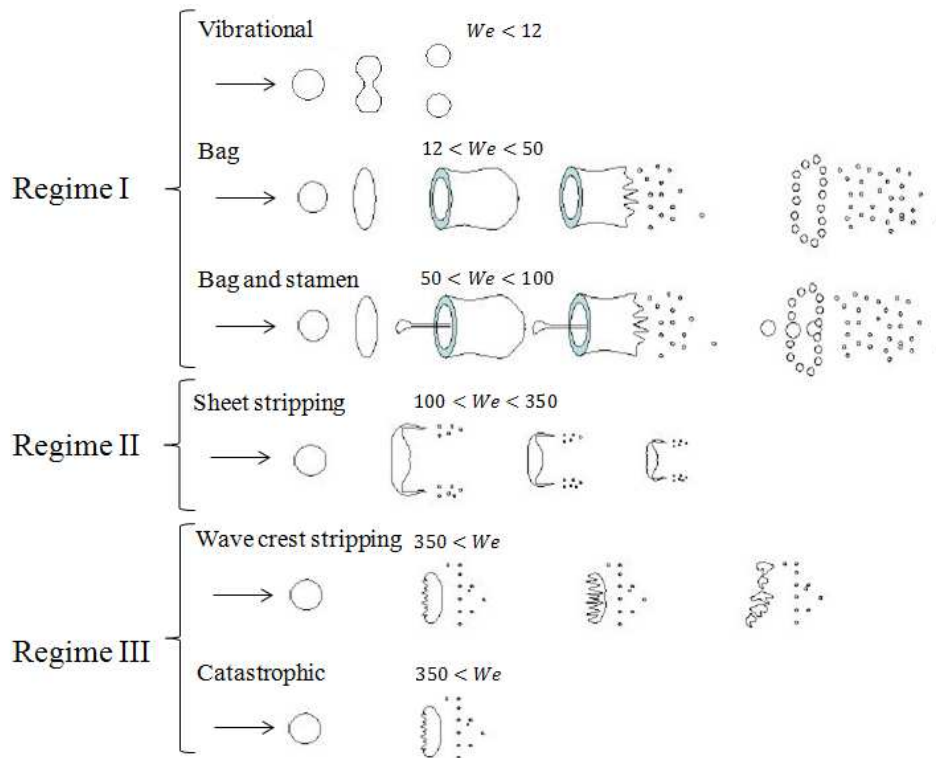


FIGURE 1.3 – Schéma des régimes de fragmentation donné par Pilch et Erdman(1987) pour une goutte composée de fluide newtonien, pour un $On < 0.1$. Les frontières des régimes de Gelfand (1996) sont indiquées : régimes I, II et III.

"Vibrational mode" : $We < 12$

Le premier mode observé est le régime vibrationnel (figure.1.3). Il se produit pour de faibles nombres de Weber. La goutte qui se déforme sous l'effet des forces aérodynamiques garde sa cohésion par l'action des forces de tension de surface qui tendent à maintenir la goutte sphérique. Cette compétition entre ces deux forces conduit à une oscillation de la goutte à des fréquences naturelles stables (la goutte garde sa cohésion) ou instables (la goutte se désagrège). Lorsque l'écoulement incident accroît l'amplitude des oscillations jusqu'à la rupture, la goutte s'atomise et produit de gros fragments dont le diamètre est de l'ordre de grandeur de celui de la goutte mère.

"Bag breakup" $12 < We < 50$

Après s'être déformée en lentille, un anneau torrique va se former à la périphérie de la goutte d'eau. Celui-ci est relié à un film d'eau qui va s'étirer pour former un sac, à la manière des bulles de savon. Le champ de pression développé autour du point d'arrêt et dans le sillage [38, 39] conduit à l'expansion du tore et du sac. Cette partie, plus fine, est la première à s'atomiser et donne des gouttes de faibles diamètres. Le tore, qui contient de 60% [40] à 80% [20] de la quantité de liquide, continue sa croissance jusqu'à ce qu'il soit instable. L'anneau se fragmente alors en gouttes dont les diamètres sont au plus de 30% de celui de la goutte mère contre 4% pour celles créées par l'atomisation du film d'eau [40].

C'est à partir de ce mode de fragmentation que le nombre de Weber critique We_c est défini. Il semblerait qu'il ait été choisi ainsi car le régime de type vibrationnel n'est pas toujours observé [24, 26]. Dans la revue de Guildenbecher *et al.* [26], le nombre de Weber critique se regroupe autour de $We_c = 11 \pm 2$ pour les expériences en tube à choc à bas nombre d'Ohnesorge ($On < 0.1$). Ce mécanisme de fragmentation, encore mal compris, semble ne se produire que dans une certaine gamme de Reynolds d'après des simulations numériques directes effectuées par Han et Tryggvason [38, 39, 26].

"Bag and stamen" $50 < We < 100$

Une fois que la goutte déformée a atteint une forme ovoïdale, tout comme pour le mode de type 'bag', un tore et un film d'eau vont se former auxquels s'ajoute un filament. Cette 'étamine' est orientée dans l'axe de l'écoulement. Une masse d'eau importante y est concentrée suivie par le tore et le parachute [25]. L'atomisation de la goutte s'effectue de la partie comportant le moins d'eau vers celle qui en comporte le plus : les gouttes qui en résultent sont d'autant plus grosses qu'il y avait d'eau dans la partie fragmentée.

Ce régime (bag and stamen), aussi nommé 'multimode breakup' [41, 42, 26] peut-être divisé en deux parties : bag/plume et plume/shear présentées figure 1.4. Ces deux derniers modes semblent assurer la transition du régime "bag breakup" au régime suivant "sheet stripping".

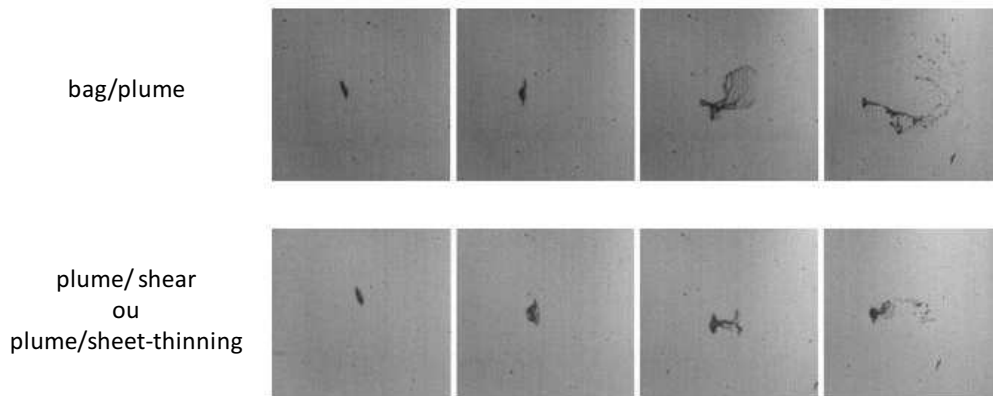


FIGURE 1.4 – Photographies, extraites de Guildenbecher *et al.* [26], des sous modes de fragmentation 'bag/plume' et 'plume/shear' appartenant au régime 'multimode'

"Sheet stripping" $100 < We < 350$

L'accroissement des forces aérodynamiques entraîne l'apparition d'un mode de fragmentation distinct des deux précédents. La périphérie de la goutte d'eau présente un fin film qui lui est arraché et qui se fragmente, peu après, en de nombreuses gouttes de petites tailles. C'est pourquoi ce régime est baptisé d'arrachement en nappe (sheet stripping). Cet arrachement se produit de façon continu jusqu'à ce que la goutte mère atteigne une taille stable.

"Wave crest stripping" $350 < We$

Sur la surface de la goutte se forment des ondes d'une faible longueur d'onde et d'une grande amplitude qui sont érodées et arrachées par l'écoulement incident.

"Catastrophic breakup" $350 \ll We$

Des ondes de grande longueur d'onde et de fortes amplitudes se propagent à la surface de la goutte. Elles engendrent des fragments de liquide qui s'atomisent à leurs tours avant que l'écoulement n'ait pu arracher du fluide à

la goutte, comme dans le mode 'sheet stripping'. Les deux derniers modes (wave crest stripping et catastrophic) sont regroupés en un seul régime par Hsiang [41] et Gelfand [25]. Ils seraient marqués par la présence d'ondes au voisinage du point d'arrêt aval de la goutte. Elles sont attribuées à l'existence d'instabilités de type Rayleigh-Taylor [43], plutôt qu'à celle de Kelvin-Helmholtz localisées vers les zones de pression minimales à la périphérie de la goutte [26, 25]. Rappelons que l'instabilité de Rayleigh-Taylor est observée lorsqu'une interface qui sépare deux fluides de densité différente subit une accélération constante. Celle de Kelvin-Helmholtz est liée à la différence de vitesse entre deux fluides incompressibles séparés. Cependant, récemment les expériences de Theofanous et Li [44] ont écarté la possibilité d'observer le mécanisme de type Rayleigh-Taylor mis en équation et validé par Joseph *et al.* [43] dans le régime de type catastrophique. La goutte, observée sous un angle de 30° , ne présente pas d'ondulations sur son front aval. Ce sont les oscillations d'une nappe rattachée à la goutte qui donneraient l'impression de présence d'ondes à sa surface frontale avale. Finalement, le cisaillement a été avancé par les auteurs [44] comme étant une cause prédominante de l'existence de ce régime.

1.2.2 Temps caractéristiques associés à l'atomisation

Le processus d'atomisation est régi par deux phases de dynamique différente : la déformation durant τ_d suivie de l'atomisation de la goutte de durée τ . Des corrélations empiriques de ces grandeurs sont données en fonction du temps physique t , adimensionné par le temps défini théoriquement par Taylor τ_T lors de la déformation de la goutte [45, 46, 25] :

$$\begin{aligned} t &= \tau \frac{\phi_d}{(u_g^* - u_d)} \sqrt{\frac{\rho_d}{\rho_g^*}} \\ \tau_T &= \frac{\phi_d}{(u_g^* - u_d)} \sqrt{\frac{\rho_d}{\rho_g^*}} \end{aligned} \quad (1.3)$$

où ϕ_d est le diamètre initial de la goutte de masse volumique ρ_d et de vitesse initiale u_d soumise à un écoulement de vitesse u_g^* et de masse volumique ρ_g^* . Chaque mode de fragmentation possède des formes différentes et une dynamique qui lui est propre. Les deux temps caractéristiques τ et τ_d sont déterminants dans la modélisation de systèmes impliquant la fragmentation de gouttes. La qualité des résultats est liée à la quantification précise de ces temps.

Temps de déformation

La caractérisation du temps associé à cette étape est importante pour définir l'initiation de la fragmentation. Pendant cette phase de déformation, l'augmentation du maître couple influe sur la trainée et donc sur la vitesse relative entre la goutte et l'écoulement. De la même façon que la viscosité du liquide affecte les nombres de Weber critiques (cf. fig 1.1), l'étape de déformation peut influer sur les Weber limites de l'initiation de la fragmentation. La définition du temps d'initiation ou temps de déformation, τ_d varie selon les types de régimes rencontrés. Il commence lorsque l'écoulement rencontre la goutte et finit lorsque celle-ci abandonne sa forme elliptique induite par sa déformation : formation du sac ou de la nappe respectivement pour les modes '*bag breakup*' et '*sheet-streeping*'.

Gelfand [47] fournit une expression pour un nombre de Weber proche du Weber critique :

$$\tau_d = 1.4(1 + 1.5On^{0.74}) \quad We \sim We_c \quad On < 4 \quad (1.4)$$

La relation de Pilch et Erdmann [37] est donnée par :

$$\tau_d = 1.9(We - We_c)^{-0.25}(1 + 0.22On^{1.6}) \quad We < 10^4 \quad On < 1.1 \quad (1.5)$$

$$(1.6)$$

Hsiang et Faeth [41] ont constaté une déformation maximale de la goutte pour $\tau_T = 1.6$ et ils ont proposé :

$$\tau_d = \frac{1.6}{1 - \frac{On}{7}} \quad We < 10^3 \quad On < 3.5 \quad (1.7)$$

Une autre relation a été donnée par Nigmatulin [20] :

$$\tau_d = \frac{2.6(1 + 1.5On^{0.74})}{(\ln(We))^{\frac{1}{4}}} \quad (1.8)$$

Les expressions de Pilch *et al.* [37] et de Nigmatulin [20] prennent en compte le changement de régime par l'introduction du nombre de Weber. Pour de faibles nombres d'Ohnesorge ($On=0.01$) et pour un nombre de Weber proche du Weber critique ($We=14$), les trois corrélations de Hsiang [41], de Gelfand [47] et de Pilch [37] donnent respectivement des valeurs voisines de 1.6, 1.5 et 1.6 (fig. 1.5). Cependant, en conservant un faible nombre d'Ohnesorge et pour un nombre de Weber plus grand ($We=250$), comme dans

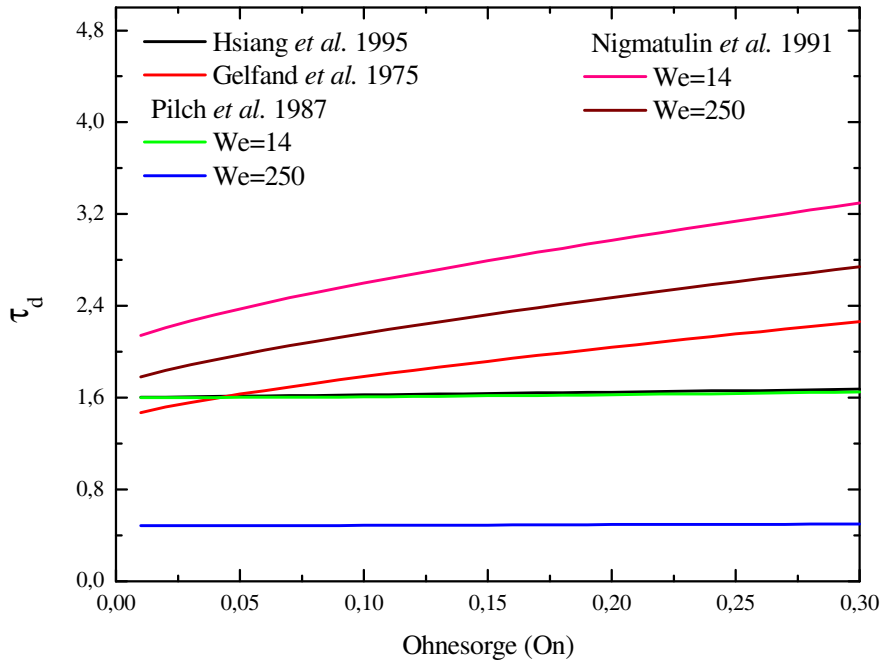


FIGURE 1.5 – Temps de déformation adimensionnés en fonction du nombre d’Ohnesorge calculés selon les corrélations de Pilch *et al.* [37], Gelfand *et al.* [47], Hsiang *et al.* [41] et Nigmatulin [20].

le cas du mode ‘sheet-streeping’ ($We \simeq 250$) la relation de Pilch donne un temps divisé par trois ($\tau_d = 0.5$). En revanche, celle de Nigmatulin [20] fournit un temps de déformation élevé : voisin de 2 pour $We=14$. La corrélation donnée par Hsiang [41] fournit une valeur intermédiaire par rapport à celles des autres auteurs. Toutefois, elle ne dépend pas des régimes de fragmentation (liés au nombre de Weber), par conséquent son utilisation traduit un comportement plus global, peut-être moins précis.

Temps total de fragmentation

Le temps de fragmentation tel que défini par Pilch [37], Hsiang [41] ou Gelfand [47] commence lorsque l’écoulement rencontre la goutte mère et s’arrête lorsque tous les fragments ou résidus ont atteint une taille stable et ne s’atomisent plus. Ce temps inclut donc celui de déformation.

Pilch et Erdman ont défini des temps de fragmentation différents selon

les régimes :

$$\begin{aligned}
\tau &= 6(We - We_c)^{-0.25} & 12 \leq We \leq 18 \\
\tau &= 2.45(We - We_c)^{0.25} & 18 \leq We \leq 45 \\
\tau &= 14.1(We - We_c)^{-0.25} & 45 \leq We \leq 351 \\
\tau &= 0.766(We - We_c)^{0.25} & 351 \leq We \leq 2670 \\
\tau &= 5.5 & We \geq 2670
\end{aligned} \tag{1.9}$$

Arcoumanis *et al.* [48] ont ajouté a cette corrélation une estimation du temps total de fragmentation au voisinage du nombre de Weber critique :

$$\frac{\pi}{4} \left(\frac{\sigma}{\rho_d \phi^3} - 6.25 \frac{\mu_d}{\rho_0 \phi^2} \right) \pi = 6(We - We_c)^{-0.25} \quad We \simeq 12 \tag{1.10}$$

$$\frac{\pi}{4} \left(\frac{\sigma}{\rho_d \phi^3} - 6.25 \frac{\mu_d}{\rho_0 \phi^2} \right) \pi = 6(We - We_c)^{-0.25} \quad We \simeq 12 \tag{1.11}$$

La corrélation du temps d'atomisation présentée par Ranger et Nicholls [46] ($\tau = 5$ pour $10 < We < 10^6$) à été améliorée par Hsiang et Faeth [41] en prenant en compte la viscosité du fluide par le biais du nombre d'Ohnsorge :

$$\tau = \frac{5}{\left(1 - \frac{On}{7}\right)} \quad We < 10^3 \quad On < 3.5 \tag{1.12}$$

Gelfand [47] propose :

$$\tau = 4.5(1 - 1.2On^{0.74}) \quad We \sim We_c \quad On < 0.3 \tag{1.13}$$

Dans sa revue de 1996 sur le phénomène d'atomisation Gelfand [25] fournit le temps d'atomisation comme étant compris entre 4 et 6 ou bien :

$$4 < \tau < 6 \quad \text{ou} \quad \tau = 5(\log(We))^{-0.1} \tag{1.14}$$

La corrélation de Nigmatulin[20] est :

$$\tau = \frac{6(1 + 1.2On^{0.74})}{(\ln(We))^{\frac{1}{4}}} \tag{1.15}$$

Ces temps d'atomisation s'accordent tous autour de $\tau = 5$ pour de faibles valeurs du nombre d'Ohnsorge. Toutefois, pour des nombres de Weber correspondant aux régimes '*bag and stamen*' et '*sheet-stripping*' la corrélation de Pilch donne $\tau \sim 3$.

1.2.3 Caractérisation du diamètre après fragmentation

Les transferts de quantité de mouvement, de chaleur et de masse entre le gaz et les gouttes sont quantifiés à travers le diamètre des gouttes, considérées comme sphériques, pour simplifier les calculs de surface ou de volume.

C'est pourquoi des diamètres équivalents sont définis en associant à une grandeur mesurable de la particule telle que son volume, sa surface ou sa vitesse limite, le diamètre correspondant si la particule avait été sphérique : les diamètres volumiques, surfaciques ou de Stokes [49].

Cependant, la fragmentation des gouttes génère un brouillard polydisperse donnant lieu à une distribution de tailles de gouttes. Dans le cas de brouillard, un diamètre moyen de la distribution est caractérisé de façon statistique par la relation suivante [50] :

$$D_{mn} = \left(\frac{\sum N_i D_i^m}{\sum N_i D_i^n} \right)^{\frac{1}{m-n}} \quad (1.16)$$

où N_i représente le nombre de gouttes de diamètre D_i . Comme pour les diamètres équivalents, ces diamètres représentent des caractéristiques globales des gouttes qui composent le spray selon les valeurs des coefficients n et m . Les domaines d'utilisations des brouillards imposeront le choix du diamètre moyen le plus approprié, comme présenté par Lefebvre [50] tab. 1.6. L'interprétation physique de ces diamètres a été effectuée par Sowa [51] dont Bodele [52] en a extrait les principaux diamètres moyens utilisés et présentés fig. 1.7.

En 1929, Sauter [53] a défini un diamètre moyen virtuel (SMD) de sorte que

m	n	Symbole	Nom	Domaine d'application
1	0	D_{10}	Linéaire ou géométrique	Comparaison
2	0	D_{20}	Surfacique	Phénomènes surfaciques
3	0	D_{30}	Volumique	Phénomènes volumiques (hydrologie...)
2	1	D_{21}	Surfacique-linéaire	Absorption
3	1	D_{31}	Volumique-linéaire	Evaporation, diffusion moléculaire
3	2	D_{32} ou SMD	De Sauter	Transfert massique, réaction
4	3	D_{43}	De Brouckere ou Herdan	Equilibre de combustion

FIGURE 1.6 – Domaines d'applications associés aux diamètres moyens les plus répandus, présentés par Lefebvre p 91 [50] extrait de Bodèle [52]

la surface d'échange totale des gouttes soit la même que celle du spray polydisperse, pour le même volume initial. Ce diamètre est notamment utilisé pour caractériser la capacité potentielle d'un nuage de gouttes à échanger thermiquement avec son environnement.

En se basant sur la distribution du diamètre des gouttes dans le brouillard, un diamètre moyen ϕ_k peut aussi être défini par rapport à la masse (ou volume)

Diamètre	Interprétation de Sowa (1992)
D_{20}	diamètre d'une goutte dont la surface est la même que la surface moyenne des gouttes du brouillard
D_{32}	diamètre autour duquel la surface des gouttes du brouillard est centrée
D_{30}	diamètre d'une goutte dont le volume est le même que le volume moyen des gouttes du brouillard
D_{43}	diamètre autour duquel le volume des gouttes du brouillard est centré

FIGURE 1.7 – Interprétation physique de diamètres moyens présentés par Sowa[51] extrait de Bodèle[52]

total de la phase dispersée :

$$k = \frac{\sum_{\phi_i=0}^{\phi_k} M(\phi_i)}{\sum_{\phi_i=0}^{\phi_{max}} M(\phi_i)} \quad (1.17)$$

où $M(\phi_i)$ est la masse des gouttes de diamètre ϕ_i .

Diamètre	Signification
$D_{0.1}$	10% du volume total est contenu dans des gouttes de diamètre $< D_{0.1}$
$D_{0.5}$ ou SMD	diamètre médian massique. 50% du volume total est contenu dans des gouttes de diamètre $< D_{0.5}$
$D_{0.9}$	90% du volume total est contenu dans des gouttes de diamètre $< D_{0.9}$

FIGURE 1.8 – Diamètres moyens représentatifs du volume occupé par le reste de la population présentés par Lefebvre p 92 [50] extrait de Bodèle [52]

Le diamètre médian massique (MMD) $\phi_{0.5}$ permet de localiser 50 % de la masse totale en dessous et 50 % au dessus. Pour une distribution normale le diamètre moyen massique sera égal au diamètre médian massique (fig.1.8) . La polydispersion du nuage de gouttes filles formées par l'atomisation de la goutte mère a été étudiée expérimentalement et analytiquement pour divers modes. Suite à de nombreuses expériences sur des sprays, Simmons [54, 55] a déterminé empiriquement que la distribution du diamètre suivait une loi de type log-normale [56, 57] pour un rapport MMD/SMD=1.2 La distribution décrite par Simmons est entièrement déterminée par le diamètre de Sauter ou le diamètre médian massique lorsque le rapport MMD/SMD est constant. D'autres types de distributions sont utilisés pour caractériser les sprays dont les principales sont celles de Rosin-Rammler, log-hyperbolique [21] ou encore Nukiyama-Tanasawa [52].

Corrélations expérimentales

La répartition du diamètre des gouttes pour les modes de fragmentation 'bag breakup', 'multimode breakup' est bien représentée par la loi log-normale d'après Hsiang et Faeth [41], pour un rapport MMD/SMD=1.1;1.2 ou 1.5. Cependant Gelfand [58] a observé une représentation bimodale lors de l'atomisation en 'bag breakup' de même que Hsiang [41] pour le mode 'shear breakup', due à la goutte mère résiduelle. Ces derniers établissent une corrélation expérimentale valable pour de faibles nombres d'Ohnesorge ($On < 1$) et des nombres de Weber qui vérifient [59] : $90 < We < 10^3$.

$$\frac{\rho_g^* \phi_{fSMD} (u^* - u_d)^2}{\sigma} = 6.2 \left(\frac{\rho_d}{\rho_g^*} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{\mu_d}{\rho_d \phi_d (u_g^* - u_d)} \right)^{\frac{1}{2}} We \quad (1.18)$$

où ϕ_{fSMD} représente le diamètre moyen de Sauter des gouttes filles. Pilch et Erdman ont aussi proposé une corrélation sur la taille des gouttes en considérant que les gouttes filles ont un diamètre au plus égal à celui qui correspond au nombre de Weber critique. Le diamètre critique est donc :

$$\phi_f = We_c \frac{\sigma}{\rho_g^* (u_g^* - u_d)^2} \quad (1.19)$$

où ϕ_f est le diamètre des gouttes filles. Cependant, ils ont trouvé que ce diamètre final estimé était minoré de presque deux ordres de grandeur. C'est pourquoi ils proposèrent une amélioration de ce modèle où la diminution de la vitesse relative entre les gouttes et l'écoulement est prise en compte [59] pour $350 < We < 10^5$:

$$\phi_f = We_c \frac{\sigma}{\rho_g^* (u_g^* - u_d)^2} \left(1 - \frac{u_\infty}{(u_g^* - u_d)} \right)^2 \quad (1.20)$$

où u_∞ est la vitesse des fragments du nuage après la fin de l'atomisation. Elle est donnée par :

$$\frac{u_\infty}{(u_g^* - u_d) \sqrt{\frac{\rho_g^*}{\rho_0}}} = \frac{3}{4} C_x \tau + 3B \tau^2 \quad (1.21)$$

C_x est le coefficient de traînée, τ est le temps total d'atomisation sans dimension et B une constante empirique. Ces auteurs proposent :

$$C_x = 1 \quad B = 0.116 \quad \text{pour un écoulement compressible} \quad (1.22)$$

$$C_x = 0.5 \quad B = 0.0758 \quad \text{pour un écoulement incompressible} \quad (1.23)$$

Par ailleurs, suite aux observations d'autres auteurs (Wolfe et Anderson [60], Lane et al [61, 62] Lane [8] et Weiss et Worsham [63]), Pilch et Erdmann [37] ont précisé que le diamètre médian massique (MMD) excède alors une fois et demi le diamètre maximum stable (eq.1.2.3).

Modèles analytiques

Actuellement, aucun modèle unifiant et prédisant de façon fiable tous les régimes de fragmentation n'a été développé [26]. Trois types principaux de modèles ont été présentés :

- modèle qui repose sur l'étape de déformation de la goutte mère
- modèle qui repose sur l'instabilité de son interface
- modèle qui repose sur la génération aléatoire de gouttes (modèle stochastique)

L'un des principaux modèles analytiques basé sur la déformation de la goutte est le modèle TAB (Taylor Analogy Breakup) développé par O'Rourke et Amsden [64] en 1987. Il a été amélioré par Tanner en 1997 [65] pour donner le modèle ETAB (Enhanced Taylor Analogy Breakup) afin de mieux décrire la distribution finale des gouttes filles. Un modèle alternatif au TAB et au ETAB est le DDB (Droplet Deformation Breakup) développé en 1993 par Ibrahim *et al.* [66]. Ce modèle, contrairement au modèle TAB, n'utilise pas l'évolution du rayon pour décrire la déformation de la goutte, initialement sphérique, mais l'évolution du centre de masse de la demi sphère. Le modèle DDB apporte une meilleure modélisation de la trainée [67]. Park *et al.* [67] ont proposé en 2002 un modèle mixte [67] plus performant, basé sur le modèle TAB mais qui prend en compte la trainée à la façon du modèle DDB. Ces modèles, utilisés dans les codes industriels, perdent de leurs précisions au voisinage du nombre de Weber critique.

Les modèles qui décrivent le processus d'atomisation, par l'amplification d'instabilités présentes à l'interface, sont adaptés seulement aux fragmentations de type 'wave crest stripping' et 'catastrophic breakup'. Lee et Reitz [68] se sont basés sur la croissance d'instabilités de type Kelvin-Helmoltz alors que Patterson et Reitz [69] ont étudié l'instabilité de Rayleigh-Taylor.

Il existe aussi des modèles dérivés de l'hypothèse de Kolmogorov [22] où la fragmentation est considérée comme un processus aléatoire indépendant de la taille de la goutte mère [70]. En 1949, Kolmogorov [22] a défini aussi un diamètre critique pour des écoulements turbulents à hauts nombres de Reynolds. Ces modèles sont dits stochastiques.

1.2.4 Collision, transferts thermique et de masse

La composition eau-air d'un nuage ne peut donner lieu à des réactions chimiques lorsqu'il est traversé par une onde de choc de faible intensité ($M = 1.5$) Cependant les transferts de quantité de mouvement, thermique, les transferts de masse mais aussi les collisions inter-particulaires peuvent être présents et influencer sur la propagation d'une onde de choc. A ces échanges

sont associés des temps caractéristiques ainsi que des corrélations qui permettent de les quantifier. Les relations données ci-dessous sont valables pour une particule isolée (solide ou liquide) soumise à un écoulement.

Transfert de quantité de mouvement

Le temps requis pour qu'une particule solide soumise à un écoulement atteigne la vitesse du fluide porteur est caractérisé par son temps de relaxation de vitesse τ_v . Dans leur livre, Crowe *et al.* [21] ont quantifié ce temps τ_v :

$$\begin{aligned}\frac{dv}{dt} &= \frac{18\mu}{\rho_d\phi_d^2} \frac{C_x Re}{24} (u_g^* - u_d) \\ \frac{dv}{dt} &= \frac{1}{\tau_v} (u_g^* - u_d) \\ u_d &= u_g^* (1 - e^{-\frac{t}{\tau_v}})\end{aligned}\tag{1.24}$$

où u_g^* est la vitesse du gaz et u_d , la vitesse de la particule étudiée. En se plaçant dans un régime de Stokes, à faible nombre de Reynolds, le terme $\frac{C_x Re}{24}$ est proche de l'unité. Le temps de relaxation est donc :

$$\tau_v = \frac{\rho_d\phi_d^2}{18\mu}\tag{1.25}$$

τ_v est donc principalement sensible au diamètre de la particule mise en mouvement, dans le régime de Stokes. Pour des nombres de Reynolds plus élevés allant de 500 à 10^4 , Jourdan *et al.* [71] ont obtenu une corrélation du coefficient de traînée par des expériences en tube à choc :

$$\log_{10} C_x = -0.69555 + 1.2589 \log_{10}(Re) - 0.46458 (\log_{10}(Re))^2 + 0.04532 (\log_{10}(Re))^3\tag{1.26}$$

Le coefficient de traînée diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds et il est modifié si l'écoulement incident est turbulent. Le temps de relaxation cinématique pour de haut Reynolds peut donc être estimé par :

$$\tau_v = \frac{4\rho_d\phi_d^2}{3\mu C_x Re}\tag{1.27}$$

Or, dans un nuage si les particules sont proches les unes des autres, l'écoulement est perturbé par l'interaction des sillages ou des couches limites. Cela dépend de la configuration relative des particules. Le coefficient de traînée est d'autant plus affecté que la distance entre les gouttes est faible [72]. L'influence de la distance inter-particulaire sur les transferts entre gaz-particules est discuté dans la sous-section 1.3.2.

Transfert thermique

Une particule sphérique initialement à température constante, plongée dans un champ de température uniforme, où les effets radiatifs sont négligés est régie par l'équation [21] :

$$mCp\frac{dT_d}{dt} = Nu\pi\lambda_c D(T_g - T_d) = \frac{1}{\tau_t} \quad (1.28)$$

où Cp et λ_c sont respectivement la capacité calorifique et la conductivité thermique de la phase porteuse. Nu est le nombre adimensionnel de Nusselt défini en fonction du coefficient de transfert thermique h et du coefficient de la conductivité thermique λ :

$$Nu = \frac{h\phi}{\lambda} \quad (1.29)$$

Le temps caractéristique de relaxation thermique est alors donné par :

$$\tau_t = \frac{6\lambda Nu(T_g - T_d)}{Cp\rho_d\phi_d^2} \quad (1.30)$$

L'étude du transfert de masse par Ranz et Marshall [73] a permis d'établir une corrélation du nombre de Scherwood, Sh , qui caractérise les transferts de masse :

$$Sh = \frac{K_c\phi}{D} = 2 + 0.6Re^{\frac{1}{3}}Sc^{\frac{1}{3}} \quad (1.31)$$

où K_c est le coefficient de transfert de masse, ϕ , la longueur caractéristique, D , le coefficient de diffusion. Le nombre de Schmit Sc est défini par :

$$Sc = \frac{\nu}{D} \quad (1.32)$$

où ν_d est la viscosité cinématique.

Par analogie, l'évolution du nombre de Nusselt, Nu , qui caractérise les transferts thermiques est établie en fonction du Prandtl (analogue au Schmidt) :

$$Nu = \frac{h\phi}{\lambda} = 2 + 0.6Re^{\frac{1}{3}}Pr^{\frac{1}{3}} \quad (1.33)$$

où h est le coefficient de transfert thermique, ϕ , la longueur caractéristique, D , le coefficient de diffusion. Le nombre de Prandtl Pr est défini par :

$$Pr = \frac{\mu_d Cp}{\lambda} \quad (1.34)$$

où μ_d est la viscosité dynamique.

Collisions et caractérisation du milieu

Le temps caractéristique de collision τ_c entre les particules du milieu permet d'évaluer la nature du milieu : dilué si le temps moyen mis par une particule avant de rentrer en contact avec une autre est grand par rapport à τ_v . Le temps de relaxation cinématique, τ_v , est le temps de réponse de la particule aux effets des forces aérodynamiques. Au contraire, le milieu est défini comme dense si le temps caractéristique τ_c est faible par rapport au temps de relaxation de vitesse τ_v [21]. Sommerfeld [74] a exprimé le temps caractéristique de collision en appliquant la théorie cinétique des gaz. Il considère des particules animées d'une vitesse relative les unes par rapport aux autres. Il attribue ce mouvement relatif à la turbulence de la phase porteuse. Il aboutit à l'expression :

$$\tau_c = \frac{\pi^{0.5} \phi_d}{24 \alpha_d \sigma_t} \quad (1.35)$$

où σ_t est l'écart-type des fluctuations de vitesse des particules, ϕ_d est le diamètre de la particule et α_d est la fraction volumique de la phase dispersée, définie section 1.3.2.

1.2.5 Conclusion

Les nombreuses études portant sur l'atomisation de gouttes convergent au niveau des descriptions des modes observés. Cependant leurs frontières et la caractérisation physique de ces comportements ne sont pas encore tranchées. Cette interaction, que l'on pourrait qualifier de type fluide/structure fluide, nécessite encore des recherches afin d'en saisir mieux le processus et d'obtenir une description plus fine. La difficulté est accrue lorsque plusieurs gouttes entrent en jeu. Il faut alors estimer leurs influences sur les échanges avec la phase continue par les transferts thermique, de masse, de quantité de mouvement ainsi que par collisions.

1.3 Interaction entre une onde de choc et un milieu diphasique

1.3.1 Introduction

L'utilisation d'ondes de choc ou de souffle dans des milieux diphasiques semble avoir été envisagée tout d'abord dans le cadre agricole à la fin du XIXème siècle [75, 76]. En effet, une onde de choc ou de souffle peut-être générée à partir du sol ou directement dans les nuages par l'intermédiaire

d'un explosif. Celles-ci limiteraient ou empêcheraient alors la formation des grêlons en perturbant les courants ascendants et descendants mais aussi en les fragmentant. L'efficacité de cette technique est controversée mais reste utilisée dans certaines régions viticoles.

L'étude de l'interaction entre une onde de choc aérienne et un milieu diphasique s'est ensuite développée avec l'aéronautique lors de la propulsion d'engins (lanceurs, missiles) [77, 78, 25, 79] ou avec la traversée supersonique de véhicules spatiaux dans des atmosphères pluvieuses [80] ou chargées en particules. Plus récemment, l'intérêt de ce type d'interaction s'est porté vers la protection de bâtiments pouvant être soumis à des ondes de choc ou de souffle liées à des explosions [81, 82, 12]. Ce sont les zones de relaxation qui déterminent le retour à l'équilibre du milieu diphasique perturbé par le passage d'une onde de choc. Elles ont été étudiées lorsque les phénomènes de condensation sont prépondérants [83], lorsque les phénomènes d'évaporation sont prédominants [84] ou lorsque la relaxation de la vitesse des particules qui composent la suspension est prépondérante [5, 85]. Cependant, les phénomènes de relaxation d'une onde de choc induits par la fragmentation des éléments qui composent le milieu diphasique n'ont pas été étudiés expérimentalement. Toutefois, des études numériques existent [79]. La contribution de nos recherches expérimentales sur le phénomène de relaxation d'une onde de choc en présence de fragmentation de gouttes est présentée dans le chapitre 3. Elle est comparée aux résultats, présentés section 1.3.2, obtenus avec un milieu diphasique où il n'y a pas de fragmentation.

1.3.2 Caractérisation de la phase dispersée

Milieus dispersés et continuité

Dans le cadre de la mécanique des milieux continus, l'analyse d'un écoulement passe par la notion de particule fluide, dont la taille est grande par rapport à celles des molécules qui la composent et petite par rapport au domaine étudié. Ainsi, des valeurs thermodynamiques et mécaniques moyennes (masse volumique, vitesse) sont associées à cette particule fluide.

La continuité du milieu peut notamment être traduite par le nombre de Knudsen, Kn , qui compare le libre parcours moyen λ_m des molécules le constituant et la dimension L caractéristique du milieu :

$$Kn = \frac{\lambda_m}{L} \quad (1.36)$$

Lorsque le nombre de Knudsen est inférieur à 10^{-2} , le milieu est continu et peut être décrit par les équations de Navier-Stokes ou d'Euler. Lorsque

le nombre de Knudsen devient important ($Kn > 0.1$), l'écoulement raréfié est modélisé par la théorie cinétique régie par les équations de Boltzman, par exemple. Le milieu ne peut plus être considéré comme continu (fig. 1.9 [86]). Un système spatial qui entre dans l'atmosphère jusqu'à la surface terrestre rencontre successivement tous ces régimes [87] : les molécules étant dispersées en haute altitude et plus nombreuses près du sol.

FIGURE 1.9 – Classification des écoulements selon le nombre de Knudsen.

$Kn \rightarrow 0$		$Kn = 0.01$	$Kn = 0.1$	$Kn = 10$
Régime continu "Continuum regime"		Régime de glissement "Slip-flow regime"	Régime de transition "Transition regime"	Régime moléculaire libre "Free molecular regime"
Visqueux "Viscous"	Parfait "Inviscid"			
Navier-Stokes	Euler	Navier-Stokes + C.L de glissement aux parois	Equation de Boltzman	Equation de Boltzman sans terme collisionnel

Dans le cadre d'écoulement à phase dispersée (aérosols, suspensions, suspensions gazeuses..) la phase condensée peut être considérée sous certaines conditions comme un milieu continu. La condition nécessaire est analogue à celle employée pour caractériser un milieu continu en présence d'un fluide pur : le volume élémentaire δV^0 est défini tel qu'il doit contenir un nombre élevé d'éléments en suspension afin de pouvoir définir des grandeurs moyennes et avoir de faibles dimensions par rapport au milieu étudié. Par ailleurs, la dimension des éléments de la phase dispersée doit être très faible par rapport à une dimension caractéristique de l'écoulement et être grande par rapport au libre parcours moyen des molécules de la phase gazeuse. Cette dernière condition est nécessaire afin de pouvoir considérer la phase porteuse comme continue au niveau de la surface des éléments en suspension.

Caractéristiques d'un milieu dispersé : fraction volumique et taux de chargement

La phase dispersée est caractérisée par sa fraction volumique α_d et par la dimension moyenne ϕ_d des éléments la constituant [88]. Crowe *et al.* [21] ont défini la fraction volumique de la phase dispersée α_d de volume δV_d , qui se situe dans le volume de contrôle δV telle que :

$$\alpha_d = \lim_{\delta V \rightarrow \delta V^0} \frac{\delta V_d}{\delta V} \quad (1.37)$$

La fraction volumique de la phase continue α_c peut être définie de même. Ainsi, la somme $\alpha_d + \alpha_c = 1$. Comme pour un milieu continu, une masse

volumique apparente ρ_d^* de la phase dispersée est définie par :

$$\rho_d^* = \lim_{\delta V \rightarrow \delta V^0} \frac{\delta M_d}{\delta V} = \lim_{\delta V \rightarrow \delta V^0} \frac{\rho_d \delta V_d}{\delta V} = \lim_{\delta V \rightarrow \delta V^0} \rho_d \frac{\delta V_d}{\delta V} = \rho_d \alpha_d \quad (1.38)$$

Par conséquent la masse volumique du mélange ρ_m^* peut être exprimée en fonction des masses volumiques de la matière qui compose la phase porteuse, ρ_c et la phase dispersée ρ_d ainsi que de leurs fractions volumiques respectives α_c et α_d :

$$\rho_m^* = \alpha_c \rho_c + \alpha_d \rho_d \quad (1.39)$$

Le taux de chargement η peut aussi être utilisé pour caractériser un milieu dispersé. Il est défini par :

$$\eta = \frac{\rho_d}{\rho_c} \quad (1.40)$$

Espace inter particulaire

Afin de pouvoir déterminer le caractère continu du milieu diphasique, il est possible d'estimer la taille du volume élémentaire δV^0 sur lequel une moyenne peut être effectuée. Par ailleurs, la distance interparticulaire requise pour traiter la particule comme un élément isolé doit être déterminée, ceci pour utiliser les corrélations qui seront les plus appropriées.

Soient deux particules de diamètre ϕ espacées d'une longueur l dont chacune d'entre elle est centrée dans un volume l^3 . La fraction volumique s'écrit alors [21] :

$$\alpha_d = \frac{\pi \phi^3}{6l^3} \quad (1.41)$$

Le rapport entre l'espace interparticulaire et la taille de la particule dépend de la fraction volumique :

$$\frac{l}{\phi} = \left(\frac{\pi}{6\alpha_d} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.42)$$

Gelfand[25] donne une autre estimation de ce rapport par :

$$\frac{l}{\phi} = \left(\frac{\pi}{6\alpha_d} \right)^{\frac{1}{3}} - 1 \quad (1.43)$$

Pour des fractions volumiques de 1%, le rapport $\frac{l}{\phi}$ est de 3,7 calculé avec la formule de Crowe *et al.* [21] et 2.7 avec celle de Gelfand [25]. Crowe *et al.* [21] estiment qu'un rapport de 10 permet de traiter des particules solides comme étant isolées. Gelfand [25] cite l'existence de travaux effectués sur l'évolution du taux de fragmentation lorsque des gouttes sont alignées longitudinalement et éloignées de 40 à 50 diamètres. Les conclusions sont

discutables. L'alignement des particules semble toutefois avoir une influence sur les comportements dynamiques de celles-ci en fonction de la distance interparticulaire. En effet, en se référant à la revue bibliographique réalisée par Massol [72] sur des études à faible nombre de Reynolds ($Re < 292$) le rapport $\frac{l}{\phi}$ doit être d'un minimum de 21 [89], pour considérer les sphères alignées transversalement à l'écoulement comme isolées. En deçà, le coefficient de trainée des sphères diminue jusqu'à un intervalle de 4 diamètres puis augmente brutalement à cause des interactions entre les couches limites et des effets de blocages de l'écoulement entre les particules.

Cette distance minimale varie de 80 [90] à 150 [91] diamètres pour un alignement longitudinal (dans le sens de l'écoulement). Dans ce cas, la zone de recirculation générée par la sphère amont réduit la trainée de pression de la sphère aval en changeant la vitesse où se situait précédemment le point d'arrêt. En outre, la sphère amont peut aussi voir sa trainée diminuer, dans une moindre mesure, à cause de la modification de son sillage induit par la présence de la particule suiveuse [92, 93, 72]. Cependant, dans un nuage, les alignements longitudinaux et transversaux des particules cohabitent. Lorsque l'axe d'alignement des particules forme un angle avec l'écoulement, quel que soit l'angle étudié, la trainée diminue avec la distance inter particulaire jusqu'à atteindre un minimum pour un rapport $\frac{l}{\phi}$ de 5 [94]. Puis, le coefficient de trainée augmente avec le rapprochement des particules, pouvant parfois dépasser celui obtenu pour une sphère isolée. Gelfand [25] estime dans sa revue, en se fondant sur les travaux de Ruff [95], que pour des fractions volumiques inférieures ou égales au pourcent, le processus de fragmentation est très peu influencé par la présence des particules voisines. A partir d'une distance inter-particulaire de 2 diamètres et au delà, les éclatements des particules sont indépendants les uns des autres.

Il existe peu d'études relatives à la détermination des coefficients de trainée ou de transferts thermiques en fonction du rapport $\frac{l}{\phi}$, lorsque plusieurs gouttes initialement alignées longitudinalement ou transversalement s'atomisent. C'est pourquoi il serait intéressant de regarder l'influence de la fragmentation de deux gouttes sur le coefficient de trainée et sur les transferts thermiques. La littérature n'étant pas fournie dans ce domaine, il est préférable, dans une première approche de modéliser ces échanges entre le gaz et les gouttes par des corrélations obtenues pour des particules isolées. C'est la description choisie dans ce travail, elle est détaillée dans la partie numérique.

Milieu continu

Afin de pouvoir définir les grandeurs moyennes associées à une particule fluide d'un milieu dispersé le volume élémentaire de contrôle doit contenir

assez d'éléments pour que les fluctuations du nombre de particules dans le volume considéré soient très petites par rapport au nombre moyen de particules dans ce volume [88]. Crowe *et al.* [21], pour leur part, ont estimé la taille du volume élémentaire δV^0 tel qu'il puisse contenir 10^4 particules par :

$$\delta V^0 = 10^4 \left(\frac{l}{\phi}\right)^3 \phi^3 \quad (1.44)$$

En considérant ce volume δV^0 comme étant un cube de côté c il vient :

$$c \simeq 20 \left(\frac{l}{\phi}\right) \phi \quad (1.45)$$

Ainsi, pour un espacement interparticulaire de 3.7 obtenu avec la formule 1.43 pour une fraction volumique de 1%, le côté c du volume de référence est d'environ 3.7 cm pour des particules de $500\mu m$. Cette taille est inférieure au côté du tube à choc (8 cm) mais est du même ordre de grandeur. Par conséquent, le milieu diphasique qui possède ces caractéristiques ne peut pas être rigoureusement considéré comme continu. L'estimation du nombre de Knudsen conduit à une valeur de l'ordre de 10^{-2} , en prenant un libre parcours moyen de l'ordre de la distance inter-particulaire. D'après les frontières présentées, figure 1.9, l'écoulement étudié se situe à la limite entre le régime de glissement et le régime continu. Les équations de Navier-Stokes demeurent valables.

Milieu dilué

Le caractère dilué d'un écoulement est identifié en comparant le temps caractéristique de relaxation de vitesse d'une particule τ_v avec le temps moyen de collision τ_c , avant que la particule n'en rencontre une autre. Si le rapport $\frac{\tau_v}{\tau_c} < 1$, alors le milieu peut-être considéré comme dilué[21]. Dans ce cas, le mouvement des particules est contrôlé par les forces aérodynamiques de la phase continue. Dans le cas dense, le mouvement des particules est dominé par leurs collisions. Sommerfeld[74] a déterminé la condition à respecter sur le diamètre des particules pour que le milieu puisse être considéré comme dilué :

$$\phi < \frac{3\pi^{0.5}\mu}{4\alpha_d\rho^*\sigma_p} \quad (1.46)$$

où μ est la viscosité dynamique de la phase continue.

La figure 1.10 présente la frontière entre milieu dilué, à gauche et milieu dense, à droite pour trois valeurs de l'écart type σ_p de la fluctuation de vitesse des particules induite par la turbulence de la phase porteuse. Ces résultats sont

valables pour un écoulement incident de masse volumique 1.15 kg.m^{-3} , de viscosité dynamique $1,84.10^{-5} \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ et des particules de 2500 kg.m^{-3} de masse volumique. Dans le cas d'un nuage de fraction volumique de 1%, la figure 1.10 montre que la contrainte sur le diamètre critique est très forte (quelques microns), de sorte que le milieu est plutôt de type dense.

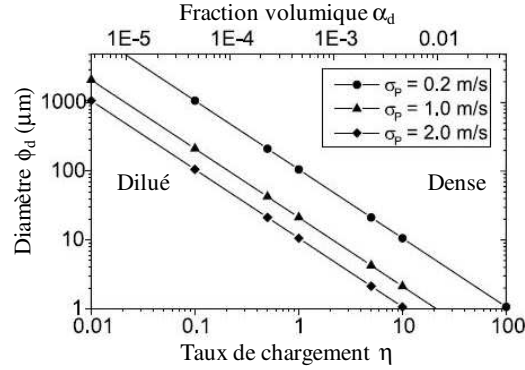


FIGURE 1.10 – Régimes séparant les milieux dilués des milieux denses obtenus par Sommerfeld [74] en régime de Stokes. Les particules ont une masse volumique de 2500 kg.m^{-3} et sont soumises à un écoulement de viscosité dynamique de $1,84.10^{-5} \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$ et de masse volumique 1.15 kg.m^{-3} .

Vitesse du son

En 1963, Kliegel [96] a remarqué que la vitesse du son dans le milieu diphasique est moindre que la vitesse du son dans l'air. Ce résultat est cohérent avec la définition de la vitesse du son du mélange, c_w , donnée par Wood [97] en 1930 puis Wallis [98] en 1969 :

$$\frac{1}{\rho_m c_w^2} = \frac{\alpha_g}{\rho_g c_g} + \frac{\alpha_l}{\rho_l c_l} \rho_m = \alpha_l \rho_l + (1 - \alpha_l) \rho_g \quad (1.47)$$

où α_l est la fraction volumique de liquide et ρ_g, ρ_l et ρ_m sont respectivement les fractions volumiques du gaz, du liquide et du mélange gaz/liquide. c_g, c_l sont les vitesses du son dans les milieux gazeux et liquides purs.

Cette formulation succède à celle de Jakobsen [99] où les transferts de masse et de chaleur sont négligés ainsi que les effets de tension de surface entre les deux phases et leurs mouvements relatifs [100]. La figure 1.11 présente l'évolution de la vitesse du son en fonction de la fraction volumique de liquide α_l dans un milieu diphasique dispersé constitué de gouttes d'eau en

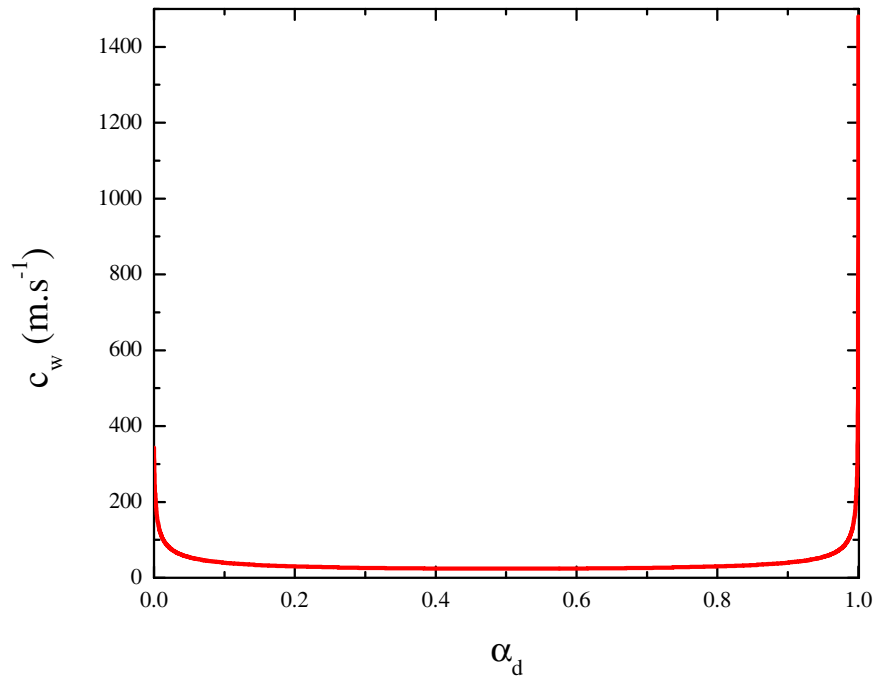


FIGURE 1.11 – Vitesse du son de Wallis en fonction de la fraction volumique d'eau dans un milieu diphasique dispersé constitué de gouttes d'eau en suspension dans de l'air.

suspension dans de l'air. On constate donc que la vitesse du son varie fortement lorsque la fraction volumique est soit très faible, soit très forte mais elle reste quasi constante dans les autres zones.

1.3.3 Ondes de choc et suspensions gazeuses

La diminution des performances des propulseurs liée à la présence de particules a conduit à étudier les phénomènes de relaxation d'une onde de choc en fonction des propriétés de la phase dispersée (ϕ_d, α_d) [77]. Carrier [2] a entrepris des travaux pour caractériser un milieu de particules considéré comme continu. Ces recherches ont été poursuivies par Marble [3], Soo [101], Kliegel [77], Rudinger [4]. Ils ont étudié et caractérisé l'état d'équilibre atteint après le passage d'une onde de choc dans une phase dispersée. Par la suite, l'étude de tels phénomènes s'est développée en direction de la combustion dans les moteurs diesel mais aussi de l'atténuation d'onde de choc.

