HAL
open science

Etude des mécanismes de dispersion par choc et des régimes de combustion de nuages de particules d'aluminium.

Camille-Andréa Sturtzer

▶ **To cite this version:**

Camille-Andréa Sturtzer. Etude des mécanismes de dispersion par choc et des régimes de combustion de nuages de particules d'aluminium.. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique - Poitiers, 2014. Français. NNT : 2014ESMA0012 . tel-01084424

HAL Id: tel-01084424

https://theses.hal.science/tel-01084424v1

Submitted on 19 Nov 2014

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

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

THESE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET D'AEROTECHNIQUE

(Diplôme National – Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale :

Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique

Secteur de Recherche : Energétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

Camille-Andréa STURTZER

****

ETUDE DES MECANISMES DE DISPERSION PAR CHOC ET DES REGIMES DE COMBUSTION DE NUAGES DE PARTICULES D'ALUMINIUM

****

Directeurs de thèse :
B. VEYSSIERE et B.A. KHASAINOV
Co-encadrant :
F. VIROT

****

Thèse soutenue le 18 septembre 2014 devant la Commission d'Examen

****

JURY

Rapporteurs :

Mr G. BAUDIN	HDR, Directeur de Recherches CEA-DAM, Centre d'Etudes de Gramat
Mr R. SAUREL	Professeur à Aix- Marseille Université, IUSTI UMR 6595, Marseille

Examinateurs :

Mme N. CHAUMEIX	Directeur de Recherches CNRS, ICARE UPR 3021 Orléans.
Mr B.A. KHASAINOV	Ingénieur de Recherches au CNRS, Institut Pprime UPR 3346, Futuroscope
Mr J.F. LEGENDRE	Maître de Recherches, Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis
Mme I. SOCHET	Professeur à l'INSA Centre Val de Loire, Laboratoire Prisme, Bourges
Mr B. VEYSSIERE	Directeur de Recherches CNRS, Institut Pprime UPR 3346, Futuroscope
Mr F. VIROT	Maître de Conférences à l'ENSMA, Institut Pprime UPR 3346, Futuroscope

Table des matières

Table des matières ii

Remerciements vii

Nomenclature ix

Liste des figures xv

Introduction 1

Chapitre 1. Etat des connaissances sur la dispersion de particules par explosif et la détonation hétérogène 4

1.1 Les explosifs solides et leur régimes de combustion 4

1.1.1 Explosif et explosion 4

1.1.2 Les régimes de combustion 4

1.2 Explosions de mélanges diphasiques gaz-particules solides 5

1.3 Explosions de charges « hétérogènes » 6

1.4 Dispersion de particules solides par explosif 7

1.4.1 Contexte bibliographique 7

1.4.2 Caractéristiques de l'explosion d'une charge hétérogène 8

1.5 Détonation hétérogène de mélange gaz-particules 10

1.5.1 Données expérimentales sur la détonation hétérogène 10

1.5.1.1 Premières études fondamentales 10

1.5.1.2 Mise en évidence de la détonation hétérogène 11

1.5.1.3 Détonation de mélanges hétérogènes en milieu non confiné ou en confinement partiel 13

1.5.1.4 Transition déflagration-détonation (TDD) 15

1.5.1.5 Structure cellulaire 17

1.5.2 Résultats d'études numériques sur la détonation hétérogène 19

1.5.2.1 Simulations 1D 19

1.5.2.2 Simulations 2D et 3D 20

1.5 Combustion de l'aluminium 22

1.5.1 Introduction 22

1.5.2 Premières recherches sur la combustion de l'aluminium 23
1.5.3 Mécanismes d'inflammation d'une particule d'aluminium..... 24
1.5.4 Schéma de combustion..... 24
1.5.5 Inflammation des particules derrière une onde de choc 26
Chapitre 2. Modélisation des milieux réactifs multiphasiques 30
2.1 Introduction..... 30
2.2 Les équations..... 31
2.2.1 Les équations bilan 31
2.2.2 Interactions entre les phases gazeuse et solide 33
2.2.2.1 Transfert de masse et réaction chimique dans la phase gazeuse 33
2.2.2.2 Transfert de quantité de mouvement 34
2.2.2.3 Transfert de chaleur 35
2.2.3 Equations d'état 36
2.2.3.1 Equation d'état des gaz parfaits 36
2.2.3.2 Equation d'état de Jones-Wilkins-Lee (JWL) 37
2.2.3.3 Equation d'état « mHOM »..... 37
2.2.4 Modélisation des interactions entre une onde de choc et une couche de particules solides 40
2.3 Traitement du système d'équations 46
2.3.1 Représentation Eulérienne 47
2.3.1.1 Discrétisation du problème et stabilité du schéma numérique 47
2.3.1.2 Maillage numérique..... 48
2.3.1.3 Intégration par la méthode FCT (Flux-Corrected Transport) 49
2.3.2 Représentation Lagrangienne 49
2.3.2.1 Introduction 49
2.3.2.2 Résolution numérique pour un fluide lagrangien 1D non réactif 50
Chapitre 3. Dispersion de particules solides par explosif 56
3.1 Introduction..... 56
3.2 Configuration expérimentale 56
3.2.1 Conception de la charge explosive 56
3.2.2 Le montage expérimental 57

3.2.3 Les systèmes de mesure et les méthodes de diagnostic 58
3.2.3.1 Les capteurs de pression 58
3.2.3.2 La cinématographie 59
3.2.3.3 Le piège à particules 60
3.3 Résultats expérimentaux 60
3.3.1 Tir du booster seul (tir de référence) 60
3.3.2 Allure générale d'un essai de dispersion 64
3.3.3 Reproductibilité 64
3.3.4 Influence de la couche de particules sur les signaux de pression 67
3.3.5 Observations cinématographiques 70
3.3.6 Analyse des données fournies par les capteurs de pression, par les enregistrements cinématographiques et par le piège à particules 72
3.4 Simulation numérique et comparaison avec les expériences 74
3.4.1 Remarques préliminaires 74
3.4.2 Simulation de l'explosion du booster seul 75
3.4.3 Simulation de la dispersion de particules solides inertes par explosif 77
3.4.3.1 Premiers stades de l'explosion 77
3.4.3.2 Evolution de l'écoulement 81
3.4.3.3 Comparaison avec les résultats expérimentaux 89
3.5 Discussion 90
Chapitre 4. Détonation des mélanges diphasiques aluminium-oxygène 94
4.1 Introduction 94
4.2 Configuration expérimentale 95
4.2.1 Montage expérimental 95
4.2.2 Les systèmes de mesure et les méthodes de diagnostic 98
4.2.2.1 Les capteurs de pression 98
4.2.2.2 La cinématographie 100
4.2.2.3 Les plaques enduites de suie pour l'enregistrement de la structure cellulaire 101
4.2.3 Les conditions expérimentales 102
4.2.3.1 Les composants des mélanges 102