Sommerfeld en 1985 [5] s'est intéressé à l'interaction d'une onde de choc avec un nuage de particules. Il y décrit les principaux mécanismes observés dans ce cas : le type de réflexion de l'onde de choc sur le nuage, l'état transitoire et l'état d'équilibre. Ce sont des phénomènes qui interviennent lors de l'interaction d'une onde de choc avec un nuage de gouttes d'eau et qui présentent un intérêt dans le cadre de notre étude.

Les résultats obtenus par Ford et Glass [102] montrent que la transmission d'une onde de choc à l'interface entre le milieu dispersé (supposé continu) et la phase continue peut être de deux sortes selon les propriétés des deux phases :

- L'onde de choc peut-être réfractée à la face amont du nuage. Des ondes de détentes remontent alors l'écoulement.
- Une partie de l'onde de choc est réfléchie à l'interface et une autre est transmise dans le milieu diphasique.

Le rapport F défini par Ford et Glass [102] permet de situer le type de réflexion qui se produit et se propage du côté amont : il est négatif dans le cas de la réflexion en un faisceau de détentes et positif lors d'une réflexion qui donne lieu à une onde de choc. Sa variation en fonction du nombre de Mach M , du taux de chargement η et du rapport δ des chaleurs spécifiques des particules c et du gaz c_p est présenté fig.1.12. Sommerfeld [5] se situe dans le cas de la réflexion d'une l'onde de choc sur l'interface air/nuage. Il a exprimé analytiquement le rapport de pression et le nombre de Mach de l'onde de choc transmise pour différents taux de chargement η . Le rapport de pression induit par le passage des ondes de choc transmise et réfléchie s'accroît avec η et le nombre de Mach.

Par ailleurs, les particules qui composent le nuage ne peuvent pas répondre instantanément au changement de vitesse, de température et de pression. Par conséquent, une zone de transition apparaît (fig 1.13) durant laquelle la vitesse des particules augmente alors que le saut de pression et la vitesse induits par l'onde de choc diminuent jusqu'à atteindre un état d'équilibre. Une

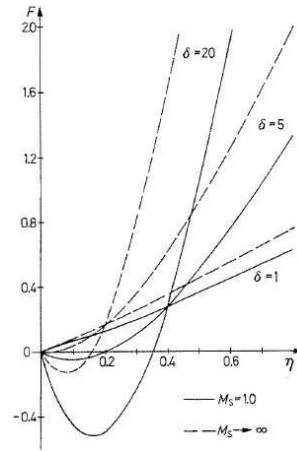


FIGURE 1.12 – Frontières, extraites de Sommerfeld [5], des types de réflexion présentes à l'interface : onde de détente ($F < 0$) ou onde de choc ($F > 0$), en fonction du taux de chargement.

fois l'équilibre atteint, le profil de relaxation demeure constant avec l'augmentation du temps et de la distance. Les propriétés du gaz et des particules

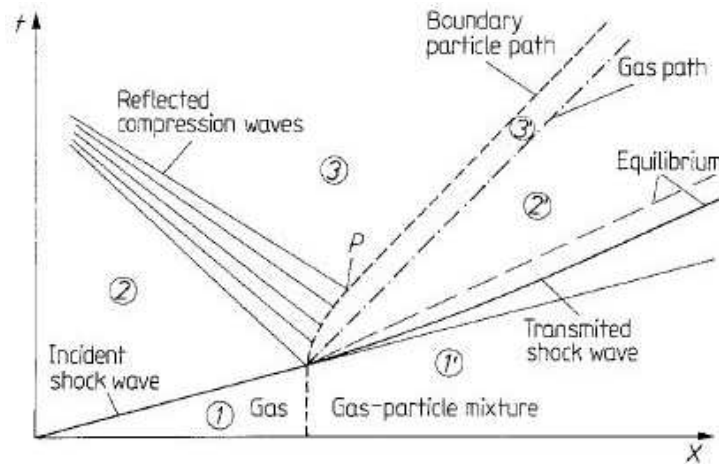


FIGURE 1.13 – Diagramme $x-t$ de la région de transition suite au passage d'une onde de choc dans un milieu dispersé supposé continu.

à l'équilibre peuvent être calculées d'après les relations données par Rudinger [4] en fonction des propriétés initiales de la phase dispersée, des particules et du gaz.

De plus, Sommerfeld [5] indique que la taille de la zone de transition dépend de la dimension des particules, de la capacité calorifique et de la densité de la matière qui les compose. Cependant, il indique que l'intensité de l'onde de choc initiale ainsi que le taux de chargement η ont peu d'influence sur la taille de la région de transition. Toutefois, ces deux paramètres déterminent l'intensité de l'onde de choc, à l'équilibre. En outre, durant la phase d'accélération des particules, le gaz (localisé région 2) peut pénétrer dans le nuage. Des ondes de compression sont alors générées jusqu'à ce que le gaz et les particules aient atteint la même vitesse au point P (fig 1.13). L'équilibre entre les deux phases est atteint.

Au cours de ces expériences, des particules de 2500 kg.m^{-3} , de $27\mu\text{m}$ de diamètre médian massique sont employées et forment un nuage de 4.76 m de hauteur dont les taux de chargement η varient de 0.25 à 1.32. Sommerfeld obtient par simulation numérique une augmentation de la vitesse des ondes de compression avec l'augmentation du nombre de Mach, pour un taux de chargement fixé. Ce phénomène est aussi observé expérimentalement. La même tendance est obtenue numériquement lorsque le taux de chargement augmente, pour un nombre de Mach fixé. De plus, la zone de transition de l'onde de choc transmise est accrue avec l'augmentation du taux de chargement η et la diminution de l'intensité de l'onde de choc.

Enfin, il observe que l'augmentation du taux de chargement entraîne une diminution de la vitesse de l'onde de choc. Les effets de couches limites prennent de l'importance pour des nombres de Mach élevés, comme illustré figure 1.14. Ainsi, le niveau d'équilibre atteint est moins important que celui théorique à cause des perturbations produites par la couche limite. Or, dans le cas des taux de chargement élevés, la décroissance du nombre de Mach de l'onde de choc transmise est plus rapide. Cela réduit alors les effets de la couche limite. Sommerfeld préconise d'effectuer une étude avec des diamètres plus importants afin de caractériser l'influence de la couche limite.

Outa *et al.* [103] ont étudié expérimentalement et numériquement par la méthode des caractéristiques l'interaction entre une onde de choc ($M < 2$) et un milieu diphasique ($\eta < 2$). Tout comme pour Sommerfeld, la pression et la vitesse de l'onde de choc sont diminuées en présence du nuage. Ils ont observé que la taille des particules influe sur l'atténuation du pic de pression. Des particules de plus gros diamètres ($\phi = 30 \mu\text{m}$) offrent un meilleur facteur d'atténuation de la pression induite par l'onde de choc. De même que pour Sommerfeld, plus le taux de chargement augmente, plus la pression est atténuée. Lors de la fluidisation d'un lit de particules Rogue [104] a décrit le diagramme d'ondes (x,t) qui donne l'évolution des ondes à l'intérieur et à l'extérieur du nuage figure. 1.15. La réflexion à l'interface amont est une onde de choc réfléchie, compte tenu de la densité du nuage. Au niveau de

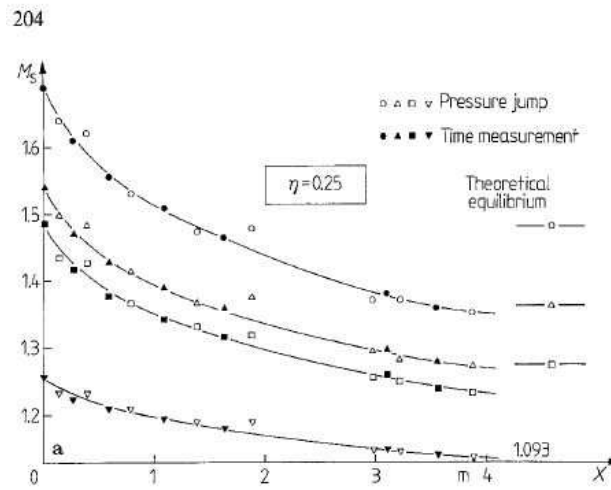


FIGURE 1.14 – Evolution du nombre de Mach dans le nuage de particules pour un taux de chargement η de 0.25 et plusieurs ondes de choc initiales, extrait de Sommerfeld [5].

l'interface aval entre le lit fluidisé et le gaz, un faisceau de détente remonte l'écoulement et une onde de choc est transmise dans le gaz avec une vitesse moindre. La présence des ondes de détente est attribuée, selon lui, à une configuration du type onde de choc sortant par un élargissement brusque : les particules créent une obstruction de l'écoulement du gaz jusqu'à la sortie de l'onde de choc du nuage.

Cependant Glass [105] décrit que de telles ondes sont produites lorsqu'une onde de choc se propage dans un autre milieu, moins dense, après la traversée de l'interface. Dans le cas opposé, une partie de l'onde de choc est réfléchi à cette interface alors que l'autre continue sa propagation dans le milieu avec une vitesse différente. Si un faisceau de détente est produit à l'interface aval, Rogue a souligné sur la base de son diagramme d'onde (fig. 1.15), que le chemin thermodynamique subit par les particules situées en 'a' (passage de l'onde de choc transmise dans l'air) n'est pas le même que celui des particules localisées en 'b' (onde de choc transmise dans le nuage, puis faisceau de détente). Cette situation va engendrer une discontinuité de contact se propageant dans le gaz, à la vitesse de l'écoulement gazeux. Celle-ci a pu être observée expérimentalement à proximité de l'interface, par mesure interférométriques.

Ben-Dor *et al.* [6] ont étudié la zone de relaxation numériquement. Les différences de vitesse et de température entre les phases dispersée et continue

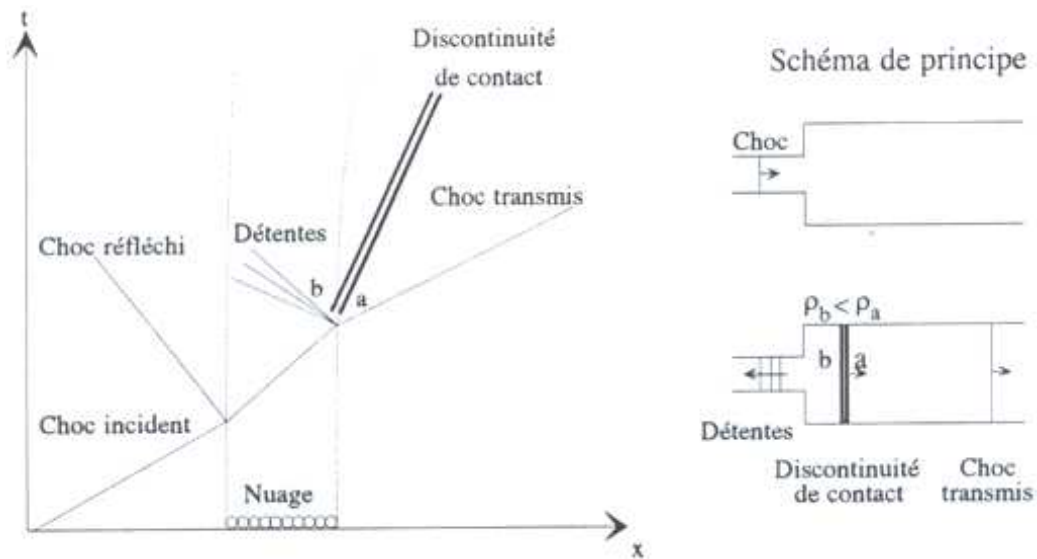


FIGURE 1.15 – Diagramme d'onde (x,t), extrait de Rogue [104] de la propagation des ondes suite au passage d'une onde de choc à l'intérieur et à l'extérieur d'un lit de particules.

engendrent des échanges thermiques et visqueux entre ces deux phases jusqu'à ce que l'état d'équilibre soit atteint. Pour toute la gamme des conditions étudiées, la zone de relaxation cinématique est toujours plus importante que celle de relaxation thermique. L'étendue de la zone de relaxation et l'état thermodynamique à l'équilibre dépendent de la concentration massique de la phase dispersée et de ces propriétés physiques : dimension ϕ_d , masse volumique ρ_d^* et chaleur spécifique. Les auteurs ont trouvé que l'augmentation de la concentration de particules raccourcit la zone de relaxation cinématique, augmente la densité, la température et la pression après choc. L'augmentation du diamètre des particules ou de la masse volumique apparente augmente la zone de relaxation, la densité, la température et la pression après choc. Le changement dans la capacité calorifique du gaz affecte la zone de relaxation thermique, la température et la masse volumique de la suspension mais ne change pas la zone de relaxation cinématique ni les niveaux de pression ou de vitesse après choc.

1.3.4 Ondes de choc et aérosols

Les études d'une interaction onde de choc-aérosol semblent avoir tout d'abord été focalisées [84] sur la condensation puis les recherches sur l'évapo-

ration se sont intensifiées, notamment par les travaux de Roth [106] Gossens [107] et Smolders [108]. Les travaux relatifs à des aérosols composés de gouttes d'eau de diamètre important, où la relaxation des vitesses et la fragmentation des gouttes sont prédominants sont peu fournis. Les travaux basés sur les phénomènes de condensation ne sont pas abordés dans cette partie au regard du milieu diphasique généré au cours de notre étude. En effet, les pressions mises en jeu et le taux de vapeur sont trop faibles dans les conditions expérimentales étudiées (temps d'observation et nombre de Mach). Il en est de même pour les phénomènes de cavitation. Smolders et Van Dogen [84] se sont

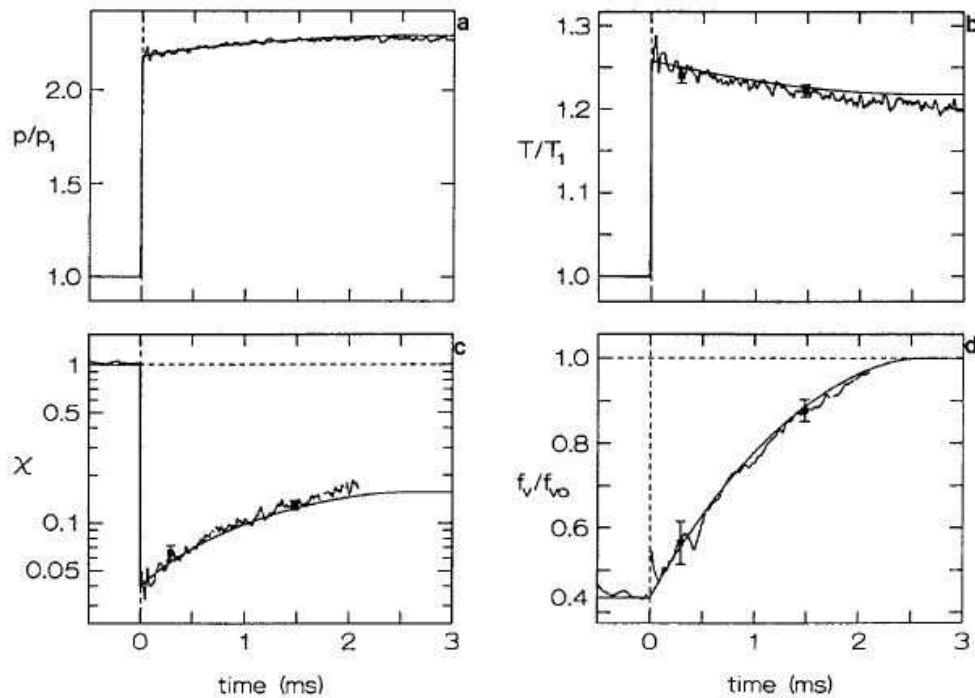


FIGURE 1.16 – Comparaison théorique (signaux lisses) et expérimentale (signaux oscillant) de la structure de la zone de relaxation lors de l'évaporation de gouttes de $1\mu m$ de diamètre initial et de fraction massique $f=0.05$ après le passage d'une onde de choc de Mach 1.2 (Smolders et Van Dongen 1992 [84]).

intéressés en 1992 à la zone de relaxation derrière des ondes de choc allant de Mach 1.2 à 1.9 qui pénètrent dans un milieu composé de gaz, vapeur et gouttes d'eau de $2.6\mu m$ de diamètre moyen dont la fraction massique est de l'ordre de 1% (fig. 1.16). Un modèle de la zone de relaxation d'évaporation à

été établi en prenant en compte les transferts de chaleur et de masse ainsi que les effets liés au nombre de Knudsen élevé de 0.1, pour des gouttes de $2 \mu m$ de diamètre. Ils ont déterminé que le temps caractéristique d'évaporation d'une goutte de $2 \mu m$ de diamètre est compris entre 0.2 ms et 10 ms. De plus, pour un nombre de Mach inférieur à 1.8 et des gouttes dont le diamètre varie entre $0.5 \mu m$ et $5 \mu m$, le temps caractéristique d'évaporation est au moins un ordre de grandeur plus important que celui de relaxation des vitesses. Au regard de ces résultats, il apparaît que des gouttes dont le diamètre est de plusieurs centaines de micromètres verront leurs temps d'évaporation augmenter en conséquence. Celui-ci, est déjà important en comparaison du temps d'observation de notre dispositif expérimental (10 ms). Les diamètres de gouttes utilisées au cours de notre étude sont supérieurs à $200 \mu m$, l'évaporation peut être donc négligée dans nos expériences.

1.3.5 Atténuation d'ondes de choc

L'atténuation d'ondes de choc peut se produire de diverses façons : par leur interaction avec la couche limite, par des instabilités dans le fluide qu'elles traversent, par la rencontre d'obstacles ou la traversée de milieux d'impédances acoustiques différentes.

Les premières études expérimentales concernant l'atténuation d'une onde de choc par une phase dispersée composée d'eau semblent dater des années 60 [109, 110]. De tels systèmes ont été utilisés pour prévenir, diminuer ou arrêter l'explosion pouvant être induite par des particules en suspension dans les mines de charbon, par exemple. Récemment de nombreux efforts sont entrepris pour caractériser l'atténuation d'onde de souffle par des milieux composés d'eau afin de prévenir les dommages causés par des phénomènes explosifs. Duvall [111] puis Al'tshuler et Kruglikov [112] ont énoncé les trois causes qui peuvent atténuer une onde de choc :

- L'interaction avec une discontinuité qui la rattrape
- Sa divergence géométrique
- Les processus de relaxation

Al'tshuler et Kruglikov [112] ont quantifié l'atténuation d'une onde de choc par rapport aux niveaux de pression et d'impulsion adimensionnés par ceux obtenus lors de la propagation de l'onde dans un gaz pur. L'impulsion I est l'intégrale de la pression ($P(t)$) sur un intervalle de temps δt , définie par :

$$I = \int_t^{t+\delta t} P(t) dt \quad (1.48)$$

Leur étude numérique a établi que l'atténuation de l'onde de choc incidente est augmentée à la fois par l'accroissement de la concentration des particules dans le milieu (α_d) et par la diminution de la taille des particules (ϕ_d).

Ce résultat rejoint ceux obtenus par Ben-Dor [6] et Sommerfeld [5] qui ont observé une diminution de la vitesse de propagation de l'onde de choc dans la phase dispersée ainsi que du saut de pression qu'elle induit.

Gelfand [13] a quantifié, pour sa part, l'atténuation d'une onde de souffle par un milieu diphasique selon l'évolution du saut de pression, du saut de pression adimensionné par rapport au gaz pur et de la vitesse de propagation en fonction de la masse volumique apparente et de la distance de propagation. Finalement Schwer et Kailasanath [113] ont étudié numériquement l'effet d'un brouillard d'eau sur l'atténuation d'une onde de souffle. Le milieu diphasique diminue la puissance du front de choc par l'échange de quantité de mouvement et par l'évaporation, réaction endothermique. Ils ont déterminé que la diminution d'énergie par échange de quantité de mouvement est plus importante que celle résultant d'un changement de phase. Adiga *et al.* [12] ont comparé l'énergie à fournir pour atomiser une goutte de 500 μm de diamètre et l'ont trouvée négligeable par rapport à celle prélevée par évaporation. Ils précisent cependant, que l'atomisation des gouttes augmente la surface d'échange entre l'écoulement et le gaz. Récemment Jourdan *et al.* ont caractérisé l'atténuation de la surpression induite par la propagation d'une onde de choc dans un nuage d'eau en fonction des paramètres liés à l'atomisation secondaire ($\frac{S_e W_e}{a^2 Re^{0.5}}$ où S_e est la surface d'échange entre des gouttes et a^2 la section du tube à choc employée lors de l'étude).

1.4 Conclusion

Les différents modes de fragmentation ont une influence sur l'écoulement incident, en lui prenant notamment l'énergie nécessaire pour que la goutte s'atomise [12]. Les régimes d'atomisation présentent une importance vis à vis des échanges avec le gaz : qu'ils soient thermiques, par transferts de chaleur et de masse, ou aérodynamique, par la trainée. Un mode de fragmentation qui induit un diamètre moyen de gouttes faible peut être privilégié pour favoriser les échanges par transfert de masse. Pour des gouttes de diamètres importants, l'évaporation peut être négligée. La disposition de gouttes dans le nuage, tel un réseau, peut influencer de façon importante sur la trainée des particules et donc sur la zone de relaxation cinématique. Ceci, d'autant plus si les gouttes s'atomisent. Cependant, l'évolution du coefficient de trainée pour des réseaux de gouttes qui s'atomisent n'est pas disponible dans la littérature, à notre connaissance. Des relations empiriques du coefficient de

trainée ont été établies lors de la déformation d'une goutte mais dans le cas de particules sphériques disposées en réseau.

Dans le cas de l'interaction d'un nuage de gouttes et d'une onde de choc, les effets de réseau et d'atomisation interviennent. Il peut-être intéressant d'étudier l'influence de ces deux phénomènes conjoints sur l'évolution du coefficient de trainée. Enfin, la fraction volumique, le diamètre des particules, leurs capacités calorifiques mais aussi l'intensité de l'onde de choc incidente peuvent influencer de façon considérable sur les zones de relaxation ainsi que les niveaux atteints par les grandeurs thermodynamiques. Tous ces paramètres doivent être pris en compte pour quantifier l'atténuation de l'onde de choc.

Résultats expérimentaux

Chapitre 2

Dispositif expérimental : tube à choc et instrumentation

Sommaire

2.1	De l'onde de choc au tube à choc	50
2.1.1	De sa découverte théorique et de son existence physique à sa génération en laboratoire	50
2.1.2	Formation d'onde de choc dans un tube à choc . . .	51
2.2	Présentation de l'expérience	53
2.3	Tube à choc T80	53
2.4	Générateur de nuage de gouttes	57
2.4.1	Principe de fonctionnement	57
2.4.2	Descriptif des éléments	59
2.5	Percuteur	62
2.6	Dispositif de mesure de pression	63
2.7	Dispositif de visualisation	66
2.7.1	Méthode de visualisation	66
2.7.2	Appareils de visualisation	69

2.1 De l'onde de choc au tube à choc

2.1.1 De sa découverte théorique et de son existence physique à sa génération en laboratoire

De nombreux phénomènes physiques furent tout d'abord observés expérimentalement puis expliqués par des modèles, comme par exemple la cavitation qui érodait les pales des hélices de bateaux de la marine anglaise. C'est en cherchant l'origine de ce mal que Lord Rayleigh trouva sa cause : la cavitation. Les ondes de choc ont la particularité d'avoir tout d'abord été mises en évidence analytiquement par Poisson en 1808 comme des discontinuités de vitesse et de pression [114, 115]. Cette particularité fut ensuite étudiée par Riemann[116]. En 1860, il montra que deux ondes naissent de la discontinuité originale de pression de part et d'autre d'une interface : une onde de choc qui comprime et réchauffe le gaz et une onde de raréfaction (ou onde de détente) qui détend et refroidit le gaz. Il étudia ensuite l'évolution, de chaque côté d'une discontinuité de vitesse et de masse volumique. Ce cas est maintenant connu comme étant 'le problème de Riemann' dont la solution est utilisée dans les simulations numériques. Cependant, dans son étude portant sur les ondes de choc il fit l'hypothèse que l'entropie reste inchangée au travers du choc alors qu'elle augmente du fait du caractère irréversible de l'onde de choc. Ce furent finalement Rankine en 1870 [115, 117] puis Hugoniot [114, 118, 119] en 1887 qui trouvèrent indépendamment les expressions des sauts des grandeurs thermodynamiques au travers d'une onde de choc plane et donnèrent ainsi naissance aux relations de Rankine-Hugoniot. En utilisant les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour un gaz parfait, on obtient le rapport entre la pression en amont P_2 et en aval P_1 du choc. Celui-ci, pour γ (rapport des chaleurs spécifiques à pression constante C_p et à volume constant C_v) supposé constant, ne dépend seulement que du nombre de Mach de l'onde de choc et s'écrit :

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \left(\left(\frac{v}{c} \right)^2 + 1 \right) \quad (2.1)$$

où v est la vitesse de l'onde et c la célérité du son au sein du fluide dans lequel se propage l'onde. Cependant, jusqu'alors la communauté scientifique ne pouvait trancher du caractère physique ou théorique de la solution. Ce sera en 1889 qu'Ernst Mach [114] pris la première photographie d'un projectile supersonique, introduisant le nombre de Mach, M :

$$M = \frac{v}{c} \quad (2.2)$$

Il visualisera en 1889 [114, 120] une onde de choc se propageant dans l'air. De l'étude mathématique commencée en 1808 par Poisson, à la première théorie sur les ondes de choc d'Hugoniot [114, 118, 119] et à la première photographie de ce phénomène, il ne manquait plus qu'un dispositif capable de générer des ondes de choc pour les étudier plus en détail. C'est en 1899 que Paul Vieille [121, 114] inventa un dispositif capable de générer des ondes de choc. Il consistait en un tube en acier constitué de deux parties : une chambre contenant le gaz comprimé, (chambre Haute Pression, HP) séparée d'une chambre à pression atmosphérique (chambre Basse Pression, BP) par un diaphragme. Ce dernier étant conçu pour se rompre lorsque le rapport de pression entre les deux chambres atteint le niveau voulu. Paul Vieille observa alors grâce à des mesures de pressions une onde de choc se propager dans la chambre basse pression et des ondes de détente remonter dans la chambre haute pression, comme l'avait démontré analytiquement Riemann quarante ans plus tôt. Par l'invention de ce dispositif, il mit en évidence que les ondes de choc ne se produisaient pas seulement par l'usage d'explosifs et permit donc leur génération de façon reproductible.

2.1.2 Formation d'onde de choc dans un tube à choc

Le tube à choc est devenu un moyen de diagnostic employé en raison de sa capacité de permettre l'étude d'un écoulement dont la vitesse et les propriétés thermodynamiques sont constantes durant plusieurs centaines de microsecondes (varie selon des dimensions de l'installation). La figure 2.1 présente un diagramme d'ondes des différentes ondes générées lors de la propagation d'une onde de choc dans un tube à choc. Il est appelé, diagramme (x,t) . Schématiquement, après rupture de la membrane, une succession d'ondes de compression se propage vers le fond de la chambre basse pression. La première augmente la pression, la température, la masse volumique et la vitesse du gaz qu'elle a traversé. Par conséquent, l'onde qui la suit va se propager plus vite, la vitesse du son dans le milieu et la vitesse du gaz ayant augmentées. Ainsi, les ondes de compression vont se succéder en augmentant leur vitesse jusqu'à coalescer en une onde dont la vitesse sera supérieure à celle du son. Au bout d'une distance de l'ordre de 5 à 10 fois la section du tube, l'onde de choc est pleinement formée et des discontinuités respectivement de pression, de vitesse, de température et de masse volumique sont observées suite à son passage. Du côté de la chambre haute pression, des ondes de détentes successives sont générées et vont entraîner une diminution des propriétés physiques du milieu, contrairement aux ondes de compression. De la même manière, les pression, masse volumique et température vont baisser. De ce fait, les ondes de détente se propageront de moins en moins vite vers

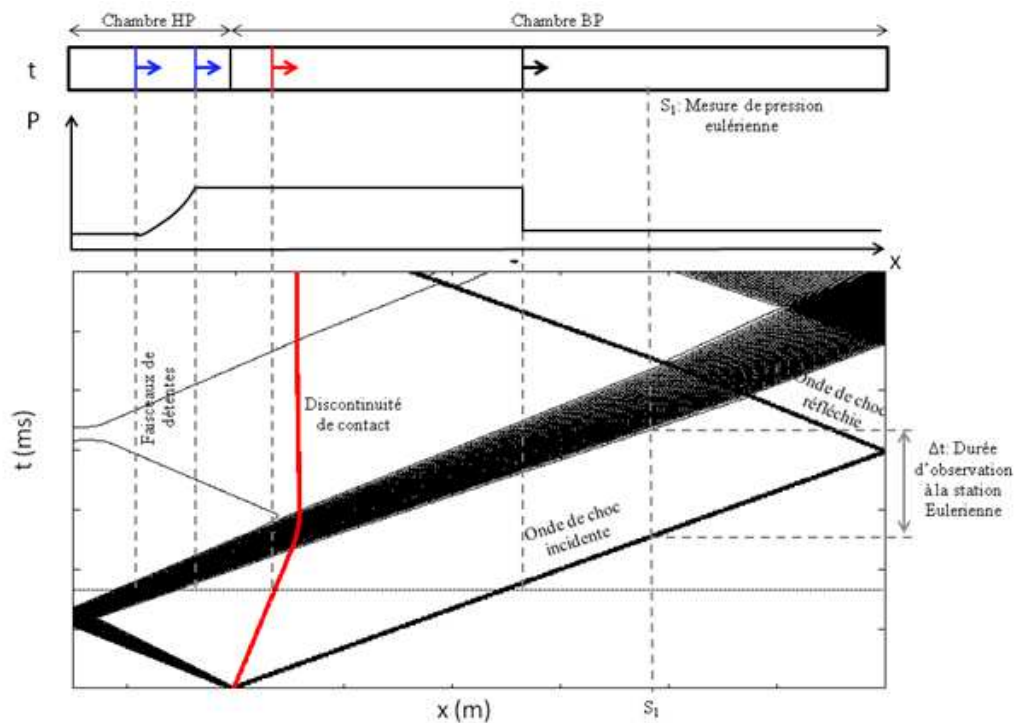


FIGURE 2.1 – Diagramme $x-t$ des ondes se propageant dans un tube à choc après rupture de la membrane.

le fond de la chambre haute pression. Ainsi, le faisceau de détente s'épaissit au fur et à mesure de sa propagation dans le tube à choc, comme on peut le voir sur le diagramme (x,t) (fig. 2.1).

Lors de la rupture du diaphragme, l'interface qui sépare le gaz moteur contenu dans la chambre haute pression de celui de la chambre basse pression crée une discontinuité de contact. Cela signifie que les deux fluides initialement en contact vont se propager à la vitesse du gaz mis en mouvement par l'onde de choc tout en restant liés et séparés l'un de l'autre.

C'est l'arrivée de l'une de ces trois ondes (choc, détente, discontinuité de contact) qui va déterminer le temps maximal d'observation (Δt) pour une abscisse du tube à choc donnée. Il est défini comme étant le temps durant lequel la pression, la vitesse, la densité et la température du gaz mis en mouvement par l'onde de choc sont constants à l'abscisse étudiée. Cette durée d'observation se situe à partir du passage de l'onde de choc incidente et se termine pour l'un des cas suivant :

- l'arrivée des ondes de détente réfléchies sur le fond de la chambre haute

pression

- l'arrivée de l'onde de choc incidente qui s'est réfléchi sur le fond de la chambre basse pression
- l'arrivée de la discontinuité de contact

Le temps maximal d'observation dépend donc, pour une station de mesure donnée, des dimensions du tube à choc, du nombre de Mach et de la nature des gaz introduits dans les chambres HP et BP.

2.2 Présentation de l'expérience

Dans le but d'étudier l'influence d'un nuage de gouttes d'eau sur la propagation d'une onde de choc plane aérienne, le tube à choc T80 (fig.2.2) a été utilisé en position verticale, chambre expérimentale en haut, comme présenté sur la figure 2.3. Il permet de générer des ondes de choc planes d'intensités contrôlées et d'accueillir en son extrémité un générateur de gouttelettes. Ce dernier émet un nuage d'eau dont la granulométrie et la hauteur sont maîtrisées. Dans un premier temps, des gouttes sont lâchées et tombent par pesanteur le long de la chambre expérimentale jusqu'à atteindre la position désirée proche du capteur localisé à la station S_6 (fig.2.3). C'est à cette station que le temps d'observation et le suivi visuel de l'interaction sont les plus longs. Un percuteur va alors impacter, dans un deuxième temps, le diaphragme pour générer une onde de choc qui se propagera vers le nuage et pour interagir près de la station de mesure S_6 .

Les différents outils nécessaires à la mise en place de cette expérience sont présentés dans les sections suivantes.

2.3 Tube à choc T80

Le tube à choc T80 (fig 2.2 et 2.3), d'une longueur totale de 3.75 m, est composé d'une chambre haute pression coulissante de 0.75 m et d'une chambre basse pression de 3 m de long. La chambre basse pression se décompose en une partie fixe longue de 2.02 m reliée à un verin et une partie mobile montée sur rails de 0.98 m : la chambre expérimentale. La présence du verin offre la possibilité d'incliner T80 à $\pm 90^\circ$ par rapport à sa position horizontale, grâce à deux axes de rotation présentés figure 2.2. La section interne carrée de 80 mm de côté a été polie de sorte que les aspérités les plus grandes soient d'une dimension de $2 \mu\text{m}$. Le système de fermeture qui relie la chambre haute pression à celle basse pression consiste en un collier de serrage de sécurité spéciale $\frac{1}{6}$ ^{eme} de tour, comme présenté sur la figure 2.4. Il peut

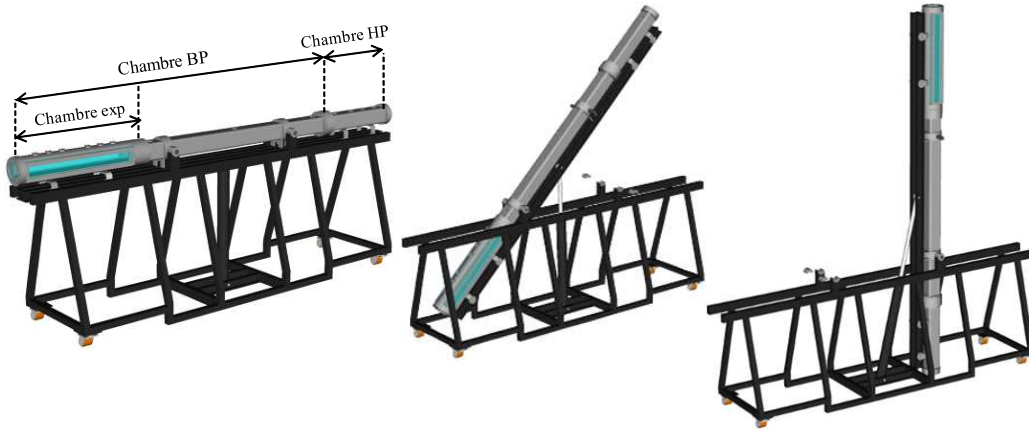


FIGURE 2.2 – Schéma du tube à choc T80 dans plusieurs configurations possibles.

accueillir un diaphragme de 150 mm de diamètre dont l'épaisseur peut varier de 12 μm à 0.8 mm, limite d'étanchéité. Ses caractéristiques sont résumées dans la table 2.3.

TABLE 2.1 – Pression de rupture et composition des membranes utilisées pour générer des ondes de choc incidentes de nombre de Mach 1.3 et 1.5, pour une pression initiale en BP de 1 bar

Nombre de Mach	1.3	1.5
Pression de rupture (bar)	3.45	7
Composition de la membrane	3 couches alu/papier	0.8 mm de plexiglass

Ce tube à choc a été conçu pour fonctionner à une pression interne maximum de 20 bars dans les deux chambres et minimum de 0.5 mbar, dans la chambre basse pression (BP). Par conséquent, les caractéristiques mécaniques et géométriques de cette installation permettent de générer des ondes de choc de nombre de Mach compris entre 1.05 et 4 à $\pm 2\%$ associées à des temps d'observation allant de 0.5 ms à 5 ms.

Le fond de la chambre expérimentale est amovible ce qui permet d'agrandir la chambre basse pression, pour augmenter la durée d'observation ou d'y fixer un dispositif expérimental (modification de la géométrie du fond de tube). Par ailleurs sa composition en plexiglass permet d'y introduire une nappe laser si besoin. La visualisation des phénomènes étudiés est rendue possible par deux vitres en plexiglass de 30 mm d'épaisseur qui permettent

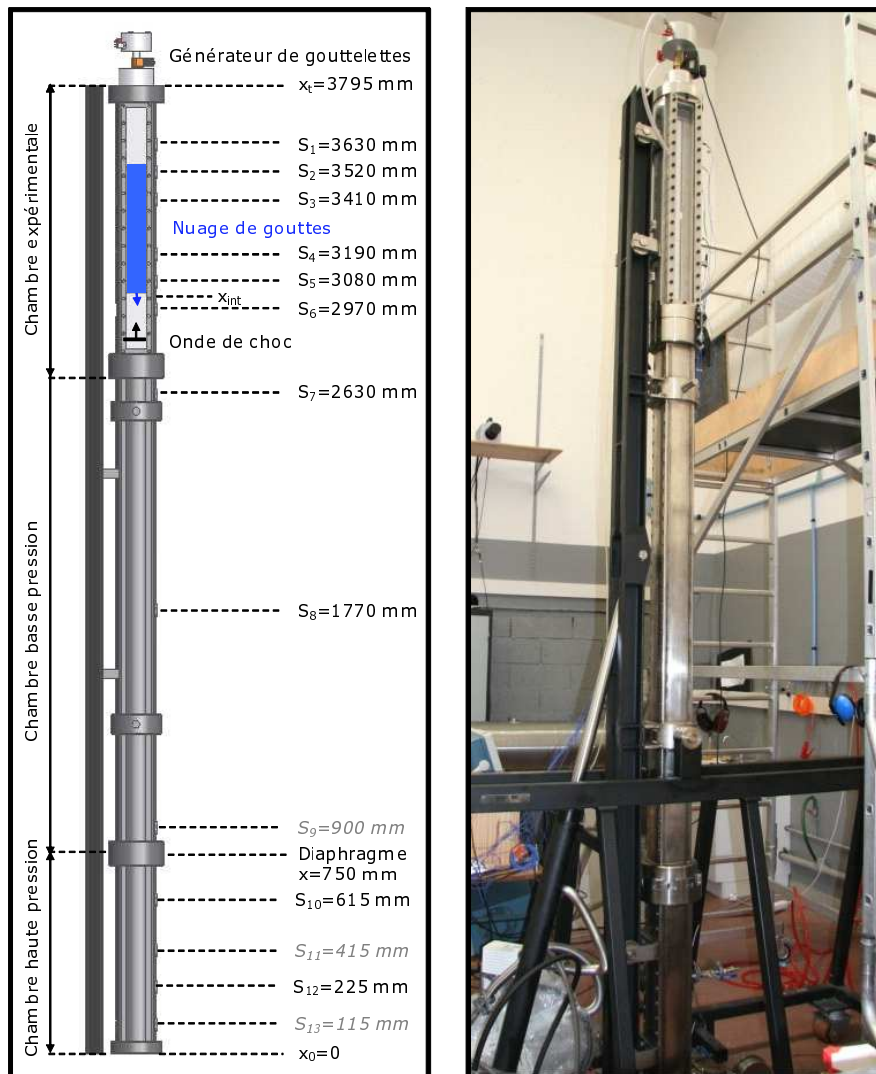


FIGURE 2.3 – Schéma et photographie du tube à choc T80 disposé en position verticale et équipé du générateur de gouttes à l'extrémité de la chambre expérimentale. Les positions des bouchons où les mesures de pressions peuvent être effectuées sont indiqués dans le schéma de gauche.

elles aussi le passage de rayons laser (Fig 2.2 et 2.3). D'une hauteur de 80 mm et d'une longueur de 880 mm, ces vitres non polies, peuvent être remplacées par des vitres d'un matériau différent pour permettre d'autres diagnostics optiques (interférométrie, rayon X, schlieren). Des orifices de 2 cm de diamètre sont fermés par des bouchons. Ils sont répartis au nombre de 4 dans la

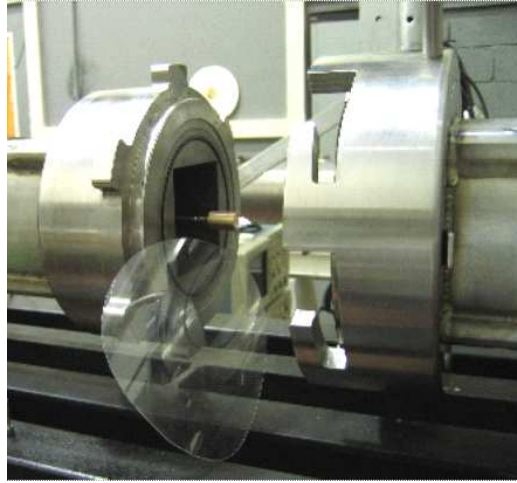


FIGURE 2.4 – Photographie du système de serrage reliant les chambres basse pression et haute pression. Un diaphragme en plexiglass de 0.8 mm d'épaisseur est adossé au tube à choc dans lequel un percuteur, servant à rompre le diaphragme manuellement est installé.

TABLE 2.2 – Position des bouchons présents sur T80. L'abscisse d'origine, $x=0$ correspond au fond de la chambre HP et ΔP indique la présence de capteur de pression pariétale.

Bouchons#	1	2	3	4 & 4'	5	6 & 6'	7
Position (mm)	3630	3520	3410	3190	3080	2970	2630
Chambre	BP_{exp}	BP_{exp}	BP_{exp}	BP_{exp}	BP_{exp}	BP_{exp}	BP
Caractéristique	ΔP	ΔP	ΔP	ΔP	ΔP	ΔP	ΔP
Bouchons#	8	9	10	11	12	13	
Position (mm)	1770	900	615	415	225	115	
Chambre	BP	BP	HP	HP	HP	HP	
Particularité	ΔP	ΔP percuteur	ΔP	manomètre	ΔP	air comprimé	

chambre haute pression et 11 dans la chambre basse pression (fig. 2.3). Des capteurs de pression peuvent y être introduits comme des dispositifs expérimentaux. Leurs positions, qui ont pour origine le fond du tube à choc, sont représentées dans le tableau 2.3 avec leurs fonctions au cours des expériences menées. Par ailleurs, les deux stations S_4 et S_6 ont chacune respectivement un bouchon placé en vis à vis sur la face opposée qui sont alors notés respectivement 4' et 6'.

2.4 Générateur de nuage de gouttes

Le fond de la chambre basse pression est enlevé pour être remplacé par un générateur de gouttelettes. Celui-ci a été conçu par la société SPRAYSAS [122]. Il permet de générer un brouillard d'eau dont la granulométrie, la hauteur et la masse volumique apparente sont contrôlées.

2.4.1 Principe de fonctionnement

Lorsque de l'eau se déverse au travers d'un orifice dans un autre fluide non miscible, tel que de l'air, un jet va être créé. La colonne d'eau se fragmente alors en gouttes au bout d'une certaine distance, conséquence des instabilités capillaires [123, 124, 125]. Le générateur de brouillard d'eau utilise ce principe : le fluide se déverse dans l'air au travers d'une plaque constituée de plusieurs trous (fig 2.7) créant ainsi des jets cylindriques qui vont se fragmenter en gouttes d'eau. Le diamètre des gouttelettes ϕ , directement lié au diamètre des orifices pour des jets d'eau tombant dans de l'air, ϕ_j , a été relevé expérimentalement par E.Tyler en 1933 [126]. Il propose la relation $\phi_j = 1.91\phi$. Analytiquement Masutani en 1995 [127] a établi : $\phi_j = 1.88\phi$. Un perçage

TABLE 2.3 – Caractéristiques des grilles micro-percées

Nombre de trous	1369		361	121
Diamètre de perçage (μm)	130	270	270	270
Diamètre moyen des gouttes (μm)	250	500	500	500
Sur-pression dans réservoir 1(bar)	0.1	0.3	0.3	0.3

par ultrason permet d'obtenir des trous de faible taille et répartis sur un carré de 72 mm de côté afin d'obtenir un nuage homogène dans la section interne du tube à choc (fig 2.7). Une grille de renfort a été confectionnée dont les trous se superposent à ceux de la grille micro-percée. Elle est constituée

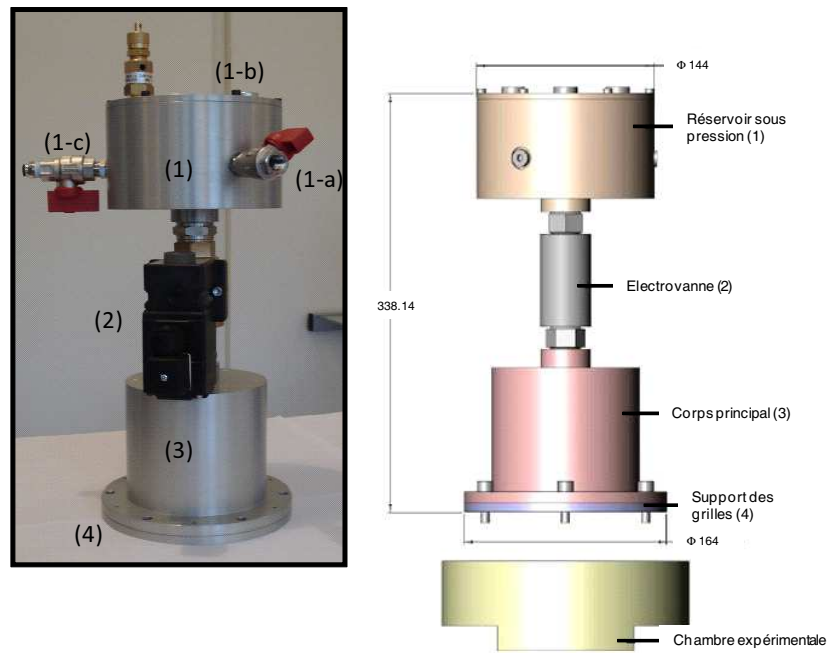


FIGURE 2.5 – Vue d'ensemble du générateur de nuage de gouttes avec ses côtes en mm.

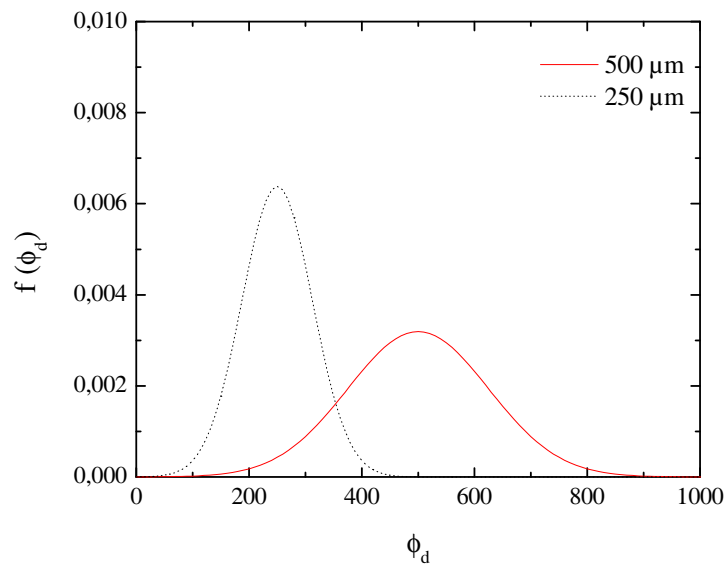


FIGURE 2.6 – Distribution du diamètre des gouttes formées par le générateur.

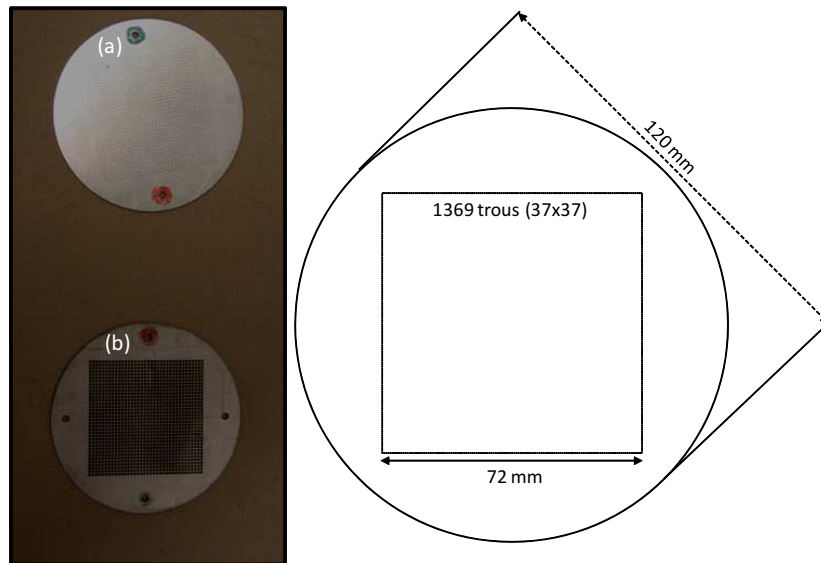


FIGURE 2.7 – Exemple de grille micro-percée (a) associée à sa grille de renfort (b) utilisées dans la présente étude.

de trous de 1 mm de diamètre percés par une foreuse dans une plaque d'acier inoxydable de 2 mm d'épaisseur et de 120 mm de diamètre. Cette grille, plus robuste, est placée sur la grille micro-percée du côté du générateur de gouttes. Ainsi, elle protège la fine grille de la déformation induite par l'onde de choc et préserve des ondes tout le système mécanique qui constitue le générateur. Ce dernier, présenté figure 2.5, est constitué d'un réservoir d'eau sous pression 2.5-(1), d'une électrovanne 2.5-(2), du corps principal 2.5-(3) et du support des grilles percées 2.5-(4). Seules les grilles sont amovibles ce qui permet de changer la taille et le nombre de gouttes du milieu diphasique tout en maintenant une bonne étanchéité entre les différents éléments. Ce dispositif permet de générer un nuage homogène monodisperse avec un écart type de 25 % sur le diamètre moyen des gouttes d'eau (donnée SPRAYSAS). La figure 2.6 montre la densité de probabilité du diamètre.

2.4.2 Descriptif des éléments

Support des plaques micropercées

Les plaques micro-percées sont fixées au corps principal par l'intermédiaire d'un support présenté figure 2.8. Un joint (2.8-5) est placé entre le support (2.8-4) et la grille micro-percée (2.8-8) afin d'assurer l'étanchéité du

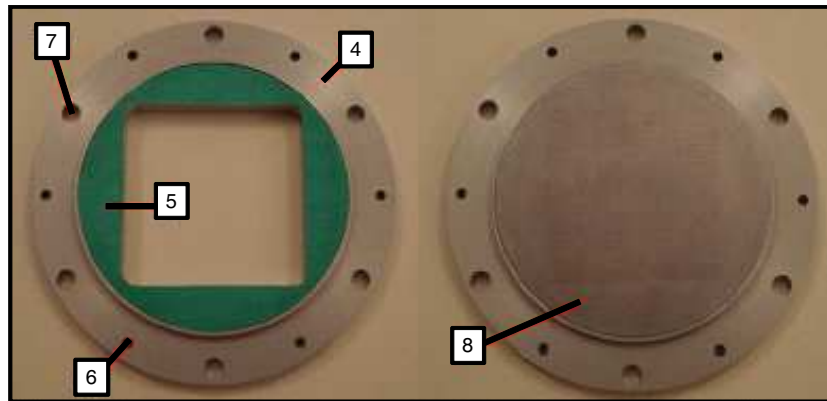


FIGURE 2.8 – Support (4) accueillant les grilles micro-percées (8) par un joint d'étanchéité. Le support est relié par des vis au corps principal du générateur (6) et à l'extrémité du tube (7).

dispositif. La grille de renfort est placée sur la grille micro-percée en prenant garde que les trous soient bien en vis à vis. Le corps principal du générateur accueille alors le support contenant les grilles par vissage des deux éléments (2.8-6) avec des vis M4. Une fois le générateur de gouttes prêt à fonctionner (alimenté en eau et mis sous pression), il peut être fixé à l'extrémité du tube à choc par des vis (2.8-7) connectant le corps principal et le support des grilles avec la chambre expérimentale. Le dispositif expérimental pleinement installé a été présenté figure 2.3.

Réservoir d'eau sous pression

Une fois les grilles fixées au générateur (fig 2.5) celui-ci est alimenté par un raccord mâle BSP 1/4 en eau déminéralisée ce qui évite l'obstruction des trous (fig 2.5-(1-a)). Il est alors rempli, électrovanne ouverte, grille vers le haut jusqu'au débordement du liquide : l'électrovanne peut alors être fermée. Dans un second temps, il est placé en position de service, grille vers le bas afin que la partie supérieure du réservoir fig 2.5-(1) puisse être vidée de son eau. Ceci est obtenu en enlevant les bouchons de remplissage du réservoir(fig 2.5-(1-b)), ce qui va permettre de créer une différence de pression afin que l'eau puisse s'écouler par le raccord (fig 2.5-(1-a)) jusqu'à atteindre le niveau de ce dernier. Le réservoir qui contient alors 350 ml d'eau déminéralisée est prêt à recevoir l'alimentation en air comprimé (fig 2.5-(1-c)) qui le mettra en surpression jusqu'au maximum de 2 bars.