4.2.3.2 Processus expérimental ... 103
4.2.3.3 Préparation du montage expérimental ... 103
4.2.3.4 Réalisation du mélange oxygène-particules d'aluminium en suspension ... 103
4.2.3.5 Amorçage du mélange ... 104
4.3 Résultats expérimentaux ... 104
4.3.1 Présentation des tirs effectués ... 104
4.3.2 Mesures de pression ... 107
4.3.2.1 Champ de pression engendré par la charge de C4 seule ... 107
4.3.2.2 Champ de pression généré lors de l'explosion du mélange Al/O_2 ... 109
4.3.2.3 Influence de la distance de propagation ... 111
4.3.2.4 Comparaison des profils de pression lors de l'explosion du mélange $Al/0_2$ et celle du C4 seul ... 113
4.3.2.5 Profils de pression en champ lointain ... 114
4.3.3 Célérité et trajectoire de l'onde de choc lors de l'explosion du mélange Al/O_2 . 115
4.3.4 Structure cellulaire de détonation ... 117
4.3.4.1 Analyse des plaques enduites de suie ... 117
4.3.4.2 Visualisation de l'interaction de l'onde de choc avec la paroi de la tente ... 118
4.4 Simulations numériques et comparaison avec les expériences ... 121
4.4.1 Simulations 2D planes ... 121
4.4.2 Simulations 2D cylindriques de la détonation non confinée ... 124
4.5 Discussion ... 126
Chapitre 5. Synthèse, conclusions de l'étude et perspectives ... 130
5.1 Synthèse et conclusions ... 130
5.2 Perspectives ... 133
ANNEXE A ... 136
ANNEXE B ... 145
ANNEXE C ... 152
Bibliographie ... 161

Remerciements

Je remercie tout d'abord l'Institut franco-allemand de recherches de Saint-Louis (ISL) et le Laboratoire Pprime de Poitiers qui sont à l'origine de cette thèse, qui m'ont accueilli et m'ont permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions possibles, ainsi que la DGA pour avoir cofinancé mon allocation de recherche.

Je suis très reconnaissante envers mes directeurs de thèse, Bernard Veyssière et Boris Khasainov, à l'institut Pprime, ainsi qu'envers Jean-François Legendre et Michel-Olivier Sturtzer, à l'ISL, qui m'ont guidée tout au long de mes travaux. Je tiens également à remercier Eric Lafontaine, mon référant à la DGA, ainsi que Florent Virot, mon co-encadrant de thèse au Laboratoire Prpime, pour avoir suivi mes travaux.

Je remercie Gérard Baudin, Richard Saurel et Nabila Chaumeix d'avoir bien voulu participer au jury et juger mon travail, et Isabelle Sochet d'avoir présidé ce jury.

Mes remerciements vont également à tous mes collègues du groupe PCE au sein duquel j'ai eu la joie de travailler et qui ont su apporté convivialité et bonne humeur tout au long du projet.

J'en profite pour remercier aussi mes amis de l'ENSMA et d'ailleurs, qui ont suivi de près ou de loin mes travaux de thèse et qui ont été d'un soutien précieux : Valentin, Aurélien, Pierrot, Romain, Mathieu, sans oublier mon parrain, Julien.

Je remercie encore tout le personnel de l'ISL, du laboratoire Pprime et de l'ENSMA qui m'a permis de d'accomplir mon travail dans les meilleures conditions.

Enfin, un grand merci à ma famille pour son soutien tout au long de ces trois années.

Nomenclature

Symboles répertoriés dans le mémoire (hors annexes)

Symbole	Désignation	Unité SI
a	taux de transfert de masse entre les deux phases	$kg.m^{-3}.s^{-1}$
a_{cin}	taux de réaction dans la phase gazeuse entre l'aluminium évaporé et l'oxydant	$kg.m^{-3}.s^{-1}$
a_{ev}	taux d'évaporation d'aluminium	$kg.m^{-3}.s^{-1}$
a_1	vitesse du son dans la phase gazeuse	$m.s^{-1}$
$\boldsymbol{b}$	taux d'échange de quantité de mouvement entre les deux phases	$N.m^{-3}$
Bi	nombre de Biot	$-$
c	taux d'échange de chaleur entre les deux phases énergie interne	$J.m^{-3}.s^{-1}$
C	nombre de Courant	$-$
C_{al}	concentration moyenne en aluminium	$kg.m^{-3}$
c_j	vitesse du son du fluide dans la maille *j*	$m.s^{-1}$
c_p	capacité calorifique à pression constante	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
c_v, c_{vs}	capacité calorifique à volume constant	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
d	diamètre des particules	m
D	célérité de l'onde de choc	$m.s^{-1}$
D_{CJ}	célérité de l'onde de la détonation idéale CJ	$m.s^{-1}$
d_{p0}	diamètre des particules (dans les simulations numériques)	m
d_0	diamètre initial des particules	m
e	énergie interne	J
E_a	énergie d'activation	$J.mol^{-1}$
E_c	énergie critique d'amorçage	J
e_S	* énergie interne isentropique (paragraphe 2.2.3.3) * énergie interne du solide (paragraphe 2.2.4)	J
f	pression due aux interactions entre les particules	Pa
$\mathcal{F}$	terme source de compaction	$J.m^{-3}.s^{-1}$
F_{fr}	force de friction	N
G	coefficient de Gruneisen	$-$
h	coefficient de transfert thermique	$W.m^{-2}.K^{-1}$