Electrovanne

L'électrovanne est l'élément qui contrôle le début et la fin du lâché du nuage. Sa position de sécurité est fermée en l'absence de courant. Elle est alimentée en 230V/50Hz et contrôlée par l'intermédiaire d'un boîtier de commande (fig 2.9). Il agit sur la régulation de la pression envoyée au réservoir sous pression (fig 2.5-(1)), sur l'ouverture et la fermeture de l'électrovanne et envoie un signal TTL (2.9-(4)) en retard par rapport à la fermeture de l'électrovanne.

Ce délai, choisi par l'utilisateur selon les configurations expérimentales, sert à déclencher simultanément les enregistrements des dispositifs de visualisation, de mesure de pression et la création de l'onde de choc. Le boîtier de commande est alimenté en air comprimé à la pression de service de 7 bars (2.9-(1)) et supporte une pression maximale de 20 bars. Un régulateur numérique envoie une surpression constante (2.9-(2)) dans le réservoir sous pression. Ce boîtier, alimenté en 230V/50Hz, est contrôlé par une interface LabView fournie par la société SPRAYSAS. Elle permet de choisir la durée d'ouverture de l'électrovanne, la surpression imposée dans le réservoir sous pression et l'instant où le signal TTL est transmis. Une fois tous ces paramètres rentrés, le lancement de l'expérience déclenche l'envoi du courant vers l'électrovanne durant le temps d'ouverture imposé et la transmission du signal TTL à la fermeture de l'électrovanne, par défaut.

Corps principal

Le corps principal (fig 2.5-(3)) va permettre d'assurer un écoulement homogène à l'entrée des plaques micro-percées en amortissant les ondes induites

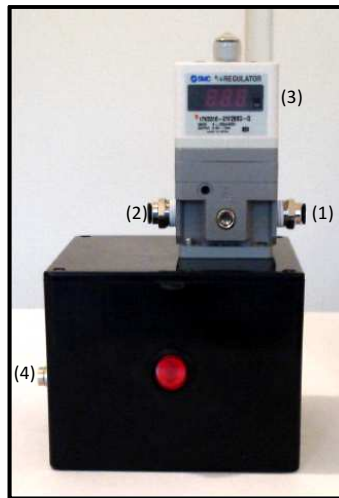


FIGURE 2.9 – Boîtier de contrôle de l'électrovanne. Il transmet un signal TTL de déclenchement de l'onde de choc et des moyens de mesures (4) puis régule la pression d'arrivée en air comprimé (1)-arrivée air ;(2)-sortie air (3)-indicateur surpression.

par l'ouverture et la fermeture brusques de l'électrovanne.

2.5 Percuteur

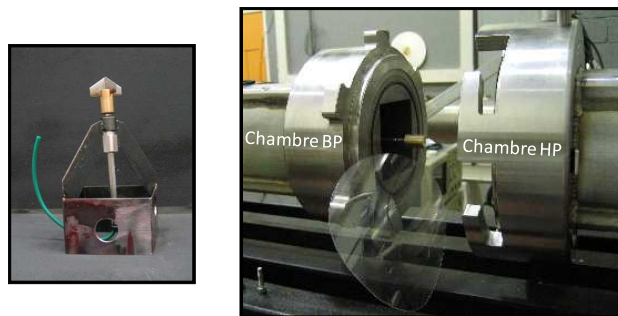


FIGURE 2.10 – Photographie de la structure du percuteur muni de sa pointe à quatre lames et de son emplacement dans le tube à choc.

Le signal TTL envoyé par le boîtier de commande est transmis à un dispositif placé en chambre basse pression en amont de la membrane qui sépare les chambres BP et HP (fig. 2.10). Il est composé d'un vérin pneumatique muni

de lames de cutter et d'une électrovanne fermée par absence de courant. Il est alimenté par de l'air comprimé à 7 bars. Ce dispositif appelé 'percuteur' frappe le diaphragme à l'instant désiré ce qui impose sa rupture et la génération d'une onde de choc d'intensité contrôlée par la pression de la chambre HP avant impact. En effet, si l'on considère une onde de choc qui se propage à Mach 1.3 (453 m/s), elle mettra moins de 5 ms pour atteindre la chambre expérimentale. Or une goutte d'eau issue du générateur tombe à environ 4 m/s : elle va donc parcourir 2 cm avant que l'onde de choc ne la rencontre. Par conséquent, la maîtrise de la position du nuage de goutte dans la chambre expérimentale provient de notre aptitude à générer une onde de choc lorsque le nuage atteint l'abscisse voulue. Le moment de la transmission du signal TTL au percuteur est donc déterminé pour rompre la membrane à l'instant où le milieu diphasique est proche de la position désirée : station S_6 , figure 2.3. Cependant, les temps de réponse des électrovannes du générateur de gouttes et du percuteur peuvent varier selon les tirs de quelques millisecondes. Cela rend difficile l'obtention d'une même abscisse d'interaction pour de mêmes conditions initiales (Mach, temps d'ouvertures). Précisons que pour atteindre le nombre de Mach voulu, la pression du gaz de la chambre HP est amenée préalablement jusqu'à la pression de rupture P_R , calculée par les relations de Rankine-Hugoniot. Les conditions utilisées pour le gaz et la composition de la membrane sont présentées au tableau 2.3. Cette dernière a été choisie pour tenir le différentiel de pression entre les chambres HP et BP sans se briser et pour se rompre lorsque le percuteur l'impacte. Ce système permet de générer des ondes de choc avec une reproductibilité sur le nombre de Mach de $\pm 2\%$.

2.6 Dispositif de mesure de pression

Les stations utilisées pour mesurer la pression pariétale au cours des expériences sont présentées figure 2.3 où les stations grisées sont utilisées à d'autres fins, comme indiqué sur le tableau 2.3. Les orifices des stations S_1 à S_8 contiennent des capteurs de pression pariétale de type piézo-électrique à haute fréquence, distribués par la société PCB [128], de type 133A26. Ils permettent de mesurer une brusque variation de pression avec une sensibilité de 0.5 mV/mbar et un temps de réponse rapide et inférieur à $1 \mu s$. Les pics de température tolérés par ces capteurs vont jusqu'à $1649^\circ C$ pour une utilisation allant de $-73^\circ C$ à $135^\circ C$, ce qui convient à notre application. Cependant, ils induisent après excitation, une décharge du signal électrique transmis avec le temps et avec l'augmentation de la température du milieu. Ainsi, afin de diminuer cet effet, 0.5 mm de silicone ont été enduits sur la surface sensible du capteur, ce qui l'isole thermiquement mais le protège aussi de l'eau. La

figure 2.11 montre l'évolution de la mesure de pression pariétale en fonction du temps, obtenue pour un même tir et effectuée avec deux capteurs placés en vis à vis, à la station S_4 dont l'un d'entre eux a été enduit de silicone (noir). L'arrivée de l'onde de choc au niveau de l'abscisse de mesure engendre un saut de pression qui doit être constant avant l'arrivée d'autres ondes, comme décrit section 2.1.2, 51. Le capteur recouvert de silicone (rouge) présente un plateau de pression contrairement à l'autre capteur qui voit sa pression décroître. Par conséquent, au vu de l'amélioration apportée, les huit capteurs

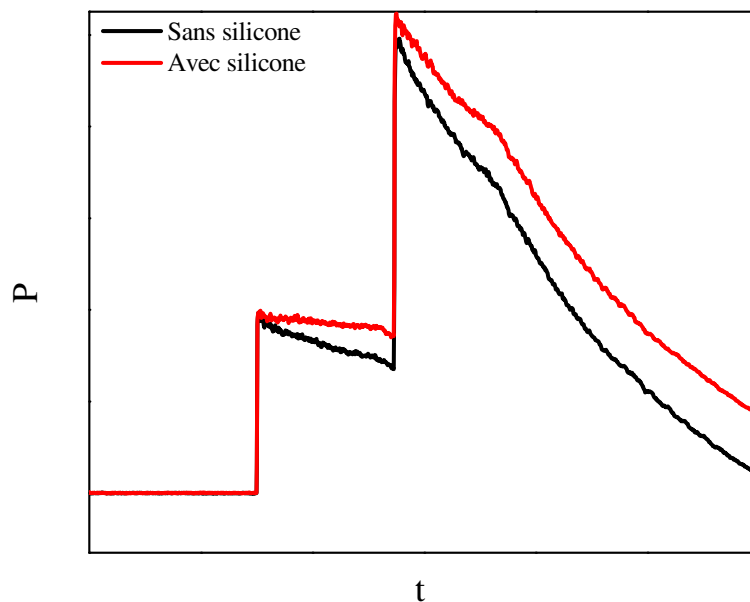


FIGURE 2.11 – Comparaison de la mesure de pression obtenue à la station S_4 , pour un même tir où un capteur siliconé est placé en vis à vis d'un capteur sans silicone.

PCB utilisés en chambre basse pression ont été recouverts d'une couche de 0.5 mm de silicone. Ils sont associés à deux conditionneurs à quatre voies "ICP sensor signal conditioner, model 482A22" qui filtrent les bruits. Finalement, les signaux sont enregistrés par deux oscilloscopes Tektronix DPO 4054 à un échantillonnage de 250 kEch/s sur une plage totale de 400 ms. Leurs mémoires permettent de sauvegarder en continu les signaux transmis par les capteurs de pression à partir du moment où un seuil déterminé par

l'utilisateur est atteint. Il peut provenir soit d'un signal extérieur ou d'un signal de capteur servant de déclencheur. L'arrivée du signal TTL envoyé par le boîtier de commande du générateur de gouttelettes active l'enregistrement par les oscilloscopes 200 ms avant et après celui-ci. Cette grande plage de mesure nous permet d'augmenter la fiabilité de l'enregistrement en compensant le temps de réponse aléatoire du percuteur en fonction des essais. Ainsi, à chaque station, la dynamique du signal de pression permet de déterminer le temps de passage entre deux capteurs et d'en déduire la vitesse de propagation de l'onde de choc basée sur son temps de parcours entre les stations S_8 à S_7 . Par ailleurs, ces signaux pourront être analysés en fonction de leurs localisations dans le nuage.

2.7 Dispositif de visualisation

Le dispositif de visualisation fournit un moyen d'analyse complémentaire à celui de mesure de pression en permettant de déterminer la position du nuage dans la chambre expérimentale avant que l'onde de choc ne l'impacte et pendant qu'elle le traverse. En outre, il permet de vérifier l'homogénéité du nuage et, dans une moindre mesure, sa granulométrie.

2.7.1 Méthode de visualisation

Les techniques récentes de visualisation d'écoulement transportant des particules, de type PIV (Particle Image Velocimetry) donnent accès à des données très importantes telles que la vitesse des particules ou encore leurs diamètres. Cependant, les volumes de mesures sont petits en comparaison de la taille des gouttes étudiées ici. Par ailleurs, la durée du phénomène observé est courte par rapport aux temps de mesures requis par ce type de dispositif. C'est pourquoi la PIV n'a pas été sélectionnée pour visualiser l'écoulement, tout comme la technique BOS (Background Oriented Schlieren) qui nécessiterait un faible nombre de gouttes.

L'ombroscopie ou la strioscopie permettent l'observation de phénomènes "intenses" tels que les ondes de choc. Elles fournissent des mesures géométriques telles que leurs positions ou leurs orientations de manière non intrusive. Ces deux techniques sont basées sur la variation d'indice de réfraction $\frac{\partial n}{\partial x}$ du milieu étudié qui entraîne une variation du chemin optique ce qui provoque une déviation du faisceaux lumineux, comme présenté figure 2.12. Le changement de masse volumique au sein de l'onde de choc entraîne une variation de l'indice de réfraction qui conduit à l'apparition de zones sombres ou claires selon que les faisceaux lumineux aient divergés ou convergés. L'observation du gradient de densité induit par le passage de l'onde de choc peut donc être rendu possible par ce moyen de diagnostic optique, largement employé dans ce domaine.

La présence d'un milieu composé de gouttes d'eau crée des variations d'indice optique nombreuses. La méthode ombroscopique décrite précédemment ferait apparaître une zone obscure comme image du nuage. L'onde de choc "ressortirait" alors distinctement mais la structure du nuage ne serait pas accessible. Par ailleurs, cette méthode nécessite l'utilisation de miroirs ou de lentilles afin de rendre les rayons lumineux incidents parallèles, ce qui réduit le champ d'observation au diamètre des optiques employés.

C'est pourquoi une méthode connue sous le nom d'ombroscopie directe à été retenue. Cette technique permet à la fois de visualiser la totalité de la chambre expérimentale (880 mm) et d'observer la structure du nuage ainsi

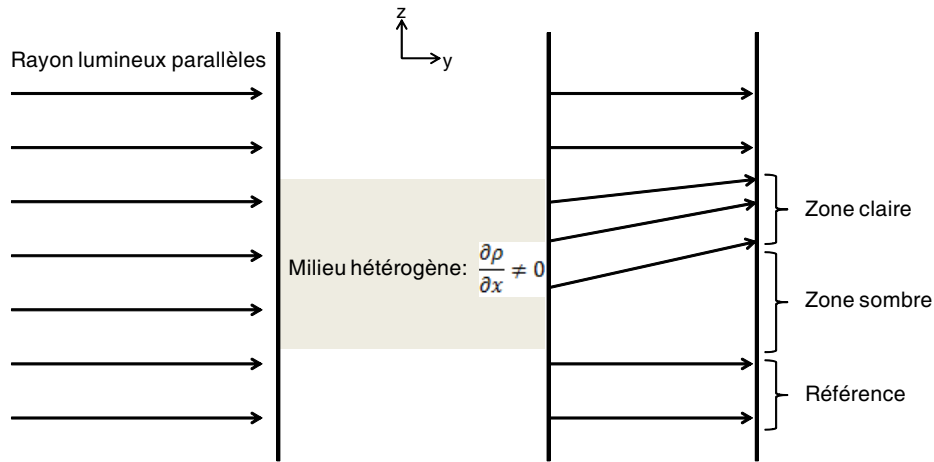


FIGURE 2.12 – Schéma de la technique d'ombroscopie qui permet de visualiser les variations de densité d'un milieu hétérogène par les déviations des chemins optiques des faisceaux de lumière incidents.

que l'onde de choc incidente. Un schéma de principe de cette méthode est exposé sur la figure 2.13 [129]. L'objet, de hauteur h est éclairé par une source ponctuelle placée à une distance d d'un écran éloigné d'une longueur g de la face A du nuage. La projection de l'image de l'objet sur l'écran aura alors une taille h' . Le rayon lumineux incident c , qui passe en haut de la face A, va être réfracté d'un angle ϵ de son chemin originel. En passant par le nouveau chemin optique, c' , l'image sera alors déplacée d'une distance $\Delta a = \epsilon g$ sur l'écran, pour de faibles déviations. Schardin [130, 129] détermina le contraste d'un tel dispositif comme étant le déplacement du faisceau lumineux, Δa ramené à la taille de l'ombre projetée h' soit :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta a}{h'} = \frac{\epsilon g (d - g)}{h d} \quad (2.3)$$

où la variation relative d'éclairement (flux lumineux par unité de surface) $\frac{\Delta E}{E}$ représente le contraste et $\frac{d}{d-g}$ le grossissement de l'objet. Pour obtenir une grande sensibilité, donc un bon contraste, il faut que la distance entre la source lumineuse et l'écran, d , soit la plus grande possible. Par ailleurs il faudrait placer l'objet à mi-chemin entre la source et l'écran, distance à laquelle $\frac{\Delta E}{E}$ est maximum et vaut 2.

Le dispositif de visualisation employé est représenté figure 2.14. La source lumineuse est distante de 1400 mm de la section de T80 qui lui fait face. L'écran est composé d'une feuille de calque fixé sur le côté externe du tube

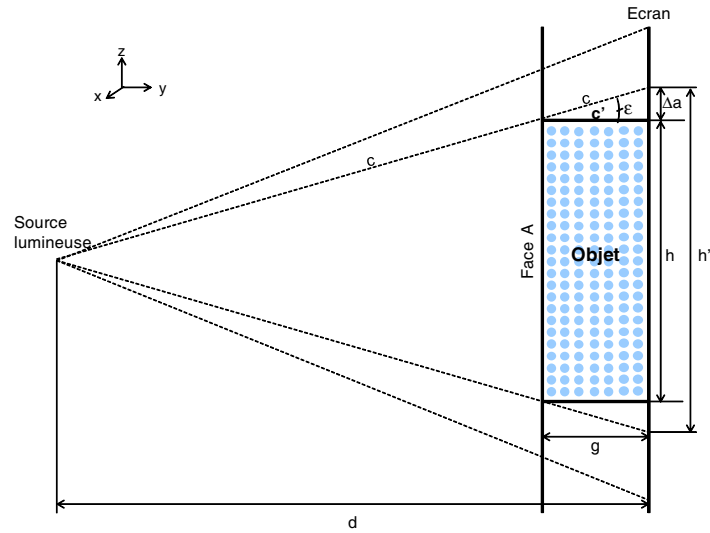


FIGURE 2.13 – Schéma de la technique d'ombroscopie directe appliquée à notre expérience.

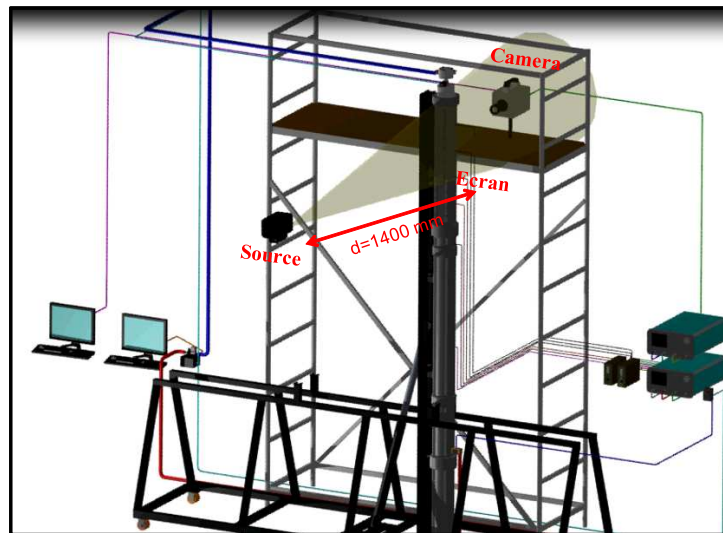


FIGURE 2.14 – Schéma du dispositif de visualisation employé lors de l'étude de l'interaction d'une onde de choc plane et d'un nuage de gouttes.

à choc qui fait face à la caméra. Au cours d'une expérience, le nuage de gouttes occupera toute la largeur de la section interne du tube à choc soit 80 mm. Ainsi, la distance g est de 110 mm, la vitre de plexiglass étant de 30 mm d'épaisseur. Cette longueur n'a pu être agrandie de par la difficulté de poser un écran en suspension d'environ un mètre de haut dans la pièce. La distance d élevée assure, la visualisation de l'onde de choc avant que celle-ci ne pénètre dans le nuage malgré le rapport $\frac{g}{h}$ non optimal.

2.7.2 Appareils de visualisation

Enregistrement

L'image du nuage, formée sur le papier calque, va être enregistrée par une caméra numérique ultra-rapide PHOTRON FAST-CAM SA 1.1[131] présentée figure 2.15. Elle peut enregistrer 5000 images par secondes à une résolution maximale de 1024 pixels par 1024 pixels et jusqu'à une cadence maximale de 650000 images secondes pour une résolution moindre. Les dimensions de la zone de visualisation, la durée d'observation, la résolution et la fréquence d'acquisition sont des caractéristiques limitées par sa mémoire interne de 5 Giga octets. Par ailleurs, l'obturateur permet une durée d'exposition de $1\mu s$ de la surface sensible du capteur optique, garantissant de visualiser une onde de choc nette. Cette caméra peut être raccordée par plusieurs ports :

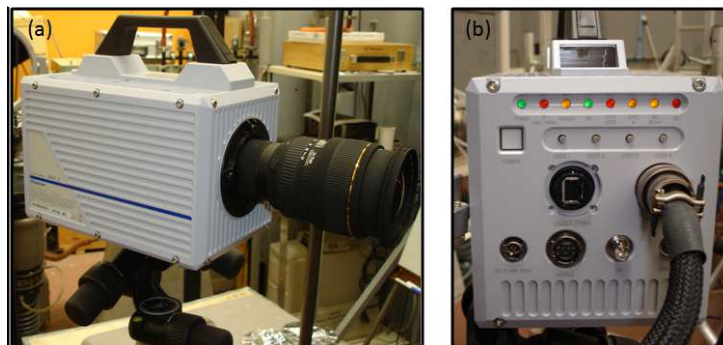


FIGURE 2.15 – Photographie de la caméra ultra rapide FASTCAM SA 1.1 de Photron.

- à une télécommande RS422 équipée d'un écran LCD ce qui permet de la configurer sans devoir utiliser un ordinateur
- à un port ethernet pour transmettre les données enregistrées à un ordinateur équipé du logiciel Photron PFV ver 0.3, fourni avec la caméra. Il permet d'effectuer les réglages de la caméra, tout comme la télécommande, mais aussi

d'enregistrer et d'analyser les données envoyées par la caméra ultra-rapide.
-à des fiches BNC pour recevoir un signal TTL. Il permet d'initier l'acquisition des images selon les indications rentrées dans le logiciel ou la télécommande. La plage d'enregistrement peut se faire à partir du début ou de la fin du phénomène étudié. Ce type de déclenchement permet de synchroniser la caméra avec d'autres appareils (générateur de gouttes, capteurs de pression, percuteur) mais il peut aussi s'effectuer manuellement.

-à un laser pour y faire correspondre sa fréquence d'acquisition ou à un élément extérieur pour lui imposer sa vitesse de prise de vue.

Au cours de nos expériences, la résolution a été choisie à 128 pixels par 864 pixels pour une fréquence d'acquisition de 15000 images par secondes. Cela correspond à l'obtention de 150 images pour une durée d'observation de 10 ms.

Eclairage

La chambre expérimentale est éclairée par une lampe de type LSB551 de la société LOT-ORIEL [132]. D'une puissance maximale de 1000 W elle est alimentée par un stabilisateur de puissance variable et fonctionne en produisant un arc électrique de Xenon qui n'émet pas d'ozone. Cet arc génère un éclairage uniforme et continu dont la distribution spectrale est proche de celle du soleil. Son intense faisceau et sa forte émission de rayon U.V. impliquent l'utilisation de matériel de protection, notamment pour les yeux. La figure 2.16 présente ses dimensions.

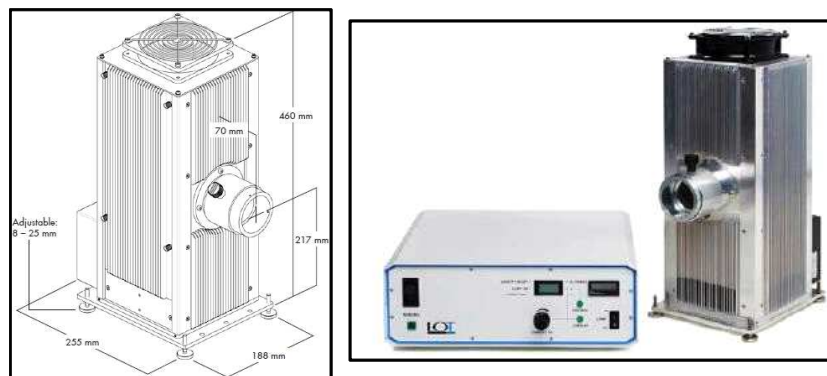


FIGURE 2.16 – Schéma et photographie de la source lumineuse à arc de Xenon LSB551 (boîtier LSH601) de la société LOT et de son alimentation LSN555.

Chapitre 3

Interaction entre une onde de choc et un nuage de gouttes d'eau : résultats expérimentaux

Sommaire

3.1	Mesure des caractéristiques des différents nuages testés : erreurs relatives aux mesures	73
3.2	Zone de relaxation et dynamique du nuage	75
3.2.1	Allure caractéristique	75
3.2.2	Ondes de choc, aérosols, et suspensions de particules	81
3.2.3	Temps caractéristiques	85
3.3	Influence de la hauteur du nuage de gouttes	89
3.3.1	Présentation des nuages	89
3.3.2	Evolution de la pression en fonction du temps	91
3.3.3	Stations en aval de l'interface air/nuage	93
3.3.4	Evolution de la célérité de l'onde de choc	95
3.3.5	Evolution du temps de détente	96
3.3.6	Evolution de l'impulsion en fonction du temps	97
3.3.7	Atténuation du pic de pression ΔP	99
3.4	Influence du nombre de Mach de l'onde de choc incidente	103
3.4.1	Evolution du temps de détente	103
3.4.2	Atténuation du pic de pression ΔP	106
3.5	Influence de la fraction volumique du nuage de gouttes	108
3.5.1	Présentation des nuages	108

3.5.2	Evolution de la pression en fonction du temps . . .	108
3.5.3	Evolution de la célérité de l'onde de choc	112
3.5.4	Evolution du temps de détente	113
3.5.5	Atténuation du pic de pression ΔP	115
3.6	Influence du diamètre des gouttes	118
3.6.1	Présentation des nuages	118
3.6.2	Evolution de la pression en fonction du temps . . .	121
3.6.3	Evolution de la célérité de l'onde de choc	123
3.6.4	Evolution du temps de détente	124
3.6.5	Atténuation du pic de pression ΔP	125
3.7	Conclusion	127

3.1 Mesure des caractéristiques des différents nuages testés : erreurs relatives aux mesures

Le nuage de gouttes est généré pendant la période d'ouverture de l'électrovanne. La durée de l'ouverture est déterminée en fonction de la hauteur de nuage désirée, du diamètre de perçage des grilles et de la pression imposée dans le réservoir pressurisé. Une fois ces paramètres fixés, plusieurs lâcher de nuages de gouttes sont effectués afin d'en déduire la hauteur moyenne H_{dm} du nuage correspondant aux paramètres choisis. La mesure de la hauteur H_{dm} est effectuée par l'intermédiaire de l'enregistrement obtenu avec la caméra rapide à l'instant où la limite inférieure du nuage est à proximité de la station S_6 (fig. 2.3), première station de la chambre expérimentale traversée par l'onde de choc. La station S_1 est la dernière et la plus éloignée de l'interface amont air/nuage. La mesure du volume d'eau V_d moyen relâché par le générateur de gouttes durant le temps d'ouverture de l'électrovanne est effectuée grâce à plusieurs pesées. La masse volumique de l'eau distillée, égale à 997 kg.m^{-3} , permet de déduire le volume moyen. La fraction volumique moyenne du nuage est alors calculée à partir des hauteurs moyennes H_{dm} et des volumes moyens V_d mesurés lors des différents lâchés par :

$$\alpha_d = \frac{\Delta V_d}{H_d a} \quad (3.1)$$

où a est le côté de la section droite du tube à choc.

Les erreurs relatives associées aux mesures des hauteurs et fractions volumiques au cours des essais sont présentées dans chacune des sous sections (3.3.1, 3.5.1 et 3.6.1) qui décrit les propriétés initiales des nuages. L'erreur relative sur la fraction volumique de la phase dispersée $\frac{\Delta \alpha_d}{\alpha_d}$ est alors calculée par :

$$\frac{\Delta \alpha_d}{\alpha_d} = \frac{\Delta V_d}{V_d} + \frac{\Delta H_d}{H_d} + 2 \frac{\Delta a}{a} \quad (3.2)$$

Les fractions volumiques choisies pour caractériser chaque nuage sont donc les fractions volumiques moyennes calculées au cours des essais préalables. Les hauteurs des phases dispersées H_d sont quant à elles déterminées à chaque essai à partir de la photographie enregistrée juste avant l'interaction des premières gouttes avec l'onde de choc.

La frontière de la phase dispersée n'est pas nette, comme le montre la figure 3.1 au temps $t = 2.4 \text{ ms}$. Ainsi, la mesure du début de l'interface est prise au milieu de la zone de transition entre l'air et la zone où le nuage devient homogène. La frontière amont est plus nette, ce qui facilite la mesure

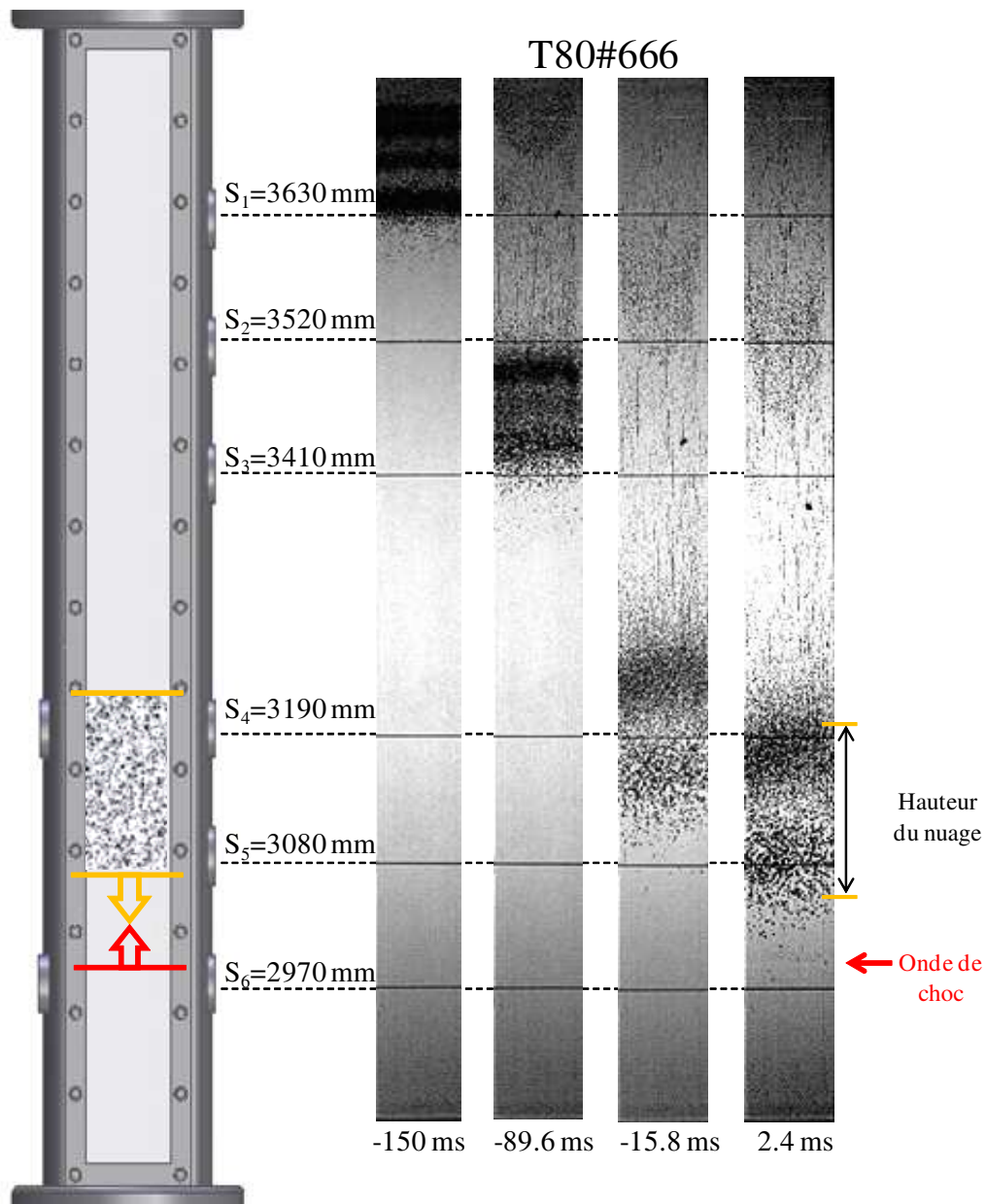


FIGURE 3.1 – Séquence d’images du lâcher d’un nuage de gouttes obtenues pour l’essai $T80\#666$, lors de l’interaction d’une onde de choc de Mach 1.3 et d’un nuage de 155 mm de haut et de 1.05 % de fraction volumique composé de goutte de 500 μm de diamètre. Les temps indiqués sont relatifs au passage de l’onde de choc à la station de mesure S_6 . Extrait de Chauvin *et al.* [133].

et diminue l'erreur associée. La hauteur du nuage H_d est donc mesurée avec une erreur maximale de 2 cm environ. En outre, les lignes horizontales tracées sur le papier calque pour chaque station de mesure de pression de la chambre expérimentale (S_6 à S_1), visibles figure 3.1, permettent de vérifier que les distances qui les séparent sont correctement retrouvées par la technique de visualisation employée.

La mesure du nombre de Mach initial est effectuée à partir du temps que met l'onde de choc à parcourir la distance qui sépare les stations de mesures S_8 et S_7 , figure 2.3. Le nombre de Mach est alors donné avec une précision de $\pm 2\%$. Ainsi, les résultats graphiques présentés dans les sections suivantes sont donnés pour des nombres de Mach M de 1.3 et 1.5, dans un effort de clarté, bien qu'ils soient mesurés respectivement entre $1.29 < M < 1.32$ et $1.47 < M < 1.5$. L'écart entre les nombres de Mach mesurés et ceux présentés (1.3 et 1.5) sont de l'ordre de l'erreur relative au nombre de Mach (2%). Toutefois toutes les valeurs mesurées expérimentalement pour chaque essai, relatives à l'onde de choc ou au nuage, sont présentées préalablement pour chaque étude dans les tables 3.9, 3.20 et 3.27).

3.2 Zone de relaxation et dynamique du nuage

3.2.1 Allure caractéristique

La zone de relaxation lors de l'interaction entre une onde de choc et un milieu constitué d'éléments solides peut être observée au travers de l'évolution de la pression. Ainsi, jusqu'à ce que l'équilibre mécanique, caractérisé ici par l'équilibre des pressions, soit atteint la pression augmente comme Sommerfeld l'a observé [5]. L'interaction entre une onde choc de Mach 1.5 et un nuage homogène, composé de gouttes d'eau de $500 \mu m$ de diamètre médian massique (MMD), qui forme une phase dispersée de 1.05% de fraction volumique et de 751 mm de hauteur est présentée fig. 3.2.

Un schéma de la chambre expérimentale du tube à choc est représenté à gauche avec l'emplacement des stations de mesures. Les évolutions des pressions enregistrées à chacune de ces stations sont situées en vis à vis à droite, en fonction du temps. Au centre, six photographies présentent l'évolution de la phase dispersée pour les temps t_1 à t_6 . Ces temps sont reportés sur les signaux de pression par des lignes verticales. Les stations de mesures de S_1 à S_7 sont rendues visibles sur les images par des traits horizontaux tracés à partir du schéma de la chambre expérimentale (à gauche) jusqu'aux signaux de pression (à droite). La mesure de la hauteur du nuage est effectuée au temps t_1 , cliché qui précède la rencontre de l'onde de choc incidente avec les

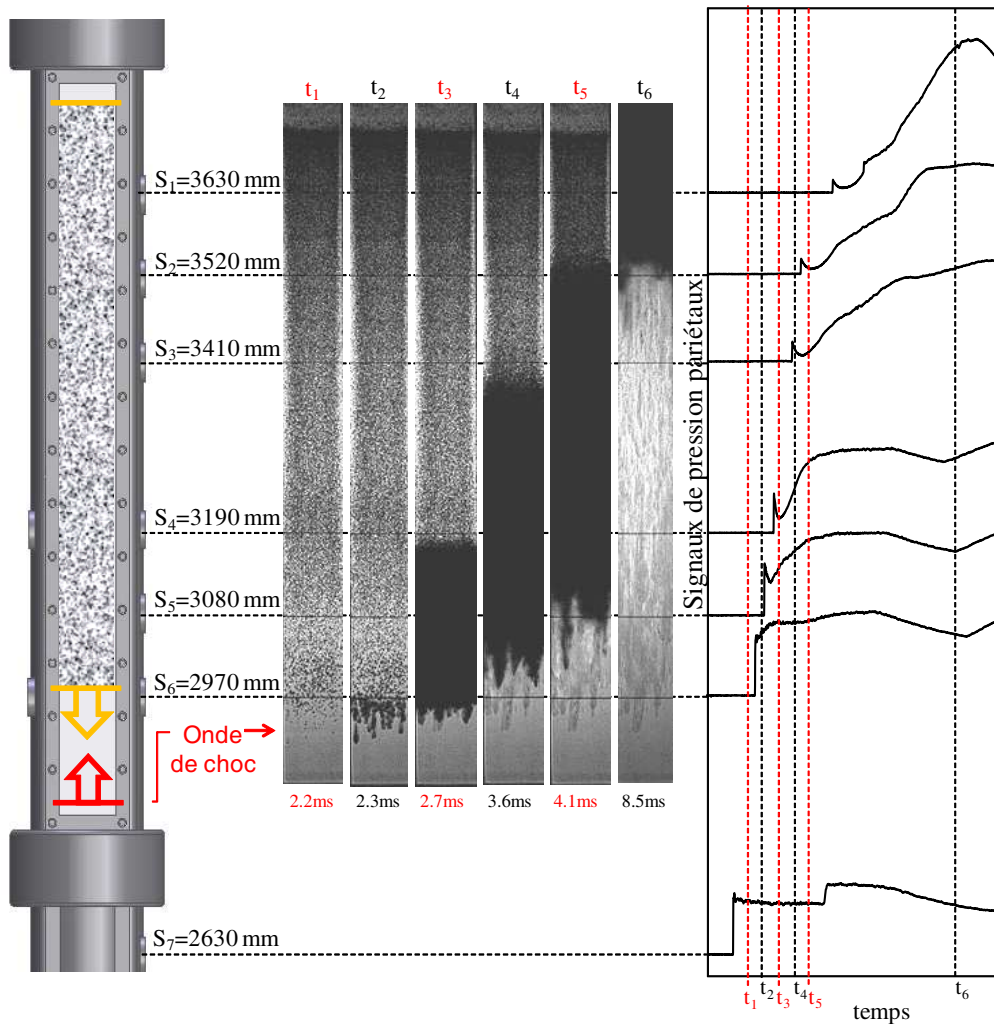


FIGURE 3.2 – Evolutions de la pression et de la position du milieu diphasique au cours du temps et aux stations de mesures de S_7 à S_1 , obtenues pour un même tir ($T80\#665$) lors de l'interaction d'une onde de choc de Mach 1.5 et d'un nuage composé de gouttes de $500 \mu m$ de diamètre de 751 mm de hauteur et de fraction volumique $\alpha_d, 1.05\%$. L'origine des temps est donnée par le passage de l'onde de choc à la station S_8 . Extrait de Chauvin *et al.* [134]

premières gouttes. Le passage de cette dernière à la station de mesure S_8 donne l'origine temporelle.

Fragmentation des gouttes

Le faible contraste obtenu par notre dispositif expérimental et la méthode de visualisation choisie (par la taille importante de la zone visualisée) ne nous permettent pas, ou difficilement, de visualiser la propagation de l'onde de choc transmise dans le nuage. Toutefois, les ondes de choc incidente et réfléchie sur le front amont peuvent être observées. En outre, l'atomisation visible de $t_2 = 2.3 \text{ ms}$ à $t_5 = 4.1 \text{ ms}$, par une augmentation de l'opacité du milieu, donne une indication de la progression de l'onde de choc transmise dans la phase dispersée. Cependant, la discontinuité induite par l'onde de choc n'est pas confondue avec la ligne où la fragmentation commence, comme le montre la figure 3.3. Il existe un temps de latence entre l'instant où l'onde

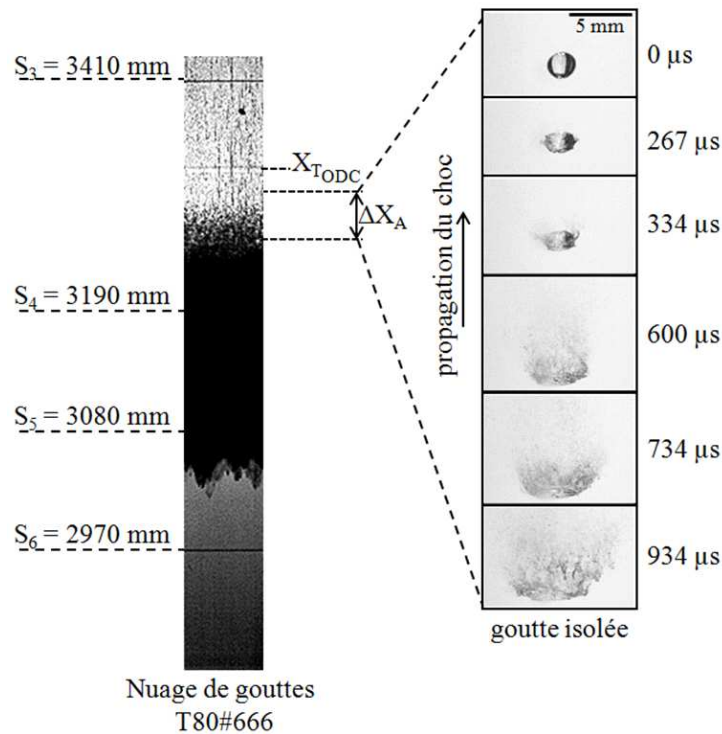


FIGURE 3.3 – Zoom d'une onde de choc de Mach 1.5 qui sort à l'abscisse X_{TODC} d'un nuage composé de gouttes d'eau de $500 \mu\text{m}$ de diamètre, de 152 mm de hauteur et de 1.37% de fraction volumique (tab.3.5). ΔX_A représente la zone d'atomisation spatiale des gouttes (gauche). A droite une séquence d'images présente la distance requise, ΔX_A pour qu'une goutte de 2 mm se fragmente suite au passage d'une onde de choc de Mach 1.5. Extrait de Chauvin *et al.* [134].

de choc transmise passe à l'abscisse X_{TODC} et l'instant où l'atomisation des gouttes débute. De même, l'éclatement des gouttes n'est pas instantané et s'effectue sur la distance ΔX_A . Au cours de cette distance, tout le scénario de la fragmentation se produit : l'atomisation succède à la déformation, comme représenté figure 3.3 à droite. L'arrivée du gaz mis en mouvement par le passage de l'onde de choc provoque donc la fragmentation (fig.3.2, t_2) et le déplacement des gouttes (t_3). Par conséquent, le front amont du nuage se meut par transfert de quantité de mouvement du gaz aux gouttes alors que l'onde de choc transmise continue de se propager au sein de la phase dispersée, comme le montrent les photographies de t_3 à t_5 . Il en résulte une compression du nuage qui atteint sa taille minimale à $t_6 = 8.5 \text{ ms}$, avant de retomber. De plus, l'irrégularité de l'interface air/nuage induite par la disposition initiale des gouttes, aux limites du nuage, est accentuée par leurs atomisations. Il est probable qu'une instabilité de type Richtmyer-Meshkov y soit présente. La zone de mélange est modifiée par la fragmentation des gouttes, par rapport au cas où l'interface sépare deux gaz de densité différentes.

Evolution de la pression

La surpression par rapport à la pression atmosphérique ambiante, mesurée lors de cette interaction est présentée en vis à vis des stations de mesures, à droite, figure 3.2. Le comportement caractéristique de l'interaction entre une onde de choc et une phase dispersée composée de gouttes d'eau y est mis en évidence. La station de mesure S_7 est localisée avant le nuage de gouttes. Les stations allant de S_6 à S_1 , à l'intérieur du nuage, permettent de caractériser la zone de transition de l'onde de choc au cours de sa propagation dans ce milieu. Le saut de pression typique induit par le passage de l'onde de choc, observé à la station S_7 , permet de constater que le niveau de pression mesuré par les capteurs enduits de silicone est constant : ils présentent peu de dérive (diminution du signal mesuré au cours du temps) et une faible perturbation causée par la présence du percuteur en chambre basse pression.

Peu après t_5 , un second saut de pression plus faible est observé. Il provient de la réflexion de l'onde de choc incidente sur le front amont du milieu diphasique. Celui-ci est moins important que celui mesuré si l'interface avait été constituée d'un milieu totalement réfléchissant (mur). Cette seconde discontinuité est suivie par une pression constante jusqu'à l'arrivée du faisceau de détentes réfléchies sur le fond de la chambre haute pression. Il entraîne une diminution de la pression.

La pression mesurée au capteur S_6 , situé près de l'abscisse d'interaction, augmente progressivement du fait de la réflexion de l'onde de choc sur le front amont, directement après le passage de celle-ci. Elle prend la forme d'ondes

de compression avant de coalescer plus en amont. D'après Sommerfeld [5], lorsque l'équilibre est atteint, il n'y a plus d'ondes de compression et la pression demeure constante. Sa valeur est similaire à celle engendrée par l'onde de choc réfléchi sur le front du nuage de gouttes, observée station S_7 (fig. 3.4). Cependant, au temps t_5 , la pression augmente de nouveau alors que la station

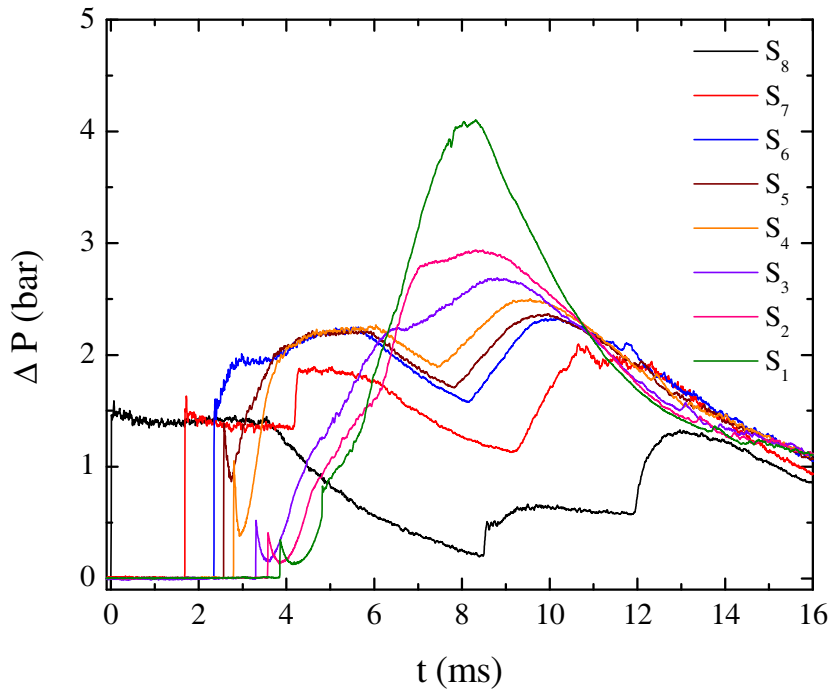


FIGURE 3.4 – Evolution de la pression obtenue pour un même tir, $T80\#665$, aux stations S_8 à S_1 lors de l'interaction d'une onde de choc de Mach 1.5 et d'un nuage composé de gouttes de $500\mu m$ de diamètre de $751 mm$ de hauteur et 1.05% de fraction volumique. L'origine des temps est donnée par le passage de l'onde de choc à la station S_8 .

de mesure n'est plus à proximité de l'interface amont du nuage. En suivant l'évolution de la pression au fur et à mesure des stations rencontrées par l'onde de choc dans la chambre expérimentale, on observe :

- A partir de la station S_5 , localisée dans le nuage, le pic de pression induit par le passage de l'onde de choc diminue de par la présence du milieu diphasique (fig.3.4). Ce dernier est directement suivi par une zone temporelle de détente à la fin de laquelle la pression augmente de nouveau jusqu'à atteindre

un même niveau, pour les stations S_6 , S_5 et S_4 .

- La pression d'équilibre n'est pas observable pour les stations S_3 , S_2 et S_1 à cause de l'arrivée de l'onde de choc réfléchi par le fond de la chambre expérimentale. Cependant, les temps de montée entre la fin de la zone de détente et la pression d'équilibre semblent augmenter entre les stations S_4 et S_1 . Toutefois, cela n'est pas le cas entre les stations S_6 et S_4 où la pente observée à la station S_5 est plus faible que celle observée à la station S_4 . Ce phénomène est plus clairement mis en évidence sur la figure 3.4 qui présente l'évolution de la pression en fonction du temps pour les huit capteurs situés en chambre basse pression. En outre, la durée de la détente augmente avec la progression de l'onde de choc. Cela entraîne une diminution de la pente de retour à l'équilibre (brillance).

- La diminution de la pente peut aussi être associée à la formation d'ondes de détente à l'extrémité du nuage qui remonteraient l'écoulement, comme l'a décrit Rogue [104]. Lorsqu'une onde de choc traverse une discontinuité de masse volumique en pénétrant dans un milieu moins dense, une onde de choc est transmise et se propage dans la même direction que celle incidente alors que des ondes de détente sont générées à l'interface et se déplacent dans le sens opposé à l'écoulement [105]. La propagation du faisceau de détente n'est pas observable à l'intérieur du nuage au moyen de notre dispositif de visualisation. Celui-ci semble induire un changement de pente dans la zone de montée de pression, après la zone de détente. Ce phénomène est principalement visible à la station S_2 où la vitesse de montée en pression diminue en comparaison avec l'évolution de la pression obtenue à la station S_4 .

- La zone de relaxation lors de l'interaction d'une onde de choc et d'un nuage de gouttes est donc constituée de deux parties : une zone temporelle de détente suivie d'une zone temporelle de compression. A l'issue de ces zones de transition, un nouvel équilibre est établi. La zone de relaxation diminue des stations S_5 à S_4 . La taille de notre chambre expérimentale ne permet pas de l'observer sur une plus grande distance.

3.2.2 Ondes de choc, aérosols, et suspensions de particules

Le comportement caractéristique de l'interaction d'une onde de choc et d'une phase dispersée, constituée de particules solides ou de gouttes d'eau, dont la fraction volumique est de l'ordre de 1%, (b) et (c), respectivement, est présenté figure 3.5. La propagation de l'onde de choc a lieu dans un milieu confiné (tube à choc) dans lequel les parois qui peuvent réfléchir l'onde ne sont pas prises en compte.

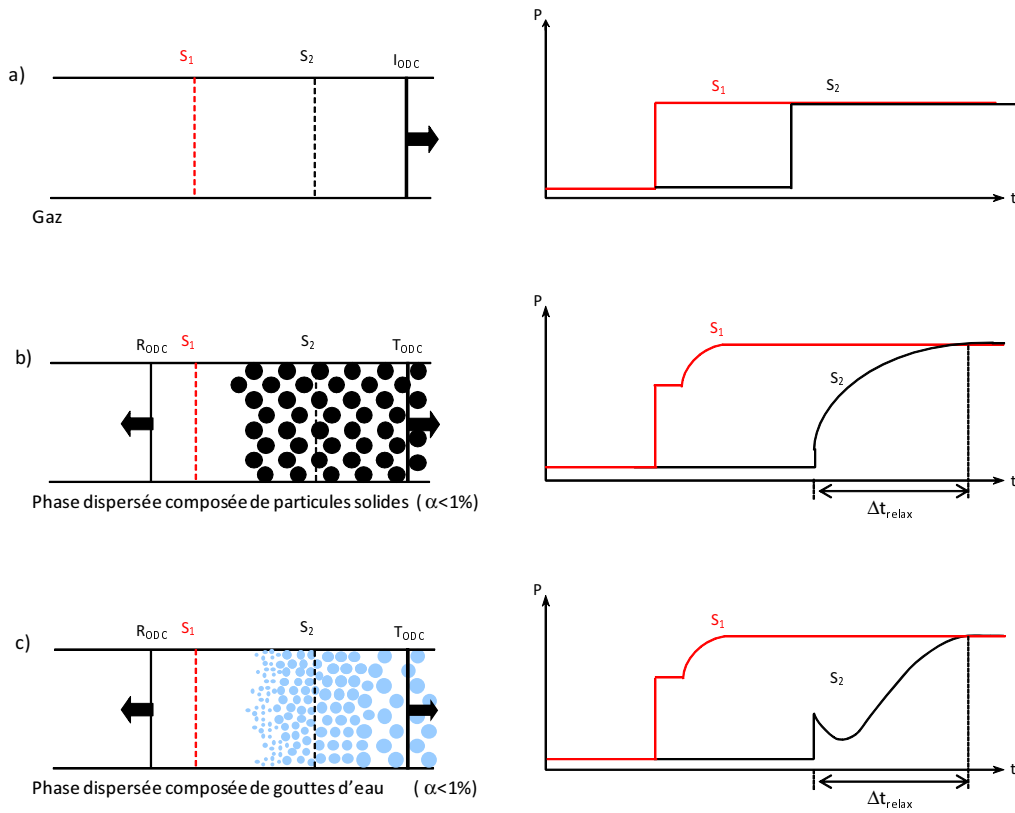


FIGURE 3.5 – Comparaison des comportements caractéristiques associés à la propagation d’une onde de choc plane en un milieu confiné (tube à choc), aux temps courts dans (a) un milieu homogène gazeux, (b) une phase dispersée composée de particules solides ou (c) une phase dispersée composée de gouttes d’eau qui s’atomisent et dont les fractions volumiques maximales sont de l’ordre de 1%. I_{ODC} , T_{ODC} , R_{ODC} sont respectivement, les ondes de choc incidente, transmise et réfléchie.