h_c	coefficient d'échange convectif	$W.m^{-2}.K^{-1}$
h_p	épaisseur de la couche de particules	m
H_{12}	source comprenant les flux de chaleur échangés entre le gaz et les particules ainsi qu'une partie du travail de friction	$J.m^{-3}.s^{-1}$
I_j	énergie du fluide dans la maille *j*	J
I_{init}	énergie d'initiation fournie en entrée	J
I_0	énergie spécifique par unité de volume	$J.m^{-3}.kg$
K	constante du temps de combustion	$s.m^{-2}$
$K_1 - K_7$ $K'1 - K'3$	désignation des capteurs de pression	$-$
K'	coefficient de compression	$-$
L	longueur d'un côté de la tente	m
L_c	longueur caractéristique	m
m_{al}	masse totale d'aluminium déposée dans les conteneurs	kg
m_{c4}	masse de la charge d'amorçage	kg
M_j	masse du fluide dans la maille *j*	kg
M	nombre de Mach	$-$
M_p	masse totale de particules	kg
n	nombre de particules par unité de volume	m^{-3}
Nu	nombre de Nusselt	$-$
p	pression	Pa
P_{CJ}	pression de la détonation idéale CJ	Pa
P_j	pression du fluide dans la maille *j*	Pa
Pr	nombre de Prandtl	$-$
P_s	pression isentropique	Pa
$P_1 - P_5$	pressions mesurées par les capteurs $K_1 - K_5$	Pa
Q_2	taux de transfert de chaleur du à la différence de température entre les phases solide et gazeuse	$J.m^{-3}.s^{-1}$
q_j	Viscosité numérique de la maille *j*	Pa
r	rayon des particules	m
R	constante universelle des gaz	$J.mol^{-1}.K^{-1}$
R_c	rayon critique d'amorçage	m
Re	nombre de Reynolds	$-$
r_{mel}	richesse du mélange aluminium-oxygène	$-$

$R_{j+\frac{1}{2}}$	rayon de l'interface droite de la maille *j*	m
R_{p1}, R_{p2}	rayons interne et externe de la couche de particules	m
s_i	entropie de la phase i	$J.K^{-1}$
t	temps	s
T	température	K
T_S	température isentropique	K
$\boldsymbol{u}$	vitesse matérielle	m/s
$U_{j+\frac{1}{2}}$	vitesse du fluide à l'interface droite de la maille *j*	$m.s^{-1}$
V	volume spécifique adimensionné	$-$
x_K	position des capteurs par rapport au centre de la charge	m
Z	facteur pré-exponentiel	$m^3.s^{-1}.kg^{-1}$

α	paramètre de géométrie	$-$
$\beta(\phi_s)$	pression due aux interactions entre les particules	Pa
β_2	tension inter granulaire	Pa
Γ	coefficient de Gruneisen	$-$
Δt	pas de temps	s
Δx	dimension de la maille numérique	m
ϵ	émissivité	$-$
λ	taille de la structure cellulaire	m
λ_i	conductivité thermique de la phase i	$W.m^{-2}.K^{-1}$
μ	viscosité dynamique	$Pa.s$
μ_1	coefficient de viscosité linéaire	$-$
μ_2	coefficient de viscosité quadratique	$-$
μ_c	viscosité de compaction	$Pa.s$
χ	coefficient stœchiométrique de la réaction de combustion de l'aluminium avec le gaz environnant	$-$
ρ	densité	$kg.m^{-3}$
ρ_{Al}	concentration d'aluminium dans la phase gazeuse	$kg.m^{-3}$
ρ_{ox}	concentration en espèces oxydantes dans la phase gazeuse	$kg.m^{-3}$
ρ_{pr}	concentration des produits dans la phase gazeuse	$kg.m^{-3}$
σ	concentration de particules	$kg.m^{-3}$

σ_{boltz}	constante de Boltzmann	$J.K^{-1}$
τ	temps caractéristique de combustion	s
ϕ	fraction volumique	$-$
ϕ_{ox}	fraction molaire d'espèces capables d'oxyder l'aluminium dans la phase gazeuse	$-$
Φ_2	terme source de compaction dynamique	s^{-1}
Ψ_i	énergie de Helmholtz de la phase i	J
$(\Delta R)_i$	taille de la maille *i*	m
$(\rho_0)_i$	masse volumique initiale du fluide dans la maille *i*	$kg.m^{-3}$

Symboles répertoriés dans les annexes

Symbole	Désignation	Unité SI
A	* paramètre de l'équation d'état JWL * paramètre de l'équation d'état mHOM	$-$
a_H	paramètre de l'équation d'état mHOM	$-$
$a_1, \dots, a_6$	paramètres du coefficient de Gruneisen	$-$
b_w	paramètre de l'équation d'état mHOM	$-$
B	* paramètre de l'équation d'état JWL * paramètre de l'équation d'état mHOM	$-$
c	célérité du son	$m.s^{-1}$
C	paramètre de l'équation d'état mHOM	$-$
C_v	capacité calorifique à volume constant	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
D	célérité de l'onde de détonation	$m.s^{-1}$
e_s	énergie interne isentropique	J
h	enthalpie absolue	J
h^*	enthalpie de référence	J
$\hat{h}$	enthalpie sensible	J
m	paramètre de l'équation d'état mHOM	$-$
$\dot{m}$	débit massique	$kg.s^{-1}$
n	paramètre de l'équation d'état mHOM	$-$
p	pression	Pa
P_s	pression isentropique	Pa
Q	chaleur de réaction	J

R_1	paramètre de l'équation d'état JWL	$-$
R_2	paramètre de l'équation d'état JWL	$-$
T	température	K
u	vitesse matérielle dans les gaz	$m.s^{-1}$
v	volume spécifique	$m^3.kg^{-1}$
w	vitesse relative à la discontinuité	$m.s^{-1}$
x	volume spécifique adimensionné	$-$
α	paramètre de l'équation d'état mHOM	$-$
γ	rapport des capacités calorifiques	$-$
Γ	coefficient de Gruneisen	$-$
ϵ	paramètre de l'équation d'état mHOM	$-$
η	paramètre de l'équation d'état mHOM	$-$
λ	taille de la structure cellulaire	m
ρ	masse volumique	$kg.m^{-3}$
ω	paramètre de l'équation d'état JWL	$-$

Liste des figures

Figure 1 : dispersion d'un lit de particules de sable contenu dans une sphère en verre par la détonation de 82 g de C4 (masse de sable: 4200 g, taille des particules : 0,5 mm, temps entre deux photos pour les trois premières : 2,5 ms, pour les deux dernières : 5 ms) (21) 8
Figure 2 : détonation dans un mélange aluminium-air observée par Strauss (29) 10
Figure 3 : TDD dans un mélange aluminium-air. En haut à gauche : nuage de particules d'aluminium en suspension. En haut à droite: initiation avec 8 kg de C4. En bas : propagation de la détonation (9) ...14
Figure 4 : TDD dans un mélange non confiné aluminium-air (9) 15
Figure 5 : évolution de la pression lors d'une transition déflagration-détonation dans un mélange aluminium-air (r=1.61) (11) 16
Figure 6 : célérités de flamme et de l'onde de choc lors d'une transition déflagration-détonation dans un mélange aluminium-air (r=1.61) (11) 17
Figure 7 : historique des pressions pour des détonations air-aluminium, à 8.72m, pour des concentrations respectives de 600g/m3, 800g/m3 et 1000g/m3 à 1.5, 2 et 2.5atm (35) 17
Figure 8 : profils de pression sur la circonférence du tube (0,3 m de diamètre) à x/d=82,7 lors de la détonation d'un mélange aluminium-air (r=1.61) (11) 18
Figure 9 : structure cellulaire calculée dans un mélange oxygène-aluminium stœchiométrique (σ=1500 g/m^3 avec des particules de diamètre d_{p0}=8.6 μm) (66) 22
Figure 10 : discrétisation du domaine de calcul par la représentation Eulérienne en différences finies 47
Figure 11 : schéma de la charge explosive 57
Figure 12 : (a) booster de Composition B seul et (b) entouré d'une couche de particules de verre 57
Figure 13 : schéma du montage expérimental (vue du dessus) 58
Figure 14 : vue d'ensemble du montage expérimental 58
Figure 15 : schéma de montage d'un capteur de pression sur une sonde effilée 59
Figure 16 : photographie du piège à particules 60
Figure 17 : signaux de pression enregistrés lors de l'explosion du booster seul 61
Figure 18 : diagramme x-t de la position de l'onde de choc de tête lors de l'explosion du booster seul, enregistré par les capteurs de pression (courbe bleue), par la technique BOS (courbe rouge) et comparé au modèle analytique de Kinney et Graham (courbe verte) 62
Figure 19 : évolution de l'impulsion en fonction du temps lors de l'explosion du booster 63
Figure 20 : évolution de l'impulsion en fonction de la distance lors de l'explosion du booster seul (courbe bleue) et comparaison avec le modèle analytique de Kinney et Graham (courbe verte) (137) 63
Figure 21 : dispersion de particules de verre par un booster de Composition B 64
Figure 22 : signaux de pression bruts enregistrés par les trois premiers capteurs (K1-K3) lors de trois essais de dispersion des particules de verre (courbe noire : essai n°1, courbe rose : essai n°2, courbe violette : essai n°3) 65
Figure 23 : évolution des impulsions intégrées pour les trois premiers capteurs (K1-K3) lors d'un essai de dispersion des particules de verre (courbe noire : essai n°1, courbe rose : essai n°2, courbe violette : essai n°3) 66
Figure 24 : signaux de pression bruts enregistrés par les quatre derniers capteurs (K4-K7) lors de trois essais de dispersion des particules de verre (courbe noire : essai n°1, courbe rose : essai n°2, courbe violette : essai n°3) 66
Figure 25 : évolution des impulsions intégrées pour les quatre derniers capteurs (K4-K7) lors de trois essais de dispersion des particules de verre (courbe noire : essai n°1, courbe rose : essai n°2, courbe violette : essai n°3) 67
Figure 26 : comparaison des signaux de pression lors de l'explosion du booster seul (courbes noires) et de la dispersion de particules de verre (courbes vertes) pour les capteurs K1-K4 68

Figure 27 : comparaison des signaux de pression lors de l'explosion du booster seul (courbes noires) et de la dispersion de particules de verre (courbes vertes) pour les capteurs K4-K7 68
Figure 28 : comparaison des impulsions de pression lors de l'explosion du booster seul (courbes noires) et de la dispersion de particules de verre (courbes vertes).....69
Figure 29 : diagramme x-t de l'onde de choc de tête lors de l'explosion du booster (courbe noire) et lors de la dispersion des particules de verre (courbe verte) pour les capteurs K1 à K7 70
Figure 30 : images originales (en haut) et traitées (en bas) d'un essai de dispersion de particules de verre à t=0,903 ms (a), 1,338 ms (b) et 2,046 ms (c) 71
Figure 31 : diagramme x-t de la propagation de l'onde de choc (courbe noire) et du front de particules (courbe rouge) observé par méthode BOS.....73
Figure 32 : diagramme x-t de la propagation de l'onde de choc de tête (courbe jaune : enregistré par les capteurs de pression, courbe rouge : observé par méthode BOS) et du front de particules de verre (courbe bleue : observé par technique BOS) lors de l'explosion du booster entouré de particules de verre. Durées de collecte des particules par le piège (courbes horizontales noires : agglomérats, courbes horizontales grises : fines particules). Vitesse moyenne des particules entre 0,8 et 1,2 m: courbe noire discontinue. 73
Figure 33 : distribution de taille des mailles du maillage initial dans la phase gazeuse.....75
Figure 34 : comparaison des évolutions de la pression en fonction du temps expérimentale (lignes discontinues) et numérique (lignes continues) pour les capteurs K1-K7.....76
Figure 35 : évolution de la pression de la phase gazeuse en fonction de la distance avant et aux premiers instants de l'interaction entre l'onde de détonation et la couche de particules (lignes continues : avant l'impact de l'onde de détonation avec la couche, lignes discontinues : après l'impact) 77
Figure 36 : évolution de la concentration en explosif frais en fonction de la distance lors de la détonation du booster de Composition B pour les mêmes instants que la figure précédente 78
Figure 37 : évolution de la pression de la phase solide en fonction de la distance par rapport au centre de la charge 79
Figure 38 : évolution de la densité apparente de la phase solide en fonction de la distance par rapport au centre de la charge 79
Figure 39 : évolution de la fraction volumique de la phase solide en fonction de la distance par rapport au centre de la charge 80
Figure 40 : évolution de la pression due aux interactions entre les particules (« configuration stress ») en fonction de la distance par rapport au centre de la charge.....80
Figure 41 : évolution de la pression de la phase gazeuse en fonction de la distance par rapport au centre de la charge 82
Figure 42 : évolution de la densité apparente des particules en fonction de la distance par rapport au centre de la charge.....82
Figure 43 : évolution des vitesses des phases gazeuse (courbes continues) et solide (courbes discontinues) en fonction de la distance par rapport au centre de la charge 83
Figure 44 : évolution de la fraction volumique de la phase solide en fonction de la distance par rapport au centre de la charge 84
Figure 45 : évolutions de la pression dans la phase gazeuse (courbe noire) et de la densité apparente des particules (courbe rouge) en fonction de la distance par rapport au centre de la charge à t=2,011 ms.....85
Figure 46 : évolutions de la pression dans la phase gazeuse (courbe noire) et de la densité apparente des particules (courbe rouge) en fonction de la distance par rapport au centre de la charge à t=2,011 ms (en échelle log) 85
Figure 47 : évolutions de la pression dans la phase gazeuse (courbe noire) et de la densité apparente des particules (courbe rouge) en fonction de la distance par rapport au centre de la charge à t=7,5 ms 86
Figure 48 : évolution temporelle des vitesses des faces externe et interne de la couche de particules 87