Pour un milieu homogène (a), le passage de l’onde de choc incidente (I_{ODC}) à la station S_1 provoque un changement brusque, discontinu, des caractéristiques du gaz. Le saut de pression induit entre les deux stations S_1 et S_2 est alors quasiment identique, pour de faibles nombres de Mach.

En revanche, quand une phase dispersée est placée entre ces deux capteurs, si une partie de l’onde de choc est réfléchie à son interface (R_{ODC}) et que l’autre partie est transmise (T_{ODC}) dans le milieu diphasique, l’allure du signal de pression associé à T_{ODC} est complexe (fig.3.5-b,c). Les éléments qui composent la phase dispersée (gouttes, particules) ne peuvent pas répondre aux changements brusques provoqués par le passage de l’onde de choc aussi

vite que les molécules gazeuses. Des phénomènes de relaxation se produisent, durant Δt_{relax} (fig.3.5), jusqu'à atteindre un état d'équilibre.

Dans le cas d'un nuage composé de particules (fig.3.5-b), le pic de pression de l'onde de choc transmise est plus faible. La zone de relaxation, de durée Δt_{relax} , présente une continuelle augmentation de la pression du fait de la relaxation cinématique (vitesses). Elle devrait atteindre le niveau de pression induit par l'onde de choc réfléchie (R_{ODC}).

Dans le cas d'un nuage composé de gouttes d'eau qui peuvent être atomisées (fig.3.5-c), la zone de relaxation, de durée Δt_{relax} , est plus complexe que lorsqu'il n'y a pas de fragmentation (fig.3.5-b). Elle est constituée de deux zones : la première composée d'ondes de détente dans laquelle la pression diminue et la seconde où la pression augmente vers la pression d'équilibre. Cette différence est attribuée à la capacité des gouttes d'eau à s'atomiser sous le passage de l'onde de choc. La figure 3.6 présente les temps associés aux deux zones de détente et de compression qui forment la zone de relaxation de pression (fig.3.5-c).

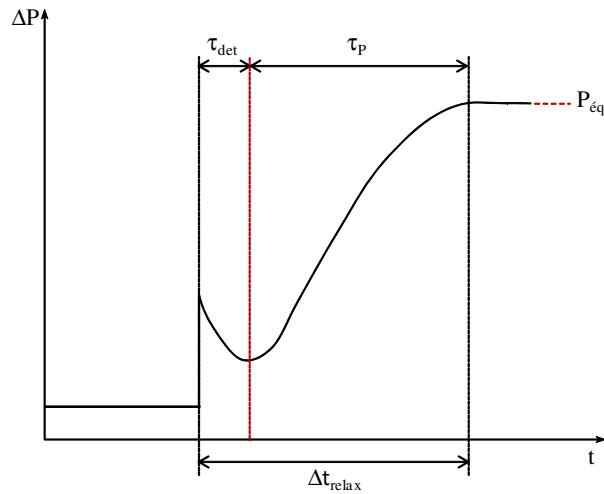


FIGURE 3.6 – Frontière des étapes composant la zone de relaxation de pression de durée τ_{relax} observée lors de l'interaction d'une onde de choc et d'un nuage de gouttes. τ_{det} est la durée de la zone de détente qui suit le pic de pression et τ_P la zone d'augmentation de pression jusqu'à la pression d'équilibre P_{eq} .

Lorsque les forces aérodynamiques exercées par l'écoulement sur la goutte, sont assez élevées celle-ci se déforme 'en une lentille' durant τ_d . Son maître couple augmente et par conséquent son coefficient de traînée s'accroît. Elle

donne ensuite naissance à des gouttes "filles" de tailles inférieures ($We > 100$), par fragmentation (fig. 3.3). Au cours de ce processus complet de durée τ , la surface d'échange entre les gouttes d'eau et l'écoulement ne cesse de s'accroître jusqu'à ce que l'atomisation cesse.

Considérons une goutte "mère" de diamètre initial ϕ_{t_0} qui se fragmente en $n_{d\tau}$ gouttes "filles" de diamètre ϕ_τ au bout du temps total d'atomisation τ . Pour que la surface d'échange des gouttes augmente il faut que :

$$n_{d\tau} > \left(\frac{\phi_{t_0}}{\phi_\tau} \right)^2 \quad (3.3)$$

Or, pour une masse volumique de liquide constante, la conservation de la masse, donne :

$$n_{d\tau} = \left(\frac{\phi_{t_0}}{\phi_\tau} \right)^3 \quad (3.4)$$

La condition énoncée sur le nombre de gouttes (éq. 3.5) devient alors :

$$\left(\frac{\phi_{t_0}}{\phi_\tau} \right) > 1 \quad (3.5)$$

Ce qui est toujours le cas lors de la fragmentation d'une goutte isolée.

Les transferts de quantité de mouvement et de chaleur augmentent avec l'accroissement de la surface d'échange. Ainsi, la vitesse, la pression et la température du gaz sont diminuées par ces échanges. Ainsi, on peut penser que la présence de la zone de détente est associée à l'accroissement de ces phénomènes de transferts durant l'atomisation (fig.3.5-c).

Ainsi, jusqu'à stabilisation des diamètres des gouttes filles, les échanges entre le gaz et les gouttes s'accroissent. A la fin de l'atomisation, leur diamètre est figé, le milieu est alors comparable à une phase dispersée constituée d'éléments solides rencontrés (fig.3.5-b). La relaxation des vitesses et des températures entre ces éléments et le gaz entraîne alors une augmentation de la pression vers la pression d'équilibre, observée après la zone de détente, figure 3.5-c.

L'étape d'atomisation génère donc une zone de détente qui suit le front de l'onde de choc qui se propage dans ce milieu diphasique. Il est possible d'envisager que cette détente rattrape le choc, et participe à l'atténuation du pic de surpression.

L'évolution de la pression dans le cas présenté (fig.3.5-c), ne peut être mise en évidence que quand le temps caractéristique de fragmentation est inférieur à ceux des transferts de chaleur, de masse et cinématique. En effet, Smolders et Van Dongen [84] n'ont pas observé un tel comportement lors de l'interaction d'une onde de choc et d'un nuage composé de gouttes d'eau qui ne

pouvait pas se fragmenter ($We < 12$) mais s'évaporer. Lorsque la relaxation cinématique est prépondérante, l'évolution en pression mesurée par Sommerfeld [5] pour des particules solides ne présente pas ces deux zones distinctes. Ces deux étapes sont en relation avec le processus d'éclatement des gouttes.

3.2.3 Temps caractéristiques

Dans le but de vérifier cette hypothèse de prédominance de l'atomisation secondaire, les temps caractéristiques des principaux phénomènes de relaxation sont calculés table 3.3 d'après les corrélations exposées chapitre 1, pour des gouttes isolées. Ces résultats sont obtenus dans le cas de l'interaction d'une onde de choc plane de Mach 1.5 et de gouttes d'eau de $500 \mu m$ de diamètre médian massique qui s'atomisent. Les temps de relaxation cinématique et thermique varient avec la taille des gouttes. Ces valeurs ont été calculées pour plusieurs diamètres :

- le diamètre médian massique initial (MMD= $500 \mu m$),
- le diamètre maximum stable $\phi_{f_{max}} = 7.28 \mu m$ des gouttes "filles" [37],
- le diamètre maximum stable amélioré $\phi'_{f_{max}}$ des gouttes filles obtenu par les corrélations de Pilch et Erdman [37], présenté table 3.1 en fonction de plusieurs corrélations du temps de fragmentation,
- le diamètre médian massique des gouttes "filles" donné par Hsiang et Faeth [41], pour la moyenne des rapports MMD/SMD=1.1, 1.2 et 1.5 présentés dans la table 3.2.

TABLE 3.1 – Estimation du diamètre maximal stable ϕ_{max} donné par la formule Pilch et Erdmann [37] basée sur les temps de déformation τ_d et d'atomisation secondaire τ calculés table.3.4, pour une goutte de $500 \mu m$ de diamètre soumise à l'écoulement induit par une onde de choc de Mach 1.5. Deux coefficients de trainée C_x sont comparés, celui donné par les auteurs [37] et celui obtenu par la corrélation de Jourdan *et al.* [71].

Corrélation τ	$\phi_{max} (\mu m), C_x=1$ [37]	$\phi_{max} (\mu m), C_x=0.55$ [71]
Pilch et Erdmann [37]	0.12	11.5
Hsiang et Faeth [41]	0.17	24.7
Gelfand [47]	0.02	15
Nigmatulin [20]	0.22	9
Gelfand [25]	$0.15 < \phi_{max} < 3.3$	$10.6 < \phi_{max} < 53.3$
Moyenne	0.67	20.7

TABLE 3.2 – Calcul du diamètre médian massique (MMD) des gouttes "filles" engendrées par une goutte "mère" de 500 μm de diamètre soumise à un écoulement induit par une onde de choc de Mach 1.5. Quatre rapports entre le diamètre médian moyen (MMD) et le diamètre moyen de Sauter (SMD) sont présentés.

MMD (μm)	
$\frac{MMD}{SMD}=1.1$	42.6
$\frac{MMD}{SMD}=1.2$	46.5
$\frac{MMD}{SMD}=1.5$	58.1
$\langle \frac{MMD}{SMD} \rangle$	49

TABLE 3.3 – Calcul des temps caractéristiques de relaxation des vitesses, τ_v et de relaxation thermique τ_t adimensionnés par le temps de déformation τ_T .

MMD (μm)	$\frac{\tau_v}{\tau_T}$	$\frac{\tau_t}{\tau_T}$	$\frac{\tau}{\tau_T}$
500	52	$1,48.10^7$	5 ± 1
49	24	$8,38.10^9$	5 ± 1
20.7	19	$9,04.10^{10}$	5 ± 1
7.28	15	$1,66.10^{12}$	5 ± 1
0.67	16	$1.41.10^{15}$	5 ± 1

A partir de ces diamètres les temps caractéristiques τ_v (cinématique) et τ_t (thermique) sont estimés puis adimensionnés par le temps caractéristique de déformation τ_T , table 3.3. Quelles que soient les tailles de gouttes envisagées le temps de relaxation de vitesse est supérieur d'un ordre de grandeur par rapport au temps total d'atomisation τ (tab. 3.4), pour un écoulement induit par une onde de choc de Mach 1.5. En outre, le temps de relaxation thermique, τ_t excède de plusieurs ordres de grandeur τ , ce qui rend aussi négligeables les transferts de masse. Cette analyse d'ordre de grandeur souligne donc la contribution principale de l'atomisation lors de l'interaction d'une onde de choc de Mach 1.5 et de gouttes d'eau de 500 μm de diamètre médian massique. Le temps de détente τ_{det} (figure 3.6), mesuré lors de cette expérience est adimensionné par le temps caractéristique de déformation τ_T . Ce

TABLE 3.4 – Calcul des temps de déformation adimensionnés τ_d et d'atomisation secondaire τ selon les formules empiriques présentées chapitre 1 appliquées à l'interaction d'une onde de choc de Mach 1.5 avec une goutte de 500 μ m de diamètre.

Formules	Temps de déformation τ_d	Temps total τ
Pilch et Erdmann [37]	0.36	4.09
Hsiang et Faeth [41]	1.6	5
Gelfand [47]	1.44	4.40
Nigmatulin [20]	1.66	3.81
Gelfand [25]	1	5 ± 1

rapport est présenté figure 3.7 en fonction de l'éloignement de l'abscisse d'interaction ($x - x_{int}$) divisé par la hauteur du nuage (H_d). Jusqu'à une distance

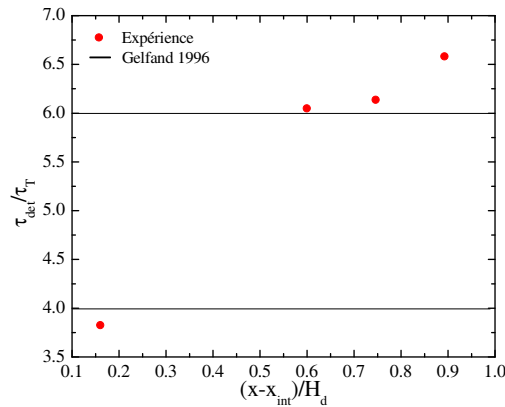


FIGURE 3.7 – Evolution du temps de détente adimensionné $\frac{\tau_{det}}{\tau_T}$ en fonction du rapport $\frac{x-x_{int}}{H_d}$. Les deux lignes horizontales représentent la gamme de temps total de fragmentation donné par Gelfand [25].

de 0.8 fois la hauteur du nuage, le temps de détente est dans la gamme des temps caractéristiques donnés par Gelfand [25], lors de l'atomisation d'une goutte. De plus, le temps de détente augmente avec l'avancement de l'onde de choc dans le nuage. Or, au fur et à mesure que l'onde de choc progresse dans la phase dispersée, la vitesse du gaz diminue suite à l'augmentation du nombre de gouttes rencontrées. Ceci augmente les échanges entre la phase

porteuse et les éléments qui composent le nuage. La diminution de la vitesse du gaz conduit à une diminution du nombre de Weber et donc à une variation du temps de fragmentation. Lorsque la station de mesure est proche de l'interface aval du nuage, le temps de détente mesuré augmente. Ce phénomène est, semble-t-il, associée à la propagation d'un faisceau de détente dans le sens opposé à l'écoulement. Ce faisceau est induit par le passage d'une onde de choc vers un milieu de densité moindre, au travers de la discontinuité de contact que forme l'interface aval du nuage avec l'air. Le diagramme d'onde présenté figure 3.8 montre l'évolution des différentes ondes générées quand une onde de choc interagit avec un nuage de gouttes d'eau qui s'atomisent suite à son passage.

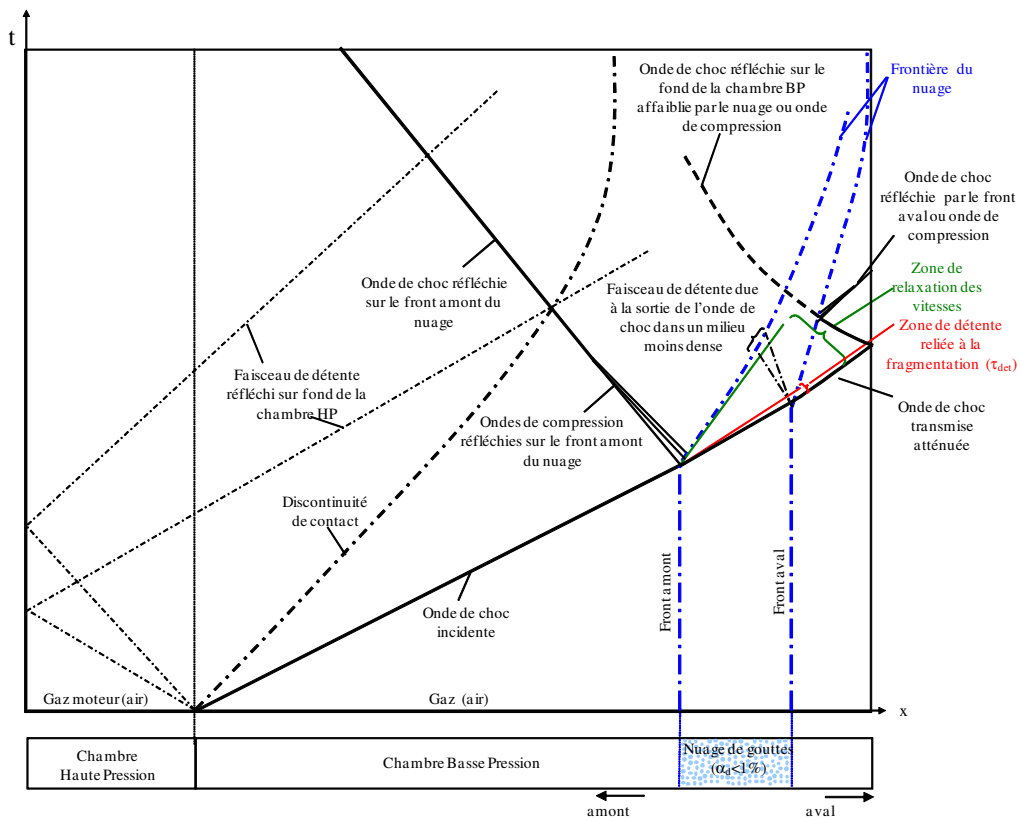


FIGURE 3.8 – Diagramme d'ondes (x,t) obtenu lors du tir T80#665.

3.3 Influence de la hauteur du nuage de gouttes

3.3.1 Présentation des nuages

L'accroissement de la hauteur de la phase dispersée entraîne une augmentation du nombre de gouttes présentes dans ce milieu et donc des échanges avec la phase porteuse. Afin d'étudier l'influence de la hauteur du nuage sur la pression induite par une onde de choc, trois hauteurs de nuage sont générées : une '*petite*', une '*moyenne*' et une '*grande*' et sont présentées table 3.5 pour deux nombres de Mach respectifs de 1.3 et 1.5. Une photographie des nuages prise un cliché avant leur interaction avec l'onde de choc est exposée figure 3.9. Les hauteurs initiales H_d sont mesurées d'après ces visualisations. L'erreur relative effectuée sur la mesure respective de la hauteur H_d et de la fraction volumique α_d est présentée table 3.6.

TABLE 3.5 – Paramètres caractéristiques relatifs à la phase dispersée des différents nuages testés avant leurs interactions avec l'onde de choc.

	M	ϕ_d (μm)	H_d (mm)	α_d (%)	x_{int} (mm)
Numéro du tir	(Nombre de Mach)	(Diamètre des gouttes)	(Hauteur du nuage)	(Fraction volumique)	(Abscisse d'interaction)
T80#666	1.49	500	152	1.37	3043
T80#663	1.49	500	400	1.11	2934
T80#665	1.49	500	751	1.05	2959
T80#661	1.32	500	157	1.37	3026
T80#656	1.32	500	342	1.11	3056
T80#657	1.29	500	713	1.05	2934

TABLE 3.6 – Erreurs relatives associées aux mesures du volume d'eau V_d , à la hauteur H_d , au côté du tube à choc a et à la fraction volumique α_d pour trois hauteurs de nuage différents.

Hauteur du nuage H_d (mm)	$\frac{\Delta V_d}{V_d}$ (%)	$\frac{\Delta H_d}{H_d}$ (%)	$\frac{\Delta a}{a}$ (%)	$\frac{\Delta \alpha_d}{\alpha_d}$ (%)
152	0.2	13	0.6	13.8
400	9.1	5.4	0.6	15.1
751	4.9	2.7	0.6	8.2

Selon les nuages, l'abscisse d'interaction x_{int} , est plus proche de la station de mesure S_6 ou S_5 . C'est une information à prendre en compte lors de l'analyse des signaux donnant l'évolution de la pression pour les différentes stations.

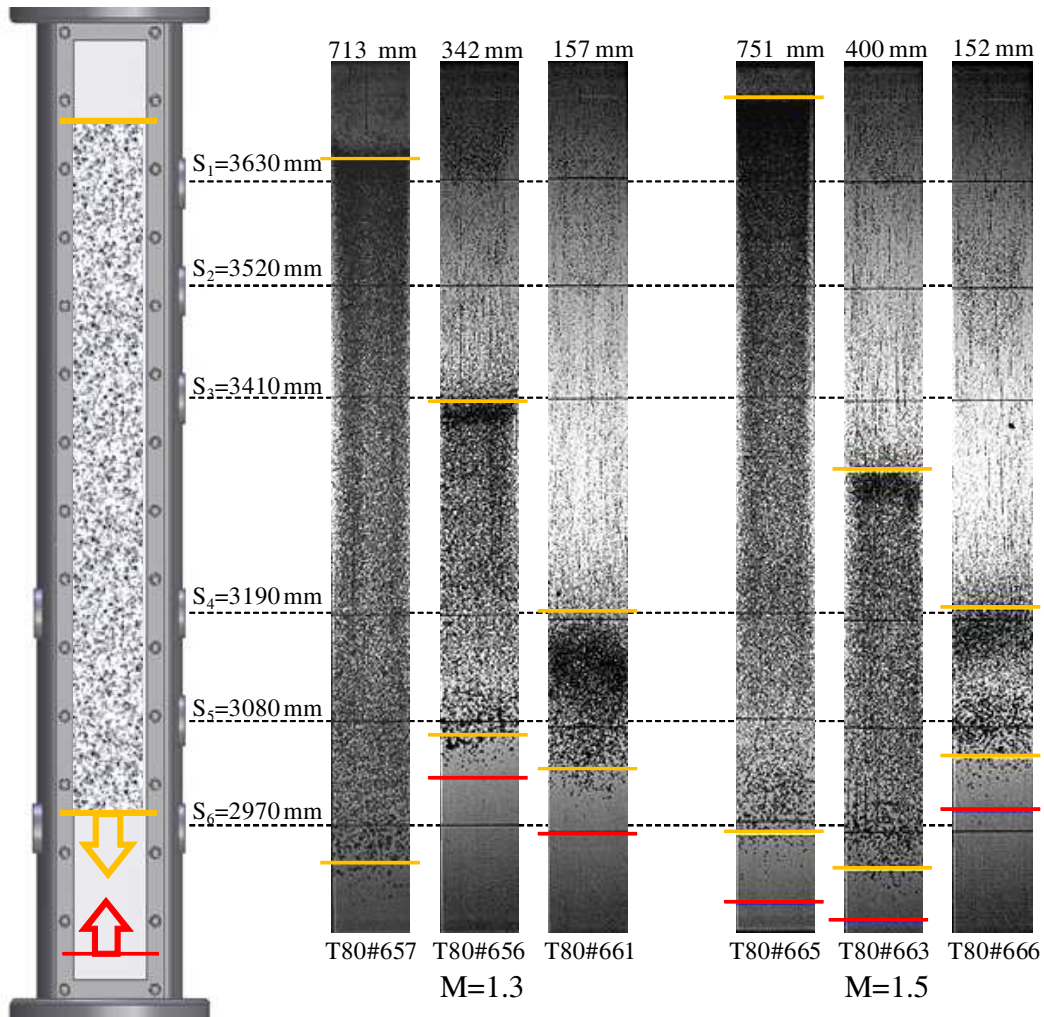


FIGURE 3.9 – Visualisation de trois nuages de hauteurs différentes et de fraction volumique voisine du pourcent, avant leurs interactions avec une onde de choc de Mach moyen de 1.3 ou 1.5. Les traits jaunes représentent les fronts amont et aval des nuages composés de gouttes de diamètre médian massique de $500 \mu m$. Les traits rouges indiquent la position de l'onde de choc au moment du cliché.

3.3.2 Evolution de la pression en fonction du temps

Les signaux de pression mesurés durant l'interaction d'une onde de choc de Mach 1.5 avec les trois nuages présentés figure 3.9 sont tracés figure 3.10 pour les stations situées en amont (S_8 et S_7) et en aval de l'interface air/nuage. Ils sont comparés, pour chacune des stations, avec ceux obtenus lors de la propagation d'une onde de choc plane de même intensité en l'absence de nuage. ΔP est la surpression mesurée par rapport à la pression atmosphérique ambiante. Les signaux de pression obtenus lors de l'interaction d'une onde de choc de Mach 1.3 et de trois nuages de hauteurs différentes sont présentés en annexe.

Stations en amont de l'interface air/nuage (S_8 et S_7)

L'évolution caractéristique de la pression induite par le passage d'une onde de choc plane est visible à la station S_8 : la pression est amenée à un niveau constant par un saut quasi-instantané. Les ondes de détente réfléchies sur le fond de la chambre haute pression entraînent une décroissance de la pression mais aussi de la température et de la vitesse du gaz. Ces deux derniers paramètres n'ont pas été mesurés. La superposition des signaux de pression enregistrés lors des différentes expériences montre la bonne reproductibilité de l'onde de choc incidente générée par le dispositif expérimental. La présence des nuages entraîne un second saut de pression ($8 \text{ ms} < t < 9 \text{ ms}$) de même niveau quelle que soit la taille du nuage. Il provient de la réflexion de l'onde de choc incidente R_{ODC} sur le front amont du milieu diphasique. Le niveau de pression induit par cette onde de choc R_{ODC} est le même quelle que soit la taille du nuage (fig. 3.10, S_7 et S_8).

L'arrivée de cette dernière, R_{ODC} , aux stations S_7 et S_8 dépend de la position de l'interface air/nuage dans la chambre expérimentale. La dispersion dans les temps d'arrivée de l'onde de choc réfléchie, R_{ODC} , à la station S_8 reflète donc la dispersion des positions des abscisses d'interaction x_{int} . L'arrivée de l'onde R_{ODC} la plus précoce est reliée au nuage dont la position est la plus basse dans la chambre expérimentale ($H_d=400 \text{ mm}$, fig.3.9). Elle est suivie par le nuage le plus grand ($H_d=751 \text{ mm}$) puis par le nuage dont le front est positionné le plus haut dans la chambre expérimentale ($H_d=152 \text{ mm}$).

Le nuage de plus petite hauteur ($H_d=152 \text{ mm}$) présente une diminution de la pression induite par l'onde de choc réfléchie (fig. 3.10, $t=6 \text{ ms}$, S_7) ce qui n'est pas le cas pour les deux autres hauteurs. Ce phénomène est plus marqué à la station S_7 . L'onde de choc réfléchie par l'interface air/nuage arrive à cette abscisse avant le faisceau d'ondes de détente réfléchi par le fond de la chambre haute pression. Toutefois, aux alentours de $t = 5 \text{ ms}$, une autre onde

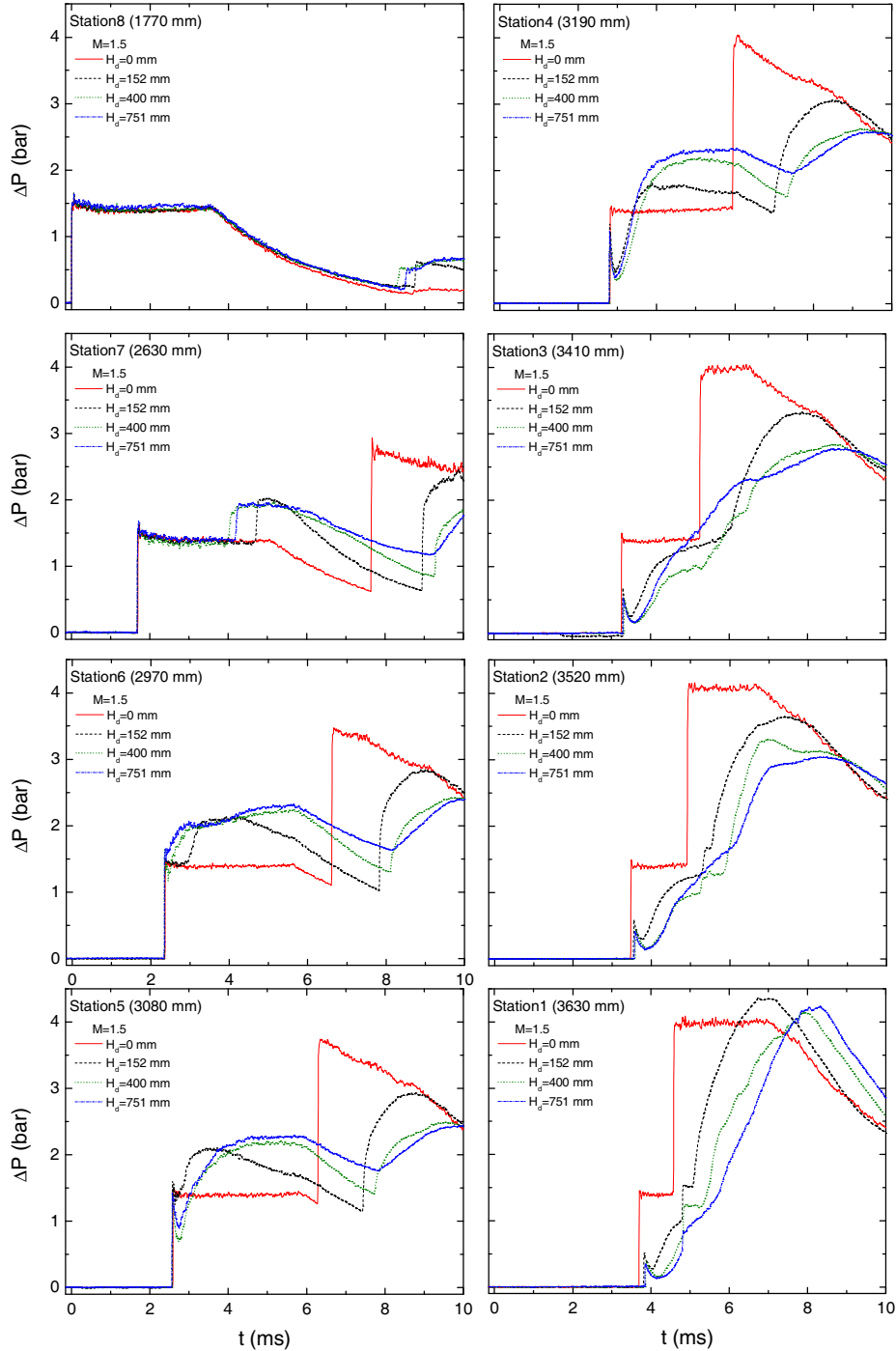


FIGURE 3.10 – Comparaison des signaux de pression obtenus lors de l'interaction d'une onde de choc de Mach 1.5 avec trois nuages de 152 mm, 400 mm et 751 mm de haut, composés de gouttes d'eau de 500 μm , pour les conditions initiales données table 3.5 [133, 134].

de détente est observée pour le nuage de plus faible hauteur, ce qui n'est pas le cas pour les deux autres stations où la pression demeure constante. Pour le nuage de 152 mm de haut, la détente induite par le faisceau qui provient de la chambre Haute Pression est accrue, par rapport aux deux autres hauteurs. La sortie de l'onde de choc transmise dans le nuage vers l'air (milieu de densité moindre), génère un faisceau d'ondes de détente qui remontent l'écoulement. Son influence est mise en évidence, station S_7 à $t \simeq 6ms$ par l'accroissement de la pente de l'onde de détente.

3.3.3 Stations en aval de l'interface air/nuage

La station S_6 est proche de l'abscisse d'interaction pour les nuages de 751 mm et 400 mm, alors que pour le nuage de 152 mm la station à proximité du front amont est S_5 . Des ondes de compression sont générées au niveau de l'interface lors de la transmission de l'onde de choc incidente dans le nuage. Au cours de leur propagation vers l'amont, ces ondes vont coalescer en une onde de choc réfléchie, comme observé station S_7 . Le niveau atteint à la fin de la montée en pression, station S_6 (fig. 3.10) est le même pour toutes les tailles de nuages.

Par ailleurs, pour les nuages de taille maximale ($H_d = 751 mm$) et de taille intermédiaire ($H_d = 400 mm$) la pression présente une légère augmentation vers $t=4 ms$ alors qu'elle semblait s'être stabilisée vers un niveau constant durant 1 ms (fig. 3.10). Ce phénomène est observé des stations S_6 à S_4 pour un même essai (fig.3.4). Cela pourrait être attribué à la compression du nuage effectuée par le gaz re-choqué, de pression plus importante suite au passage de l'onde de choc réfléchie sur le front amont. Or, cette hypothèse doit être réfutée car lorsque cet accroissement est constaté station S_6 , le nuage n'est plus présent au niveau de cette position (t_5 , figure 3.2).

Pour le nuage de 751 mm (fig.3.4), aux trois stations S_6 , S_5 et S_4 à partir de 4 ms, les profils de pression sont les mêmes jusqu'à environ 5.5 ms, temps d'arrivée du faisceau d'ondes de détentes qui provient de la chambre haute pression.

Finalement, l'avancée de l'onde de choc transmise dans le nuage entraîne une décroissance du pic de pression du fait de l'augmentation des échanges entre la phase porteuse et celle dispersée. Le saut de pression est suivi d'une détente dont la durée τ_{det} varie avec la dimension du nuage. A la fin de cette diminution la pression relaxe vers une pression d'équilibre similaire, lorsque les stations de mesure sont dans la phase dispersée (S_5 et S_6). Cependant, pour les nuages de 400 mm et 152 mm, les stations S_3 , S_2 et S_1 sont en dehors des milieux diphasiques. La pression d'équilibre atteinte en dehors des milieux diphasiques, station S_3 diminue avec l'augmentation de la taille

du nuage traversé, en comparant les nuages de 152 *mm* et 400 *mm* de haut. La surpression générée par l'onde de choc réfléchie sur le fond de la chambre basse pression s'accroît avec la taille de la phase dispersée (fig. 3.10, S_1). Cela est une conséquence de la meilleure capacité d'atténuation des nuages de taille plus importante.

Lorsque l'onde de choc réfléchie se propage à nouveau dans les différents nuages, elle est d'autant plus affaiblie que la hauteur initiale des milieux diphasiques est importante. Ainsi, à la station de mesure S_6 , l'onde de choc réfléchie, transmise dans le nuage, est transformée en onde de compression pour le nuage de taille plus importante ($H_d=751$ *mm*) alors que pour la phase dispersée de plus petite taille ($H_d = 152$ *mm*) l'onde de choc persiste.

3.3.4 Evolution de la célérité de l'onde de choc

La célérité W de l'onde de choc incidente et transmise dans les trois nuages de hauteurs différentes a été mesurée. Elle est calculée en mesurant le temps que met 'l'onde de choc diphasique' à traverser deux stations voisines. W représente donc une célérité moyenne qui permet d'accéder aux tendances. Elle est présentée, figure 3.11, adimensionnée par la célérité de l'onde de choc incidente mesurée en l'absence de nuage, W_0 en fonction de l'éloignement de l'interface amont du nuage, $x - x_{int}$ rapporté à sa hauteur, H_d . La célérité de l'onde de choc W est réduite au maximum de 20% pour les trois nuages étudiés.

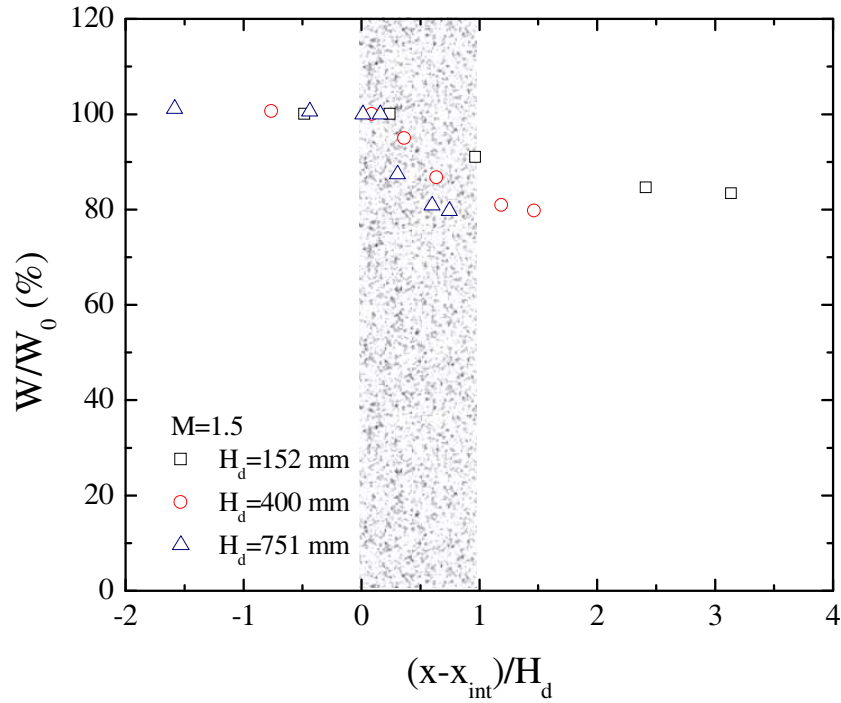


FIGURE 3.11 – Evolution de la célérité adimensionnée $\frac{W}{W_0}$ de l'onde de choc dans le nuage en fonction du rapport $\frac{x-x_{int}}{H_d}$ lors de la propagation d'une onde de choc de Mach 1.5 dans un nuage composé de gouttes d'eau de $500 \mu m$ de diamètre pour trois hauteurs différentes : 152 mm , 400 mm et 751 mm (tab.3.5).

3.3.5 Evolution du temps de détente

A partir de la station S_5 une détente suit le pic de pression. Elle est mesurée pour trois hauteurs de nuage qui rencontrent des ondes de choc dont le nombre de Mach initial est de 1.5. Le temps de détente, τ_{det} est tracé figure. 3.12 en fonction du rapport entre l'éloignement de l'interface ($x - x_{int}$) et la hauteur du nuage (H_d). Ainsi, le milieu diphasique est compris entre les abscisses $0 < \frac{x-x_{int}}{H_d} < 1$ et les stations situées au delà du front aval du nuage sont localisées aux abscisses supérieures à l'unité.

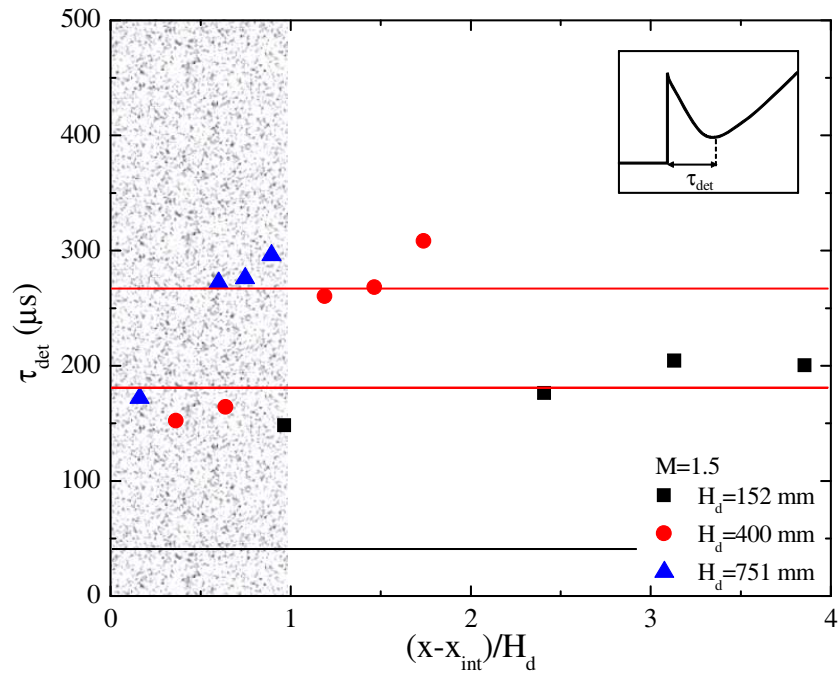


FIGURE 3.12 – Evolution du temps de détente τ_{det} pour un nombre de Mach initial de 1.5, et pour trois hauteurs de nuage de 152 mm, 400 mm et 751 mm composés de gouttes d'eau de 500 μm (tab.3.5). $\frac{x-x_{int}}{H_d}$ représente l'éloignement du front amont adimensionné. Les traits horizontaux rouges représentent les limites inférieure (180 μs) et supérieure (270 μs) du temps total de fragmentation τ donné par Gelfand [25], eq.1.14. Le temps de déformation, $\tau_T = 45 \mu s$ est indiqué par la ligne horizontale noire.

Le temps de détente τ_{det} augmente avec la propagation de l'onde de choc dans le nuage. Celui-ci semble se stabiliser quand elle sort de la phase dispersée, comme pour les nuages de tailles minimale et intermédiaire. Ces temps de détente sont de l'ordre de grandeur des temps d'atomisation secondaire

donnés par Gelfand [25]. Le temps de détente des deux derniers points de mesure pour les deux nuages de 400 mm et 751 mm est plus grand. Cela peut être attribué à la présence d'un second nuage près de la station S_1 qui est généré lors de la fermeture de l'électrovanne du générateur de gouttes. Un autre facteur d'augmentation peut être dû à la présence d'un faisceau d'ondes de détentes qui remontent l'écoulement à partir du front aval.

3.3.6 Evolution de l'impulsion en fonction du temps

Pour chaque station, l'impulsion I associée aux signaux de pression est définie à partir du temps t_0 où le front de choc passe à la station de mesure par la relation suivante :

$$I = \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} \Delta P(t) dt \quad (3.6)$$

La méthode de calcul de l'impulsion employée est présentée figure. 3.13 et l'impulsion I est tracée figure 3.14 pour Δt variant de 0 à 10 ms. En l'absence de gouttes (trait continu rouge), l'impulsion augmente linéairement avec le temps lorsque un plateau de pression est observé. L'arrivée d'un faisceau d'ondes de détentes (S_8) a pour effet de diminuer la pente de l'impulsion alors que l'arrivée d'une onde de choc réfléchie augmente

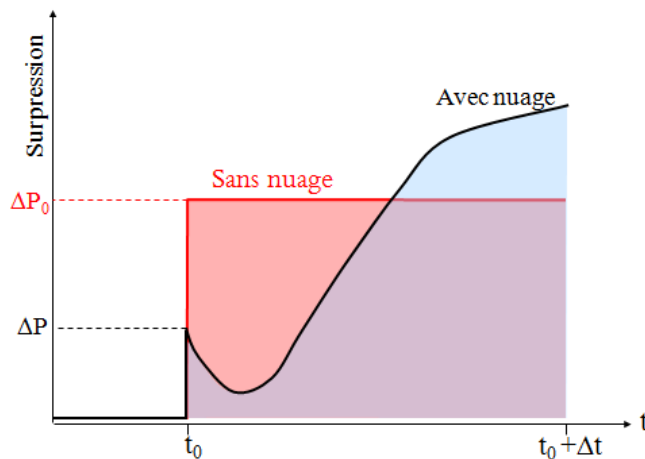


FIGURE 3.13 – Méthode de calcul de l'impulsion I , aire rouge et aire bleue, des pics de pression, ΔP_0 et ΔP induits par le passage d'une onde de choc à une station de mesure en présence ou en l'absence de nuage.

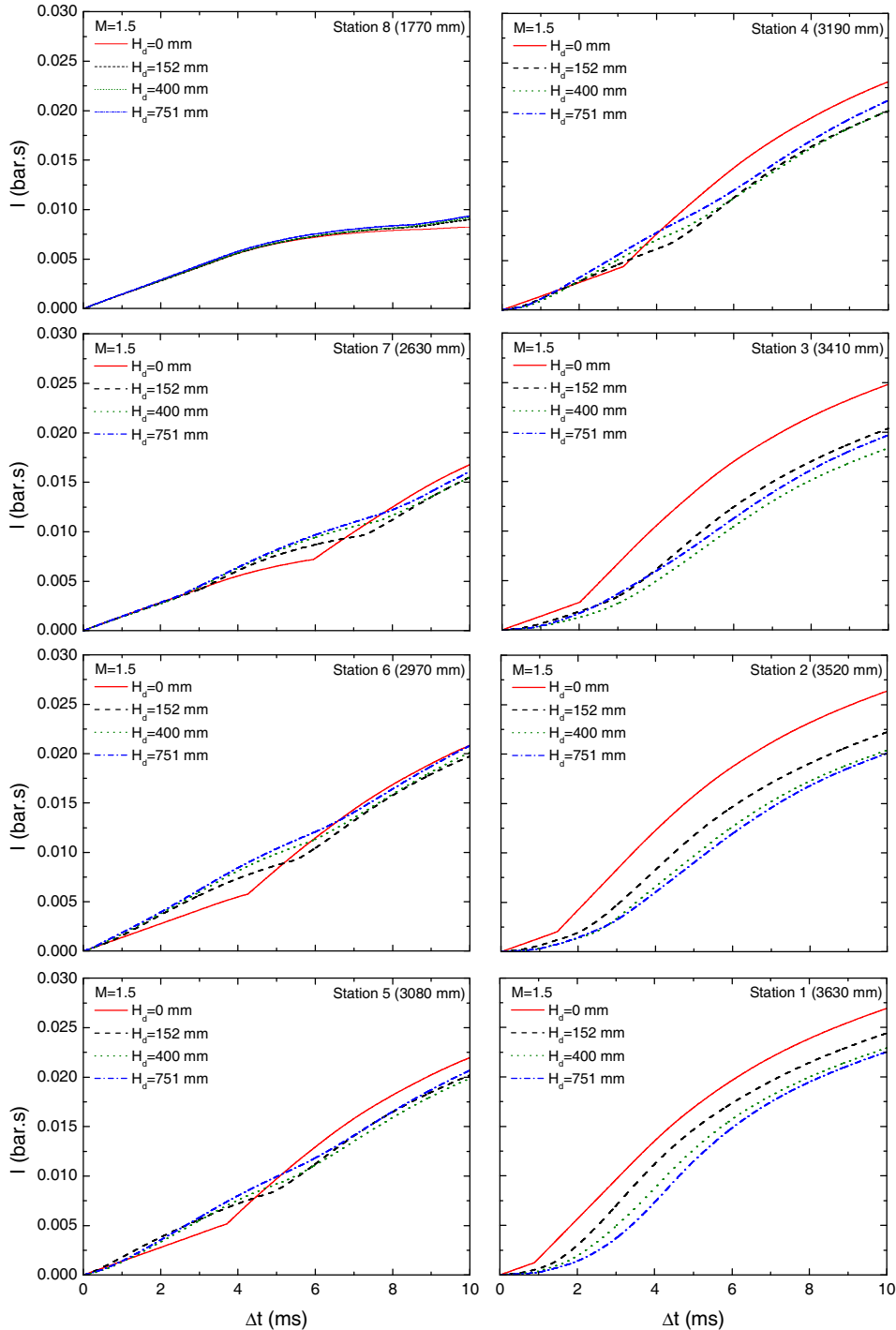


FIGURE 3.14 – Comparaison des impulsions en fonction du temps d'intégration Δt obtenues lors de l'interaction d'une onde de choc de Mach 1.5 avec trois nuages de 152 mm, 400 mm et 751 mm de haut, composés de gouttes d'eau de 500 μm (tab.3.5). Δt est la durée d'intégration de la surpression.

cette pente (S_4). L'impulsion obtenue station S_8 , montre la bonne reproductibilité des ondes de choc générées pour les différents essais car elles sont superposées sauf aux alentours de 8 ms, temps d'arrivée de l'onde de choc réfléchi sur l'interface air/nuage. La surpression engendrée par cette onde est aussi rendue visible à la station S_7 tout comme à la station S_6 , proche de l'abscisse d'interaction pour les nuages les plus hauts.

En outre, l'influence du faisceau de détente généré par la sortie de l'onde de choc transmise dans le nuage au niveau du front amont est visible pour le plus petit nuage ($H_d = 152 \text{ mm}$). Cela a pour effet de réduire l'impulsion, à partir de 4 ms à la station S_6 .

C'est à partir de la station S_4 que l'impulsion est atténuée par rapport à celle mesurée en l'absence de nuage. Cet affaiblissement est de courte durée du fait de la présence de la zone de relaxation de vitesse qui entraîne une augmentation de la pression vers la pression d'équilibre et donc de l'impulsion. Cependant, les stations S_5 et S_4 présentent une évolution de l'impulsion lissée.

La présence des nuages réduit aussi la surpression générée par l'onde de choc réfléchi sur le fond de la chambre basse pression. Cela, d'autant plus que la taille du nuage est importante comme le montre l'impulsion calculée à la station S_1 .

Finalement, pour les stations de mesure éloignées de l'interface amont air/nuage (S_3, S_2, S_1), la diminution du pic de pression est aussi associée à une réduction de l'impulsion. La diminution de ces deux grandeurs qui quantifient l'endommagement des structures conduit, par conséquent à réduire l'impact de l'onde de choc lorsqu'un nuage est présent.

3.3.7 Atténuation du pic de pression ΔP

Le pic de pression induit par le passage de l'onde de choc en présence ΔP de nuage et en l'absence de gouttes ΔP_0 est mesurée pour les stations de S_8 à S_1 . En considérant la relation de Rankine-Hugoniot donnée équation 2.1, l'erreur relative associée à la mesure de la pression est :

$$\frac{\Delta P}{P} = 2 \frac{\Delta M}{M} \quad (3.7)$$

où $\frac{\Delta M}{M}$ est l'erreur relative commise sur le nombre de Mach estimée à 2%. L'erreur relative associée aux mesures de la pression et du pic de pression est donc d'environ 4%. Une représentation de la méthode de mesure des pic de pression est présentée figure 3.13. Le rapport $\frac{\Delta P}{\Delta P_0}$ est tracé figure 3.15 en fonction de l'éloignement par rapport à l'interface amont air/nuage adimensionnée par la hauteur du nuages, H_d . Ceci, afin de quantifier la capacité

d'atténuation des nuages de gouttes de tailles différentes. Les mesures effectuées en amont ou en aval du nuage sont alors respectivement localisées à des abscisses inférieures ou supérieures à l'unité. La réduction du pic de pression lors de l'interaction d'une onde de choc de nombre de Mach initial de 1.5 avec les trois nuages hauts de 152 mm, 400 mm et 751 mm est présentée figure 3.15.

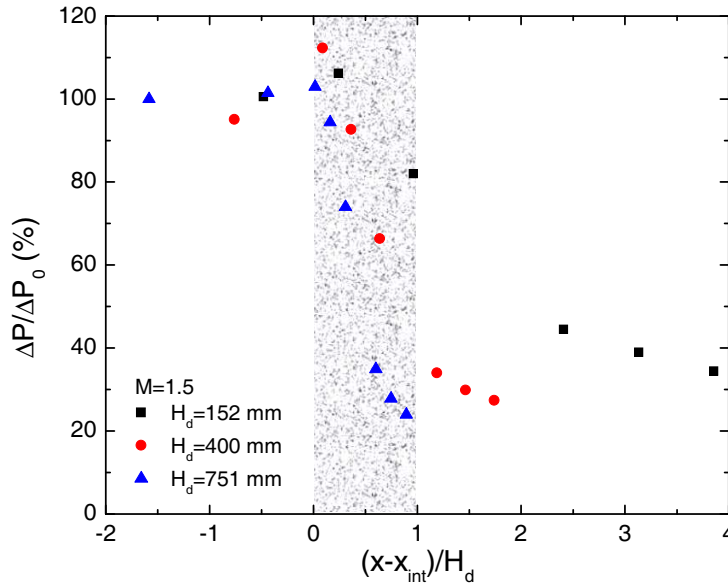


FIGURE 3.15 – Atténuation du pic de pression adimensionnée $\frac{\Delta P}{\Delta P_0}$ en fonction du rapport $\frac{x - x_{int}}{H_d}$ pour trois hauteurs de nuages de 152 mm, 400 mm et 751 mm (tab.3.5).

Avant l'entrée dans la phase dispersée, le pic de pression a la même valeur que celui mesuré en l'absence de gouttes, les fluctuations étant dues aux erreurs de mesure. Au voisinage de l'abscisse d'interaction, le pic de pression augmente significativement, à cause de la création des ondes de compression générées au niveau de l'interface air/nuage. Il est ensuite réduit avec sa progression dans le milieu diphasique du fait de l'augmentation des transferts entre les deux phases dispersée et continue. L'atténuation est maximale pour le nuage de plus grande taille et atteint alors la valeur de 20 % du pic de pression mesuré en l'absence de gouttes. Cette réduction de la pression semble linéaire sur l'étendue du nuage. Cependant l'étude effectuée ici n'est possible que sur une courte distance, due à la géométrie du tube à choc employé. C'est donc la zone de transition de l'onde de choc dans la phase dispersée qui est analysée.

Il semble réaliste de penser que l'étude sur une hauteur de nuage plus grande conduise à une atténuation du pic de pression plus importante. En effet, la détente qui suit l'onde de choc doit le rattraper ce qui l'affaiblit. La fragmentation des gouttes devrait aussi continuer et alimenter cette détente, si les forces aérodynamiques sont suffisantes. La courbe prendrait alors une allure asymptotique à partir d'une longueur critique. Sommerfeld [5] qui a observé expérimentalement la diminution du nombre de Mach en fonction de la distance depuis l'interface aval sur plus de 4,7 m obtient une évolution décroissante en fonction de la distance.

La pression mesurée à la sortie du nuage, figure 3.15, montre qu'une atténuation du pic de surpression persiste mais à une vitesse moindre car un changement de pente est observé. Si l'atténuation persiste après la fin du nuage, il peut être intéressant de mettre en place une succession de nuages plutôt qu'un nuage continu. Cela pourrait piéger les ondes de compression réfléchies au niveau des fronts amonts qui se réfléchiraient à leur tour sur les fronts avals des nuages précédents. De plus, les ondes de détente provenant de la sortie de l'onde de choc aval vers un milieu de densité plus faible contribuent à la diminution de la pression. La mise en série de plus petits nuages peut donc diminuer la pression induite par l'onde de choc sur des temps courts, par la génération d'ondes aux interfaces. L'efficacité de ce dispositif doit être testée et comparée à l'atténuation de l'onde de choc obtenue avec un nuage de longueur équivalente.

La représentation de l'atténuation du pic de pression en fonction de l'éloignement du front amont adimensionné par la hauteur du nuage ne permet pas d'établir une loi d'atténuation générale du pic de pression en fonction des caractéristiques de la phase dispersée traversée. Toutefois, en traçant l'évolution du rapport $\frac{\Delta P}{\Delta P_0}$ en fonction du rapport $\frac{S_e}{a^2} \frac{We}{Re^{0.5}}$, figure. 3.16, on observe que les mesures se regroupent autour d'une courbe dont la tendance générale est composée de deux courbes de type linéaire à pentes distinctes. $\frac{We}{Re^{0.5}}$ est le paramètre caractéristique de fragmentation donné par Gelfand [25], a^2 la section du tube à choc élevée au carré. S_e la surface d'échange initiale entre les gouttes "mères" et l'écoulement traversée par l'onde de choc au cours de sa propagation dans le nuage. S_e est calculée en supposant que le nuage de gouttes est homogène, donc que le nombre de gouttes par unité de volume est constant :

$$S_e = n_d(\pi\phi^2) = \frac{n_{tot}}{H_d}(x - x_{int})(\pi\phi^2) \quad (3.8)$$

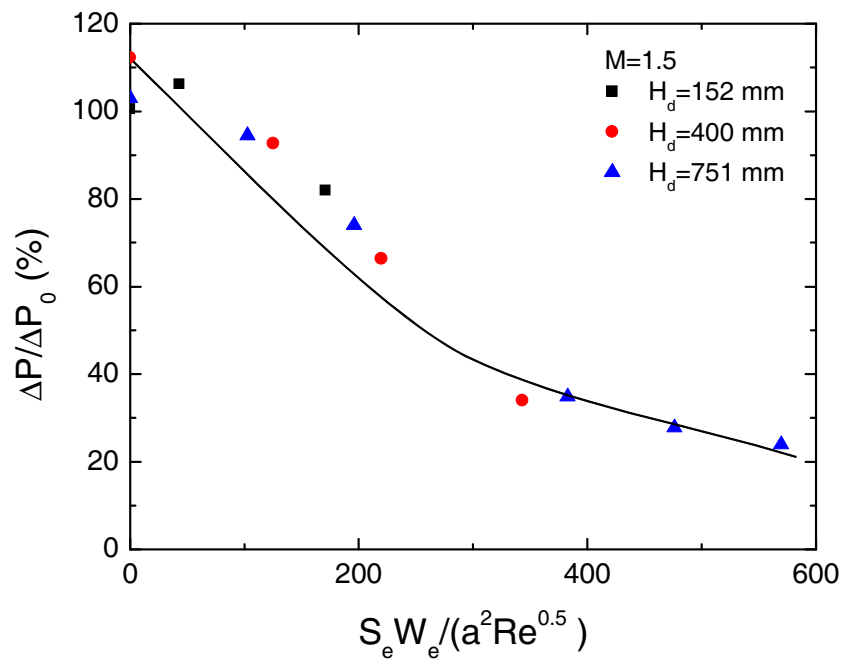


FIGURE 3.16 – Atténuation du pic de pression adimensionné $\frac{\Delta P}{\Delta P_0}$ en fonction du rapport $\frac{S_e W_e}{a^2 Re^{0.5}}$ pour trois nuages de 152 mm, 400 mm et 751 mm de haut, composés de gouttes de 500 μm de diamètre (tab.3.5).

3.4 Influence du nombre de Mach de l'onde de choc incidente

L'influence du nombre de Mach de l'onde de choc incidente sur la propagation de cette dernière dans un nuage est étudiée. Les nuages présentés précédemment table 3.5 sont utilisés. Les erreurs de mesures associés à ces phases dispersées sont présentées table 3.6. Les hauteurs moyennes $H_{d_{moy}}$ des nuages générés pour les essais à Mach 1.3 et 1.5 sont respectivement de 155 mm, 371 mm et 732 mm.

3.4.1 Evolution du temps de détente

La diminution de la vitesse de propagation de l'onde de choc W par la diminution du nombre de Mach induit une réduction du nombre de Weber ($We = \frac{\rho_g^*(u_g^*-u_0)^2\phi_0}{\sigma}$), pour une même taille de gouttes. De même, le temps caractéristique de déformation $\tau_T = \frac{\phi_0}{(u^*-u_0)}\sqrt{\frac{\rho_d}{\rho^*}}$ est aussi réduit avec la diminution du nombre de Mach, pour un même diamètre. La figure 3.17 présente l'influence du nombre de Mach sur la durée de la détente qui suit le pic de pression.

L'augmentation du nombre de Mach entraîne une diminution du temps de détente mesuré. Cette observation corrobore le lien qui existe entre le phénomène d'atomisation et la présence d'une zone de détente après le pic de pression. Une vitesse d'écoulement plus importante réduit le temps de déformation τ_T et par conséquent la durée totale d'atomisation τ . La table 3.7 présente les caractéristiques des écoulements générés par des ondes de choc de Mach 1.3 et 1.5. Les temps totaux d'atomisation τ_{p-e} calculés par les corrélations de Pilch et Erdmann [37] ainsi que les limites données par Gelfand [25] ont des valeurs comparables au temps de détente mesuré au début du nuage, comme on peut l'observer figure 3.17 et table 3.8.

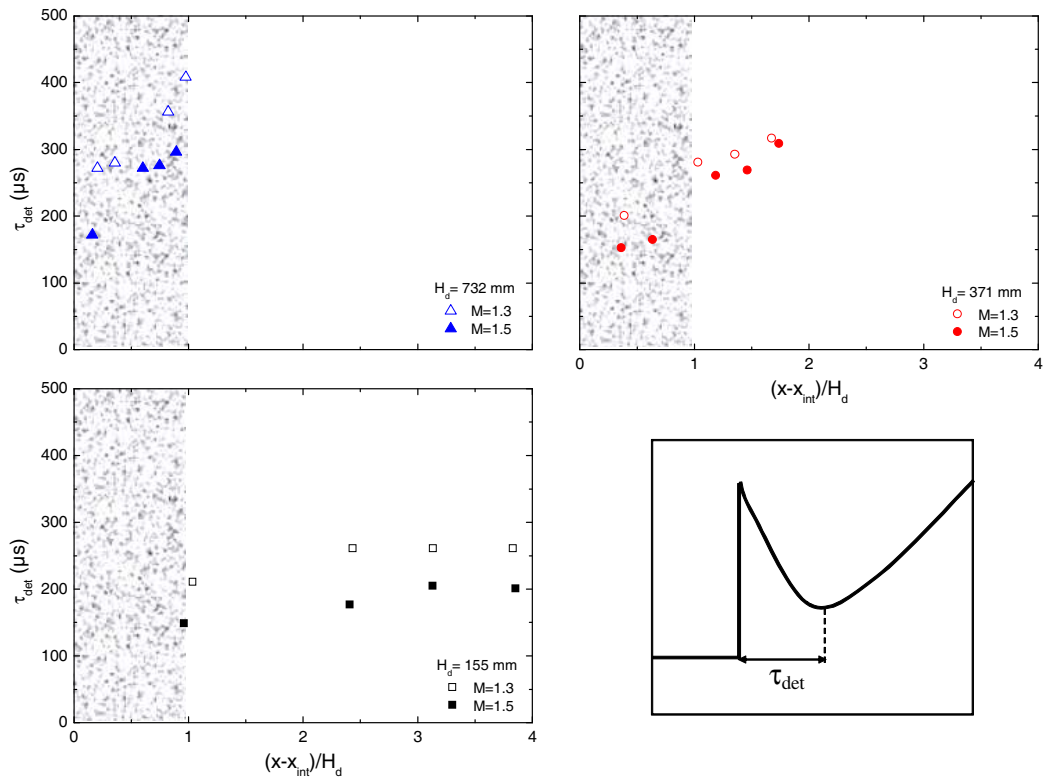


FIGURE 3.17 – Influence du nombre de Mach sur le temps de détente, τ_{det} en fonction du rapport $\frac{x-x_{int}}{H_d}$ pour trois nuages de hauteurs moyennes respectives de 155 mm, 371 mm et 732 mm constitués de gouttes d'eau de 500 μm de diamètre (tab.3.5).

TABLE 3.7 – Paramètres caractéristiques de l'écoulement induit par la propagation d'une onde de choc de nombre de Mach, 1.3 et 1.5. u^* , ΔP , ρ^* , T^* sont respectivement la vitesse, la surpression, la masse volumique et la température du gaz choqué. Les nombres de Reynolds Re et de Weber We , le temps de déformation τ_T et le temps total d'atomisation τ_{p-e} sont calculés pour une goutte d'eau de $500 \mu m$ de diamètre. τ_{p-e} utilise la corrélation de Pilch et Erdmann [37].

M	u^*	ΔP	ρ^*	T^*	Re	We	τ_T	τ_{p-e}
M	$(m.s^{-1})$	(bar)	$(kg.m^{-3})$	(K)			(μs)	(μs)
1.3	154	0.81	1.77	357	7300	290	77	266
1.5	242	1.46	2.18	396	14200	877	44	183

TABLE 3.8 – Comparaison des temps de détentes τ_{det} mesurés pour trois nuages de hauteurs différentes et deux nombres de Mach avec les temps caractéristiques de déformation, τ_T et de fragmentation τ_{p-e} et τ_G donnés respectivement par les corrélations de Pilch [37], eq. 1.9 et Gelfand [25], eq. 1.14.

H_d (mm)	157		342		713	
M	1.32		1.32		1.29	
τ_{det} (μs)	210	$<\tau_{det}< 260$	200	$<\tau_{det}< 316$	272	$<\tau_{det}< 408$
τ_T (μs)	72		72		80	
τ_G (μs)	288	$<\tau_G<432$	288	$<\tau_G<432$	320	$<\tau_G<480$
τ_{p-e} (μs)	240		240		282	

H_d (mm)	152		400		751	
M	1.49		1.49		1.49	
τ_{det} (μs)	148	$<\tau_{det}< 204$	152	$<\tau_{det}< 308$	172	$<\tau_{det}< 296$
τ_T (μs)	45		45		45	
τ_G (μs)	180	$<\tau_G<270$	180	$<\tau_G<270$	180	$<\tau_G<270$
τ_{p-e} (μs)	186		186		186	

3.4.2 Atténuation du pic de pression ΔP

A diamètre constant, la réduction de la vitesse d'écoulement diminue la traînée des gouttes mais aussi le transfert thermique entre les deux phases (gazeuse et dispersée). Ce dernier dépend principalement du nombre de Nusselt qui évolue dans le même sens que le nombre de Reynolds (cf chapitre 2). Les échanges entre la phase gazeuse et les éléments de la phase dispersée doivent donc être amoindris quand la vitesse de l'écoulement diminue. La figure 3.18 représente l'évolution du rapport $\frac{\Delta P}{\Delta P_0}$ en fonction de l'éloignement du front amont $(x - x_{int})$ adimensionné par la hauteur H_d du nuage. ΔP et ΔP_0 sont respectivement les pics de pression mesurés en présence et en l'absence d'un nuage de gouttes.

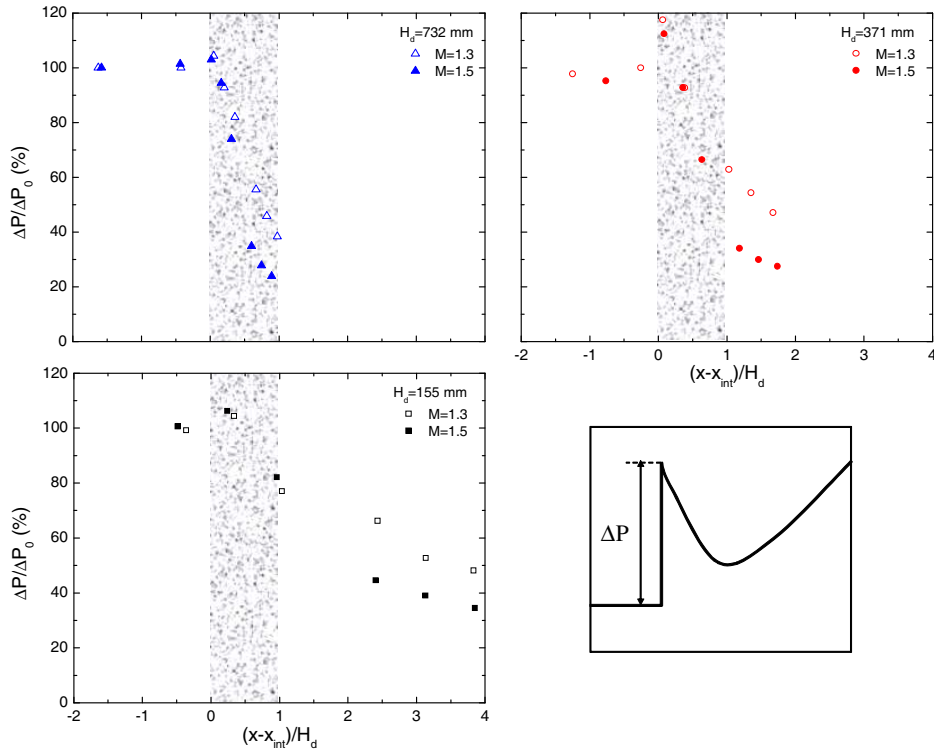


FIGURE 3.18 – Influence du nombre de Mach sur l'atténuation du pic de pression $\frac{\Delta P}{\Delta P_0}$ en fonction du rapport $\frac{x-x_{int}}{H_d}$ pour trois nuages de hauteurs moyennes différentes constitués de gouttes d'eau de $500 \mu m$ de diamètre (tab.3.5).

Pour une même hauteur de nuage, l'atténuation du pic de pression augmente avec l'accroissement du nombre de Mach et peut atteindre 80% pour la hau-

teur et le nombre de Mach maximum (fig. 3.18). Ce résultat met donc en évidence l'influence des échanges cinématiques et thermiques entre le gaz et les gouttes sur la diminution du pic de pression. Si on mesure le rapport entre le niveau du pic de surpression induit par le passage de l'onde de choc dans l'air, ΔP_0 et le niveau de pression qui règne derrière l'onde de choc réfléchi par le front aval ΔP_R , on remarque que ce rapport varie peu pour les deux nombres de Mach étudiés ($\frac{\Delta P_0}{\Delta P_R} = 1.52 \pm 4\%$).

L'atténuation du pic de surpression en fonction de la surface d'échange S_e traversée par l'onde de choc adimensionnée par la section du tube à choc a^2 et pondérée par le critère d'atomisation secondaire $\frac{We}{Re^{0.5}}$ donné par Gelfand [25], est représentée figure 3.19. L'expression du terme choisi en abscisse permet de réunir les atténuations du pic de pression autour d'une même tendance pour les deux nombres de Mach étudiés.

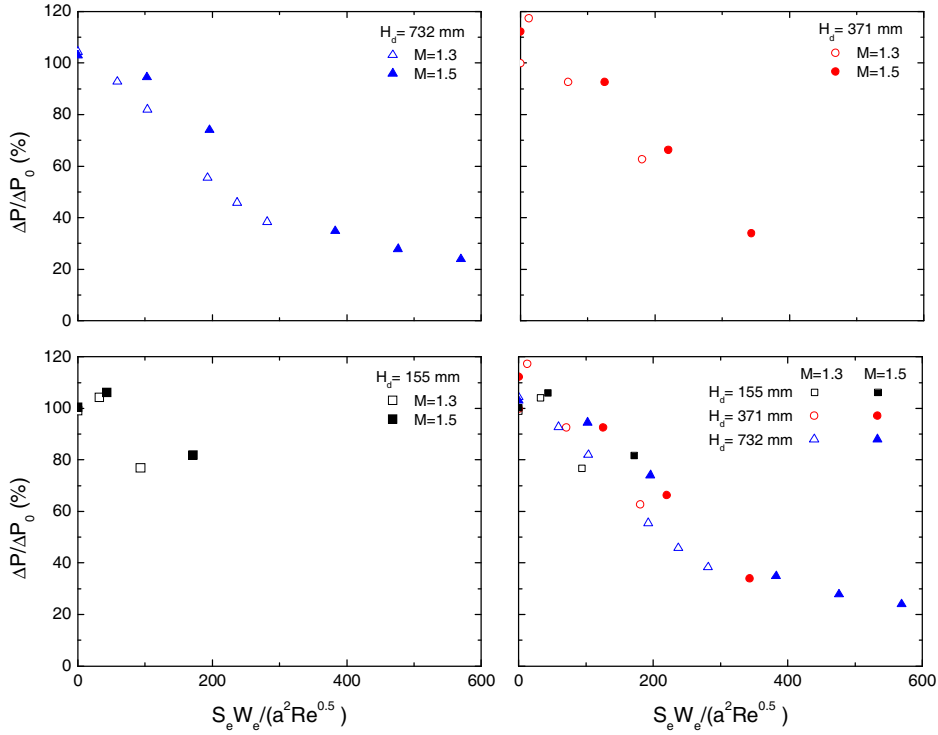


FIGURE 3.19 – Atténuation du pic de pression $\frac{\Delta P}{\Delta P_0}$ en fonction du rapport $\frac{S_e}{a^2} \frac{We}{Re^{0.5}}$, pour deux nombres de Mach de 1.3 et 1.5 et trois différentes hauteurs de nuages constitués de gouttes d'eau de $500 \mu m$ de diamètre (tab.3.5) [135].

3.5 Influence de la fraction volumique du nuage de gouttes

La fraction volumique α_d est un paramètre essentiel dans la caractérisation de la phase dispersée en influant notamment sur l'impédance acoustique. Afin de déterminer son influence sur les caractéristiques d'une onde de choc, trois nuages de fractions volumiques différentes sont générés.

3.5.1 Présentation des nuages

Pour ces essais, la phase dispersée de trois fraction volumiques α_d (1.05%, 0.25% et 0.1%) et composée de gouttes de 500 μm de diamètre occupe la quasi totalité de la chambre expérimentale. Une photographie de leur constitution avant leur interaction avec une onde de choc est exposée figure 3.20. Les nuages y sont disposés selon une fraction volumique croissante de la droite vers la gauche. L'augmentation de la fraction volumique entraîne un accroissement du nombre de gouttes par unité de volume, ce qui rend les nuages les plus denses les plus opaques. Le générateur de gouttes crée des nuages homogènes pour des fractions volumiques importantes (1.05%). Pour des fractions volumiques plus faibles les vibrations des plaques micro-percées génèrent un nuage de façon saccadé ce qui le rend moins homogène. Les caractéristiques mesurée avec ces différents nuages sont présentés table 3.9 pour des nombres de Mach de 1.3 et 1.5. Les erreurs relatives associées à ces mesures sont données table 3.10. La hauteur moyenne relevée pour ces essai est de 752 mm .

3.5.2 Evolution de la pression en fonction du temps

L'influence de la fraction volumique sur l'évolution de la pression est présentée figure 3.21 lors de l'interaction d'une onde de choc de Mach 1.3 dont les nuages composés de gouttes de 500 μm ont comme hauteur moyenne $H_{d_m} = 746 mm$. L'allure caractéristique de l'évolution du signal de pression observée précédemment pour plusieurs hauteurs de nuages est conservée pour les stations éloignées du front amont (fig.3.21 de S_4 à S_1). L'atténuation du pic de pression, ΔP , augmente avec l'avancée de l'onde de choc dans le nuage. Le saut, ΔP , est suivi par une zone de détente à la fin de laquelle la pression s'accroît vers une pression d'équilibre et ce, quelle que soit la fraction volumique du nuage.

La superposition du plateau de pression obtenu, station S_8 figure 3.21, pour

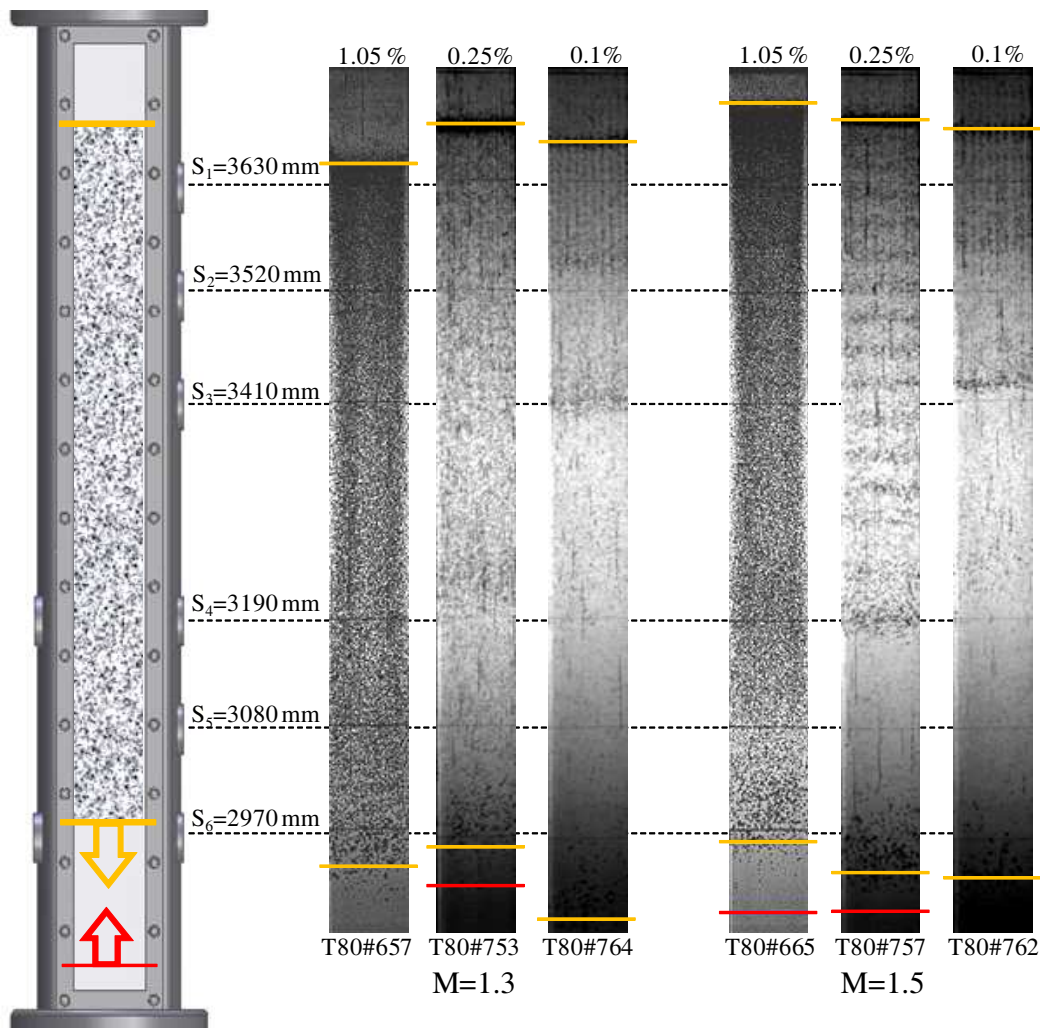


FIGURE 3.20 – Visualisation de nuages de trois fractions volumiques α_d différentes (1.05%, 0.25% et 0.1%) avant leurs interactions avec une onde de choc de Mach 1.3 ou 1.5. Les traits jaunes représentent les fronts amont et aval des nuages composés de gouttes de diamètre médian massique de $500 \mu m$. Les traits rouges indiquent la position de l'onde de choc au moment du cliché.

TABLE 3.9 – Paramètres caractéristiques relatifs à la phase dispersée du nuage avant son interaction avec une onde de choc.

	M	ϕ_d (μm)	H_d (mm)	α_d (%)	x_{int} (mm)
Numéro du tir	(Nombre de Mach)	(Diamètre des gouttes)	(Hauteur du nuage)	(Fraction volumique)	(Abscisse d'interaction)
T80#665	1.49	500	751	1.05	2959
T80#757	1.48	500	763	0.25	2929
T80#762	1.47	500	759	0.09	2921
T80#657	1.29	500	713	1.05	2934
T80#753	1.29	500	739	0.25	2945
T80#764	1.29	500	787	0.09	2882

TABLE 3.10 – Erreurs relatives associées aux mesures du volume d'eau V_d , à la hauteur H_d , au côté du tube à choc a et à la fraction volumique α_d pour trois fractions volumiques différentes.

Fraction volumique α_d (%)	$\frac{\Delta V_d}{V_d}$ (%)	$\frac{\Delta H_d}{H_d}$ (%)	$\frac{\Delta a}{a}$ (%)	$\frac{\Delta \alpha_d}{\alpha_d}$ (%)
0.1	2.4	2.7	0.6	5.7
0.25	4	2.7	0.6	7.3
1.05	4.9	2.7	0.6	8.2

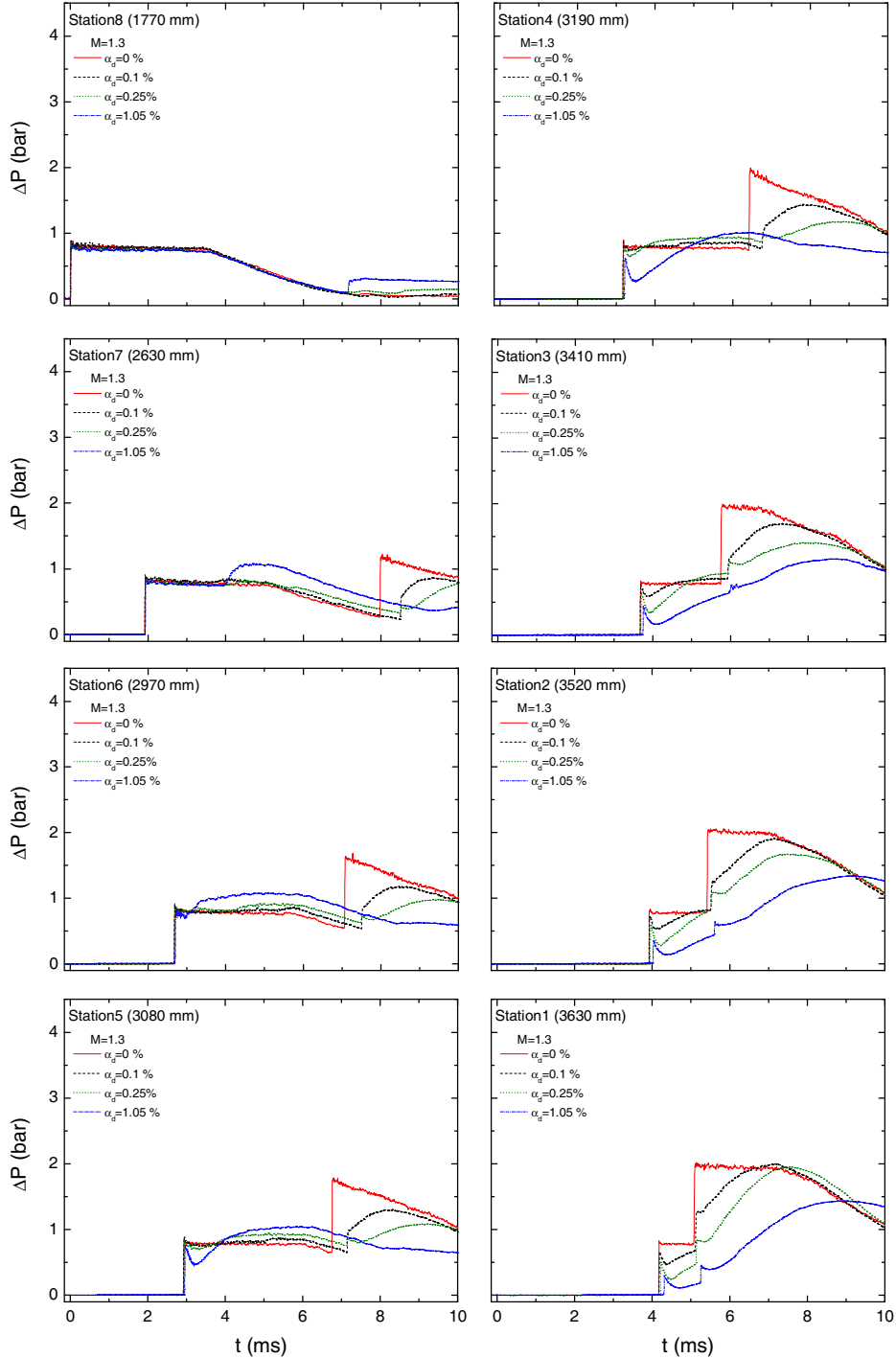


FIGURE 3.21 – Comparaison des signaux de pression obtenus lors de l'interaction d'une onde de choc de Mach de 1.3 avec trois nuages de hauteur moyenne de 752 mm composés de gouttes d'eau de 500 μm dont les fractions volumiques sont de 1.05%, 0.25% et 0.1% (tab. 3.9).

les quatre essais assure la bonne reproductibilité du nombre de Mach des ondes de choc générées. A $t \simeq 7$ ms, l'onde de choc réfléchiée par le nuage de plus forte fraction volumique présente la surpression la plus importante. Ainsi, au plus la fraction volumique est élevée, au plus la surpression mesurée derrière l'onde de choc réfléchiée est importante. Cela provient de la diminution de l'impédance acoustique des nuages ($\rho_m c_W$) quand la fraction volumique diminue. Les valeurs de ces deux grandeurs sont présentées dans la table 3.11. La partie de l'onde de choc incidente qui se réfléchit sur l'in-

TABLE 3.11 – Impédance acoustique des nuages de 1.05, 0.25 et 0.1 % de fraction volumique. C_w est la vitesse du son de Wallis et ρ_m la masse volumique du mélange

α_d (%)	1.05	0.25	0.1
$\rho_m c_W$ ($kg.m^{-2}.s^{-1}$)	92	54	43

terface air/nuage est alors moindre pour les plus faibles valeurs de α_d . Cela entraîne une augmentation moins importante de la pression induite derrière cette onde de choc réfléchiée. De la même façon, les pressions d'équilibre diminuent avec la fraction volumique comme le montrent les stations S_6 , S_5 et S_4 . Ce résultat rejoint celui analytique de Rudinger [136], pour lequel la pression d'équilibre diminue avec le taux de chargement et le nombre de Mach.

A partir de la station S_5 , figure 3.21, une zone de détente apparaît pour le milieu diphasique dont la fraction volumique est la plus grande (1.05%). Cette diminution de pression est visible pour toutes les fractions volumiques de la station S_4 à la station S_1 , figure 3.21.

3.5.3 Evolution de la célérité de l'onde de choc

La célérité W de l'onde de choc incidente et transmise dans les trois nuages de fraction volumique différentes (1.05% , 0.25% et 0.1%) a été mesurée. Elle est présentée, figure 3.22, adimensionnée par la célérité de l'onde de choc incidente mesurée en l'absence de nuage, W_0 en fonction de l'éloignement de l'interface amont du nuage, $x - x_{int}$ rapporté à sa hauteur, H_d . On observe que les vitesses mesurées avant le nuage ($\frac{x-x_{int}}{H_d} < 0$) sont sensiblement les mêmes. La célérité de l'onde de choc transmise dans le nuage est faiblement diminuée par la présence du milieu diphasique. On remarque que la célérité moyenne est d'autant plus atténuée que la fraction volumique du nuage est importante. La réduction de la célérité de l'onde de choc transmise peut atteindre environ 90%, pour une fraction volumique de 1.05%. Il

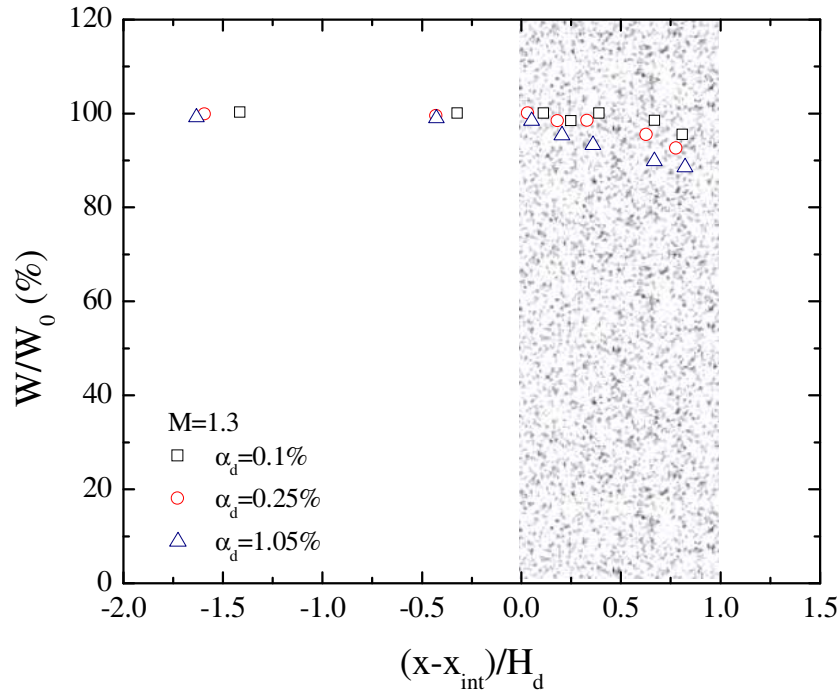


FIGURE 3.22 – Evolution de la célérité de l’onde de choc adimensionnée dans le nuage $\frac{W}{W_0}$ en fonction du rapport $\frac{x-x_{int}}{H_d}$ lors de la propagation d’une onde de choc de Mach 1.3 dans un nuage composé de gouttes d’eau de $500 \mu m$ de diamètre pour trois fractions volumiques : 1.05%, 0.25% et 0.1% (tab. 3.9).

apparaît donc que l’essentiel de l’énergie induite par le passage de l’onde de choc est principalement atténué par la diminution de la pression que par la diminution de la célérité de l’onde de choc.

L’observation des signaux de pression mais aussi de l’impulsion, fait aussi ressortir que l’arrivée de l’onde de choc qui s’est réfléchi sur le fond de la chambre expérimentale lorsqu’un nuage de gouttes est présent est retardée par rapport au cas où il n’y a pas de phase dispersée.

3.5.4 Evolution du temps de détente

L’évolution du temps de détente associé à ces signaux de pression (fig.3.21) est présentée figure 3.23. Le temps de déformation τ_T d’une goutte de $500 \mu m$ soumise à une onde de choc de Mach 1.3 est représenté par une ligne noire horizontale. Les deux lignes rouges symbolisent les temps minimal et maximal d’atomisation total donné par Gelfand [25]. La durée de la détente augmente avec la fraction volumique du milieu diphasique traversé par l’onde de choc.

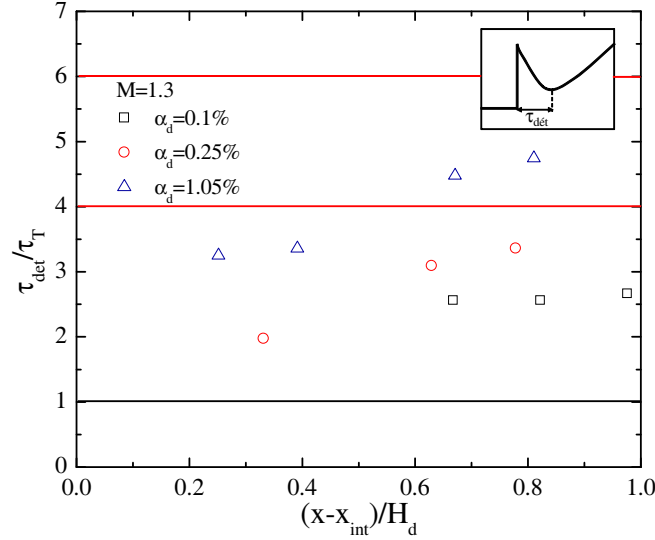


FIGURE 3.23 – Evolution de la zone de détente induite par la propagation d'une onde de choc de Mach 1.3 dans un nuage composé de gouttes d'eau de $500 \mu m$ de diamètre pour trois fractions volumiques : 1.05% , 0.25% et 0.1% (tab. 3.9). Les traits horizontaux rouges représentent les limites inférieure ($319 \mu s$) et supérieure ($479 \mu s$) du temps de fragmentation total τ donné par Gelfand [25]. Le temps de déformation $\tau_T = 80 \mu s$ est indiqué par la ligne horizontale noire.

Cette zone de détente est donc aussi reliée au nombre de gouttes par unité de volume rencontrées par l'onde de choc. La diminution de la célérité de l'onde de choc transmise dans le nuage W entraîne une diminution de la vitesse d'écoulement induite sur les gouttes d'eau. Cette diminution est d'autant plus importante que la fraction volumique est élevée. Or, le temps caractéristiques de déformation d'une goutte isolée augmente avec la diminution de la vitesse d'écoulement. De plus, pour une même abscisse, la durée de la détente augmente avec la fraction volumique. Ces deux observations soulignent la corrélation qui existe entre la présence de la zone de détente et le phénomène d'atomisation des gouttes.

3.5.5 Atténuation du pic de pression ΔP

Atténuation de ΔP en fonction de l'éloignement de l'interface adimensionnée

L'atténuation du pic de pression est d'autant plus forte que la fraction volumique du nuage est importante. En outre, la célérité de l'onde de choc est réduite avec l'augmentation de la fraction volumique du nuage, comme observé station S_1 , figure 3.21. L'écoulement gazeux depuis le front amont vers le front aval est perturbé par la présence des gouttes d'eau qui constituent une source de dissipation de son énergie : les pertes de charges entre le début et la fin du nuage sont augmentées et la pression diminuée. La mesure du rapport $\frac{\Delta P}{\Delta P_0}$ en fonction de l'éloignement de l'abscisse d'interaction, $(x - x_{int})$ adimensionnée par la hauteur des nuages est présentée figure 3.24. L'augmentation de la fraction volumique entraîne une diminution du pic de pression. La surface d'échange S_e entre les gouttes d'eau et l'écoulement s'accroît avec la fraction volumique. Pour une même taille de gouttes et une même vitesse d'écoulement la variation de cette grandeur physique, S_e , conduit à une variation, dans le même sens des échanges cinématique et thermique entre les deux phases. Cependant, pour une longueur de nuage fixée, la diminution du pic de pression n'évolue pas linéairement en fonction de la masse volumique des nuages, comme le montre la figure 3.25. Multiplier la fraction volumique moyenne par 10, en passant de $\alpha_d = 0.1\%$ à $\alpha_d = 1.05\%$ fait passer le pic de pression ΔP de 20% de ΔP_0 à 60% de ΔP_0 . Ce qui correspond respectivement à une atténuation de 80% et 40% : dans ce cas, multiplier la fraction volumique par 10 divise par deux le pic de pression, en sortie des nuages. Pour que le nuage de densité apparente plus faible puisse atteindre la même atténuation qu'un nuage composé de dix fois plus d'eau il faudrait donc augmenter sa taille. Cette solution revient à augmenter la surface d'échange entre les gouttes et l'écoulement et donc les transferts. Finalement, la surface d'échange entre les gouttes et l'écoulement semble être un paramètre qui influe sur la valeur de la pression et de son atténuation.

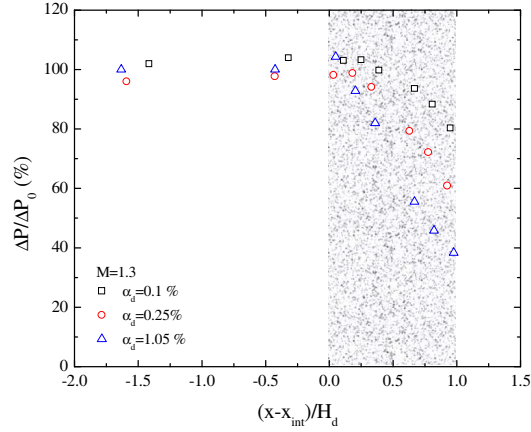


FIGURE 3.24 – Atténuation du pic de pression $\frac{\Delta P_f}{\Delta P_0}$ en fonction du rapport $\frac{x-x_{int}}{H_d}$ pour trois nuages de fractions volumiques α_d 1.05%, 0.25% et 0.1% composés de gouttes d'eau de $500 \mu m$ de diamètre et de $752 mm$ de hauteur moyenne (tab. 3.9) et un nombre de Mach de 1.3.

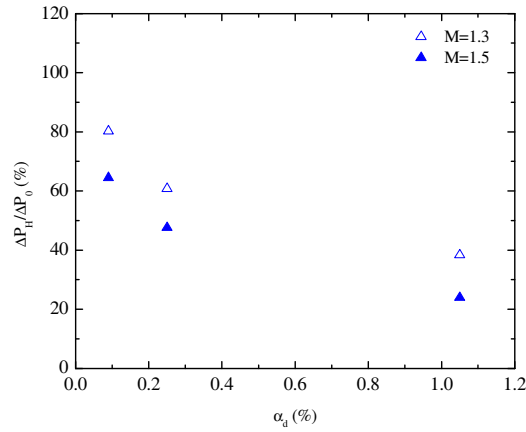


FIGURE 3.25 – Evolution du rapport $\frac{\Delta P_H}{\Delta P_0}$ en fonction de la fraction volumique α_d des nuages. ΔP_H est le pic de pression mesuré à la sortie des nuages et ΔP_0 est le pic de pression mesuré en l'absence de gouttes.

Atténuation de ΔP en fonction du paramètre $\frac{S_e}{a^2} \frac{We}{Re^{0.5}}$

La figure 3.26 présente l'évolution de l'atténuation du pic de pression $\frac{\Delta P}{\Delta P_0}$ en fonction du paramètre $\frac{S_e}{a^2} \frac{We}{Re^{0.5}}$ pour trois nuages de fractions volumiques 1.05%, 0.25% et 0.1 % qui interagissent avec des ondes de choc de Mach de 1.3 et 1.5. Cette représentation graphique ne permet plus de corrélérer l'atténuation du pic de pression avec le paramètre $\frac{S_e}{a^2} \frac{We}{Re^{0.5}}$, pour des nuages de densités apparentes différentes. La dissipation de l'énergie contenue dans l'écoulement incident ne semble donc pas dépendre seulement du critère de fragmentation et de la surface d'échange des gouttes mères. Des phénomènes plus complexes entrent en jeu et doivent être pris en compte pour obtenir une corrélation de l'atténuation du pic de pression. De ces expériences, il

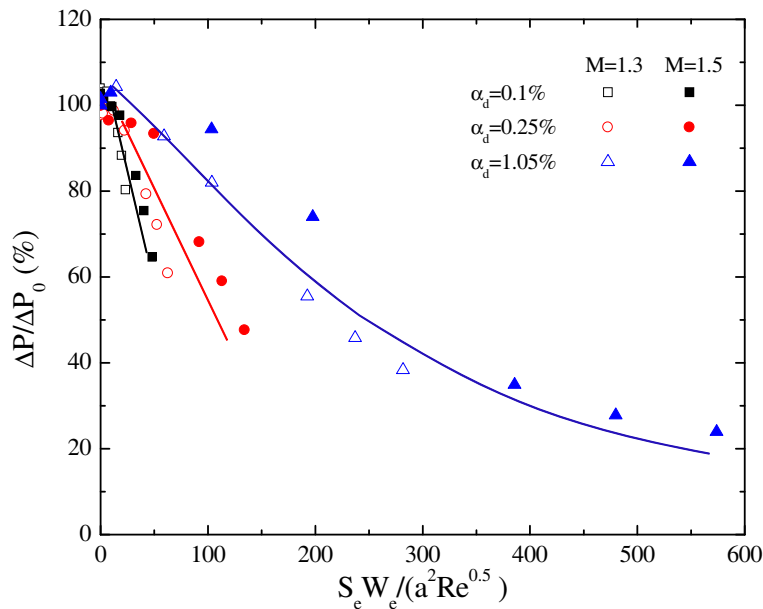


FIGURE 3.26 – Atténuation du pic de pression $\frac{\Delta P}{\Delta P_0}$ en fonction du paramètre $\frac{S_e}{a^2} \frac{We}{Re^{0.5}}$ pour trois nuages de fractions volumiques de 1.05%, 0.25% et 0.1% composés de gouttes de $500 \mu m$ de diamètres, de $752 mm$ de hauteur moyenne (tab. 3.9) et deux nombres de Mach moyens 1.3 et 1.5.

ressort que pour une longueur de nuage restreinte, une fraction volumique importante est à privilégier pour obtenir une meilleure atténuation du pic de pression.

3.6 Influence du diamètre des gouttes

Le comportement dynamique des signaux de pression lors de l'interaction d'une onde de choc et d'un nuage de gouttes est influencé par l'atomisation secondaire de ces dernières. La zone de détente qui suit le pic de pression dépend de la vitesse de l'écoulement, donc du nombre de Weber. Un autre moyen de faire varier le temps caractéristique de fragmentation est de changer la dimension des gouttes. Un régime d'atomisation différent modifiera la zone de détente.

3.6.1 Présentation des nuages

L'influence de deux diamètres de gouttes (250 μm et 500 μm) sur l'atténuation d'ondes de choc est étudiée pour des fractions volumiques et hauteurs semblables. Les nuages formés par les gouttes d'eau de 250 μm de diamètre sont générés sur toute la longueur de la chambre expérimentale. Une visualisation de la composition de ces nuages avant leurs interactions avec des ondes de choc de Mach de 1.3 et 1.5 est donnée figure 3.27 et leurs caractéristiques sont présentées table 3.12. La fraction volumique moyenne est alors de $\alpha_d = 0.27\%$ les erreurs relatives associées à la mesure de la fraction volumique sont présentées table 3.13.

TABLE 3.12 – Paramètres caractéristiques relatifs aux nuages de gouttes avant leur interaction avec une onde de choc.

Numéro du tir	M (Nombre de Mach)	ϕ_d (μm) (Diamètre des gouttes)	H_d (mm) (Hauteur du nuage)	α_d (%) (Fraction volumique)	x_{int} (mm) (Abscisse d'interaction)
T80#757	1.48	500	763	0.25	2929
T80#714	1.5	250	788	0.28	3007
T80#753	1.29	500	739	0.25	2945
T80#711	1.3	250	907	0.28	2873

Les caractéristiques de l'écoulement obtenu lors de ces essais et les nombres de Reynolds, de Weber ainsi que les temps de déformation et d'atomisation totaux calculés sont indiqués table 3.14.

Diviser le diamètre par deux, ne modifie pas le régime de fragmentation, selon le critère de Pilch et Erdmann [37] ou Gelfand [25]. Pour des nombres de Mach moyens de 1.5 et 1.3, les régimes d'éclatement des gouttes sont respectivement le '*wave crest stripping*' et le '*sheet-stripping*', pour les deux

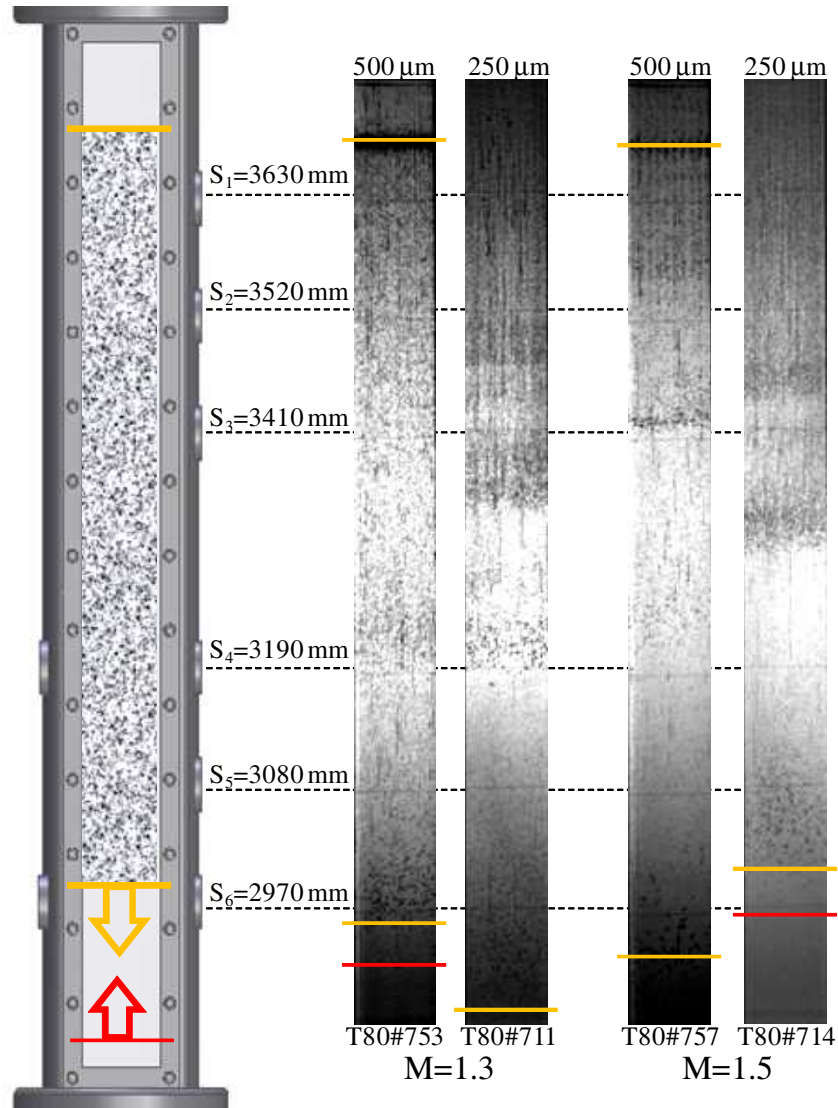


FIGURE 3.27 – Visualisation de deux nuages composés de gouttes de diamètre différents ϕ_d de 250 μm et 500 μm et de fraction volumique voisine de 0.27% avant leurs interactions avec une onde de choc de Mach 1.3 ou 1.5 [137]. Les traits jaunes représentent les fronts amont et aval des nuages. Les traits rouges indiquent la position de l'onde de choc au moment du cliché.

TABLE 3.13 – Erreurs relatives associées aux mesures du volume d'eau V_d , à la hauteur H_d , au côté du tube à choc a et à la fraction volumique α_d pour deux nuages composés de gouttes d'eau de diamètres différents.

Diamètre ϕ_d (mum)	$\frac{\Delta V_d}{V_d}$ (%)	$\frac{\Delta H_d}{H_d}$ (%)	$\frac{\Delta a}{a}$ (%)	$\frac{\Delta \alpha_d}{\alpha_d}$ (%)
250	4.6	2.5	0.6	7.7
500	4.9	2.7	0.6	8.2

TABLE 3.14 – Paramètres caractéristiques de l'écoulement induit par la propagation d'onde de choc de nombre de Mach de 1.3 et 1.5. u^* , ΔP , ρ^* , T^* sont respectivement la vitesse, la surpression, la masse volumique et la température du gaz choqué. Les nombres de Reynolds Re et de Weber We , le temps de déformation τ_T et le temps total d'atomisation τ_{p-e} sont calculés pour des gouttes d'eau 250 μm de diamètre. τ_{p-e} utilise la corrélation de Pilch et Erdmann [37].

M	u^* ($m.s^{-1}$)	ΔP (bar)	ρ^* ($kg.m^{-3}$)	T^* (K)	ϕ (μm)	Re	We	τ_T (μs)	τ_{p-e} (μs)
1.5	242	1.46	2.2	396	250	7100	439	22	77
1.3	154	0.81	1.8	357	250	8200	144	38	160

diamètres de gouttes étudiés. Une augmentation du diamètre de 250 à 500 μm entraîne un accroissement des temps de déformation et d'atomisation total. On peut penser que cette différence affecte la durée de la détente qui suit le pic de pression.

3.6.2 Evolution de la pression en fonction du temps

La figure 3.28 présente une comparaison de l'évolution des signaux de pression obtenus pour des nuages composés de gouttes de 500 μm et 250 μm de diamètre lors de leur interaction avec une onde de choc de nombre de Mach de 1.3.

Les deux signaux de pression ont des évolutions très voisines, jusqu'à environ 6.5 ms pour des stations S_8 à S_4 . Les niveaux de pression d'équilibre et ceux mesurés derrière l'onde de choc réfléchi sur l'interface air/nuage sont quasiment identiques, du fait des fractions volumiques initiales voisines pour les deux nuages. Par ailleurs, la zone de détente présente aux stations de S_4 à S_1 , figure 3.28, semble être de plus courte durée et la pression minimale atteinte moins importante quand le diamètre diminue.

L'arrivée de l'onde de choc réfléchi par le fond de la chambre basse pression est retardée pour un diamètre plus faible ($\phi_d = 250 \mu m$).