Figure 49 : évolution temporelle des positions radiales des faces externe et interne de la couche de particules....88
Figure 50 : évolution temporelle de la vitesse de la face externe de la couche de particules pour différents diamètres de particules 89
Figure 51 : comparaison des évolutions de pression expérimentale (lignes discontinues) et numérique (lignes continues) lors de l'explosion du booster entouré de la couche de particules de verre pour les capteurs K1-K6 90
Figure 52 : configuration de l'expérience 95
Figure 53 : schéma du montage expérimental, (a) cadre métallique de la tente, (b) capteur de pression, (c) conteneur de particules, (d) injecteur d'oxygène, (e) emplacement de la charge d'initiation 96
Figure 54 : photographie du montage expérimental, (a) conteneur à particules, (b) injecteur d'oxygène, (c) plaque enfumée, (d) cadre métallique, (e) charge de C4, (f) tente en polyéthylène, (g) traverse de chemin de fer en bois....96
Figure 55 : schéma d'un cylindre....97
Figure 56 : implantation des cylindres dans la paroi droite du montage expérimental 97
Figure 57 : photo des réservoirs d'oxygène sous pression 98
Figure 58 : schéma du positionnement des capteurs K1-K5 et K'1-K'3 par rapport à la charge d'amorçage 99
Figure 59 : schéma du positionnement des trois caméras et du capteur placé en champ lointain K6 (vue du dessus) 99
Figure 60 : signaux de pression enregistrés lors du tir n°7 pour les capteurs K1, K2, K'1 et K'2 situés dans le champ proche de la charge d'initiation....100
Figure 61 : positionnement des plaques enfumées dans le volume expérimental....101
Figure 62 : schéma du positionnement des plaques enfumées dans le volume expérimental (configuration du tir n°7)....102
Figure 63 : photographies des particules d'aluminium de type « flocon » prises au microscope électronique (grossissement x100 à gauche et x500 à droite) 102
Figure 64 : déroulement type d'une expérience 103
Figure 65 : déroulement typique d'une expérience (tir n°3) à t=0 ms (n°1), 83 ms (n°2), 0,17 s (n°3), 0,22 s (n°4), 0,38 s (n°5) et 0,77 s (n°6) 106
Figure 66 : profils de pression en fonction du temps pour l'explosion d'une charge de 200g de C4 – position des capteurs : cf. tir n°2....107
Figure 67 : temps d'arrivée de l'onde de choc en fonction de la distance pour la détonation de charges de C4 de masse 150, 200 et 250g et comparaison avec le modèle analytique de Kinney et Graham 108
Figure 68 : évolution de l'amplitude du pic de pression enregistrée lors de l'explosion d'une charge de 250g de C4 (position des capteurs cf. tir n°7)....109
Figure 69 : signaux de pression enregistrés lors du tir n°5 (mélange Al/O2) 110
Figure 70 : signaux de pression enregistrés lors du tir n°3 (mélange Al/O2) 111
Figure 71 : signaux de pression enregistrés par les capteurs positionnés sur le mur droit lors du tir n°7 (mélange Al/O2) 112
Figure 72 : comparaison des signaux de pression enregistrés lors de l'explosion du mélange Al/O2 (tir n°7) par les capteurs des murs droit (K2-K5) et gauche (K'2-K'3)....113
Figure 73 : comparaison des signaux de pression enregistrés pour un tir dans un mélange Al/O2 (tir n°7) avec le cas de l'explosion de la charge de C4 seule (250g) 114
Figure 74 : comparaison des signaux de pression enregistrés par le capteur placé à 25 m lors des tirs n°5 et 7 et lors du tir de référence avec 250 g de C4 115
Figure 75 : évolution de la célérité de l'onde de choc en fonction de la distance pour les tirs de référence (150, 200 et 250g de C4) et les tirs n°1, 5 et 7....116
Figure 76 : diagramme x-t de la propagation de l'onde de choc pour les tirs de référence (150, 200 et 250g de C4) et les tirs n°1, 5 et 7....117

Figure 77 : photographie d'une plaque enduite de suie après le tir n°7 sur laquelle on distingue une structure cellulaire 118
Figure 78 : schéma du positionnement de la section visée par la caméra 1 pour la visualisation de l'interaction entre l'onde de choc et la paroi de la tente 119
Figure 79 : schéma représentant la propagation d'une onde de détonation et la formation des points triples (a) par observation latérale et (b) par observation frontale 120
Figure 80 : images extraites de la séquence filmée par la caméra 1 lors du tir n°8 a t=1,355, 1,363 et 1,369 ms 121
Figure 81 : structure cellulaire calculée en configuration 2D plane dans le mélange oxygène-aluminium stœchiométrique (σ=1,47 kg/m^3) 123
Figure 82 : évolution de la taille des cellules en fonction de la richesse pour le mélange oxygène-particules d'aluminium (d_p=8,6 μm) 124
Figure 83 : distributions de pression calculées lors de l'amorçage d'une détonation dans un mélange oxygène-particules d'aluminium stœchiométrique 125
Figure 84 : structure cellulaire calculée (configuration 2D cylindrique) dans un mélange oxygène-aluminium stœchiométrique (σ=1,47 kg/m^3) 126