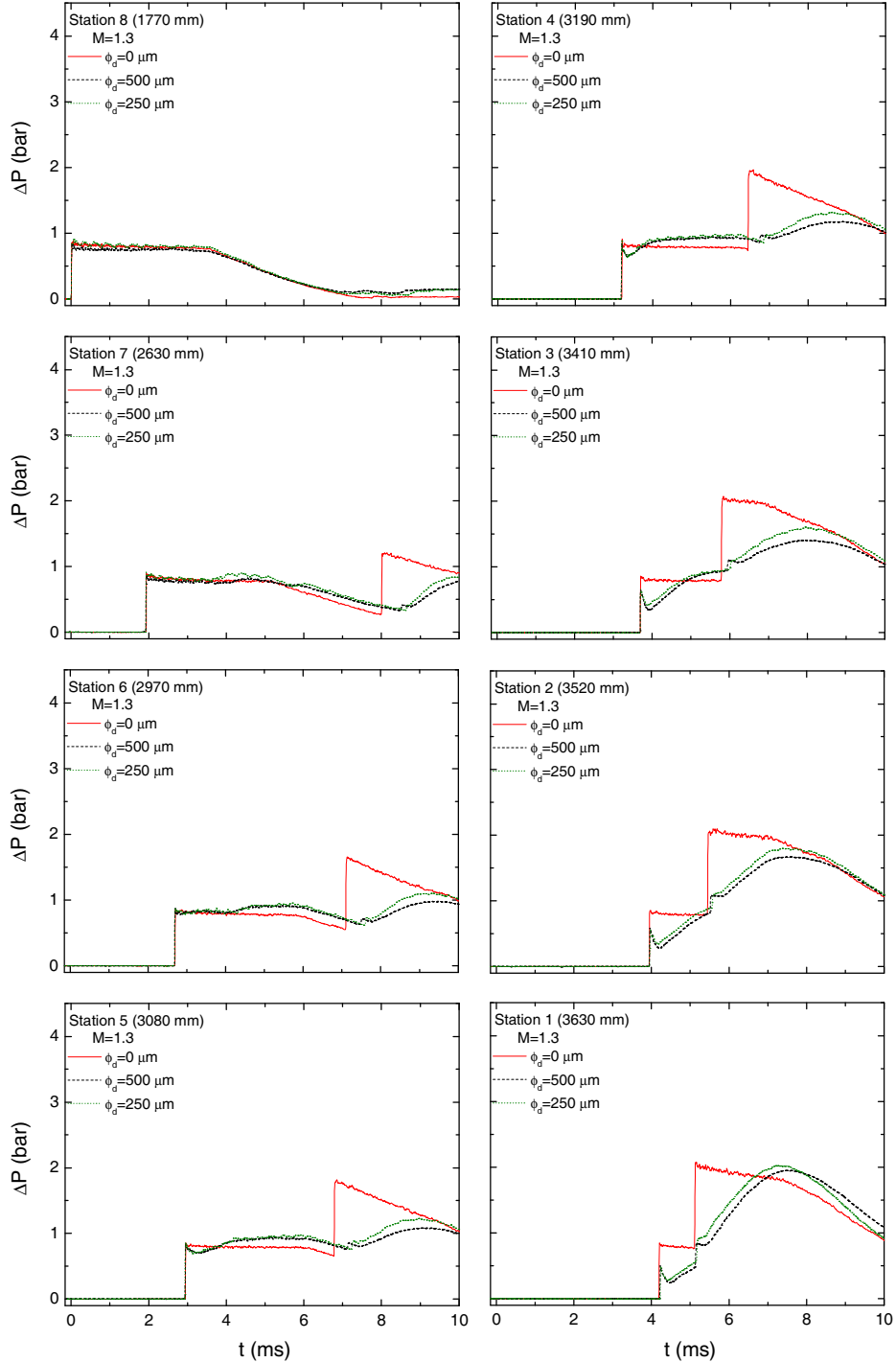


FIGURE 3.28 – Comparaison des signaux de surpression ΔP en fonction du temps obtenus lors de l'interaction d'une onde de choc de Mach de 1.3 avec deux nuages composés de gouttes d'eau de de 250 μm et 500 μm de diamètre, pour une fraction volumique moyenne 0.27% (tab. 3.12).

3.6.3 Evolution de la célérité de l'onde de choc

La célérité W de l'onde de choc incidente et transmise dans les nuages de diamètres différentes a été mesurée. Elle est présentée, figure 3.29, adimensionnée par la célérité de l'onde de choc incidente mesurée en l'absence de nuage, W_0 en fonction de l'éloignement de l'interface amont du nuage, $x - x_{int}$ rapporté à sa hauteur, H_d . La célérité de l'onde de choc W est réduite au maximum de 10% pour les deux nuages étudiés. De plus, l'évolution de la célérité de l'onde de choc transmise est similaire pour les deux diamètres de $250 \mu m$ et $500 \mu m$, tout comme l'évolution du pic de pression. Il semble donc l'évolution respectives de la pression et de la célérité de l'onde de choc soient semblable pour un nuage de même fraction volumique dont les gouttes qui le composent s'atomisent suivant le même régime de fragmentation.

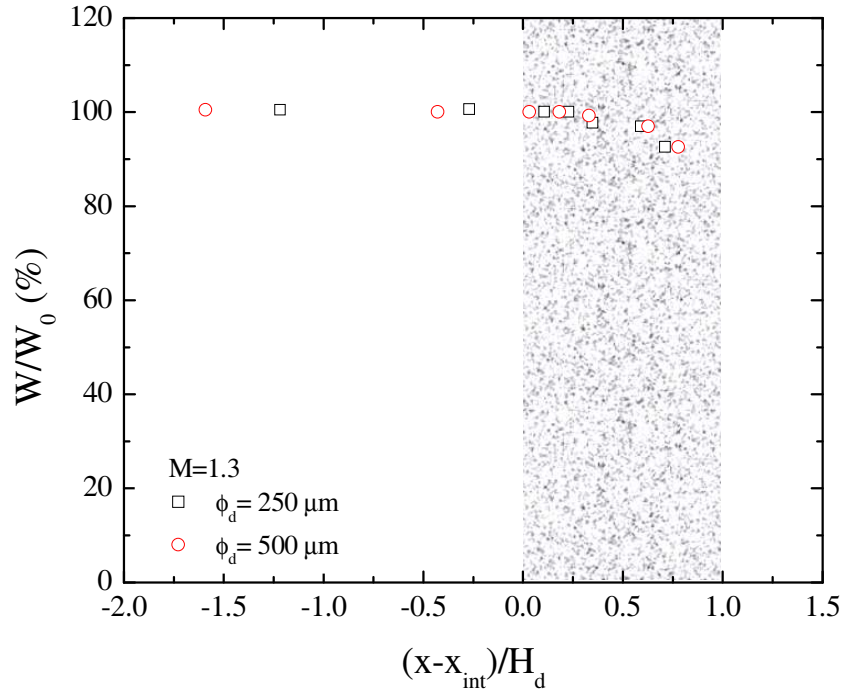


FIGURE 3.29 – Evolution de la célérité adimensionnée de l'onde de choc de Mach 1.3 $\frac{W}{W_0}$ en fonction du rapport $\frac{x-x_{int}}{H_d}$ lors de sa propagation dans deux nuages composés de gouttes d'eau de $500 \mu m$ ou $250 \mu m$ et de fraction volumique moyenne de 0.27% (tab. 3.12).

3.6.4 Evolution du temps de détente

L'évolution du temps de détente associé à ces signaux de pression (fig.3.21) est présentée figure 3.30. La durée de la détente augmente avec le diamètre des gouttes qui constituent le milieu diphasique traversé par l'onde de choc. Cette observation confirme la relation entre la zone de détente et l'atomisation des gouttes. Le temps de déformation τ_T évolue dans le même sens que le diamètre mais en sens inverse de la vitesse d'écoulement, donc du nombre de Mach. Les mesures effectuées sur la zone de détente ont montré qu'elle évolue de la même façon que le temps de déformation caractéristique τ_T . De plus, sa valeur est comprise entre le temps de déformation et celui d'atomisation ce qui prouve que la zone de détente est liée à la fragmentation des gouttes.

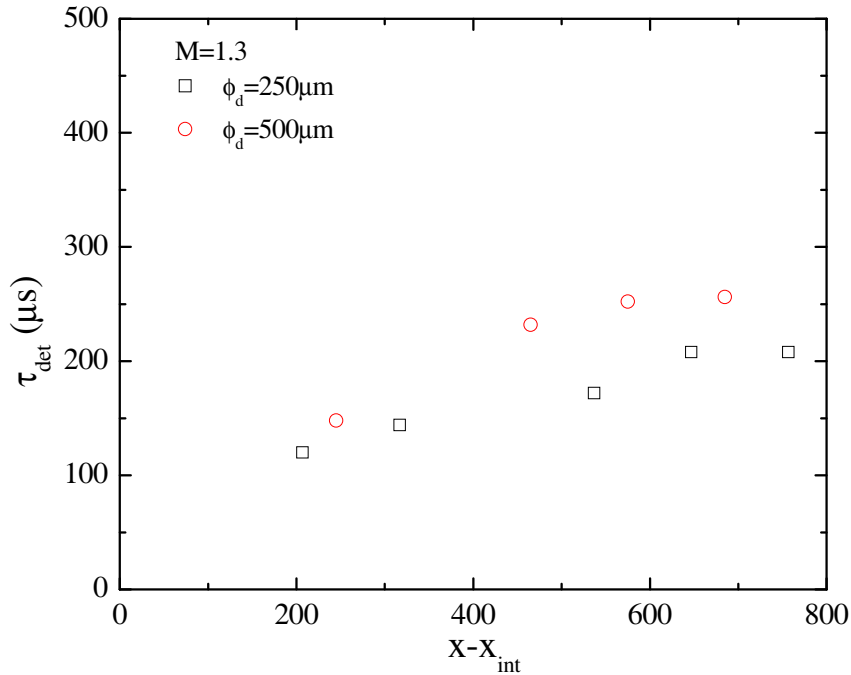


FIGURE 3.30 – Evolution de la zone de détente induite par la propagation d'une onde de choc de Mach 1.3 dans un nuage de 0.27% de fraction volumique, pour deux diamètres de gouttes de 250 μm et 500 μm (tab. 3.12).

3.6.5 Atténuation du pic de pression ΔP

La figure 3.31 présente l'évolution de l'atténuation du pic de pression en fonction de l'éloignement adimensionné du front amont du nuage ($\frac{x-x_{int}}{H_d}$). Les points mesurés pour les deux diamètres sont trop proches pour pouvoir conclure avec certitude sur l'effet du diamètre sur l'atténuation du pic de pression, compte tenu des incertitudes de mesure.

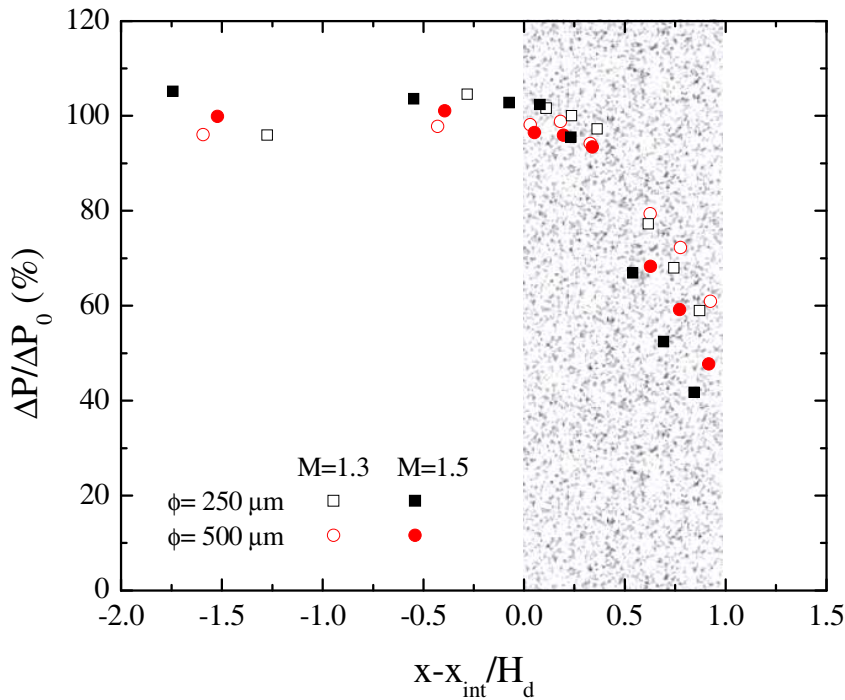


FIGURE 3.31 – Atténuation du pic de pression $\frac{\Delta P}{\Delta P_0}$ en fonction du rapport $\frac{x-x_{int}}{H_d}$ pour des nuages constitués de deux diamètres moyens de 500 μm et 250 μm , de 0.27% de fraction volumique moyenne (tab. 3.12) et pour deux nombres de Mach de 1.3 et 1.5.

L'atténuation du pic de pression en fonction du paramètre $\frac{S_e}{a^2} \frac{We}{Re^{0.5}}$ est représentée figure 3.32 en fonction des nuages de fractions volumiques de 0.27% pour deux diamètres de gouttes et deux nombres de Mach. On observe que cette représentation ne permet pas de corréliser les mesures effectuées pour une même fraction volumique, un même nombre de Mach mais pour des diamètres de goutte différents. Il est possible que d'autres paramètres tels

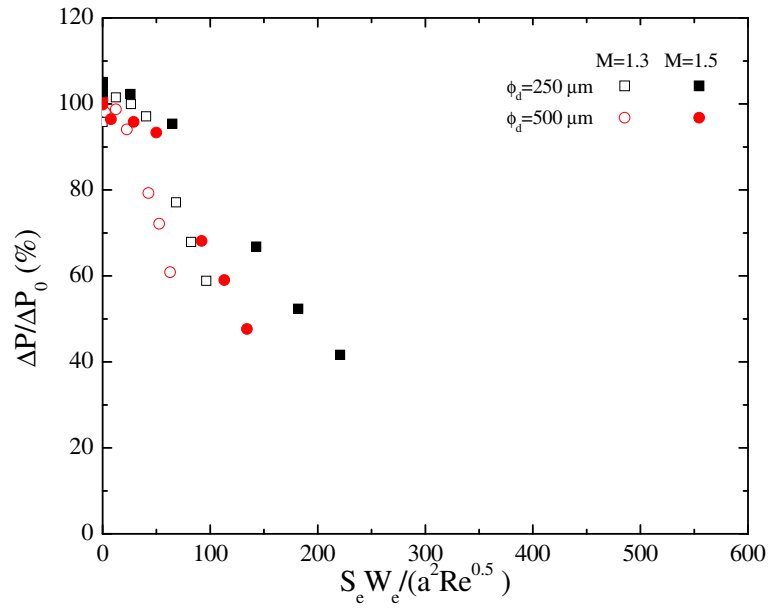


FIGURE 3.32 – Atténuation du pic de pression $\frac{\Delta P}{\Delta P_0}$ en fonction du paramètre $\frac{S_e W_e}{a^2 Re^{0.5}}$ pour deux diamètres de gouttes de 250 μm et 500 μm , une fraction volumique moyenne de 0.27% (tab. 3.12), et deux nombres de Mach de 1.3 et 1.5.

que la perméabilité du nuage, le taux d'obstruction ou la tortuosité doivent aussi être pris en compte pour déterminer une loi d'atténuation du pic de pression.

3.7 Conclusion

L'interaction entre une onde de choc plane et un milieu composé de gouttes d'eau dont la fraction volumique varie du millième au pourcent à été étudiée expérimentalement en faisant varier les paramètres caractéristiques de la phase dispersée (α_d , H_d , ϕ_d) et de l'écoulement. L'expérimentation conduite en tube à choc a permis de visualiser la fragmentation des gouttes par une méthode ombroscopique directe. Un décalage est observé visuellement entre le moment où l'onde de choc transmise passe à une abscisse donnée et celui où l'éclatement des gouttes est constaté. Cette zone correspond au temps mis par la goutte pour se déformer et se fragmenter. Une détermination des ordres de grandeur des temps caractéristiques (τ , τ_v , τ_t) a montré que les temps liés au phénomène d'atomisation (τ_d , τ) sont prépondérants dans cette étude devant les temps de relaxation cinématique et thermique (τ_v , τ_t).

L'étude de l'évolution de la pression au sein de la phase dispersée a mis en évidence un comportement caractéristique, non observé lorsque la phase dispersée est composée de particules solides : une zone de détente suit directement le pic de pression induit par le passage de l'onde de choc à la station de mesure. De plus, la durée de cette détente est comprise entre le temps de déformation et le temps d'atomisation. Cette observation renforce l'hypothèse selon laquelle cette zone de détente est induite par l'éclatement des gouttes. La zone de détente est suivie d'une zone où la pression augmente régulièrement jusqu'à atteindre la pression d'équilibre.

L'étude de l'influence de la fraction volumique a montré que cette pression d'équilibre varie dans le même sens que la densité apparente de la phase dispersée. Ce résultat rejoint l'observation de Sommerfeld [5] effectuée dans le cas de particules solides. De même, on observe que la partie de l'onde de choc qui se réfléchit sur l'interface air/nuage est moins importante quand la fraction volumique est réduite. On attribue cet effet à la diminution de l'impédance acoustique du nuage. Finalement, l'atténuation du pic de pression est sensiblement augmentée avec l'accroissement de la fraction volumique. Elle est de l'ordre de 80% pour une fraction volumique de 1.05% et un nombre de Mach de 1.5 et elle n'évolue pas linéairement avec la fraction volumique. Pour une fraction volumique de 0.1%, on a relevé une atténuation du pic de pression de 40% pour un Mach de 1.5. L'atténuation est de 50% dans le cas d'un nuage de 0.25% de fraction volumique, pour le même nombre de Mach. L'augmentation de la fraction volumique ou/et la diminution du diamètre des gouttes a pour conséquence d'augmenter la surface d'échange entre l'écoulement et les gouttes. Les transferts de quantité de mouvement et de chaleur en sont donc accrus.

Le nombre de Mach influe lui aussi sur ces transferts et sur les temps caractéristiques de fragmentation des gouttes. L'atténuation du pic de pression est améliorée, pour un même nuage passant de 60% à 80% lorsque le nombre de Mach passe de 1.3 à 1.5, pour $\alpha_d = 1.05\%$.

L'étude de l'influence de la hauteur du nuage a permis de mettre en évidence la création d'un faisceau de détonations qui remonte l'écoulement lorsque l'onde de choc sort du nuage dans l'air. Ce phénomène, observé pour les plus petits nuages, peut entraîner une diminution de la pression d'équilibre. Dans le but d'atténuer une onde de choc, cette caractéristique peut être utilisée. On peut donc penser que la juxtaposition de nuages de tailles, de fractions volumiques et de diamètres différents séparés ou non par des couches d'air peut jouer le rôle de piège d'onde et diminuer la pression transmise.

Résultats numériques

Chapitre 4

Modélisation Eulerienne de l'interaction d'une onde de choc plane avec un milieu dilué

Sommaire

4.1	Introduction	132
4.2	Modélisation Eulerienne d'un écoulement dilué	132
4.2.1	Choix de la modélisation	132
4.2.2	Système d'équations des phases continue et dispersée	133
4.2.3	Termes d'interactions entre le gaz et les particules	135
4.3	Méthode numérique	136
4.3.1	Schémas numériques	137
4.3.2	Calcul des flux	138
4.3.3	Maillage et pas de temps	138
4.4	Interaction entre une onde de choc et des gouttes sans fragmentation	139
4.5	Interaction entre une onde de choc et des gouttes avec fragmentation	142
4.5.1	Taux de fragmentation	142
4.5.2	Comparaison des résultats obtenus avec prise en compte de la fragmentation	143
4.5.3	Temps de déformation	146
4.5.4	Coefficient de traînée	148
4.5.5	Taux de fragmentation : modélisation par le diamètre	152
4.6	Etude paramétrique numérique des caractéristiques du nuage : résultats et comparaisons	156

4.6.1	Influence de la fraction volumique	156
4.6.2	Influence du diamètre des gouttes	157
4.6.3	Etude à surface d'échange constante	159
4.7	Comparaison des résultats expérimentaux et numériques pour les mêmes conditions d'essais . . .	162
4.8	Conclusion	166

4.1 Introduction

Le code PEGASE monodimensionnel, instationnaire développé dans le laboratoire est présenté dans une première partie. Les choix effectués pour la modélisation numérique de l'écoulement y sont exposés au niveau de l'approche (Lagrangienne ou Eulerienne) ainsi que les méthodes (éléments finis, différences finies ou volumes finis). La seconde partie traite du phénomène prépondérant dans cette étude : l'atomisation des gouttes d'eau. Une amélioration de la prise en compte de son expression est effectuée afin d'obtenir une meilleure description des phénomènes physiques observés expérimentalement.

4.2 Modélisation Eulerienne d'un écoulement dilué

4.2.1 Choix de la modélisation

L'approche Lagrangienne, qui consiste à suivre les caractéristiques de chaque particule, n'a pas été choisie. Elle nécessite de grandes capacités de calculs et de stockage de mémoire. Elles sont d'autant plus importantes que le nombre de particules présentes dans le milieu diphasique est important ainsi que le temps physique de l'étude.

L'approche Eulerienne ne nécessite pas la connaissance des propriétés individuelles de chacune des particules mais les caractéristiques du milieu étudié en un point donné. La puissance de calcul nécessaire est alors moindre et les temps de calculs sont réduits. Toutefois, pour utiliser cette approche il faut que le milieu diphasique étudié puisse être considéré comme étant un milieu continu. On doit donc se situer dans le cas des écoulements diphasiques dilués. Dans cette situation la fraction volumique, α_d , du nuage de particules doit être inférieure au pourcent. Cette approche a été retenue car elle satisfait à la fois les conditions expérimentales et elle garantit un temps de calcul raisonnable. A chacune des deux phases, phase porteuse pour le gaz et phase dispersée pour le nuage est associé un système d'équations aux dérivées partielles : équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie.

4.2.2 Système d'équations des phases continue et dispersée

Lorsque la fraction volumique du milieu diphasique étudié est inférieure au pourcent, celui-ci peut être considéré comme continu (cf. chapitre 1). Ce dernier est alors décrit par une masse volumique fictive donnée par :

$$\rho_d^* = \alpha_d \rho_d \quad (4.1)$$

où ρ_d^* est la masse volumique apparente de la phase dispersée, α_d la fraction volumique et ρ_d la masse volumique de l'élément dispersé. Les équations générales de la phase dispersée utilisées dans ce travail ont été tout d'abord développées dans les années 1960 par Carrier [2], Marble [3], Rundiger [138] puis Soo [101], notamment pour des applications aérospatiales. Afin d'établir les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie liées à la phase dispersée, pour des grandeurs moyennes, il faut que les fluctuations du nombre de particules dans le volume considéré soient très petites par rapport au nombre moyen de particules dans ce volume [88]. Dans le cadre des milieux dilués, le système d'équations aux dérivées partielles régissant la phase dispersée est alors similaire à celui établi pour des fluides formant un milieu continu.

Au cours de cette étude seuls les transferts de quantité de mouvement et thermiques sont pris en compte, au vu des ordres de grandeurs des temps de relaxation cinématique et thermique, calculés lors des essais expérimentaux (cf. chapitre 3). Le phénomène prépondérant d'éclatement des gouttes d'eau est aussi modélisé. Les phénomènes de transfert de masse, de collision inter particulaire, de turbulence et de couche limite ne sont pas pris en compte, du fait de leur faible contribution.

Bien que les gouttes d'eau soient sensibles à la répartition de pression autour de leurs interfaces, elles sont considérées comme étant sphériques [88]. De plus, pour une fraction volumique α_d faible par rapport à l'unité (milieu dilué), la pression de la phase condensée peut être négligée [88, 139]. Le terme de pression dans l'équation de quantité de mouvement n'est donc pas pris en compte. Par conséquent, la vitesse du son ne peut pas être calculée dans cette phase : les informations ne se propageront pas par collisions acoustiques mais à la vitesse moyenne de la phase.

Les transferts de chaleur à l'intérieur de la phase dispersée sont négligés [3, 136]. La description du milieu par un modèle d'écoulement dilué est répandue dans la littérature [140, 141, 142, 143] et utilise les hypothèses suivantes :

- La fraction volumique α_d de la phase dispersée est très faible
- La masse volumique des éléments qui composent la goutte est très grande devant celle du gaz.

- La capacité calorifique de ces éléments est constante.
- La température à l'intérieur d'une particule est uniforme.
- Les gouttes sont supposées sphériques, de même diamètre.
- La fragmentation des gouttelettes est prise en compte.
- Les collisions entre les particules sont négligées.
- La coalescence de particules n'est pas considérée.
- Les forces de volumes (gravité) sont négligeables par rapport aux autres forces.
- Les transferts de chaleur sont de forme convective.
- Le transfert de masse n'est pas pris en compte.
- Il n'y a pas de phénomènes de condensation.
- Les effets de paroi, de couche limite et ceux de turbulence dans le nuage ne sont pas envisagés.

Concernant la phase porteuse :

- Le gaz qui compose la phase porteuse est compressible et obéit à la loi des gaz parfaits
- L'écoulement est instationnaire et monodimensionnel

Ces hypothèses faites, le système d'équations aux dérivées partielles s'écrit, pour les phases porteuse et dispersée :

Phase porteuse :

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g u_g}{\partial x} = 0 \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \rho_g u_g}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_g u_g^2 + P_g)}{\partial x} = F_{g-d} \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial \rho_g E_g}{\partial t} + \frac{\partial u_g (\rho_g E_g)}{\partial x} = u_d F_{g-d} + Q_{g-d} \quad (4.4)$$

$$(4.5)$$

Phase dispersée :

$$\frac{\partial \rho_d^*}{\partial t} + \frac{\partial \rho_d^* u_d}{\partial x} = 0 \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial \rho_d^* u_d}{\partial t} + \frac{\partial \rho_d^* u_d^2}{\partial x} = -F_{g-d} \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial \rho_d^* E_d}{\partial t} + \frac{\partial u_d \rho_d^* E_d}{\partial x} = -u_d F_{g-d} - Q_{g-d} \quad (4.8)$$

u_g, ρ_g, E_g et u_d, ρ_d^*, E_d sont respectivement la vitesse, la masse volumique et l'énergie des phases gazeuse et dispersée. L'énergie E est la somme de l'énergie interne et de l'énergie cinétique. La pression dans la phase porteuse est notée P_g . Enfin, les termes d'interactions Q_{g-d}, F_{g-d} sont relatifs aux transferts de chaleur et de quantité de mouvement du gaz vers les gouttes. Ce système de six équations est constitué de huit inconnues : $\rho_g, P_g, T_g, u_g, \rho_d^*, T_d, u_d$ et ϕ_d . Le gaz qui compose la phase dispersée est considéré comme parfait. Cette hypothèse apporte l'équation supplémentaire suivante :

$$P_g = \rho_g RT_g \quad (4.9)$$

L'équation de conservation du nombre de gouttes est ajoutée à celles de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie des phases porteuse et dispersée :

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial n_d u_d}{\partial x} = \dot{n}_d \quad (4.10)$$

Cela assure la fermeture du système, compte tenu de la relation entre n_d, ϕ_d et ρ_d^* donnée par la définition de la fraction volumique, α_d et de la masse volumique apparente, ρ_d^* :

$$\rho_d^* = \alpha_d \rho_d = \frac{N_d \pi \phi^3}{6} \rho_d \quad (4.11)$$

Le second membre de l'équation 4.10, \dot{n}_d est relatif à la prise en compte de la création de gouttes par le processus de fragmentation. Lorsque les transferts de masse, l'agglomération ou la fragmentation de particules sont négligés, le second membre est nul. L'équation est alors équivalente à celle de conservation de la masse de la phase dispersée.

4.2.3 Termes d'interactions entre le gaz et les particules

Les termes d'échanges entre le gaz et les particules utilisent des corrélations obtenues dans le cas de particules isolées. La phase dispersée est considérée comme diluée, ce qui implique que les éléments qui la composent ont peu d'effets les uns sur les autres.

Force de trainée

Dans le cas d'un écoulement d'air et d'un nuage composé de gouttes d'eau, le rapport $\frac{\rho_d}{\rho_g}$ est important. La masse virtuelle, les forces induites par le gradient de pression peuvent donc être négligées ainsi que les forces

de Basset. Sommerfeld *et al.* [144] ont étudié l'importance de ces forces en comparant les résultats obtenus lorsqu'elles sont toutes prises en compte avec le cas où seule la trainée de Stokes est considérée. Les auteurs ont trouvé des résultats similaires pour des nombres de Reynolds supérieurs à 50 [79]. La force de trainée est calculée par :

$$\overrightarrow{F_{g-d}} = \frac{1}{2} \rho_g C_x \frac{\pi \phi^2}{4} \|\vec{u}_d - \vec{u}_g\| (\vec{u}_d - \vec{u}_g) \quad (4.12)$$

Le coefficient de trainée utilisé est celui de Jourdan *et al.* [71] présenté au chapitre 1, équation 1.26. Les moyens mis en oeuvre pour le déterminer sont proches de nos conditions expérimentales, c'est pourquoi il a été retenu. Il s'écrit :

$$\log_{10} C_x = -0.69555 + 1.2589 \log_{10}(Re) - 0.46458 (\log_{10}(Re))^2 + 0.04532 (\log_{10}(Re))^3 \quad (4.13)$$

Transfert de chaleur

Les transferts de chaleur sont estimés à partir de corrélations empiriques données par :

$$Q_{g-p} = n_d \pi \phi_d h Nu (T_g - T_d) \quad (4.14)$$

où h est le coefficient de transfert convectif et Nu le nombre de Nusselt calculé par la corrélation de Ranz-Marshall [73], présentée au chapitre 1, équation 1.33.

$$Nu = \frac{h \phi}{\lambda} = 2 + 0.6 Re^{\frac{1}{3}} Pr^{\frac{1}{3}} \quad (4.15)$$

4.3 Méthode numérique

Le système d'équations de conservation peut être écrit sous forme matricielle :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{F}(U) = H(U) \quad (4.16)$$

où U , le vecteur des variables conservées, $F(U)$, le vecteur des flux associés et $H(U)$, le vecteur des termes d'interaction s'écrivent :

$$U = (\rho_g, \rho_g u_g, \rho_g E_g, \rho_d u_d, \rho_d u_d, \rho_d E_d, n_d) \quad (4.17)$$

$$F(U) = (\rho_g u_g, \rho_g u_g^2 + P_g, u_g(\rho_g E_g + P_g), \rho_d u_d, \rho_d u_d^2, \rho_d u_d E_d, n_d) \quad (4.18)$$

$$H(0) = (0, F_{g-d}, u_g F_{g-d} + Q_{g-d}, 0, -F_{g-d}, -u_g F_{g-d} - Q_{g-d}, n_d) \quad (4.19)$$

Le schéma numérique employé pour résoudre le système d'équations différentielles consiste à le séparer en deux parties.

Une partie homogène :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{F} \right) \cdot U = L_{conv}(U) = 0 \quad (4.20)$$

et une partie incluant les termes d'interactions présents au second membre :

$$\left(\frac{d}{dt} + H \right) \cdot U = L_{source}(U) = 0 \quad (4.21)$$

L_{source} et L_{conv} sont les opérateurs d'intégration définis pour l'équation homogène et celle incluant les termes sources, respectivement. Les solutions de ces équations \tilde{U}^{n+1} et U^{n+1} sont données par :

$$L_{conv}(U^n) = \tilde{U} \quad (4.22)$$

$$L_{source}(\tilde{U}) = U^{n+1} \quad (4.23)$$

4.3.1 Schémas numériques

Dans le cadre des modélisations numériques de tels écoulements, les méthodes aux différences finies et aux volumes finis peuvent être envisagées. La méthode aux volumes finis est choisie car elle est plus robuste et plus souple d'utilisation que la méthode aux différences finies bien que la résolution des problèmes de Riemann soit plus longue. De plus, cette méthode est flexible et peut aisément s'adapter à des maillages structurés ou non.

La méthode des volumes finis est donc employée pour résoudre les équations de conservation. La discrétisation des formulations intégrales s'effectue dans l'espace physique.

L'opérateur L_{conv} utilise un schéma de type MUSCL (Monotonic Upwind Scheme for Conservation Laws)[145], vérifiant les propriétés T.V.D. Ce schéma est du second ordre dans l'espace et le temps. L'opérateur L_{source} est un solveur ODE (Equations Différentielles Ordinaires). Le schéma de Runge-Kutta, explicite, du second ordre est assez précis pour intégrer les termes sources. Les mêmes schémas numériques sont utilisés pour résoudre les deux phases continue et dispersée.

4.3.2 Calcul des flux

Godunov en 1959 [146] a développé le premier solveur de Riemann exact qui permet de calculer les flux qui traversent une interface séparant deux milieux dont les états thermodynamique et cinématique sont différents. Cette configuration est connue sous le nom de problème de Riemann (cf. Chapitre 2). Les flux de la phase gazeuse sont calculés par le solveur exact de Riemann. Pour la phase dispersée, le solveur exact développé par Saurel *et al.* [147] est employé.

4.3.3 Maillage et pas de temps

Le pas de temps de calcul, Δt , dépend du maillage choisi et doit respecter le critère de stabilité de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) défini par :

$$\Delta t = C_{CFL} \min(\Delta t_{E-W}) \quad (4.24)$$

où C_{CFL} est une constante comprise entre 0 et 1. La valeur 0.9 est préconisée pour que le schéma soit stable et conservatif. Δt_{E-W} est lié au temps de déplacement des ondes sur la cellule de calcul étudiée. Il est calculé par :

$$\Delta t_{E-W} = \frac{L_{E-W}}{\|u_g \vec{l}_{E-W} + c\|} \quad (4.25)$$

où L_{E-W} est la taille de la cellule et \vec{l}_{E-W} la direction caractéristique de la cellule. Le code de calcul PEGASE à été validé pour des cas tests classiques et notamment pour le test de Sod [142, 148, 149, 150] . L'écoulement induit lors de l'interaction entre une onde de choc et une nuage de gouttes dans le tube à choc T80 (cf. chapitre 2) est simulé par PEGASE. Le domaine de calcul est alors de 3,795 m soit la longueur du tube à choc T80.

Le maillage adopté pour tous les calculs présentés correspond à une cellule tous les millimètres. Ainsi, une bonne précision et une faible diffusion sont obtenues.

4.4 Interaction entre une onde de choc et des gouttes sans fragmentation

Dans cette partie, les éléments de la phase dispersée ont les propriétés physiques de l'eau mais sont considérés comme des particules ayant l'impossibilité de se fragmenter ($n_d = 0$). Les conditions de référence utilisées pour initialiser les pressions, vitesses et masses volumiques dans les chambres haute pression et basse pression du tube à choc sont celles du tir T80#665. Elles sont calculées par les relations de Rankine-Hugoniot à partir du nombre de Mach de l'essai et sont présentées table 4.1. Les caractéristiques initiales de la phase dispersée sont données table 4.2.

TABLE 4.1 – Caractéristiques des conditions initiales de la phase porteuse (air) régnant dans les chambres haute pression et basse pression

	Chambre HP	Chambre BP
Pression (Pa)	$6,813.10^5$	1.10^5
Masse volumique ($kg.m^{-3}$)	7,92	1,182
Vitesse ($m.s^{-1}$)	0	0

TABLE 4.2 – Caractéristiques des conditions initiales de la phase dispersée correspondant au tir T80#665

Densité apparente ($kg.m^{-3}$)	10,5
Abscisse d'interaction (mm)	2959
Dimension nuage (mm)	751
Diamètre (μm)	500
Température (K)	293
Vitesse ($m.s^{-1}$)	0

Les résultats obtenus numériquement à huit stations de mesure localisées en amont et à l'intérieur du nuage sont comparés figure 4.1 avec ceux obtenus expérimentalement. L'évolution du signal de pression présente l'allure caractéristique observée lors de l'interaction entre une onde de choc et un nuage de particules (cf. chapitre 3). Il s'agit d'une diminution du pic de pression au fur et à mesure de sa propagation dans le nuage de gouttes. Ce pic est suivi

d'une zone où la pression augmente à nouveau jusqu'à atteindre une pression d'équilibre.

Si on compare les signaux numériques et expérimentaux à la station S_8 , on observe une bonne concordance du plateau de pression. Le léger pic expérimental initial est attribué à la présence du percuteur. Une différence de pression apparaît ensuite au niveau du faisceau de détente.

L'onde de choc réfléchie observée station S_7 et l'onde de compression observée station S_6 ont la même dynamique que ce soit expérimentalement ou numériquement. Cela semble démontrer une bonne estimation de l'abscisse d'interaction par la méthode de diagnostic optique employée. Cependant, le niveau atteint à la pression d'équilibre est différent dans les cas expérimentaux et numériques. Cela peut provenir en partie de l'erreur commise lors des expériences sur l'estimation de la fraction volumique et pour une autre partie de la modélisation. Il a été montré précédemment que ce niveau de pression augmente avec la fraction volumique.

De plus, pour toutes les stations de mesure (S_8 à S_1), les arrivées des ondes de choc incidente et transmise sont superposées. Cependant, l'onde de choc réfléchie sur le fond de la chambre basse pression arrive bien plus tôt que celle observée expérimentalement. En outre, à l'intérieur du nuage (S_5 à S_1), la zone de détente qui suit le pic de pression sur le signal expérimental n'est pas observée numériquement en l'absence de fragmentation. Finalement, le pic de pression et l'impulsion sont moins atténués dans le cas numérique (S_3 à S_1). Il apparaît donc que les différences qui existent entre les résultats numériques et expérimentaux doivent provenir de la capacité des gouttes à se fragmenter. De plus, on a établi expérimentalement (cf. chapitre 3) que l'éclatement des gouttes est un processus fortement lié à la présence de la zone de détente. Par conséquent, la fragmentation doit être prise en compte dans la modélisation numérique.

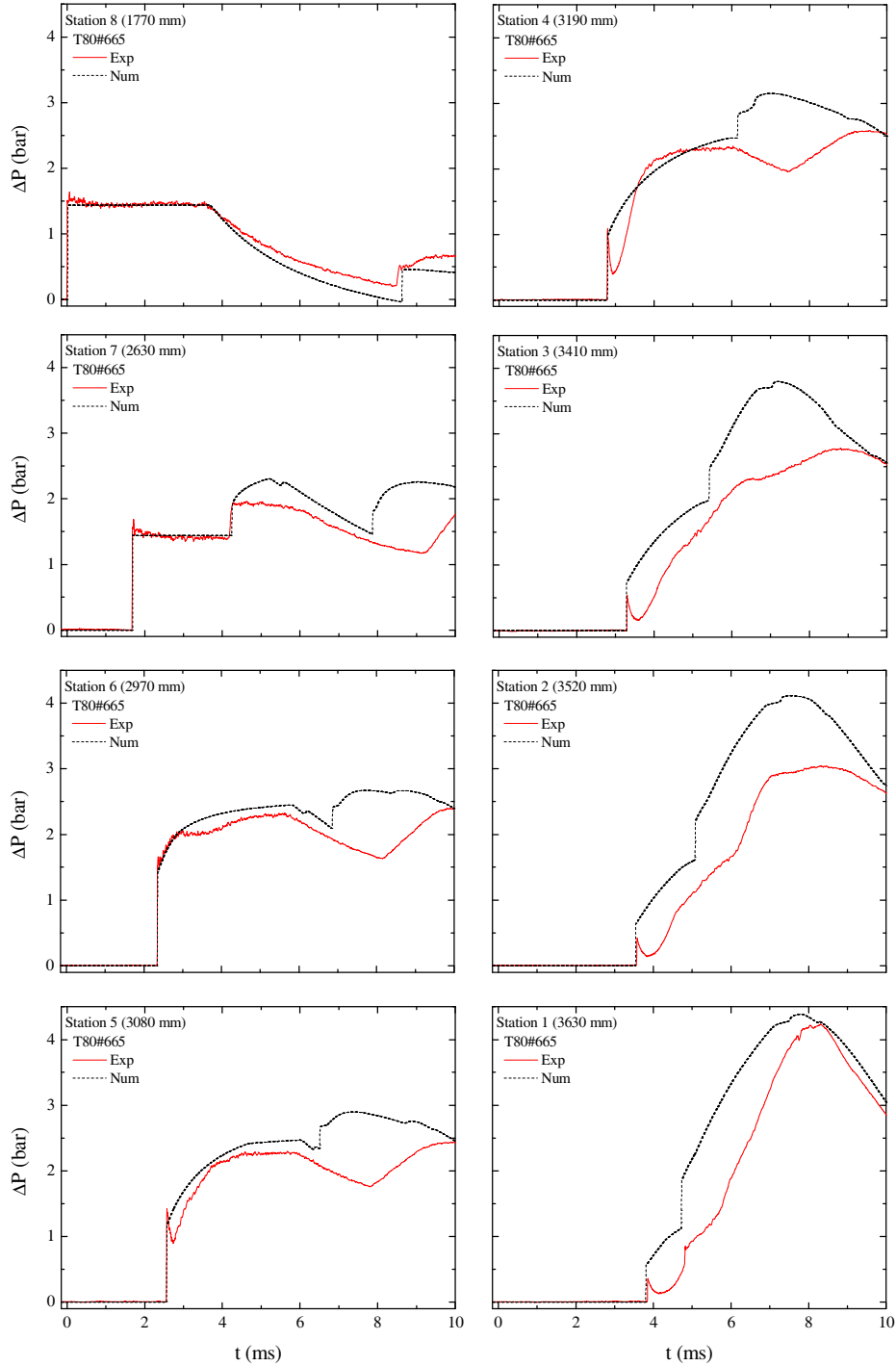


FIGURE 4.1 – Comparaison des évolutions de la pression en fonction du temps, obtenues expérimentalement ($T80\#665$) et numériquement (tab. 4.1 et 4.2) aux stations de S_8 à S_1 . Les éléments qui composent la phase dispersée simulée ne peuvent pas se fragmenter.

4.5 Interaction entre une onde de choc et des gouttes avec fragmentation

Afin d'améliorer la description de l'écoulement et de se rapprocher de celui observé expérimentalement, la fragmentation des éléments qui composent la phase dispersée est modélisée. C'est au moyen de l'équation de conservation du nombre de particules que la fragmentation des gouttes est prise en compte par l'intermédiaire du terme d'interaction \dot{n}_d . Ce terme représente le taux d'accroissement du nombre de gouttes par unité de volume et par unité de temps suite à l'éclatement des gouttes.

4.5.1 Taux de fragmentation

Le modèle de fragmentation le plus fréquemment utilisé pour décrire les écoulements Euleriens diphasiques est celui défini par Kolev [17, 79]. Les $n_{d_{t_0}}$ gouttes mères de diamètre ϕ_{t_0} qui constituent la phase dispersée avant l'arrivée de l'onde de choc au temps t_0 vont se fragmenter en n_{d_τ} gouttes filles de diamètre ϕ_τ au bout du temps total d'atomisation τ . Durant ce processus, la masse totale des gouttes est supposée se conserver. A la fin du processus, les gouttes "filles" sont supposées avoir toutes le même diamètre et la même température. Le terme source \dot{n}_d , ou taux de production, est alors défini par :

$$\dot{n}_d = \frac{n_{d_\tau} - n_{d_{t_0}}}{\tau} \quad (4.26)$$

L'hypothèse de conservation de la masse totale des gouttes donne :

$$n_{d_{t_0}} \frac{\pi \phi_{t_0}^3}{6} = n_{d_\tau} \frac{\pi \phi_\tau^3}{6} \quad (4.27)$$

d'où

$$\dot{n}_d = \frac{n_{d_\tau} - n_{d_{t_0}}}{\tau} = n_{d_{t_0}} \frac{\left(\frac{\phi_{t_0}}{\phi_\tau}\right)^3 - 1}{\tau} = n_{d_{t_0}} f_{frag} \quad (4.28)$$

où f_{frag} est la fréquence de fragmentation d'une goutte. Lorsque le nombre de Weber des gouttes excède le nombre de Weber critique, la fragmentation est initiée (cf. chapitre 1). Afin d'estimer au mieux le taux de production des gouttes "filles", le diamètre final d'atomisation doit être évalué ainsi que le temps total d'atomisation. Des relations empiriques pour ces grandeurs ont été présentées au chapitre 1.

4.5.2 Comparaison des résultats obtenus avec prise en compte de la fragmentation

L'apport de l'implémentation de la fragmentation selon le modèle qui repose sur le taux d'accroissement du nombre de gouttes [17] est présenté figure 4.2 pour les stations de mesures S_7 , S_5 , S_4 et S_2 . L'essai $T80\#665$ est pris comme référence : les conditions initiales de la phase porteuse introduites table 4.1 sont utilisées et les caractéristiques correspondantes de la phase dispersée sont définies table 4.3 pour des gouttes de $500 \mu m$. Le diamètre final et le temps total d'atomisation sont calculés d'après les formules empiriques de Pilch et Erdmann [37], introduites au chapitre 1. Le coefficient de traînée de Jourdan *et al.* [71] est utilisé dans le calcul de ϕ_τ . La station

TABLE 4.3 – Caractéristiques des conditions initiales de la phase dispersée

Densité apparente ($kg.m^{-3}$)	10.5
Abscisse d'interaction (mm)	2959
Dimension nuage (mm)	751
Température (K)	293
Vitesse ($m.s^{-1}$)	0

S_7 montre que l'onde de choc réfléchie sur l'interface air/nuage est beaucoup plus forte et la pression d'équilibre plus élevée quand la fragmentation est prise en compte. De plus, aux stations S_2 , S_4 , S_5 , le pic de pression et la vitesse de l'onde de choc sont significativement inférieurs aux valeurs observées expérimentalement. Cependant, la dynamique relative à l'onde de choc réfléchie par le fond de la chambre expérimentale (R_{exp}) est plus proche de celle observée lors de nos essais. Cela signifie que la réduction du diamètre des gouttes par le processus de fragmentation est un phénomène important qui influence et atténue l'onde de choc réfléchie R_{exp} .

La prise en compte de l'atomisation par le seul taux de production défini par le taux d'accroissement du nombre de gouttes [17] ne permet pas d'observer la zone de détente caractéristique obtenue expérimentalement. Il semble que la fragmentation soit trop rapide et violente au regard du pic de pression. Les gouttes atteignent précocement un faible diamètre, les phases des étapes et les temps de fragmentation ne doivent pas être respectés. L'atomisation des gouttes est un phénomène transitoire vers un nouvel état d'équilibre (nouveau diamètre). Si celui-ci est effectué trop vite, tout se passe comme si le nuage de gouttes était composé d'éléments dont la dimension initiale était plus faible que celle prise comme condition initiale. La figure 4.3 présente

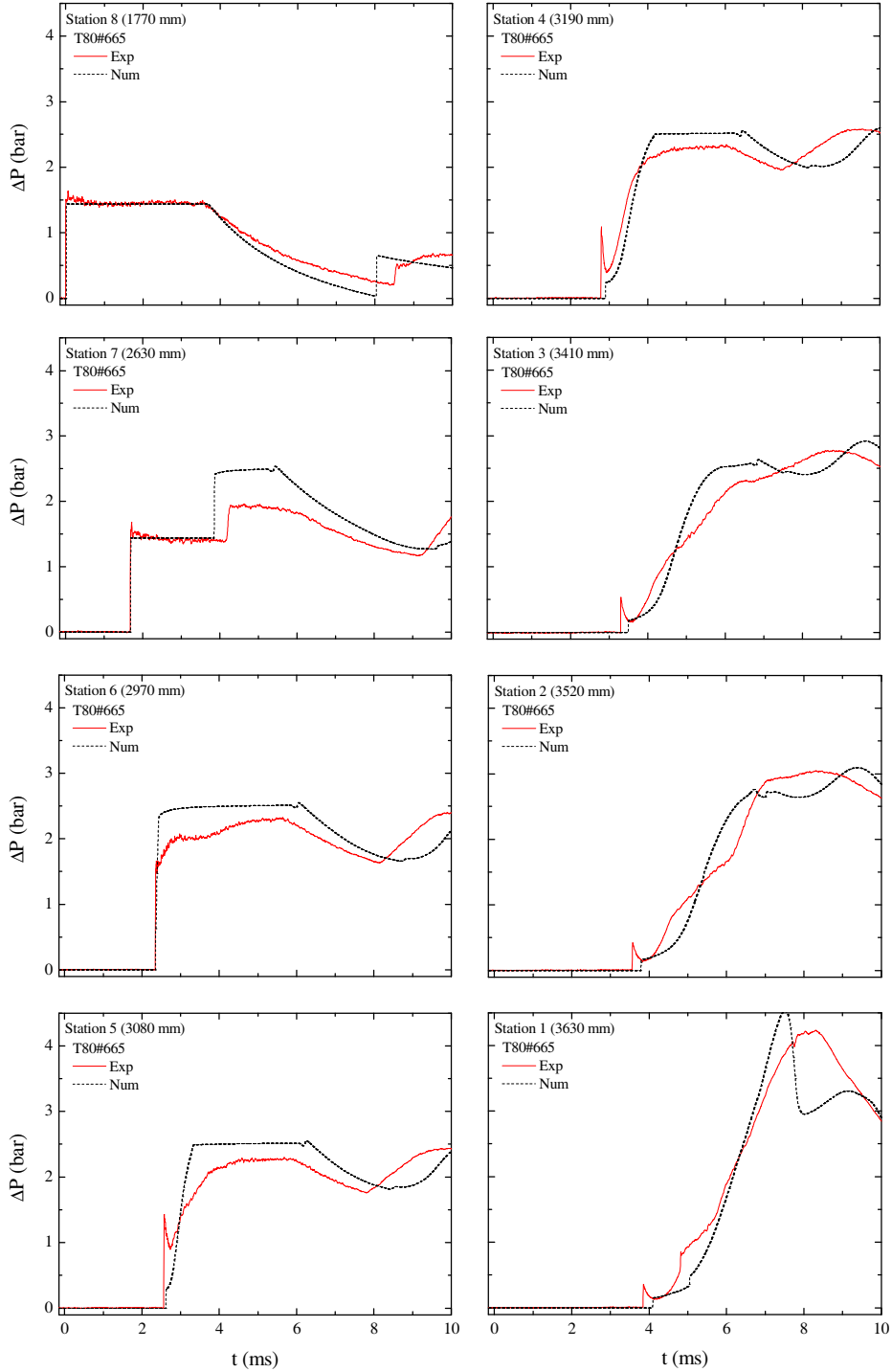


FIGURE 4.2 – Comparaison des évolutions de la pression en fonction du temps, obtenues expérimentalement ($T80\#665$) et numériquement (tab. 4.3) avec fragmentation ($\dot{n}_d = \frac{n_{d\tau} - n_{dt_0}}{\tau}$), aux stations de S_8 à S_1 .

une comparaison de la simulation effectuée avec la prise en compte de la fragmentation présentée fig 4.2, et une simulation réalisée sans fragmentation possible dans le cas où le diamètre initial des gouttes est de $100 \mu m$. Les deux signaux obtenus présentent une dynamique et des pressions similaires. Cette observation confirme la trop grande rapidité du phénomène lorsque seul le taux de production est implémenté. Kuentzman [88] précise que si l'écla-

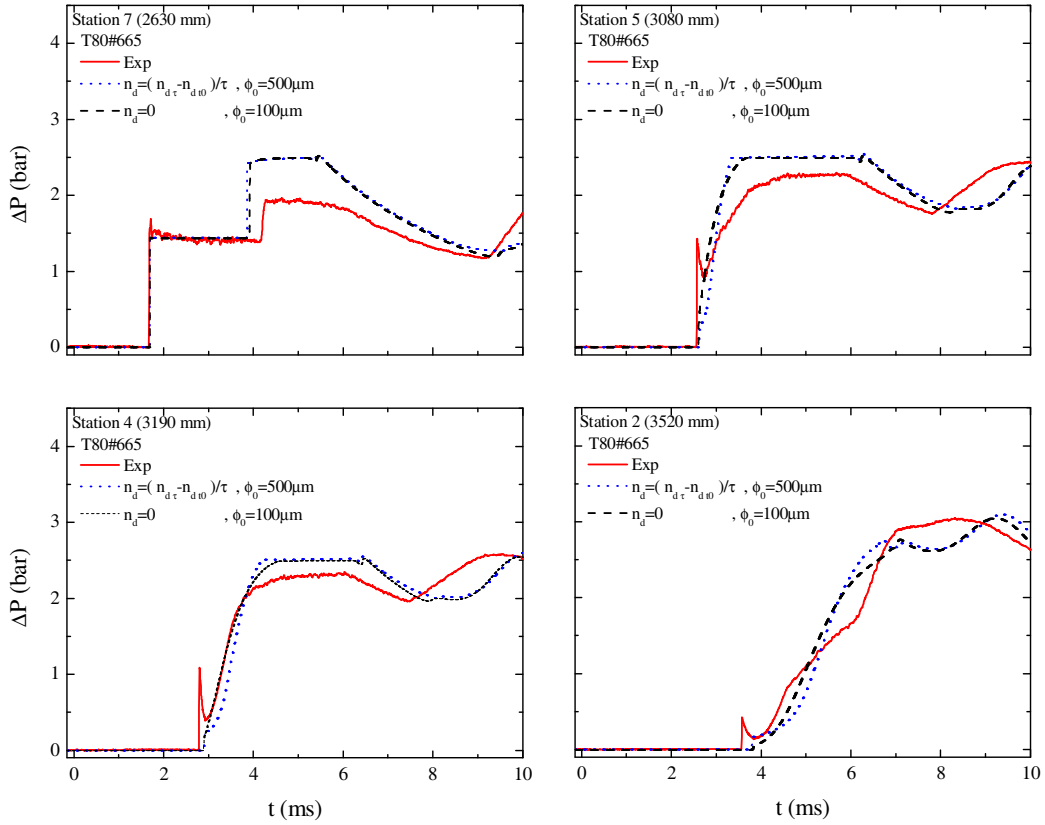


FIGURE 4.3 – Evolutions de la pression en fonction du temps, obtenues numériquement lors de l'interaction d'une onde de choc de Mach 1.5 et de deux nuages constitués de deux diamètres de gouttes d'eau de $100 \mu m$ et $500 \mu m$ définis table 4.3. La phase dispersée est composée de gouttes de $500 \mu m$ de diamètre lorsque la fragmentation est activée ($n_d = \frac{n_{d\tau} - n_{d0}}{\tau}$) et de $100 \mu m$ sans fragmentation ($n_d = 0$).

tement des gouttes est considéré comme étant un phénomène instantané, le comportement physique obtenu est erroné, ce qui est vérifié ici. Le processus de fragmentation semble donc être trop rapide il convient alors d'imposer les étapes de fragmentation observées expérimentalement (cf. chapitre 1).

4.5.3 Temps de déformation

Implémentation de l'étape de déformation

Le processus d'atomisation des gouttes se produit en deux étapes et ce, quel que soit le mode de fragmentation. Au cours de la première étape la goutte est déformée durant τ_d et passe d'une forme sphérique à celle d'une lentille. A la fin du processus de déformation, la goutte commence à générer des gouttes "filles" dont le diamètre dépendra du régime de fragmentation. Au temps τ l'atomisation prend fin et toutes les gouttes ont atteint un diamètre stable. Ainsi, une autre équation différentielle, est écrite pour retarder l'initiation de l'éclatement des gouttes [137, 151] :

$$\frac{\partial \tau_t}{\partial t} + u_d \frac{\partial \tau_t}{\partial x} = \dot{\tau} \quad (4.29)$$

où τ_t mesure le temps écoulé depuis que le nombre de Weber des gouttes est supérieur ou égal au nombre de Weber critique. $\dot{\tau}$ vaut 1 si $We \geq We_c$ et 0 sinon.

Durant l'étape de déformation ($\tau_t < \tau_d$) le diamètre de la goutte est maintenu constant, aucune fragmentation ne se produit.

Cette modélisation est en accord avec les observations expérimentales effectuées lors de l'interaction d'une onde de choc plane avec un nuage de gouttes (cf. chapitre 3). En effet, un temps de latence est observé entre le moment où l'onde de choc passe à une abscisse donnée et le moment où l'on peut constater visuellement la fragmentation des gouttes à cette même abscisse.

La figure 4.4 montre l'influence des corrélations des temps d'atomisation d'une goutte isolée, τ et τ_d sur l'évolution de la surpression au cours du temps. On constate que ce sont les formules fournies par Nigmatulin [20] qui conduisent au comportement le plus proche de celui observé expérimentalement pour les stations S_4 et S_2 , les plus éloignées du front amont.

Les résultats obtenus numériquement lorsque l'éclatement des gouttes est pris en compte, avec étape de déformation calculée selon les corrélations de Nigmatulin [20], sont comparés figure 4.4 à ceux expérimentaux obtenus lors de l'essai $T80\#665$, pour les stations de S_7 , S_5 , S_4 à S_2 .

A la station S_7 , figure 4.4, l'onde de choc réfléchi sur l'interface air/nuage est plus importante que celle obtenue expérimentalement. A partir de la station S_5 jusqu'à la station S_2 , une zone de détente suit directement le pic de pression. Ce phénomène est analogue à celui observé expérimentalement. L'ajout de l'étape de déformation à la prise en compte de la fragmentation par le taux de production donné par le taux d'accroissement du nombre de gouttes [17] est donc essentiel afin d'obtenir un comportement qui se rapproche de celui mesuré expérimentalement.

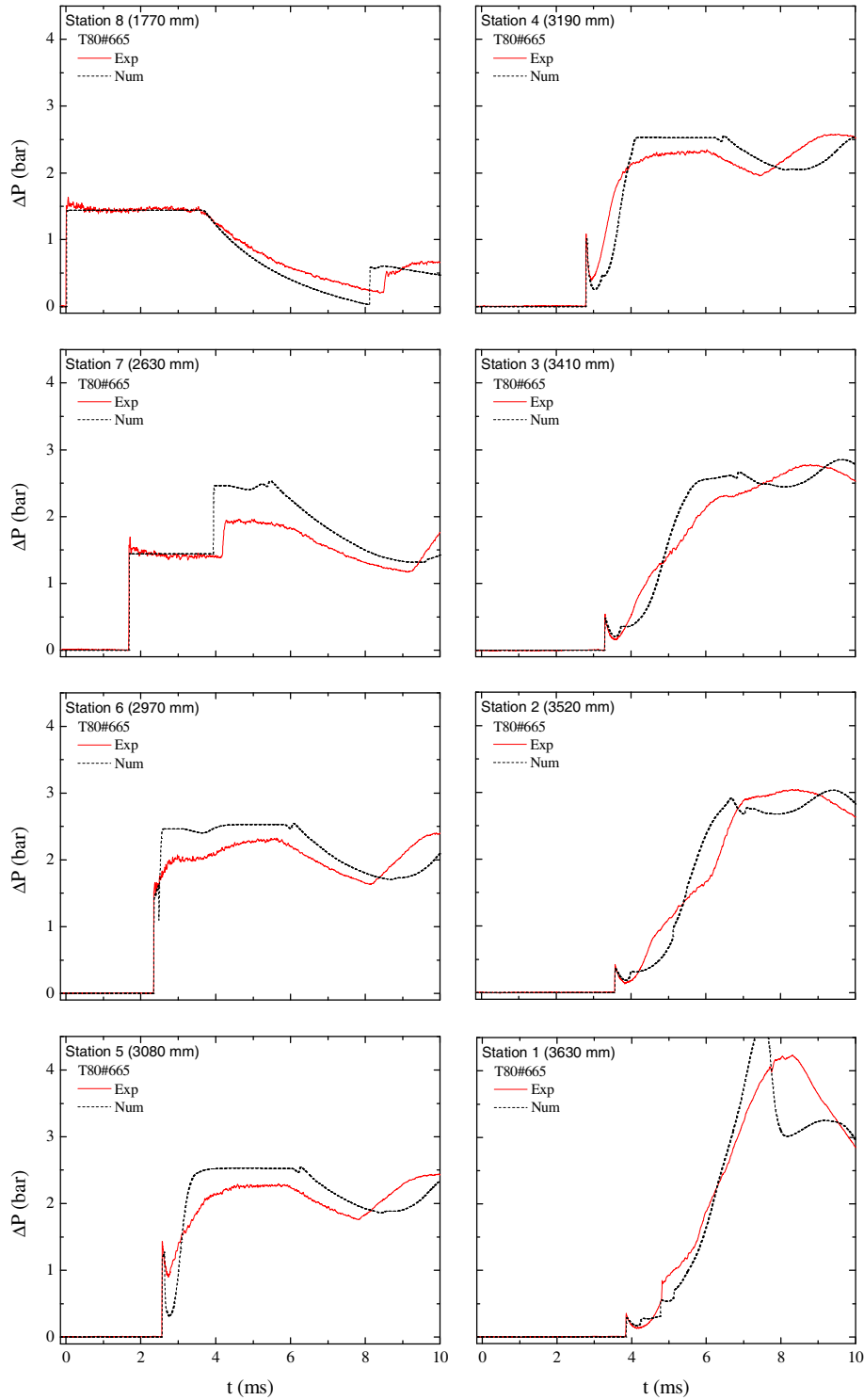


FIGURE 4.4 – Comparaison des évolutions de la pression en fonction du temps obtenues expérimentalement ($T80\#665$) et numériquement (tab. 4.1 et 4.2) avec fragmentation selon le modèle de l'accroissement du nombre de gouttes ($\dot{n}_d = \frac{n_{d\tau} - n_{dt_0}}{\tau}$) et avec étape de déformation [20].

En regardant les signaux de pression de la station S_5 à la station S_2 on remarque que le temps de détente s'accroît au fur et à mesure de l'avancée de l'onde de choc dans le nuage. Les détentes rattrapent le front de l'onde de choc. D'autre part la pression minimale atteinte par les ondes de détente, notamment station S_5 est significativement différente de celle obtenue expérimentalement. Dans le cas de la modélisation de la fragmentation décrite par le taux d'accroissement du nombre de gouttes [17], l'ajout de la phase de déformation améliore sensiblement les résultats numériques mais ne semble pas suffire pour reproduire fidèlement la dynamique expérimentale aux temps courts. La figure 4.5 compare l'effet des choix des corrélations des temps d'atomisation τ et τ_d [20, 41, 37] sur l'évolution de la pression en fonction du temps lorsque l'étape de déformation est prise en compte. Les signaux de pression présentés aux stations S_2 et S_4 sont agrandis afin de mieux observer l'influence des différents paramètres sur les temps courts, près du pic de pression. On observe alors, figure 4.5, que la qualité du comportement global dépend fortement des choix des corrélations et du temps de déformation.

Influence du temps de déformation τ_d

Trois calculs sont effectués pour trois temps de retard d'initiation à la fragmentation : $\frac{\tau}{5}$, τ et 5τ pour les conditions initiales de l'essai $T80\#665$. Les résultats obtenus avec le calcul des temps d'atomisation par les corrélations de Nigmatulin [20] sont présentés figure 4.6 aux stations S_7 , S_5 , S_4 et S_2 . Dans le cas où $\tau_d = \tau/5$, la décroissance de la pression s'effectue directement après le passage de l'onde de choc incidente à partir de la station S_5 . Cela n'est pas le cas pour les deux autres temps de retard $\tau_d = \tau$ et $\tau_d = 5\tau$. Lorsque le temps de déformation est trop important ($\tau_d = 5\tau$), la pression évolue alors comme si les gouttes d'eau n'avaient pas la capacité de se fragmenter, le nombre de gouttelettes du nuage reste le même. L'évolution de la pression est alors la même que celle observée lors de l'interaction d'une onde de choc avec des particules solides. Puis, comme il peut être observé dans le cas où $\tau_d = \tau$, l'initiation de la fragmentation des gouttes entraîne une décroissance brusque de la pression. Cette zone de détente se propage en aval et semble s'étendre comme si elle rattrapait le choc. Il semble alors que c'est ainsi que la zone de détente est créée lors de l'emploi du modèle d'accroissement du nombre de gouttes modifié par la prise en compte de l'étape de déformation.

4.5.4 Coefficient de traînée

Lorsque des particules sont disposées en réseau, le coefficient de traînée d'une particule est affecté par le sillage ou la couche limite des particules qui

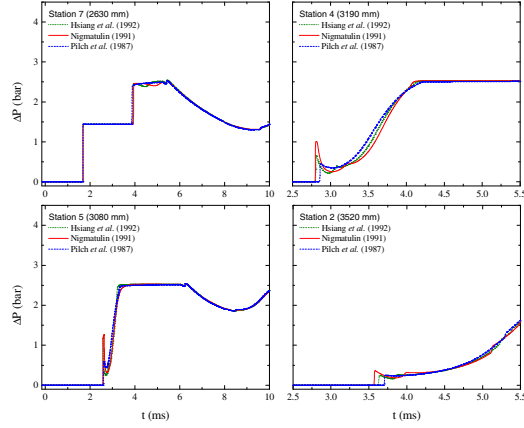


FIGURE 4.5 – Comparaison des évolutions de la pression en fonction du temps obtenues numériquement pour l’essai $T80\#665$, avec fragmentation (tab 4.1 et 4.2), avec étape de déformation calculée selon les corrélations respectives de τ et τ_d de Hsiang *et al.* [41], Nigmatulin [20] et Pilch *et al.* [37].

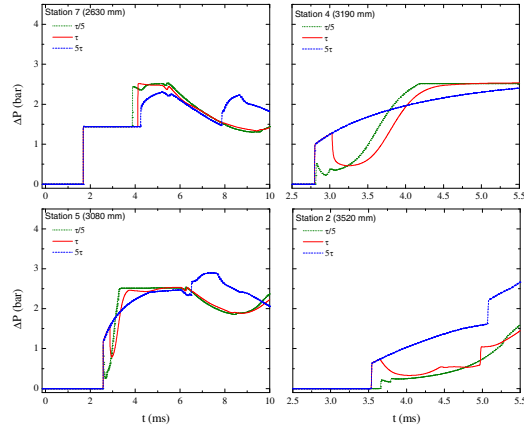


FIGURE 4.6 – Comparaison de résultats obtenus numériquement pour l’essai $T80\#665$ (tab 4.1 et 4.2) en prenant en compte la fragmentation ($\dot{n}_d = \frac{n_{d\tau} - n_{d_{t_0}}}{\tau}$) avec un temps de retard de $\tau_d = \tau/5$, $\tau_d = \tau$ et $\tau_d = 5\tau$.

l'entourent [72] (cf.chap 1). Pour que le coefficient de traînée d'une particule solide ne soit pas affecté par les particules voisines il faut qu'elles soient espacées de plus de 21 diamètres, pour de faibles nombre de Reynolds [72]. Cela n'est pas le cas pour des nuages dont la fraction volumique est de l'ordre du pourcent. Au chapitre 1, la distance séparant deux gouttes a été estimée être comprise entre 3 et 4 diamètres selon les formules utilisées, pour un nuage de fraction volumique $\alpha_d = 1\%$. Pour de tels espacements, on peut donc penser que le coefficient de traînée de la particule doit être significativement affecté par le sillage de ses voisines.

Lors du processus d'atomisation, dans le cas d'une goutte considérée comme isolée, la déformation de la goutte en lentille augmente le maître couple et donc aussi le coefficient de traînée. Effet de réseau et effet de déformation sont donc deux effets antagonistes. Toutefois, on suppose que l'effet de réseau l'emportant sur l'effet de déformation, le coefficient de traînée est globalement diminué durant l'étape de déformation.

On propose de l'imposer à 0.5 fois sa valeur initiale durant la période de déformation afin d'observer son impact sur l'évolution de la pression. Cette valeur est celle minimale atteinte pour des réseaux de gouttes d'après l'étude de Rowe *et al.* [152, 72]. C'est donc la valeur choisie ici pour minorer le coefficient de traînée : il est imposé à 0.5 fois celui calculé par Jourdan *et al.* [71]. Une comparaison entre les pressions obtenues expérimentalement et celles calculées numériquement est présentée figure 4.7 à la station S_2 . Pour

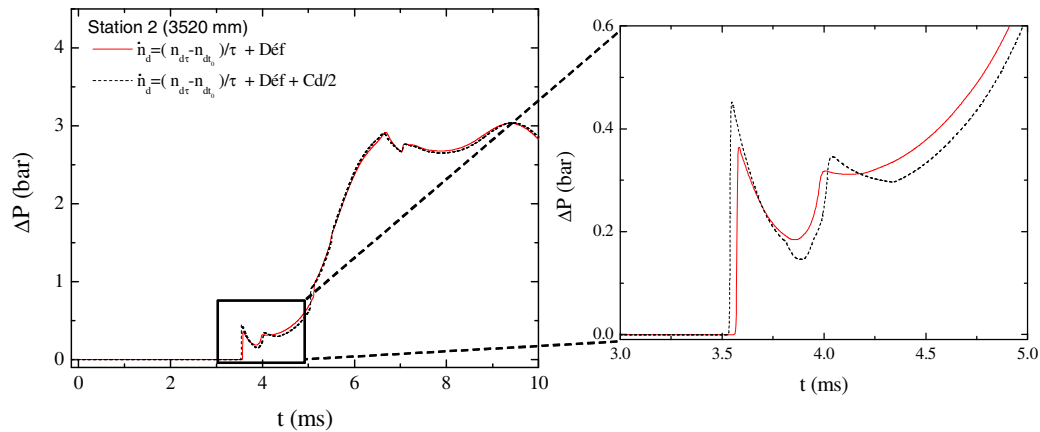


FIGURE 4.7 – Comparaison des évolutions de la pression à la station S_2 en fonction du temps, pour l'essai T80#665 (tab 4.1 et 4.2), avec fragmentation ($\dot{n}_d = \frac{n_{d\tau} - n_{dt_0}}{\tau}$) et avec étape de déformation [20], pour un coefficient de traînée constant ou divisé par deux lors de l'étape de déformation de la goutte.

cette simulation, la fragmentation suit le modèle du taux d'accroissement du nombre de gouttes et les corrélations expérimentales utilisées pour déterminer les temps d'atomisation τ et τ_d sont celles de Nigmatulin [20]. Durant la phase de déformation le diamètre de la goutte est constant et son coefficient de traînée est divisé de moitié.

Les résultats obtenus figure 4.7, montrent que le changement du coefficient de traînée durant la phase de déformation influe sur la pente de décroissance de la pression, la durée de la zone de détente ainsi que sur la valeur du pic de pression.

4.5.5 Taux de fragmentation : modélisation par le diamètre

Une autre formulation du terme source qui repose sur le taux de variation du diamètre des gouttes [18] peut être employée. Le taux de production du nombre de gouttes peut être estimé en considérant qu'une goutte "mère" de diamètre ϕ_{t_0} va s'atomiser en plusieurs gouttes "filles" de diamètre ϕ_τ . Le taux de variation du diamètre s'écrit alors :

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\phi_\tau - \phi_{t_0}}{\tau} \quad (4.30)$$

Par définition la fraction volumique est :

$$\alpha_d = \frac{N_d \pi \phi^3}{6} \quad (4.31)$$

avec N_d , le nombre de gouttes par unité de masse. En le dérivant par rapport au diamètre et en notant que $N_d = \frac{6\alpha_d}{\pi\phi^3}$, le taux de production du nombre de gouttes par unité de volume est donné par :

$$\dot{n}_d = \frac{-3}{\phi} N_d \left(\frac{\phi_\tau - \phi_{t_0}}{\tau} \right) = 3 \frac{n_{dt_0}}{\tau} \left(1 - \frac{\phi_\tau}{\phi_{t_0}} \right) = n_{dt_0} f_{frag} \quad (4.32)$$

La figure 4.8 présente une comparaison de l'évolution de la pression obtenue expérimentalement lors de l'essai *T80#665* à celle numérique calculée avec le modèle du taux de variation du diamètre des gouttes [18] et la corrélation de Pilch *et al.* [37]. On remarque que la zone de détente est présente avec le modèle du taux de variation du diamètre [18]. De plus, la dynamique de l'évolution de la pression est plus proche de celle obtenue expérimentalement en comparaison avec les résultats obtenus avec le modèle d'accroissement du nombre de goutte amélioré par la prise en compte de l'étape de déformation. De plus, la pression minimale de détente atteinte pendant ce temps de détente est surestimée par rapport à celle expérimentale pour les stations S_4 et S_2 . Si l'étape de déformation calculée par la corrélation de Pilch *et al.* [37] est ajoutée à ce modèle, la pression est peu changée aux temps courts comme le montre la figure 4.9. Ainsi la valeur du pic de pression augmente légèrement pour les stations éloignées du front amont (S_4 et S_2).

On peut donc supposer que dans ce modèle le taux de production de gouttes calculé seul est relativement proche de celui qui se produit à l'intérieur du nuage. De plus, le taux de fragmentation \dot{n}_d varie avec le rapport $\frac{\phi_{t_0}}{\phi_\tau}$ dans le modèle du taux de variation du diamètre alors que \dot{n}_d varie avec le cube du rapport $\frac{\phi_{t_0}}{\phi_\tau}$, dans le cas de la modélisation par l'accroissement du nombre de gouttes. Cela semble expliquer les différences des comportements obtenus

avec ces deux modèles.

Quand la formulation de n_d est exprimée à partir du taux de variation du diamètre, rajouter un temps de délai pour retarder l'initiation de la fragmentation n'améliore pas significativement la dynamique de la pression obtenue numériquement. On préconise donc d'utiliser ce modèle sans prendre en compte la phase de déformation.

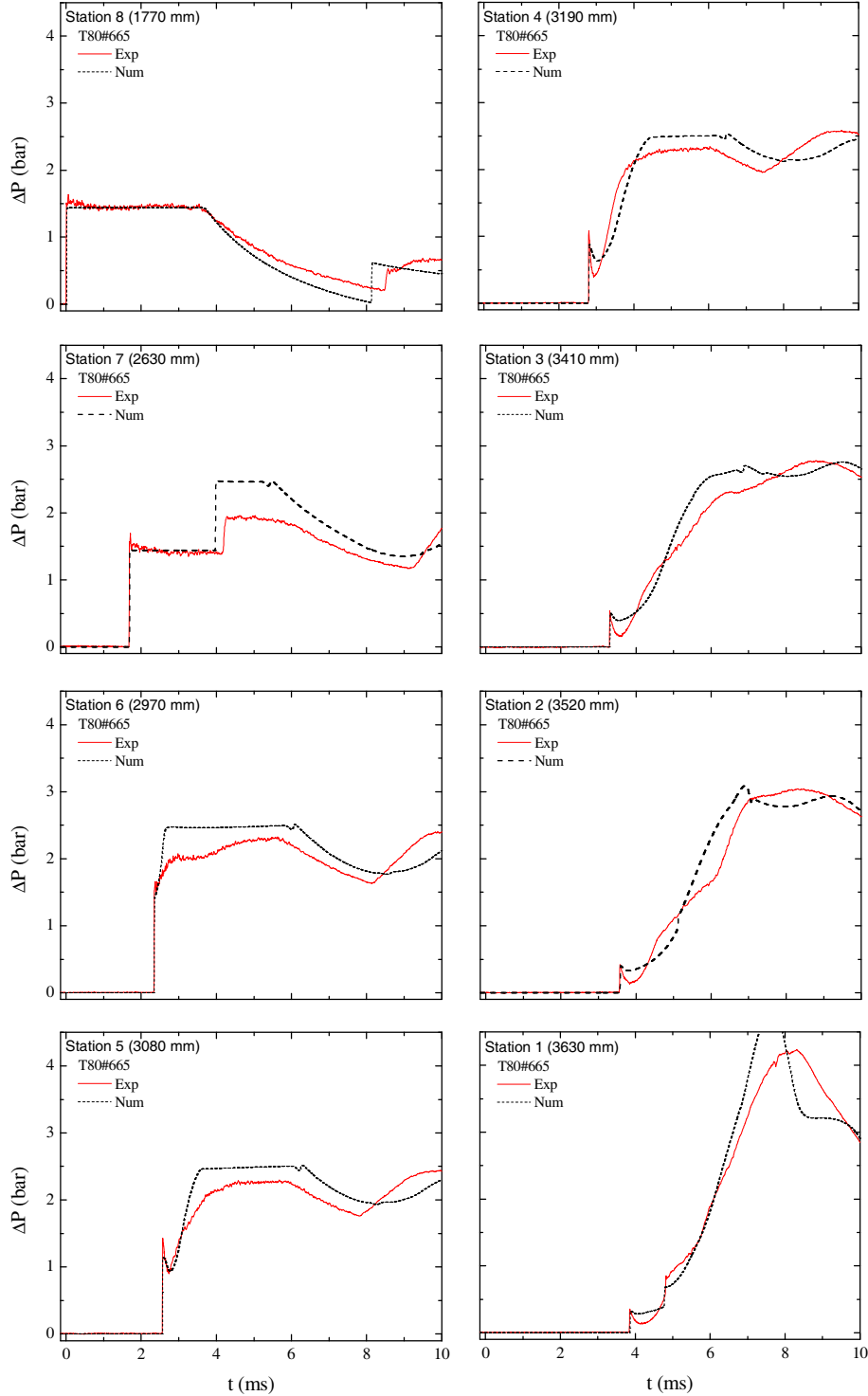


FIGURE 4.8 – Comparaison des évolutions de la pression en fonction du temps, obtenues expérimentalement ($T80\#665$) et numériquement avec fragmentation selon le modèle du taux de variation du diamètre [18] aux stations de S_8 à S_1 .

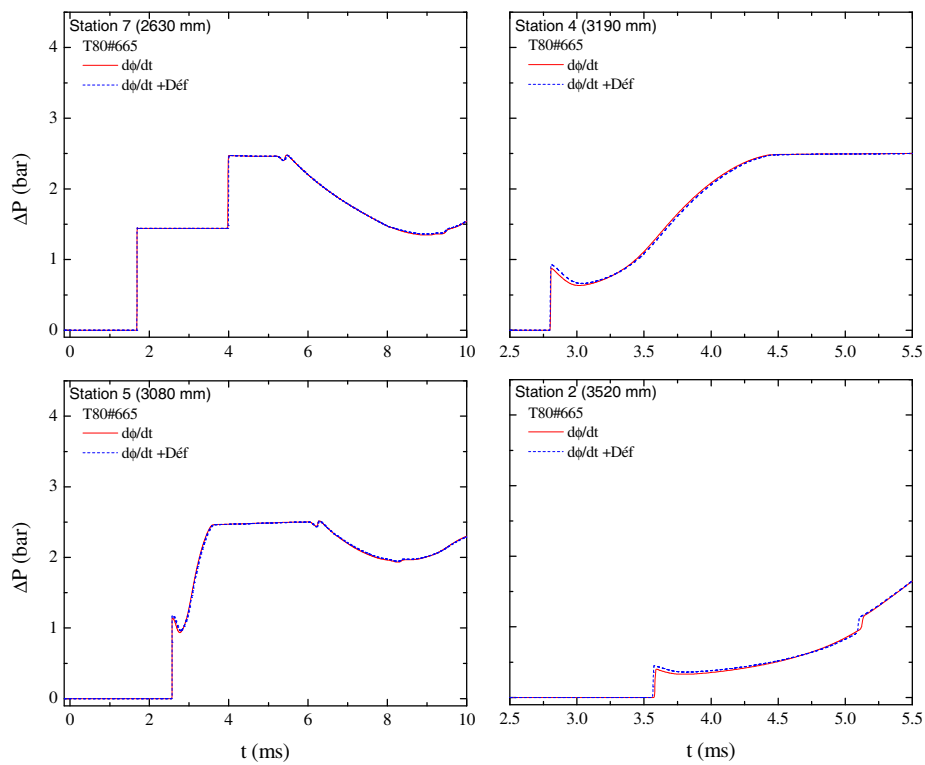


FIGURE 4.9 – Comparaison des évolutions de la pression en fonction du temps, pour l'essai $T80\#665$ (tab 4.1 et 4.2), lorsque la fragmentation est calculée selon le modèle du taux de variation du diamètre [18] avec ou sans prise en compte de l'étape de déformation.

4.6 Etude paramétrique numérique des caractéristiques du nuage : résultats et comparaisons

Le modèle du taux de variation du diamètre [18] est utilisé avec les temps d'atomisation donnés par Pilch *et al.* [37] afin d'effectuer une étude paramétrique. L'influence de la fraction volumique, du diamètre et de la surface d'échange sur l'atténuation de la pression induite par une onde de choc plane est calculée. L'interaction d'une onde de choc de nombre de Mach 1.5 avec une phase dispersée qui correspond à l'essai *T80#665* est prise comme référence. Les caractéristiques initiales utilisées dans les sections suivantes pour le nuage et la phase porteuse (air) sont présentées table 4.4 et celles de la phase porteuse table 4.1.

TABLE 4.4 – Caractéristiques des conditions initiales de la phase dispersée utilisées pour l'étude paramétrique

Abscisse d'interaction (<i>mm</i>)	2959
Dimension nuage (<i>mm</i>)	751
Température (<i>K</i>)	293
Vitesse (<i>m.s⁻¹</i>)	0

4.6.1 Influence de la fraction volumique

Des simulations sont effectuées pour trois fractions volumiques de 1.05%, 0.25% et 0.1%, les autres paramètres de l'essai *T80#665* (α_d , H_d et M) sont conservés (tab. 4.4 et tab. 4.1). Les résultats numériques obtenus sont comparés entre eux, figure 4.10 pour les stations S_7 , S_5 , S_4 et S_2 .

On constate que l'accroissement de la fraction volumique fait augmenter la pression d'équilibre ainsi que la vitesse de l'onde de choc réfléchi sur le front amont du nuage. De plus, les atténuations respectives du pic de pression, de l'impulsion et de la célérité de l'onde de choc transmise augmentent avec la fraction volumique, pour la station S_2 , localisée loin de l'interface amont air/nuage. Par ailleurs, l'arrivée de l'onde de choc réfléchi par le fond de la chambre basse pression est retardée par l'augmentation de la fraction volumique. Ces comportements ont aussi été observés expérimentalement.

Finalement, la durée de la zone de détente augmente avec la fraction volumique, phénomène présent lors de nos expériences. Cependant, la pression

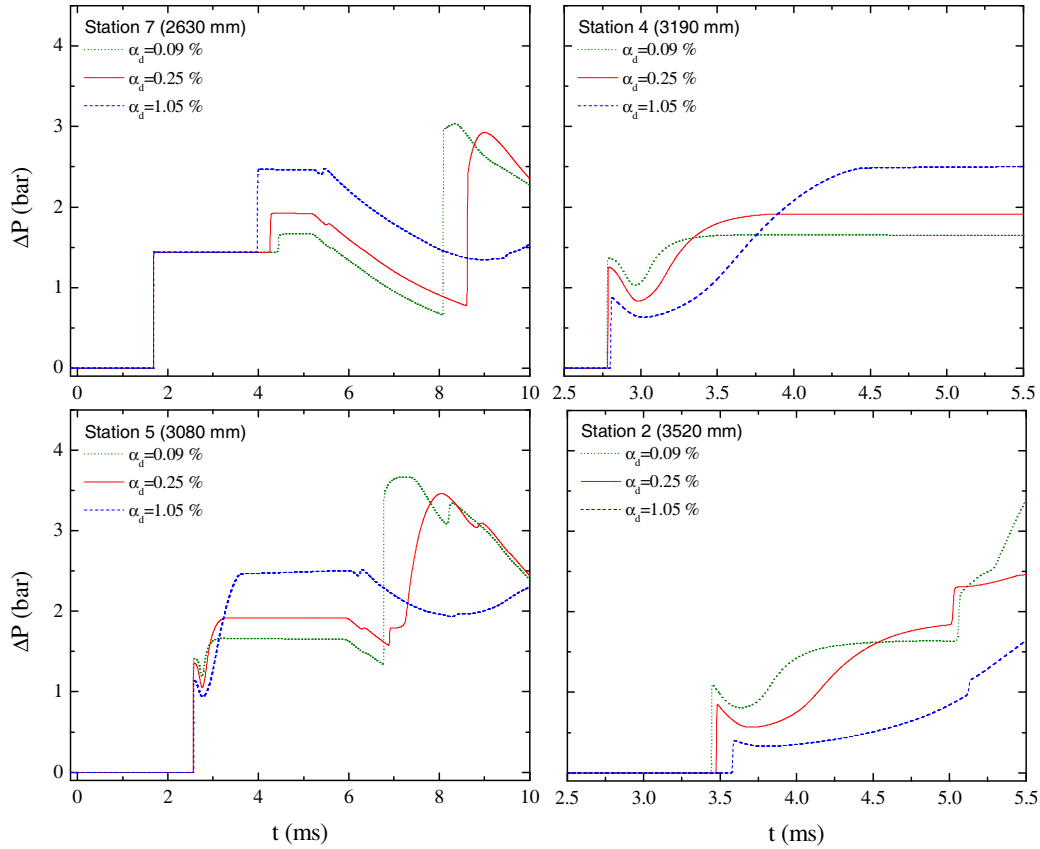


FIGURE 4.10 – Comparaison des évolutions de la pression en fonction du temps obtenues numériquement pour trois nuages de fractions volumiques respectives différentes dont les gouttes de $500 \mu m$ de diamètre initial se fragmentent [18, 37] selon le modèle du taux de variation du diamètre (tab. 4.1 et 4.2).

minimale atteinte dans la zone où la pression décroît est réduite pour le nuage de plus grande fraction volumique, ce qui n'est pas observé expérimentalement. Les résultats obtenus sur la base du modèle de fragmentation qui repose sur le taux de variation du diamètre [18] donne un comportement global en cohérence avec celui mesuré expérimentalement.

4.6.2 Influence du diamètre des gouttes

La figure 4.11 représente l'évolution de la pression en fonction du temps aux quatre stations S_7 , S_5 , S_4 et S_2 obtenue numériquement pour trois dia-

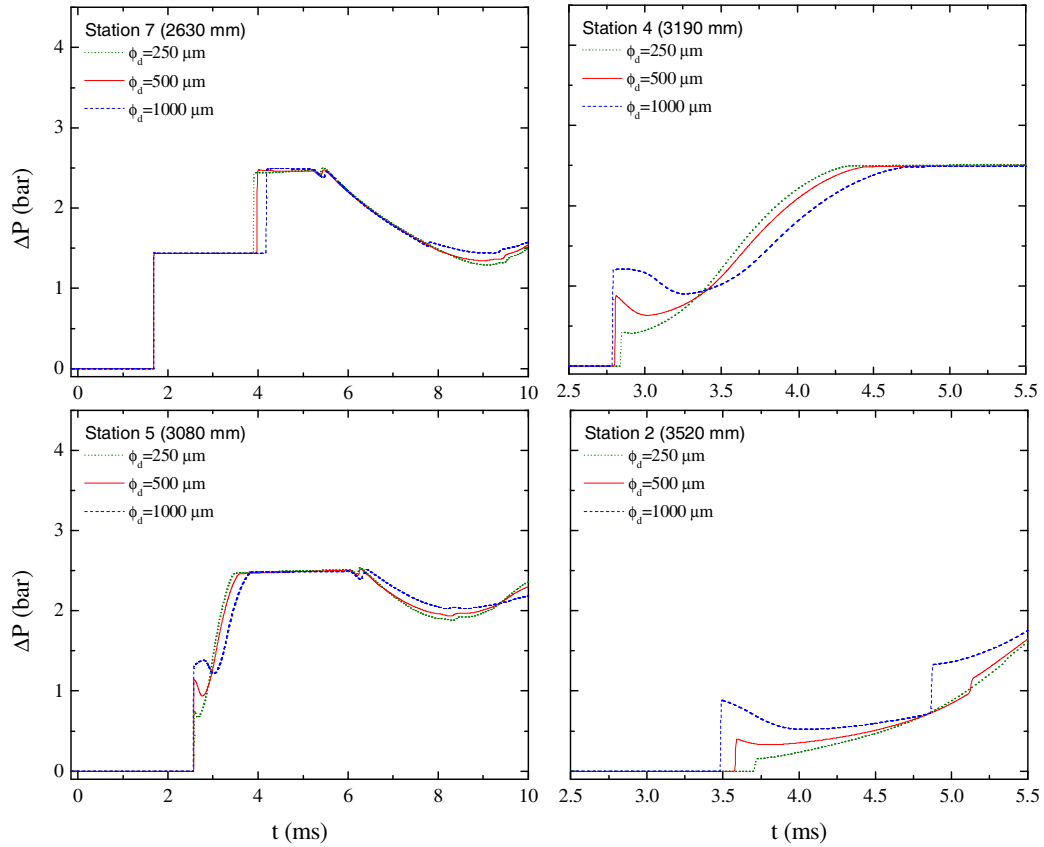


FIGURE 4.11 – Comparaison des évolutions de la pression en fonction du temps obtenues numériquement pour trois diamètres de gouttes respectifs de $250 \mu\text{m}$, $500 \mu\text{m}$ et $1000 \mu\text{m}$ et une fraction volumique de 1.05% (tab. 4.1 et 4.2). Le taux de fragmentation utilise le modèle du taux de variation du diamètre [18, 37].

mètres différents : $\phi_d = 250 \mu\text{m}$, $\phi_d = 500 \mu\text{m}$, $\phi_d = 1000 \mu\text{m}$. M , H_d , x_{int} et α_d sont les mêmes que ceux de l'essai $T80\#665$.

L'évolution de la pression à la station S_7 montre que l'onde de choc réfléchie sur l'interface air/nuage arrive autour de 4 ms pour les trois diamètres des gouttes. De plus, la pression induite par son passage est la même quel que soit le diamètre des gouttes.

Près de la zone d'interaction, station S_5 , plus le diamètre initial est faible, plus le pic de pression est réduit. De plus, le temps d'arrivée à la pression d'équilibre est retardé avec l'augmentation du diamètre, comme on peut l'observer aux stations S_5 et S_4 . Aux stations de S_5 à S_2 , pour les temps courts,

la détente qui suit le pic de pression est réduite avec le diamètre des gouttes, ce qui est observé expérimentalement. Étant donné que les diamètres sont différents, les nombres de Weber correspondant à chacun de ces diamètres changent. Ainsi, le temps de déformation et le temps total de fragmentation calculés par les corrélations de Pilch et Erdman [37] diffèrent. De ce fait l'évolution du diamètre au cours du temps va être différente ce qui peut entraîner les écarts observés aussi bien sur la valeur du pic de pression que dans la durée et la forme de la détente.

4.6.3 Etude à surface d'échange constante

La surface d'échange semble être un paramètre important concernant la décroissance du pic de pression. Les transferts thermiques et la force de traînée dépendent de cette grandeur. Afin de connaître l'influence de la surface d'échange initiale sur la propagation de l'onde de choc dans le nuage de gouttelettes, des simulations avec une surface d'échange constante sont effectuées. La surface totale d'échange entre les gouttes d'eau et l'écoulement, en supposant le nuage monodisperse, est calculée par la relation :

$$S_{e_{totale}} = n_{totale} S_{e_{goutte}} \quad (4.33)$$

$$S_{e_{totale}} = \frac{V_{eau}}{V_{goutte}} S_{e_{goutte}} \quad (4.34)$$

$$S_{e_{totale}} = \frac{V_{eau}}{\frac{\pi \phi_d^3}{6}} \pi \phi_d^2 \quad (4.35)$$

$$S_{e_{totale}} = \frac{6V_{eau}}{\phi_d} \quad (4.36)$$

$$(4.37)$$

On peut donc trouver pour une surface d'échange constante la fraction volumique correspondante :

$$\alpha_d = \frac{V_{eau}}{V_{nuage}} \quad (4.38)$$

$$\alpha_d = \frac{\frac{S_{e_{totale}} \phi_d}{6}}{H_d a^2} \quad (4.39)$$

On a mesuré un volume d'eau de 50 mL pour le nuage de 751 mm de hauteur du tir T80#665. Pour un diamètre de $\phi_d = 500 \mu m$ la surface d'échange totale est donc de $0.6 m^2$. Il est à noter que la fraction volumique qui permet de conserver une surface d'échange constante pour un diamètre de $1000 \mu m$ est élevée par rapport à l'hypothèse requise pour utiliser les équations dans un

TABLE 4.5 – Volume d'eau et fraction volumique calculés pour avoir une surface d'échange totale de $0.6m^2$

Diamètre μm	Volume d'eau (mL)	Fraction volumique (%)
250	25	0.52
500	50	1.05
1000	100	2.08

milieu dilué. La figure 4.12 représente l'évolution de la pression aux stations de mesures S_7 , S_5 , S_4 et S_2 pour une surface d'échange équivalente à celle obtenue lors de l'essai *T80#665* avec trois diamètres de gouttes : $250 \mu m$, $500 \mu m$ et $1000 \mu m$. L'onde de choc réfléchi sur le front amont du nuage arrive autour de $4 ms$, pour les trois nuages, comme il l'a été observé lors de l'étude numérique de l'influence du diamètre des gouttes, section 4.6.2. Le niveau de la pression d'équilibre augmente avec la fraction volumique des nuages alors que le pic de pression augmente avec l'augmentation de la fraction volumique. Ce comportement est contraire à celui observé expérimentalement et numériquement, section 4.6.1. Cependant lorsque la fraction volumique des nuages augmente (à surface d'échange constante), le diamètre des gouttes qui compose le nuage diminue. Dans l'étude numérique précédente, une diminution du diamètre des gouttes entraîne une réduction du pic de pression, comme observé ici, figure 4.12.

A surface d'échange constante, ce serait donc le diamètre des gouttes qui influe le plus sur la valeur du pic de pression alors que la fraction volumique détermine le niveau de la pression d'équilibre. Cette étude paramétrique permet de valider les comportements obtenus par calcul avec le code PEGASE lorsque le modèle du taux de variation du diamètre est utilisé seul pour modéliser la fragmentation des gouttes. En effet, les signaux de pression évoluent dans le même sens que ceux observés expérimentalement et présentent la même allure caractéristique.

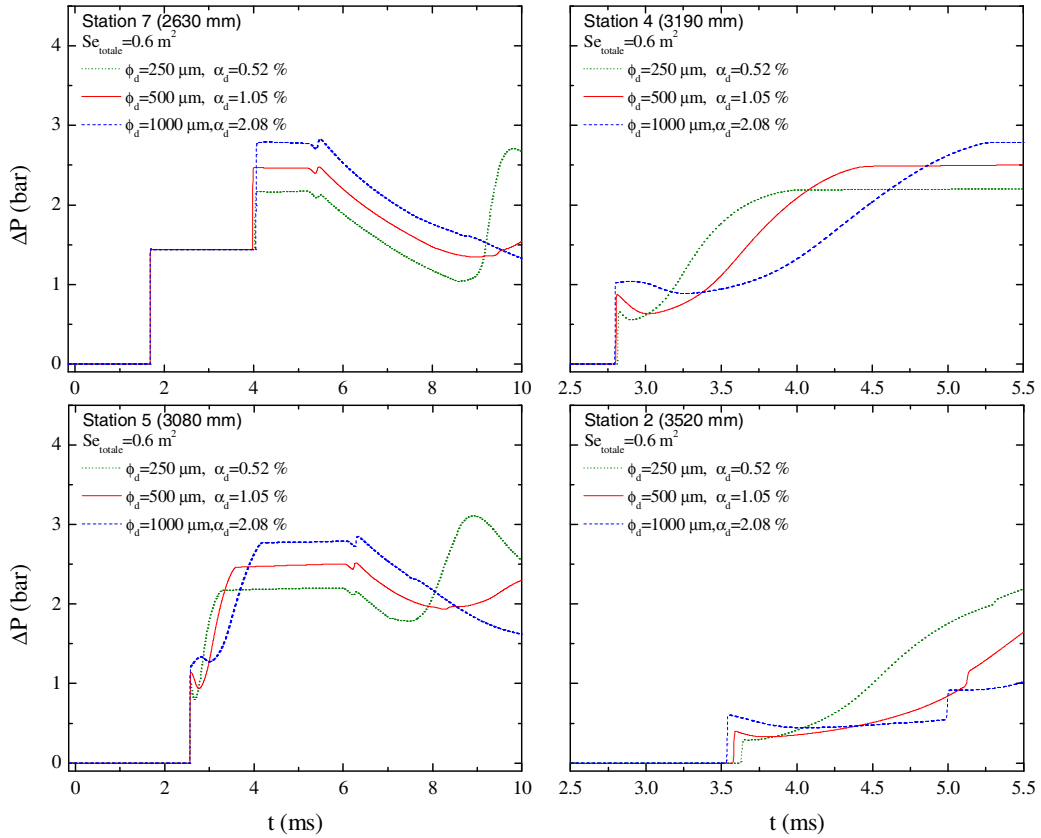


FIGURE 4.12 – Comparaison des évolutions de la pression en fonction du temps obtenues numériquement pour une même surface d'échange, trois diamètres de gouttes et trois fractions volumiques (tab. 4.1 et 4.2). Le taux de fragmentation utilise le modèle du taux de variation du diamètre [18, 37].

4.7 Comparaison des résultats expérimentaux et numériques pour les mêmes conditions d'essais

Le code de calcul PEGASE, avec le modèle du taux de variation du diamètre des gouttes [18] est maintenant testé pour d'autres configurations. Des simulations numériques sont effectuées pour des conditions initiales qui sont celles évaluées expérimentalement. Des comparaisons des pressions mesurées au cours des expériences et de celles calculées numériquement sont présentées dans les figures 4.13, 4.14 et 4.15.

Les résultats expérimentaux utilisés pour cette comparaison sont ceux des essais *T80#657*, *T80#753* et *T80#764*, présenté chapitre 4, table 3.9 : une onde de choc plane de mach $M = 1.3$ interagit avec une phase dispersée constituée de gouttes de $500 \mu m$ de diamètre, pour des fractions volumiques respectives de 1.05 %, 0.25 % et 0.1 %. Les conditions initiales des chambres basse pression et haute pression constituées d'air sont présentées dans la table 4.6.

TABLE 4.6 – Caractéristiques des conditions initiales des chambres haute et basse pression constituées d'air pour générer une onde de choc de Mach 1.3

	Chambre HP	Chambre BP
Pression (Pa)	$3,368.10^5$	1.10^5
Masse volumique ($kg.m^{-3}$)	3,981	1,182
Vitesse ($m.s^{-1}$)	0	0

La dynamique des signaux de pression obtenue numériquement est semblable à celle obtenue expérimentalement tant sur l'arrivée des ondes de choc incidente et réfléchi par le fond de la chambre expérimentale que sur les évolutions de la pression. Les niveaux de pression d'équilibre atteints sont cependant surestimés au cours des calculs, ce qui entrainera alors une surestimation de l'impulsion. Cependant, les pics de pression ainsi que les zones de détente sont relativement bien estimés lorsque le modèle de fragmentation donné par le taux de variation du diamètre des gouttes [18] est implémenté. Il est à noter que pour le calcul effectué avec une fraction volumique de 1.05%, la zone de détente est moins prononcée que celle obtenue expérimentalement.

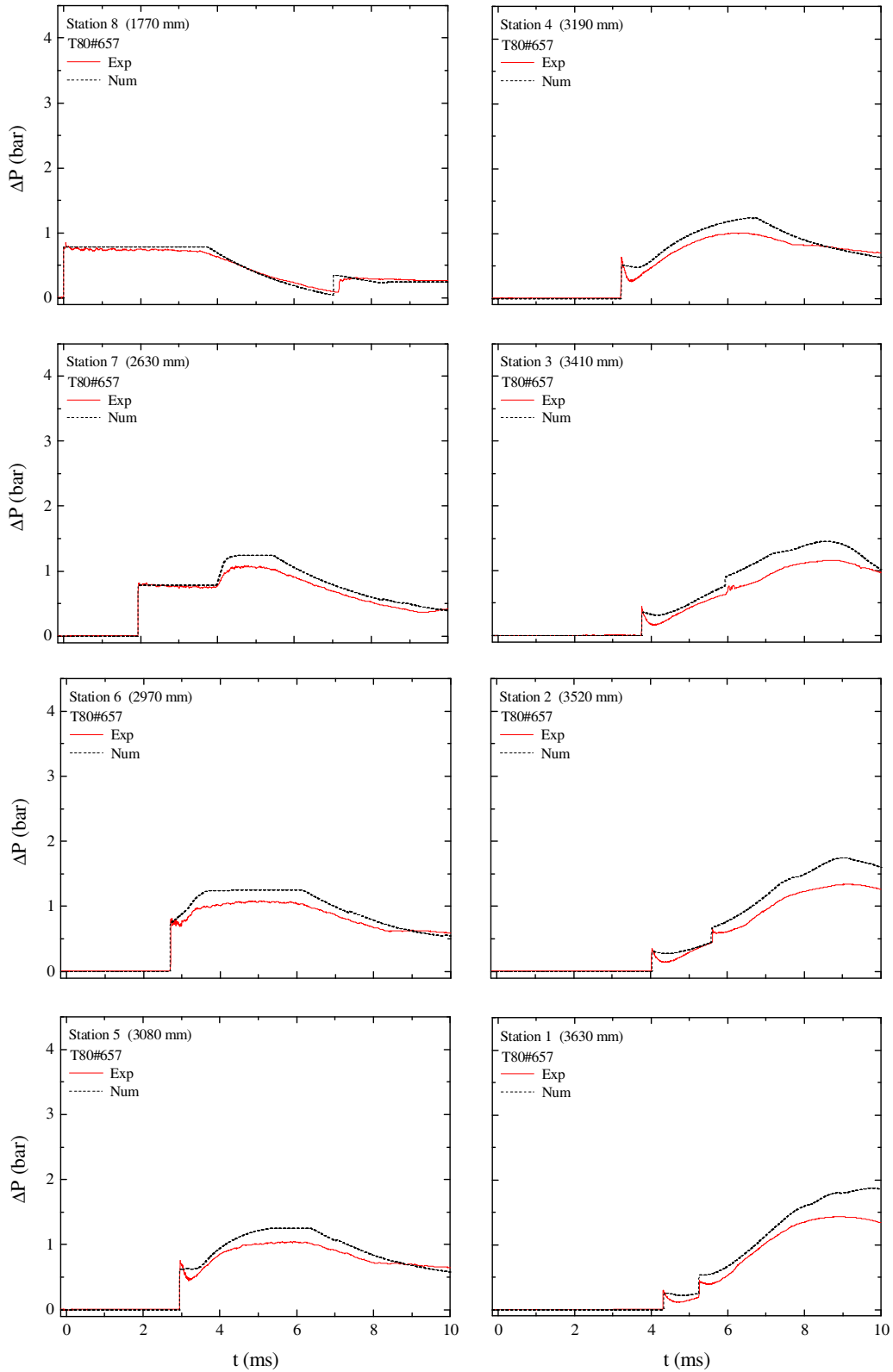


FIGURE 4.13 – Comparaison des résultats obtenus expérimentalement à l’essai T80#657 et de ceux calculés numériquement (tab. 4.6 et tab. 3.9) pour une fraction volumique de 1.05%, un diamètre de $500 \mu m$ et un nombre de Mach de 1.3. Le modèle d’évaluation du taux de fragmentation employé est celui du taux de variation du diamètre des gouttes [18, 37].

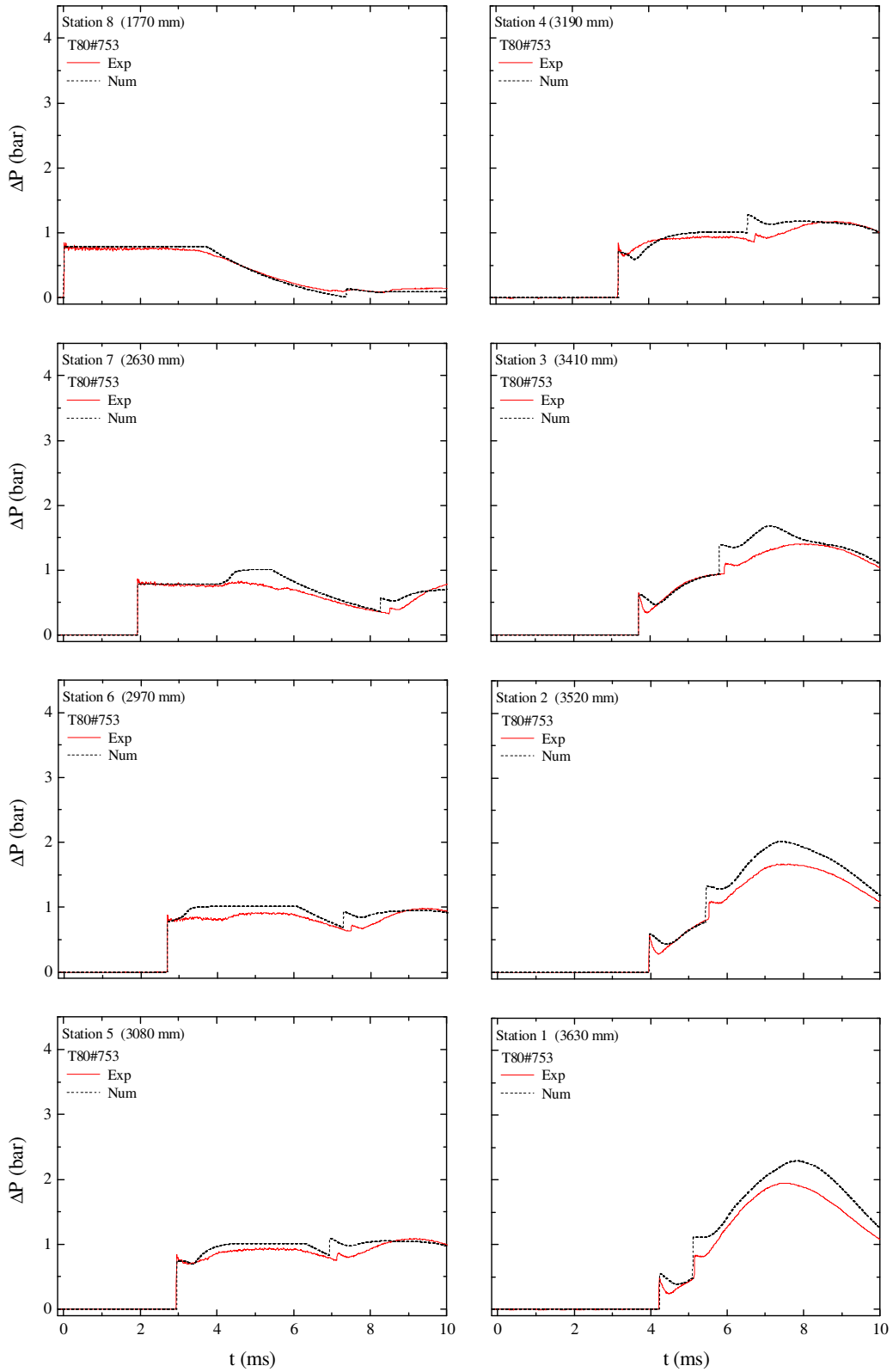


FIGURE 4.14 – Comparaison des résultats obtenus expérimentalement à l'essai T80#753 et de ceux calculés numériquement (tab. 4.6 et tab. 3.9) pour une fraction volumique de 0.25%, un diamètre de $500 \mu\text{m}$ et un nombre de Mach de 1.3. Le modèle d'évaluation du taux de fragmentation employé est celui du taux de variation du diamètre des gouttes [18, 37].