Introduction

Le potentiel énergétique des matériaux solides combustibles sous forme divisée est connu depuis longtemps. C'est le cas, en particulier, des poussières métalliques. Depuis plusieurs siècles, l'homme a observé les effets destructeurs et meurtriers dus à l'explosion de poussières dans de nombreux accidents: explosions de silos à grains, accidents dans les mines ou encore dans des sites industriels mettant en œuvre des produits pulvérulents combustibles. Des particules d'aluminium entrent depuis longtemps comme additifs dans la composition des explosifs solides ou dans celles des propergols pour les lanceurs d'engins ou les propulseurs d'appoint des lanceurs spatiaux. Mais on peut les rencontrer aussi dans des explosions de nature « intentionnelle »: c'est le cas des charges explosives dites « hétérogènes » mettant en jeu un ou plusieurs combustibles réagissant avec l'oxygène de l'air, dans lequel ils ont été préalablement dispersés. Ces combustibles peuvent être soit solides, soit liquides, soit une combinaison des deux.

A la différence des explosifs classiques « homogènes », on cherche, dans le cas des explosifs hétérogènes, à disperser des gouttelettes liquides et des particules métalliques par la détonation d'un explosif solide pour les mélanger avec l'air, afin de former un nuage explosif et d'obtenir son inflammation. Alors que l'onde de souffle générée dans l'air par la détonation d'un explosif homogène se caractérise notamment par un pic de pression immédiatement suivi d'une détente, l'explosion d'une charge hétérogène peut générer des surpressions secondaires dues à la combustion des particules dans l'air et augmenter l'impulsion. Par ailleurs, l'apport d'énergie provenant de cette combustion retardée du nuage par rapport à la détonation de l'explosif homogène modifie les caractéristiques des effets de pression. Ainsi on parlera d'explosifs « thermobariques » ou « à effet de souffle augmenté » : l'allongement de la durée de maintien des effets de pression et l'augmentation de l'impulsion et de la température permettent d'accroitre les dommages sur les infrastructures.

L'aluminium fait partie des particules métalliques les plus couramment utilisées dans ces charges hétérogènes. C'est un matériau énergétique aux performances potentiellement élevées. Il est facile à obtenir, moins coûteux que le magnésium, le titane ou le zirconium également connus pour leur potentiels énergétiques élevés, et sa mise en œuvre peut se faire dans des conditions de sécurité suffisamment maîtrisées (meilleures qu'avec le magnésium ou le zirconium par exemple).

C'est pourquoi, pour exploiter au mieux les propriétés de ces particules métalliques hautement énergétiques et les mettre en œuvre dans des applications concrètes ou encore pour améliorer les systèmes de protection contre ces explosions, il est nécessaire de réaliser au préalable des études fondamentales afin (i) de progresser dans la compréhension des mécanismes qui gouvernent la dispersion, l'inflammation et les régimes de combustion de nuages de particules d'aluminium en suspension et (ii) de mettre au point des modèles

capables de fournir des prédictions sur les performances de systèmes explosifs complexes comportant une ou plusieurs phases dispersées. En effet, en dépit des travaux de recherche menés depuis de nombreuses années, les connaissances sont très insuffisantes, en particulier dans le domaine de la dispersion de lits de particules par explosif et celui de la détonabilité des milieux réactifs constitués d'une suspension de particules solides.

L'objectif de cette étude est la caractérisation des propriétés réactives d'un nuage composé de particules solides en suspension dans un gaz, tout d'abord par l'étude des mécanismes de dispersion conduisant à la réalisation du mélange, puis par l'étude des régimes de combustion qui peuvent s'y propager. Le travail exposé dans le présent mémoire s'attache donc à traiter de deux problèmes fondamentaux plus simples, mais dont la compréhension est indispensable à la mise en œuvre maîtrisée de ces systèmes complexes : la dispersion de particules inertes par explosif, et la détonabilité des suspensions de particules d'aluminium dans l'oxygène.

Le mémoire est organisé en de cinq chapitres :

- Le ***Chapitre 1*** fait un état des connaissances sur la dispersion de particules solides par explosif et sur la détonation hétérogène de suspensions de particules.
- Le ***Chapitre 2*** traite de la modélisation des milieux réactifs multiphasiques.
- Le ***Chapitre 3*** aborde la dispersion de particules solides par explosif à la fois expérimentalement et numériquement.
- Le C***hapitre 4*** est consacré à l'étude expérimentale et numérique de la détonation de mélange Al/O2.
- La synthèse, conclusions et perspectives de ce travail font l'objet du ***Chapitre 5***.

Les travaux expérimentaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés à l'Institut de recherches franco-allemand de Saint-Louis (ISL) et les simulations numériques ont été menées au Laboratoire Pprime à Poitiers.

CHAPITRE 1.

ETAT DES CONNAISSANCES SUR LA DISPERSION DE PARTICULES PAR EXPLOSIF ET LA DETONATION HETEROGENE

Chapitre 1. Etat des connaissances sur la dispersion de particules par explosif et la détonation hétérogène

1.1 Les explosifs solides et leur régimes de combustion

1.1.1 Explosif et explosion

Les explosifs solides sont des substances (pures ou mélangées) qui se trouvent dans un état métastable. Celles-ci sont donc très réactives et font l'objet de réactions chimiques très rapides n'utilisant pas de réactifs externes comme l'oxygène présent dans l'air. Cette réaction peut être initiée mécaniquement (par impact ou friction), ou thermiquement (étincelle, flamme, haute température). L'énergie de la source externe, apportée initialement, va servir à amorcer les réactions dans le matériau adjacent et ainsi provoquer une réaction de proche en proche. Les produits de réactions sont majoritairement sous forme gazeuse et le front de réaction peut se propager à des vitesses subsoniques (déflagration) ou supersoniques (détonation).

Il existe deux types d'explosifs condensés : les primaires et les secondaires. Les explosifs primaires sont très sensibles et donc faciles à initier. Ils transitent rapidement en régime de détonation et sont exclusivement utilisés dans les détonateurs. A l'opposé, les explosifs secondaires ne peuvent pas être initiés facilement (une transition déflagration-détonation (TDD) ne peut se produire que dans des charges très longues). C'est pourquoi, pour amorcer un explosif secondaire, il faut faire intervenir l'onde de choc produite par la détonation d'un explosif primaire. C'est ce que l'on appelle une « chaîne pyrotechnique ».

Selon le dictionnaire de la combustion (1), une explosion est une « libération soudaine d'énergie plus ou moins confinée, plus ou moins maîtrisée, avec ou sans conséquences externes. Celle-ci peut donner lieu à une onde de pression (onde de souffle ou « blast ») et à une « boule de feu ». Dans le cas de l'explosion chimique, le processus de libération d'énergie peut être une déflagration ou une détonation.

1.1.2 Les régimes de combustion

La combustion au sens large est définie comme l'«ensemble des phénomènes qui se produisent lorsque l'oxygène ou un autre comburant entre en combinaison avec un ou plusieurs corps en dégageant de la chaleur» (Dictionnaire de l'Académie). Suivant la vitesse du phénomène, on distingue deux régimes : l'un subsonique, la déflagration, l'autre supersonique, la détonation.

La déflagration, souvent appelée flamme, est caractérisée par sa vitesse qui est subsonique par rapport au mélange des réactifs frais. Elle est entretenue par la conduction de la chaleur et par la diffusion des espèces de la zone de réaction vers le mélange frais. La célérité de propagation de la déflagration étant inférieure à celle des ondes sonores, le mélange frais est perturbé par la flamme.

A l'opposé, en régime supersonique ou de détonation, un choc précède la zone de réaction qui, pour un explosif condensé, se déplace à plusieurs milliers de mètres par seconde alors que la célérité de propagation dans les mélanges gazeux est d'environ 1850 m/s pour des mélanges combustible-air et 3000m/s pour des mélanges combustible-oxygène. Le choc provoque l'initiation thermique des réactions chimiques suite à l'échauffement du milieu par compression. Ce sont ces réactions chimiques qui par la suite entretiennent l'onde de choc de tête par l'énergie qu'elles libèrent. Dans ce cas, le milieu frais n'est pas perturbé.

Par ailleurs, la déflagration étant un phénomène instable par nature, les perturbations générées par la flamme dans le mélange frais peuvent provoquer son accélération par divers mécanismes. Il est alors possible que la combustion transite d'un régime de déflagration à un régime de détonation.

1.2 Explosions de mélanges diphasiques gaz-particules solides

Les suspensions de particules solides combustibles obtenues par dispersion, dans un mélange gazeux, sont potentiellement susceptibles de donner lieu à des explosions (souvent appelées « explosions de poussières »).

Ces explosions se produisent dès lors que la libération rapide d'énergie est provoquée totalement ou en partie par des réactions chimiques entre des particules solides combustibles et un oxydant gazeux. Le domaine d'explosibilité en terme de concentration de particules s'étend, suivant les situations, d'une concentration très faible, quelques dizaines de grammes par mètre cube (cas de locaux industriels par exemple), jusqu'à des concentrations très élevées de plusieurs kilogrammes par mètre cube (suspensions dans les silos de stockage). Plusieurs paramètres caractéristiques des particules peuvent influencer la vitesse des réactions chimiques entre les particules et la phase oxydante gazeuse :

- La taille: une diminution de la taille des particules et donc une augmentation de leur surface spécifique va accélérer les réactions chimiques (2).
- La géométrie et l'état de surface peuvent affecter la surface spécifique des particules: dans un mélange dilué, des particules plates et allongées (de type « flocon ») présenteront une surface spécifique plus importante que des particules sphérique, par exemple. De plus, une surface poreuse et irrégulière favorisera la vitesse des réactions, par rapport à une surface plus lisse.

- Le degré de dispersion : une dispersion relativement uniforme va favoriser la propagation des réactions chimiques (2).

Comme pour les mélanges gazeux homogènes, les explosions de mélanges diphasiques gaz-particules solides peuvent donner lieu à des détonations. On a l'habitude de distinguer trois types de détonation dans ces milieux :

- Détonation hétérogène : si le mélange est composé de particules réactives (combustible ou propergol) et de gaz oxydant (« dust mixtures »).
- Détonation hybride : lorsqu'il s'agit d'un mélange de particules combustibles et de gaz réactifs (« hybrid mixtures »).
- Détonation inertée : pour un mélange de gaz réactif et de particules inertes (« dusty mixtures »).

Dans le présent travail nous utilisons le terme de *mélange hétérogène* pour les mélanges composés de fines particules métalliques en suspension dans une phase gazeuse *oxydante* afin de bien les distinguer des *mélanges hybrides* et ce bien que les trois types de mélanges cités ci-dessus soient des mélanges diphasiques de suspensions gaz-particules solides.

Les pressions atteintes par l'explosion de ce type de mélanges sont en général plus grandes que celles atteintes lors d'une détonation homogène en raison de la densité d'énergie beaucoup plus élevée des particules métalliques et de leur transformation de l'état solide à l'état gazeux lors de la réaction chimique.

1.3 Explosions de charges « hétérogènes »

L'ajout de particules réactives métalliques (comme l'aluminium ou le magnésium) dans la composition d'un explosif solide est un procédé utilisé pour augmenter la quantité d'énergie libérée lors de son explosion ainsi que l'impulsion. En effet, la combustion de ces particules dans l'air libère cinq à six fois plus d'énergie par unité de masse des particules que l'explosif lui-même. Certaines charges explosives sont dites « hétérogènes » lorsqu'elles sont composées d'un liquide détonable (par exemple des monergols comme le nitrométhane (NM) ou le nitrate d'isopropyle (IPN)), mélangé, parfois jusqu'à saturation, avec des particules métalliques et amorcées par un explosif solide.

Le principe de fonctionnement d'une charge hétérogène est de disperser puis d'enflammer un nuage explosif contenant des gouttelettes de liquides et des particules métalliques. La combustion retardée des particules génère dans le milieu connexe des effets de pression, d'impulsion et de température plus importants et plus longs que ceux générés par des charges homogènes. La présence éventuelle d'un confinement accentue les effets de surpression sur les structures car les multiples réflexions des ondes de choc mélangent et compriment les gaz

chauds, ce qui favorise l'inflammation des particules. Les effets de pression et de température dépendent essentiellement de la nature du métal, de la taille et la forme des particules, de la géométrie de la charge explosive ainsi que du confinement. Néanmoins les mécanismes qui régissent la libération d'énergie dans ces charges « hétérogènes » sont très complexes et mal connus, puisqu'ils mettent en jeu la dispersion du liquide et son atomisation, la dispersion des particules solides, l'allumage du mélange, le régime de propagation dans le nuage, etc.