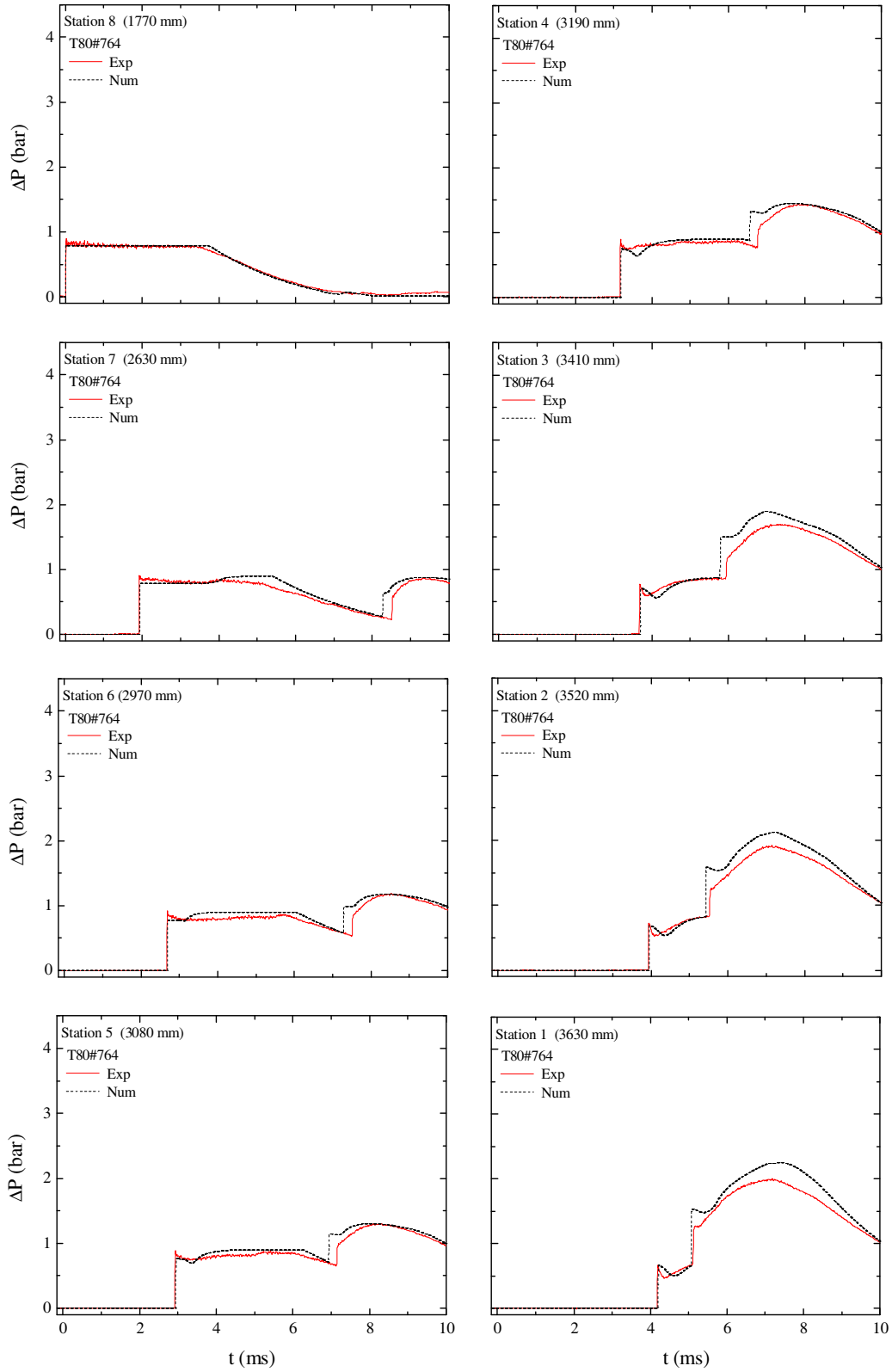


FIGURE 4.15 – Comparaison des résultats obtenus expérimentalement à l'essai T80#764 et de ceux calculés numériquement (tab. 4.6 et tab. 3.9) pour une fraction volumique de 0.1%, un diamètre de $500 \mu m$ et un nombre de Mach de 1.3. Le modèle d'évaluation du taux de fragmentation employé est celui du taux de variation du diamètre des gouttes [18, 37].

4.8 Conclusion

Les simulations numériques entreprises au moyen du code monodimensionnel, instationnaire PEGASE ont permis de confirmer l'importance du phénomène de fragmentation sur l'évolution de la pression, ce qui a été observé expérimentalement. Le modèle du taux d'accroissement du nombre de gouttes [17] utilisé pour déterminer le taux de production des gouttes n'est pas adapté s'il est utilisé seul. Dans ce cas il ne permet pas de retrouver l'évolution caractéristique de pression mesurée lors de l'interaction d'une onde de choc plane et d'un nuage de gouttes d'eau. Dans ce modèle, la création de gouttes est trop rapide ce qui conduit d'une part à la surestimation de l'atténuation du pic de pression et d'autre part à l'absence de la zone de détente. L'ajout de la prise en compte de l'étape de déformation, permet de retarder la création de gouttes "filles" et de retrouver alors la zone de détente observée expérimentalement. Il est donc préconisé de considérer cette étape afin d'améliorer le comportement global de la pression mais aussi l'estimation du pic de pression, lorsque le modèle qui repose sur le taux d'accroissement du nombre de gouttes [17] est utilisé. Le second modèle de détermination du taux de production étudié, qui repose sur le taux de variation du diamètre [18], conduit à de meilleurs résultats sans avoir besoin d'intégrer une étape de déformation. Il a alors été utilisé dans le but de déterminer l'influence de la fraction volumique, du diamètre et de la surface d'échange sur la pression. Les mêmes tendances que celles expérimentales ont été retrouvées numériquement, tant au niveau des zones de détente que sur les arrivées respectives des ondes de choc incidente et réfléchie sur le fond de la chambre expérimentale. L'utilisation de ce modèle est à privilégier. On a donc montré que l'influence du terme source sur l'évolution de la pression n'est pas négligeable. Il convient donc d'utiliser soit un modèle qui repose sur le taux d'accroissement du nombre de gouttes [17] avec prise en compte de l'étape de déformation soit le modèle qui repose sur le taux de variation du diamètre des gouttes [18] seul afin de se rapprocher des comportements physiques observés.

Conclusion et perspectives

Conclusion et perspectives

Lorsqu'une goutte est soumise à un écoulement, si les forces aérodynamiques sont suffisamment grandes en comparaison aux forces de tension de surface, celle-ci va se déformer en lentille et, éventuellement, se fragmenter en gouttes de plus faibles diamètres. L'atomisation de gouttes, objet d'étude depuis plus de 60 ans, joue un rôle dans l'extraction d'énergie d'un milieu composé de produits de réaction créés lors d'incendie, par exemple. Ainsi, des dispositifs qui génèrent des brouillards d'eau sont utilisés dans les bâtiments afin de réduire ou d'éteindre les feux. Durant les dernières décennies, la capacité d'un nuage de gouttes à réduire la surpression engendrée par une onde de souffle ou de choc a été étudiée expérimentalement pour des gouttes dont les diamètres varient de $1 \mu\text{m}$ à 2.5 mm . Des atténuations de la surpression et de la vitesse de propagation de ces ondes ont été mises en évidence, en présence d'un milieu diphasique.

L'étude présentée dans ce travail fait l'objet d'une collaboration avec la DGA-Tn. Elle permet de caractériser l'influence des paramètres du nuage sur l'atténuation d'ondes de choc et de valider la capacité d'amortissement d'une onde de choc par un nuage de gouttes d'eau. Ces résultats serviront dans l'amélioration des dispositifs mis en place dans les milieux à risques explosifs. Leur utilité sera double : d'une part, atténuer les surpressions induites par des explosions, d'autre part, éteindre les feux. Les dispositifs anti-feu génèrent en majorité des gouttes dont les diamètres sont compris entre $200 \mu\text{m}$ et $1000 \mu\text{m}$. Des nuages, ou phases dispersées, constituées de gouttes d'eau de diamètres ϕ_d de $250 \mu\text{m}$ et $500 \mu\text{m}$ ont été étudiés dans le cadre de cette collaboration.

Au cours des travaux présentés dans ce mémoire, nous avons pu faire varier un seul paramètre à la fois. Une étude paramétrique des grandeurs caractéristiques du nuage a donc pu être effectuée. L'influence de la quantité d'eau qui compose le milieu diphasique par rapport à la taille du nuage, appelée fraction volumique α_d , a donc été quantifiée pour $\alpha_d = 1\%$, 0.25% et 0.1% . Trois hauteurs de nuage, H_d , ont été générées de 75 cm , 40 cm et 15 cm respectivement ainsi que deux diamètres de gouttes moyens : $500 \mu\text{m}$ et $250 \mu\text{m}$. L'effet de ces phases dispersées sur deux ondes de choc de nombre de Mach de 1.3 et 1.5 a été analysé.

Nous avons alors mis en évidence un comportement caractéristique de l'évolution du signal de pression induit par le passage d'une onde de choc plane dans un nuage dont la fraction volumique, α_d est inférieure au pourcent. Ce comportement, attribué à la capacité des gouttes de se fragmenter, n'a pas été observé dans la littérature, à notre connaissance. Nous avons montré qu'après le passage de l'onde de choc dans le nuage à une abscisse donnée,

la pression évolue vers un état d'équilibre : c'est la zone de relaxation. Dans le cas d'un nuage composé d'éléments solides, le pic de pression induit par l'onde de choc est réduit et il est suivi d'une continuelle augmentation de la pression jusqu'à la pression d'équilibre. Dans le cas d'un nuage composé de gouttes qui peuvent s'atomiser, la forme de la zone de relaxation est significativement modifiée. La traversée de l'onde de choc dans le nuage induit un pic de pression directement suivi par une diminution de la pression jusqu'à atteindre un minimum. La pression augmente ensuite vers la pression d'équilibre. La zone de relaxation de pression est donc constituée de deux phases lorsqu'une onde de choc se propage dans un milieu diphasique fragmentable. La durée de la zone de détente a été mesurée. Sa valeur est comprise entre la durée de déformation de la goutte, τ_d , et celle d'atomisation finale, τ . Elle est augmentée par les accroissements respectifs de la distance parcourue dans le nuage, de la fraction volumique, α_d , du diamètre des gouttes, ϕ_d . Elle croît aussi avec la diminution du nombre de Mach. Ce comportement confirme la relation existante entre cette zone de détente et l'éclatement des gouttes : les temps caractéristiques de fragmentation (τ_d , τ) augmentent avec le diamètre et diminuent avec la vitesse d'écoulement. Finalement, la zone de détente, qui correspond à une diminution de la pression dans le temps entraîne une réduction de l'impulsion I , intégrale de la pression dans le temps.

Les présentes expériences ont mis en évidence que le pic de pression induit par le passage de l'onde de choc dans le nuage diminue avec l'accroissement de la fraction volumique, de la hauteur du nuage et du nombre de Mach. Nous avons mesuré une atténuation du pic de pression pouvant aller de 40 % pour une fraction volumique de 0.1% à deux fois plus, 80 %, pour une fraction volumique dix fois plus importante (1 %).

Lors de l'interaction entre une onde de choc et un milieu diphasique, fragmentable ou non, des ondes sont créées aux interfaces qui séparent les phases dispersées (nuage) des phases porteuses (air). Ainsi, nos expériences ont dévoilé qu'au front amont, la partie de l'onde de choc réfléchie R_{ODC} sur l'interface air/nuage est augmentée avec l'accroissement de la fraction volumique ou du nombre de Mach. Cette dernière, R_{ODC} , n'est affectée ni par la dimension du nuage et ni par le diamètre des gouttes. Nous avons relié cette évolution, précédemment constatée pour des nuages de particules solides, au changement d'impédance acoustique. L'onde de choc transmise, T_{ODC} , dans le nuage voit sa vitesse diminuer avec sa progression dans le milieu diphasique et avec l'augmentation de la fraction volumique. L'accroissement de ces deux paramètres fait augmenter la surface d'échange entre les gouttes et l'écoulement. Puis, au front aval, un faisceau d'ondes de détente est généré au niveau de l'interface nuage/air lorsque l'onde de choc transmise, T_{ODC} , sort du nuage. Ce faisceau se propage alors dans le sens opposé à l'écoule-

ment, et a été observé pour les plus petits nuages (15 cm et 40 cm). Nous avons souligné que sa présence provoque une diminution de l'impulsion aux stations en amont.

Cette propriété peut être employée dans un "piège d'onde" afin de diminuer la surpression engendrée par la propagation d'une onde de choc. L'étude de la juxtaposition de nuages de tailles, de fractions volumiques et de diamètres différents séparés ou non par des couches d'air constitue une perspective au travail effectué dans ce mémoire. Ces différents nuages peuvent jouer le rôle de piège d'ondes, caractérisés par un effet amortisseur et diminuer sensiblement la surpression induite par l'onde de choc transmise. L'efficacité de cette configuration serait alors à comparer avec un nuage de dimension et de fraction volumique équivalentes.

Dans le cas des dispositifs anti-incendie, les nuages polydispersés ont une efficacité avérée dans la réduction et l'extinction de feux. Cela ouvre une autre perspective pour prolonger ce travail : l'étude de l'influence de la polydispersion des diamètres des gouttes qui composent le nuage. En effet, pour une vitesse d'écoulement fixée, les modes de fragmentation dépendent du diamètre des gouttes. Plusieurs diamètres de gouttes au sein du nuage vont donc générer plusieurs régimes d'atomisation. Nous pensons que cela pourrait affecter la zone de détente et donc la réduction de l'impulsion. De plus, un effet d'obstruction de l'écoulement par la tortuosité ainsi créée pourra affecter la perte de charge entre l'amont et l'aval du nuage. L'étude de l'influence des différents régimes de fragmentation sur la zone de détente pourrait aussi être approfondie en modifiant le liquide qui compose les gouttes.

Enfin, d'un point de vue plus fondamental, il peut être intéressant d'observer l'évolution de la pression induite par l'onde de choc lors de sa propagation dans un nuage composé de gouttes d'eau sur l'ensemble de la chambre basse pression, en générant un nuage sur la quasi totalité de cette dernière. Cela permettrait de trancher sur l'évolution de la pression induite dans de telles conditions : les détentes générées par l'atomisation des gouttes devraient rattraper le choc et contribuer davantage à l'atténuation double du pic de pression et de l'impulsion. Si ce n'est pas le cas, une onde de choc 'diphase' présentant une allure semblable tout au long de sa propagation pourrait être observée.

Dans la partie numérique de ce mémoire, le code de calcul PEGASE monodimensionnel, stationnaire Eulerien, appliqué aux écoulements dilués, développé au laboratoire a été utilisé, amélioré et adapté à des phases dispersées composées de gouttes d'eau fragmentables.

Au cours de notre étude, la fragmentation des gouttes a été ajoutée et l'impact de la formulation du taux de production des gouttes a été étudié. La prise en compte du phénomène d'atomisation ainsi que la formulation du

taux de production sont fondamentales pour représenter au mieux le comportement expérimental.

D'autre part, sachant que la seule formulation du taux de production décrite par l'accroissement du nombre de gouttes ne permet pas d'observer une zone de détente après le pic de pression induit par le passage de l'onde de choc, nous avons conclu, que la vitesse de création de gouttes par ce modèle est trop rapide. Ce comportement a été corrigé par la prise en compte de l'étape de déformation. L'allure caractéristique du signal de pression observé expérimentalement, zone de détente et augmentation de pression, a pu alors être obtenue. Nous avons aussi montré que le coefficient de trainée, qui pourrait varier suite à un effet de réseau de gouttes, influe sur la zone de détente.

Au cours de la présente étude, un second modèle d'atomisation a été implémenté. L'estimation du taux de production repose sur le taux d'accroissement du diamètre des gouttes. Ce modèle, sans ajout de l'étape de déformation, fournit une évolution de la pression comparable à celle trouvée expérimentalement. Nous observons la présence de deux étapes : une zone de détente suivie d'une zone d'accroissement de la pression.

Ce modèle a été validé par une étude paramétrique qui fournit les mêmes tendances que celles trouvées expérimentalement. Une comparaison entre les essais obtenus expérimentalement et simulés numériquement montre un bon accord. Cependant, avec cette formulation, la pression d'équilibre et la vitesse de l'onde de choc réfléchi sur le front amont sont surestimées.

Nous recommandons donc fortement d'utiliser aussi bien le modèle basé sur le taux d'accroissement du diamètre sans l'étape de déformation, que la formulation du taux de production des gouttes décrite par l'accroissement de leur nombre en prenant en compte, dans ce cas, l'étape de déformation. Une autre utilisation de ces modèles risque de fournir un comportement erroné de l'écoulement calculé.

Une première perspective est d'implémenter l'évaporation des gouttes qui a été négligée au cours de cette étude. Son influence sur le pic de pression pourrait alors être mesurée.

De plus, le code de calcul PEGASE est monodisperse : un seul diamètre de goutte est pris en compte. Les perspectives d'étude expérimentales sur une phase dispersée composée de gouttes polydisperses, conduisent à une perspective numérique : introduire plusieurs 'familles' dont les diamètres des gouttes sont différents. L'influence de la répartition des diamètres des gouttes qui composent le nuage sur l'onde de choc incidente pourra alors être déduite.

Enfin, des modélisations bi-dimensionnelles pourraient être mises en place pour rendre compte des effets des parois et de la couche limite sur la fragmentation des gouttes ainsi que sur l'écoulement.

Annexe

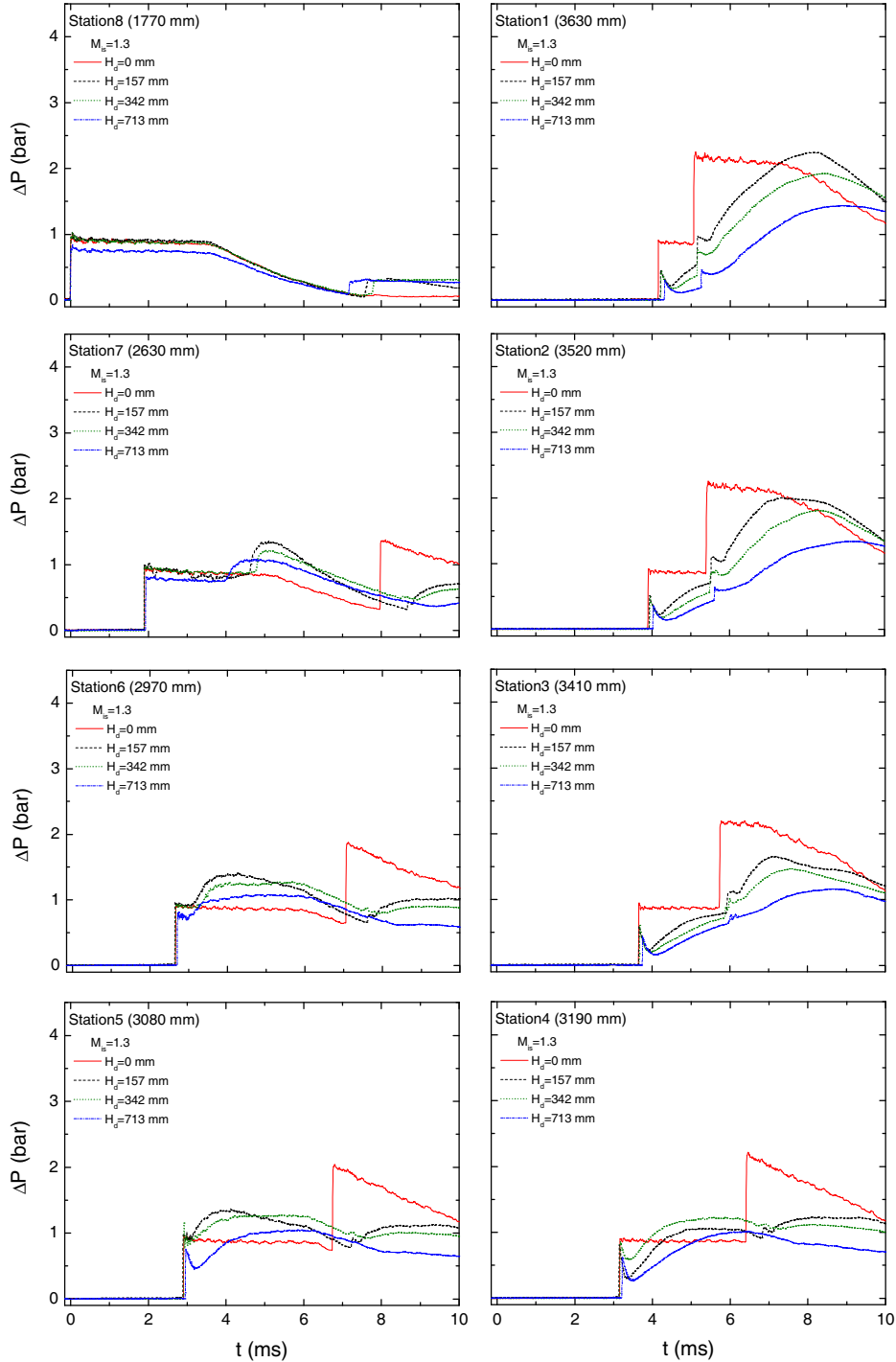


FIGURE 4.16 – Comparaison des signaux de pression obtenus aux stations S_8 à S_1 lors de l'interaction d'une onde de choc de Mach 1.3 avec trois nuages de fraction volumique moyenne $\langle \alpha_d \rangle = 1.18\%$ composés de gouttes d'eau de $500 \mu m$. ΔP est la surpression mesurée par rapport à la pression ambiante post-choc.

Bibliographie

- [1] J.B. Mossa. *Extension polydisperse pour la description Euler-Euler des écoulements diphasiques réactifs*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2005.
- [2] G.F. Carrier. Shock waves in dusty gases. *J. Fluid Mech.*, 4 :376–382, 1958.
- [3] F.E. Marble. Combustion and propulsion. *Fifth AGARD Colloquium*, page 175, 1963.
- [4] G. Rudinger. Some properties of shock relaxation in gas flows carrying small particles. *Phys. Fluids*, 7(5) :658–663, 1964.
- [5] M. Sommerfeld. The unsteadiness of shock waves propagating through gas-particle mixtures. *Exp. in Fluids*, 3 :197–206, 1985.
- [6] G. Ben-Dor, O. Igra, and Y. Martsiano. A no dimensional analysis of dusty shock wave in steady flows. *KSME Journal*, 2(1) :28–34, 1988.
- [7] G. Grant, J. Brenton, and D. Drysdale. Fire suppression by water sprays. *Prog. Energy Combust. Sci.*, 26 :29–130, 2000.
- [8] W. Lane. Shatter of drops in streams of air. *Ind. Eng. Chem.*, 43(6) :1312–1317, 1951. DOI : 10.1021.ie50498a022.
- [9] J.O. Hinze. Critical speeds and sizes of liquid globules. *Appl. Sci. Res.*, A1 :273–288, 1949.
- [10] E. Villermaux and B. Bossa. Single-drop fragmentation determines size distribution of raindrops. *Nature Physics*, 5 :697–702, 2009.
- [11] G.O. Thomas. On the conditions required for explosion mitigation by water sprays. *Trans. IChemE*, 78(B).
- [12] K.C. Adiga, H.D. Willauer, R. Ananth, and F.W. Williams. Implications of droplet breakup and formation of ultra fine mist in blast mitigation. *Fire Safety J.*, 44 :363, 2009.
- [13] B.E. Gelfand. Blast waves attenuation in two phase media. *Symposium of Interdisciplinary Shock Wave Research*, 2004.

- [14] A.A. Borisov, B.E. Gelfand, S.A. Gubin, S.M. Kogarko, and S.M. Krivenko. Attenuation of shock waves in a two-phase gas-liquid medium. *Mekhanika Zhidkosti i Gaza*, 5 :176, 1971.
- [15] T.C. Hanson, D.F. Davidson, and R.K. Hanson. Shock-induced behavior in micron-sized water aerosols. *Phys. Fluids*, 19(5) :056104, 2007.
- [16] G. Jourdan, L. Bamino, C. Mariani, C. Blanchot, E. Daniel, J. Massoni, L. Houas, R. Tosello, and D. Praguine. Attenuation of a shock wave passing through a cloud of water droplets. *Shock waves*, 20(4) :285–296, 2010.
- [17] N. Kolev. Fragmentation and coalescence dynamics in multiphase flows. *Experimental thermal and fluid science*, 6 :211–251, 1993.
- [18] J. Verhaegen. *Modélisation multiphasique d'écoulements et de phénomènes de dispersion issus d'explosion*. PhD thesis, Université de Provence Aix Marseille I, 2011.
- [19] M. Ishii and T. Hibiki. *Thermo-fluid dynamics of two-phase flow*. Springer, 2nd edition, 2011.
- [20] R.I. Nigmatulin. *Dynamics of multiphase media*. Hemisphere Publishing Company, 1991.
- [21] C. Crowe, M. Sommerfeld, and Y. Tsuji. *Multiphase flows with droplets and particles*. CRC Press LLC, 1998.
- [22] A.N. Kolmogorov. On the breakage of drops in a turbulent flow (en russe). *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 66 :825–828, 1949.
- [23] J.C. Lasheras, C. Eastwood, C. Martinez-Bazan, and J.L. Montanes. A review of statistical models for break-up of an immiscible fluid immersed into a fully developed turbulent flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 28(2) :247–278, 2002.
- [24] A. Wierzba. Deformation and breakup of liquid drops in gas stream at nearly critical weber numbers. *Exp. in Fluids*, 9 :59–64, 1990.
- [25] B.E. Gelfand. Droplet breakup phenomena in flos with velocity lag. *Prog. Energy Comust. Sci.*, 22 :201–265, 1996.
- [26] D.R. Guildenbecher, C. Lopez-Rivera, and P.E. Sojka. Secondary atomisation. *Exp. in Fluids*, 46 :371–402, 2009.
- [27] L.P. Hsiang and G.M. Faeth. Drop deformation and breakup due to shock wave and steady disturbances. *Int. J. Multiphase Flow*, 21 :545–560, 1995.
- [28] C. Weber. Zum zerfall eines flüssigkeitsstrahles. *Z. Angew.Math. Mech*, 11(2) :136–154, 1931. DOI :10.1002/zamm.19310110207.

- [29] A.B. Liu and R.D. Reitz. Mechanisms of air-assisted liquid atomization. *Atom. Sprays*, 3(1) :55–75, 1993.
- [30] J.O. Hinze. Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion process. *AIChE J.*, 1 :289–295, 1955.
- [31] S.A. Krzeczowski. Measurement of liquid droplet disintegration mechanisms. *Int. J. Multiphase Flow*, 6 :227–239, 1980.
- [32] A.A. Borisov, B.E. Gelfand, M.S. Natanzon, and O.M. Kossov. Droplet breakup regimes and criteria for their existence. *J. Eng. Phys.*, 40(1) :64–70, 1981.
- [33] L.P. Hsiang and G.M. Faeth. Drop properties after secondary breakup. *Int. J. Multiphase Flow*, 19(5) :721–735, 1993.
- [34] R. Clift, J.R. Grace, and M.E. Weber. *Bubbles drops and particles*. Academic press, New York, 1978.
- [35] T. Bonometti. *Développement d'une méthode de simulation d'écoulements à bulles et à gouttes*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2005.
- [36] A.A. Shraiber, A.M. Podvysotsky, and V.V. Dubrovsky. Deformation and breakup of drops by aerodynamic forces. *Atom. Sprays*, 6 :667–692, 1996.
- [37] 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. *Int. J. Multiphase Flow*, 13(6) :741–757, 1987.
- [38] J. Han and G. Tryggvason. Secondary breakup of axisymmetric liquid drops. i. acceleration by a constant body force. *Phys. Fluids*, 11(12) :3650–3667, 1999.
- [39] J. Han and G. Tryggvason. Secondary breakup of axisymmetric liquid drops. ii. impulsive acceleration. *Phys. Fluids*, 13(6) :1554–1565, 2001.
- [40] W.H. Chou and G.M. Faeth. Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime. *Int. J. Multiphase Flow*, 24 :889–912, 1998.
- [41] L.P. Hsiang and G.M. Faeth. Near-limit drop deformation and secondary breakup. *Int. J. Multiphase Flow*, 18(5) :635–652, 1992.
- [42] Z. Dai and G.M. Faeth. Temporal properties of secondary atomisation in the multimode breakup regime. *Int. J. Multiphase Flow*, 27 :217–236, 2001.

- [43] D.D. Joseph, J. Belanger, and G.S. Beavers. Breakup of a liquid suddenly exposed to high-speed airstream. *Int. J. Multiphase Flow*, 25 :1263–1303, 1999.
- [44] T.G. Theofanous and G.J.Li. On the physics of aerobreakup. *Phys. Fluids*, 20(1), 2008. DOI : 10.1063/1.2907989.
- [45] G.I. Taylor. The scientific papers of sir g.i. taylor. *Cambridge University Press*, 1963.
- [46] A.A Ranger and J.A. Nicholls. The aerodynamic shattering of liquid drops. *AIAA J.*, 7 :285–290, 1969.
- [47] B.E. Gelfand, S.A. Gubin, S.M. Kogarko, and S.P. Komar. Singularities of the breakup of viscous liquid droplets in shock waves. *J. Eng. Phys.*, 25(3) :1140–1142, 1975.
- [48] C. Arcoumanis, M. Gavaises, and B. French. Effect of fuel injection process on the structure of diesel sprays. SAE paper 970799, 1997.
- [49] W.Pabst and E. Gregorova. Characterization of particles and particle systems. In *ICT Prague 2007*, 2007.
- [50] A.H. Lefebvre. *Atomization and Sprays*. Hemisphere publishing, New York, 1989.
- [51] P. Roth and R.Fischer. Interpreting mean drop diameters using distribution moments. *Atomization and Sprays*, 2 :1–15, 1992.
- [52] E.Bodele. *Modélisation et simulation de l'atomisation secondaire et de la vaporisation turbulente. Application à la combustion cryotechnique*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2004.
- [53] J. Sauter. Investigation of atomization in carburetors. *Technical memorandums-NACA*, (518), 1929.
- [54] H.C. Simmons. The correlation of drop-size distributions in fuel nozzle sprays. i : The drop/size/ volume fraction distribution. *J. Eng. Power-ASME*, (7) :309–314, 1977.
- [55] H.C. Simmons. The correlation of drop-size distributions in fuel nozzle sprays. ii : The drop/size/number distribution. *J. Eng. Power-ASME*, (7) :315–319, 1977.
- [56] F. Galton. The geometric mean in vital and social statistics. *Proc. Roy. Soc. London*, 29 :365–367, 1879.
- [57] J.H. Gaddum. Lognormal distributions. *Nature*, (156) :463–466, 1945.
- [58] B.E. Gelfand, S.A. Gubin, and S.M. Kogarko. Various forms of drop fractionation in shock waves and their special characteristics. *Inzh-Fiz. Zh.*, 27 :119–126, 1974.

- [59] K.L. Wert. A rationally-based correlation of mean fragment size for drop secondary breakup. *Int. J. Multiphase Flow*, 21(6) :1063–1071, 1995.
- [60] H.E. Wolf and W.H. Anderson. Kinetics, mechanism and resultant droplet sizes of the aerodynamic breakup of liquid drops. *AGCD Report*, 0395-04 (18) SP, 1964.
- [61] W.R. Lane, W.C. Prewett, and J. Edwards. Some experiments on the shatter of drops by transient blasts of air. *Technical paper*, 115, 1949.
- [62] W.R. Lane and R.G. Dorman. Further experiments on the shattering of drops by a supersonic air blast. *Technical paper*, 279, 1952.
- [63] M.A. Weiss and C.H. Worsham. Atomization in high velocity air streams. *Bumblebee Series Report*, 277, 1964. Esso Research and engineering Co.
- [64] P.J. O'Rourke and A.A. Amsden. The tab method for numerical calculation of spray droplet breakup. *SAE paper*, 872089, 1987.
- [65] F.X. Tanner. Liquid jet atomization and droplet breakup modeling of non-evaporating diesel fuel sprays. *SAE Trans. J. Eng.*, 106 :127–140, 1997.
- [66] E.A Ibrahim, H.Q. Yang, and A.J. Przekwas. Modeling spray droplets deformation and breakup. *J. Propul. Power*, 9(4) :651–654, 1993.
- [67] J.H. Park, Y.Yoon, and S.S. Hwang. Improved tab model for prediction of spray droplet deformation and breakup. *Atom. Spray*, 12 :387–401, 2002.
- [68] C.H. Lee and R.D. Reitz. Modeling the effects of gas density on the drop trajectory and breakup size of high-speed liquid drops. *Atom. Spray*, 9 :497–517, 1999.
- [69] M.A. Patterson and R.D. Reitz. Modelling the effects of fuel sprays characteristic on diesel engine combustion and emission. *SAE paper 980131*, 1998.
- [70] M.A. Gorokhovski and V.L. Saveliev. Analyses of kolmogorov's model of breakup and its application into lagrangian computation of liquid sprays under air-blast atomization. *Phys. Fluids*, 15 :184–192, 2003.
- [71] G. Jourdan, L. Houas, O. Igra, J.L. Estivalezes, C. Devals, and E.E. Meshkov. Drag coefficient of a sphere in a non- stationnary flow : new results. *Proc. Roy. Soc. A*, 2007. doi :10.1098/rspa.2007.0058.
- [72] A. Massol. *Simulations numériques d'écoulements à travers des réseaux de sphères monodisperses et bidisperses pour des nombres de Reynolds*

- modérés*. PhD thesis, Institut national polytechnique de Toulouse, 2004.
- [73] W.E. Ranz and W.R. Marshall. Evaporation from drops. *Chem. Eng. Prog.*, 48(3) :141–146, 1952.
- [74] M. Sommerfeld. Validation of a stochastic lagrangian modelling approach for inter-particle collisions in homogeneous isotropic turbulence. *Int. J. Multiphase Flow*, 27 :1829–1858, 2001.
- [75] J.R. Plumandon. Troisième congrès international de défense contre la grêle. *Ciel et terre*, 22 :457–471, 1902. <http://adsabs.harvard.edu/full/1902C%26T....22..457P>.
- [76] F. Ruby. Nouvelles études sur la grêle. *Les études rhodaniennes*, 14 :107–184, 1938. doi : 10.3406/geoca.1938.5605.
- [77] J.R. Kliegel and G.R. Nickerson. Flow of gas-particle mixtures in axially symmetric nozzles. *Progress in astronautics and rocketry*, 6, 1962. New York, Academic Press.
- [78] Y. Martsiano, G. Ben-Dor, and O. Igra. Oblique shock waves in dusty gas suspensions. *KSME Journal*, 2(1) :35–43, 1988.
- [79] F. Utheza, R. Saurel, E. Daniel, and J.C. Loraud. Droplet break-up through an oblique shock wave. *Shock waves*, pages 265–273, 1996.
- [80] W.G. Reinecke and G.D. Waldman. A study of drop breakup behind strong shocks with applications to flight. Technical report, AVCO government products group, 1976. report AVSD-0110-70-RR.
- [81] K. Kailasanath, P.A. Tatem, F.W. Williams, and J. Mawhinney. Blast mitigation using water mist-a statut report. Technical report, Naval Research Laboratory, 2002. NRL/MR/6410-02-8606.
- [82] J.L. Bailey, J.P. Farley, F.W. Williams, M.S. Lindsay, and D.A. Schwer. Blast mitigation using water mist. Technical report, Naval Research Laboratory, 2006. NRL/MR/6180-06-8933.
- [83] S. Kotake and I.I. Glass. Flows with condensation and nucléation. *Prog. Aeros. Sci.*, 19 :129–196, 1979.
- [84] H.J. Smolders and M.E.H Van Dongen. Shock wave structure in a mixture of gas vapour and droplets. *Shock Waves*, 2 :255–267, 1992.
- [85] X. Rogue, G. Rodriguez, J.F. Haas, and R. Saurel. Experimental and numerical investigation of the shock-induced fluidization of particles bed. *Shock Waves*, 8 :29–45, 1998.
- [86] J. Pitakarnnop. *Analyse expérimentale et simulation numérique d'écoulements raréfiés de gaz simples et de mélanges gazeux dans les microcanaux*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2009.

- [87] A.Velche. *Modélisation de l'Interaction entre un écoulement turbulent et une paroi ablatable*. PhD thesis, Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, 2007.
- [88] P. Kuentzmann. *Aérothermochimie des suspensions*, 1973.
- [89] I. Kim, S. Elghobashi, and W.A. Sirignano. Three-dimensional flow over two spheres placed side by side. *J. Fluid Mech.*, 167 :465–488, 1993.
- [90] J.F. Virepinte. *Etude du comportement dynamique et thermique de gouttes en régimes d'interaction dans le cas de jets rectilignes*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 1999.
- [91] J.A. Mulholland, R.K. Srivastava, and J.O.L. Wendt. Influence of droplet spacing on drag coefficient in nonevaporating, monodisperse streams. *AIAA J.*, 26(10) :1231–1237, 1988.
- [92] R.Tal, D.N. Lee, and W.A. Sirignano. Heat and momentum transfer around a pair of spheres in viscous flow. *Int. J. Heat Mass Trans.*, 27(11) :1953–1962, 1984.
- [93] C. Zhu, S.C. Liang, and L.S. Fan. Particle wake on the drag force of an interactive particle. *Int. J. Multiphase Flow*, 20(1) :117–129, 1994.
- [94] I. Silverman and W.A. Sirignano. Multi-droplet interaction effects in dense sprays. *Int. J. Multiphase Flow*, 20(1) :99–116, 1994.
- [95] G.A. Ruff, P.K. Wu, L.P. Bernal, and G.M. Faeth. Continuous- and dispersed-phase structure of dense nonevaporating pressure-atomized sprays. *J. Prop. Power*, 8 :280–289, 1992.
- [96] J.R. Kliegel. Gas particle nozzle flows. *Symposium (international) on combustion*, 9(1) :811–826, 1963.
- [97] A.B. Wood. *A textbook of sound*. Bell Eds., 1930.
- [98] G.B. Wallis. *One dimensional two-phase flow*. McGraw Hill, 1969.
- [99] J.K. Jakobsen. On the mechanism of head breakdown in cavitating inducers. *Journal of basic engineering. Transactions of ASME*.
- [100] H. Shamsborhan. *Développement d'une méthode de mesure de la célérité du son en écoulement diphasique, application aux écoulements cavitants*. PhD thesis, Ecole National Supérieure d'Arts et Métiers, 2009.
- [101] S.L. Soo. Gas dynamic processes involving suspended solids. *Am. Inst. Chem. Eng. J.*, 7(3) :384–391, 1961.

- [102] C.A. Ford and I.I. Glass. An experimental study of shock wave refraction, 1954.
- [103] E. Outa, K. Tajima, and H. Morii. Experiments and analyses on shock waves propagating through a gas-particle mixture. *J.S.M.E bulletin*, 19 :384–394, 1976.
- [104] X. Rogue. *Expériences et simulations d'écoulements diphasiques en tube à choc*. PhD thesis, Université de Provence Aix-Marseille I, 1997.
- [105] I.I. Glass and J.P. Sislian. *Non stationary flows and shock waves*. Oxford University Press Inc. New York, 1994.
- [106] P. Roth and R. Fischer. An experimental shock wave study of aerosol droplet evaporation in the transition regime. *Phys. Fluids*, 28(6) :1665–1672, 1985.
- [107] H.W.J. Gossens, M.J.C.M. Berkelmans, and M.E.H. Van Dongen. Experimental investigation of weak shock waves propagating in a fog. *Proc. 15th I.S.S.W.*, pages 721–727, 1986.
- [108] H.J. Smolders and M.E.H. Van Dongen. Wave induced growth and evaporation of droplet in a vapour-gas mixture. *Proc. 17th I.S.S.W.*, pages 802–807, 1989.
- [109] V.V. Kravets, V.F. Balanovskii, and V.V. Zinchenko et al. Efficiency of water curtains for direct counteraction to an air-shock wave. *Ugol' Ukrainy (en russe)*, 5 :38–41, 1962.
- [110] A.A. Buzukov. Decreasing the parameters of an air shock wave using an air-water curtain. *Combustion, Explosion and S.W.*, 36(3) :395–403c, 2000.
- [111] G. Duvall. Maxwell-like relations in condensed materials. decay of shock waves. *Iranian J. Sc. and Technol.*, 1, 1978.
- [112] L.V. Al'tshuler and B.S. Kruglikov. Attenuation of strong shock waves in two-phase and heterogeneous media. *J. Appl. Mech. Tech. Physics*, 25(5) :672–676, 1984.
- [113] D. Schwer and K. Kailasanath. Numerical simulation of the mitigation of unconfined explosions using water-mist. *Proc. Comb. Institute 31*, pages 2361–2369, 2007.
- [114] P.O.K. Krehl. *History of shock waves, explosions and impact. A Chronological and biographical reference*. Springer, 2009.
- [115] M.D. Salas. The curious events leading to theory of shock waves. In *17th International Shock Interaction Symposium*, 2006.

- [116] B. Riemann. Über die fortpflanzung ebener luftwellen von endlicher schwingungsweite. *Abhandlungen der Gellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-physikalische Klasse*, 8(43(transl. in [153])), 1860.
- [117] W.J.M. Rankine. On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbance. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, 160 :277–286, 1870.
- [118] P.H. Hugoniot. Mémoire sur la propagation du mouvement dans les corps et plus spécialement dans les gaz parfaits. *J. Ecole Polytech. (Paris)*, 57(Partie I) :3–97, 1887.
- [119] P.H. Hugoniot. Mémoire sur la propagation du mouvement dans les corps et plus spécialement dans les gaz parfaits. *J. Ecole Polytech. (Paris)*, 58(Partie II) :1–125, 1889.
- [120] E. Mach and L. Mach. Über die interferenz von schallwellen von großer excursion. *Sitzungsber. Akad. Wiss. Wien*, 98 :1333–1336, 1889.
- [121] P. Vielle. Sur les discontinuités produites par la détente brusque des gaz comprimés. *C.R. Acad. Sci. Paris*, 129 :1228–1230, 1899.
- [122] SPRAYSAS. Notice d'utilisation du générateur de brouillard sprai, 21.
- [123] F. Savart. Mémoire sur la constitution des veines liquides lancées par des orifices circulaires en mince paroi. *Ann. Chil. Phys.*, 53 :337–386, 1833.
- [124] J. Plateau. Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires. *Gauthiers-Villars*.
- [125] Lord Rayleigh. On the instability of jets. *Lond. Math. Soc. Proc.*, 10 :4–13, 1878.
- [126] E. Tyler. Instability of liquid jets. *Phil. Mag.*, 16 :504–518, 1933.
- [127] H. Teng, C.M Kinoshita, and S.M Masutani. Prediction of droplet size from the breakup of cylindrical liquid jets. *Int. J. Multiphase Flow*, 21(1) :129–136, 1995.
- [128] PCB Piezotronics Inc. Usa. tel :716-684-0001, <http://www.pcb.com>., 2008.
- [129] G.S Settles. *Schlieren and shadowgraph techniques : visualizing phenomena in transparent media*. Spinger, 2001.
- [130] H.Schardin. Die schlierenverfahren und ihre anwendungen. *Ergebnisse der exakten naturwissenschaften*, 20 :303–439, 1942. traduction disponible en anglais : NASA TT F-12731, avril 1970 (N70-25586).
- [131] VM2 Vision & Mesures srl. 33(0)146320055.

- [132] Groupe LOT Oriel. 500-1000 lamp housing, 25.
- [133] A. Chauvin, J. Zerbib, G. Jourdan, C. Mariani, L. Houas, L. Biamino, and R. Tosello. Investigation of the attenuation of a shock wave passing through a water spray. *21th MABS*, 2010.
- [134] 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. *Phys. Fluids*, 23 :113301, 2011.
- [135] R. Tosello, D. Leriche, E. Leone, A. Chauvin, J. Zerbib, G. Jourdan, E. Daniel, and L. Houas. Shock waves attenuation using watermist. *22th MABS*, 2012.
- [136] G. Rudinger. Some effects of finite particle volume on the dynamics of gas-particle mixtures. *AIAA J.*, 7(3) :1217–1222, 1965.
- [137] A. Chauvin, G. Jourdan, E. Daniel, L. Houas, and R. Tosello. Study on the interaction between a shock wave and a cloud of droplets. *28th ISSW*, pages 39–44, 2012.
- [138] G. Rudinger. Experiments on shock relaxation in particle suspensions in a gas and preliminary determination of particle drag coefficients, 1963.
- [139] R. Panton. Flow properties for the continuum view point of a non equilibrium gas particle mixture. *J. Fluid Mech.*, 131(2) :273, 1968.
- [140] I.S. Chang. One and two phase nozzle flows. *AIAA J.*, 18 :1455–1461, 1980.
- [141] R. Ishii and M. Yuhi Y. Umeda. Numerical analysis of gas-particle two-phase flows. *J. Fluid Mech.*, 203 :475–515, 1989.
- [142] N. Thevand, E. Daniel, and J.C. Loraud. On high resolution schemes for compressible viscous two-phase dilute flows. *Int. J. Numer. Meth. in Fluids*, 31 :681–702, 1999.
- [143] E. Daniel. Eulerian approach for unsteady two-phase reactive solid rocket motor flows loaded with aluminium particles. *AIAA J. of Prop. and Power*, 16(2) :309–317, 2000.
- [144] M. Sommerfeld and S. Decker. On the importance of the basset history term on the particle motion induced by a plane shock wave. *ISSW*, 3 :37–42, 1993.
- [145] B. Van Leer. Towards ultimate conservative difference scheme, v : A second order sequel to godunov’s method. *J. Computational Physics*, 32 :101–136, 1979.

- [146] S.K. Godunov. A difference scheme for numerical computation of discontinuous solution of hydrodynamic equations. *Math. Sbornik.*, 47 :271–306, 1959.
- [147] R. Saurel, E. Daniel, and J.C. Loraud. Two phase flows : Second order schemes and boundary conditions. *AIAA J.*, 32(6) :1214–1221, 1994.
- [148] E. Daniel and N. Thevand. Stability of an acoustic wave traveling in a two-phase dilute flow with mass transfer. *AIAA J.*, 39(11) :2121–1230, 2001.
- [149] N. Thevand and E. Daniel. Numerical study of the lift force in laminar shock induced boundary layer flows. *Int. Journal of Shock Wave*, 11(4) :279–288, 2002.
- [150] N. Thevand. *Contribution à l'étude numérique des écoulements instationnaires et visqueux de mélanges gaz-particules dilués*. PhD thesis, Université de Provence, 1999.
- [151] E. Delprete, J.F. Haas, A. Chauvin, G. Jourdan, L. Houas, A. Chinayya, and A. Hadjadj. Secondary atomization on two-phase shock wave structure. *28th ISSW*, pages 95–100, 2012.
- [152] P. N. Rowe and G. A. Henwood. Drag forces in a hydraulic model of a fluidised bed part i. *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, 39 :43–54, 1961.
- [153] J.N Johnson and R. Chéret. *Classic papers in shock compression science*. Springer, 1998.
- [154] G. Jourdan, L. Houas, L. Schwaederlé, G.Layes, R.Carrey, and F.Diaz. A new variable inclination shock tube for multiple investigations. *Shock Waves*, 13 :501–504, 2004.
- [155] Technical report.
- [156] S.S. Hwang, Z. Liu, and R.D. Reitz. Breakup mechanisms and drag coefficients of high-speed vaporizing liquid drops. *Atom. Spray*, 6 :353–376, 1996.
- [157] S.W. Park and C.S. Lee. Investigation of atomization and evaporation characteristics of high–pressure injection diesel spray using kelvin–helmholz instability/droplet deformation and break–up competition model. *PI Mech Eng D-J Aut*, 218 :767–777, 2004.
- [158] O. Igra and G. Ben-Dor. The relaxation zone behind normal shock waves in diatomic gases. *Journal of Plasma Physics*, 31(1) :115–140, 1984.
- [159] G. Rudinger. Relaxation in gas-particle flow, 1968.
- [160] V.O. Knudsen. The attenuation of audible sound in fog and smoke. *The J. of the Acoustical Soc. of Am.*, 20(6) :849, 1948.

- [161] A.P. Alkhimov, A.N. Papyrin, A.L. Predein, and R.I. Soloukhin. Experimental investigation of the effect of velocity lag of particles in a supersonic gas stream. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 18(4) :496–502, 1977.
- [162] H.W.J. Gossens, J.W. Cleijne, H.J. Smolders, and M.E.H. Van Dongen. Shock wave induced evaporation of water droplets in a gas-droplet mixture. *Exp. in Fluids*, 6 :561–568, 1988.
- [163] A.K. Chesters. The modelling of coalescence processes in fluid-liquid dispersions : a review of current understanding. *Chem. Eng. Res. Des.*, 69 :259–270, 1991.
- [164] H. Miura. Decay of shock waves in a dusty-gas shock tube. *Fluid Dyn. Res.*, 6 :251–259, 1988.
- [165] M. Olim, G. Ben-Dor, M. Mond, and O. Igra. A general attenuation law of moderate planar shock waves propagating into dusty gases with relatively high loading ratios of solid particles. *Fluid Dyn. Res.*, 6 :185–199, 1990.
- [166] N. Thevand and E. Daniel. Linear instability of dilute particle-laden compressible mixing layer. *Physics of Fluids*, 14(1) :392–402, 2002.
- [167] E. Daniel, R. Saurel, and J.C. Loraud. Modeling of axisymmetric two-phase dilute flow. *Int. Jour. of Computational Fluid Dynamics*, 10 :301–313, 1998.
- [168] P.D. Lax A. Harten and B. Van Leer. On upstream differencing and godunov-type schemes for hyperbolic conseravtion laws. *SIAM review*, 25 :35–61, 1983.
- [169] A.A. Ranger and J.A. Nicholls. Atomization of liquid droplets in a convective gas stream. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 15(6).

Etude expérimentale de l'atténuation d'une onde de choc par un nuage de gouttes et validation numérique

L'interaction entre une onde de choc plane et un nuage de gouttes d'eau homogène, monodisperse est étudiée dans un tube à choc. Les influences de la fraction volumique d'eau, α_d (1%, 0.3 % et 0.1%), rapport du volume d'eau sur le volume du nuage, de la hauteur du milieu diphasique H_d (70 cm, 40 cm et 15 cm), du diamètre des gouttes ϕ_d (250 μm et 500 μm) et du nombre de Mach M (1.3 et 1.5) sont étudiées pour des fractions volumiques inférieures au pourcent. Lors de cette interaction, la pression en paroi du tube à choc est mesurée et la visualisation du nuage est obtenue par une méthode ombroscopique directe. Une évolution temporelle caractéristique de la pression induite par la propagation d'une onde de choc dans un tel milieu, est mise en évidence. Cette allure, diffère significativement de celle obtenue avec un nuage constitué de particules solides : la fragmentation des gouttes en est responsable. Une zone où la pression diminue directement après le pic de pression est alors observée aux stations de mesure localisées dans le nuage. L'atténuation de la surpression est mise en évidence : elle peut atteindre 80% du pic de pression mesuré sans nuage.

Dans la partie numérique de ce travail, deux modèles de fragmentation sont implémentés, comparés et validés dans un code de calcul monodimensionnel, instationnaire, Eulérien appliqué aux écoulements dilués ($\alpha_d < 1\%$). On montre que la formulation du taux de production des gouttes selon le taux d'accroissement soit de leur nombre, soit de leur diamètre doit être utilisée respectivement soit avec, soit sans la prise en compte l'étape de déformation de la fragmentation. Les résultats numériques sont alors comparables à expérimentaux.

Mots clefs : Onde de choc, milieu diphasique, nuage de gouttes, expérience en tube à choc, simulation numérique

Experimental study on the mitigation of a planar shock wave passing through a cloud of water droplets and numerical validation

The interaction between a planar shock wave and an both homogeneous and monodispersed droplet water cloud is studied in a shock tube. The effects of the water volume fraction α_d (1%, 0.3 % and 0.1%), ratio between the volume of water and the volume of the cloud, the height of the two-phase medium H_d (70 cm, 40 cm and 15 cm), the droplets diameters ϕ_d (250 μm and 500 μm) and the Mach number M (1.3 and 1.5) are studied for a volume fraction

smaller than one per cent. During this interaction, the pressure is measured and the visualization of the cloud is obtained by direct shadowgraphy. A characteristic temporal evolution of the pressure induced by the propagation of the shock wave in such a mixture is highlighted. This behavior differs significantly from the one obtained with a solid particles cloud : the droplet atomization is responsible of this change. A zone where the pressure decreases directly after the pressure peak is observed at different stations located into the water cloud. The mitigation of the overpressure is shown : it can reach 80% of the pressure peak measured without cloud.

In the numerical part, two fragmentation models are added, compared and validated in a computational, one dimensional, instationnary, Eulerien code in the case of dilute flows ($\alpha_d < 1\%$). We show that the formulation of the production rate of droplets defined by the number of droplets growth, or the diameter droplet growth, must be used, respectively, with and without taking into account the deformation stage of the droplet breakup. Thus, the numerical results are in good agreement with those obtained experimentally.

Keywords : Shock wave, two phase flow, cloud of droplets, experiment in shock tube, numerical simulation

Laboratoire IUSTI UMR-CNRS 7343
Technopôle de Château-Gombert
5 rue Enrico Fermi
13453 Marseille cedex 13
FRANCE.