Par ailleurs, il existe d'autres applications dans lesquelles l'étude de la dispersion de particules est un problème fondamental, comme par exemple l'atténuation des effets externes de pression dans des applications de protection contre l'explosion de charges hétérogènes. En effet, lorsque l'on disperse des particules solides inertes, l'onde de choc générée par l'explosif solide perd de son énergie à la traversée d'une couche de particules, qui est convertie en énergie cinétique et thermique. De ce fait, l'onde de choc est affaiblie et retardée.

Compte-tenu de la complexité des mécanismes qui régissent l'explosion d'une charge hétérogène, nous nous focaliserons, dans le présent travail, à l'étude de la dispersion d'un lit dense de particules solides et inertes par la détonation d'un explosif solide.

1.4 Dispersion de particules solides par explosif

1.4.1 Contexte bibliographique

Les mécanismes de l'explosion d'une charge hétérogène ont fait l'objet de nombreuses études durant les dernières décennies. Zhang, Frost et al. s'intéressèrent au phénomène de dispersion de particules solides par un explosif solide et publièrent de nombreux travaux sur le sujet [(3), (4), (5), (6), (7), (8), (9), (10), (11)]. Sturtzer, Grégoire et al. étudièrent la dispersion par un explosif solide de particules d'aluminium et de billes de verre [(12), (13)]. On peut également citer les travaux de Kuhl et al. (14), McNesby (15), Milne (16), Bates (17), Gilev (18) et Fedorov et al. (19), qui menèrent eux aussi des travaux sur les explosions multiphasiques. Cette liste n'est bien sûr pas exhaustive ; un livre rassemblant les principaux résultats des travaux sur le sujet fut édité par Zhang en 2009 (20).

1.4.2 Caractéristiques de l'explosion d'une charge hétérogène

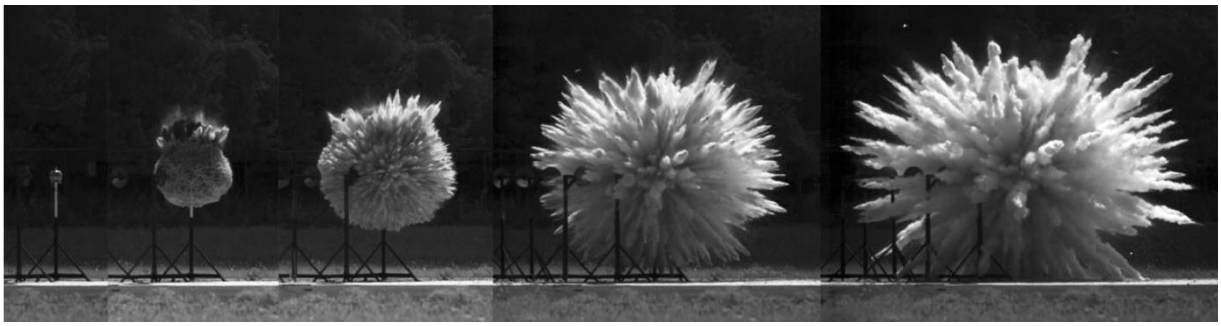

Figure 1 : dispersion d'un lit de particules de sable contenu dans une sphère en verre par la détonation de 82 g de C4 (masse de sable: 4200 g, taille des particules : 0,5 mm, temps entre deux photos pour les trois premières : 2,5 ms, pour les deux dernières : 5 ms) (21)

La dispersion d'un lit de particules par la détonation d'un explosif solide de géométrie sphérique forme une structure caractéristique dite en « dendrites » : on observe la propagation de pics (amas de particules) répartis régulièrement sur l'ensemble de la sphère formée par la propagation de l'onde de choc. La Figure 1 montre un exemple de dispersion d'un lit de particules inertes de sable [Frost et al. (21)]. Les particules sont accélérées radialement par les produits de détonation d'un explosif solide placé au centre de la charge hétérogène. Ce phénomène de formation de dendrites débute dès les premiers instants de l'explosion et leur propagation dure jusqu'à la fin de la dispersion [(22), (23), (21), (24)].

Les mécanismes physiques gouvernant le phénomène de formation de dendrites a fait l'objet de nombreuses recherches expérimentales et numériques. Milne étudia l'atténuation de l'onde de souffle lors d'explosion de charges explosives sphériques, en entourant celles-ci d'une couche de liquide ou de particules (22). Il supposa que la formation de dendrites s'effectuerait avant que la surface externe de la couche de particules ne devienne instable.

Frost et al. (21) mirent en place une série de montages expérimentaux dans des configurations sphérique ou cylindrique afin d'étudier les mécanismes de formation des dendrites. Ils montrèrent que la taille des particules ainsi que la densité du lit influencent de manière significative le développement des instabilités à la surface externe du lit de particules. Par ailleurs, ils émirent l'hypothèse que le nombre de jets formés serait le résultat d'un équilibre entre l'expansion créée par la propagation de la détonation et la résistance visqueuse du lit de particules compacté par le passage du choc. Rodriguez et al. (25) étudièrent également l'influence de paramètres tels que le diamètre, des particules, la densité de la couche ainsi que l'intensité du choc pénétrant dans le lit de particules sur la formation de ces instabilités.

Zhang et al. (24) menèrent une série d'expériences de dispersion en utilisant des charges explosives cylindriques entourées par du liquide pur, des particules ou un mélange des deux. Ils montrèrent que la fragmentation du lit ainsi que le nombre de jets formés sont directement

liés à la vitesse initiale d'expansion du lit de particules, qui est déterminée par le rapport entre la masse du lit de particules et celle de l'explosif (26). Après l'étape de formation des dendrites, ils observèrent une diminution du nombre de jets avec la distance de propagation, les différents jets se regroupant progressivement.

Ripley et al. (26) effectuèrent des simulations numériques en incorporant dans leur modèle une force d'attraction des particules, uniquement activée lors de la phase de formation des jets et proportionnelle à la fraction volumique des particules.

Xu et al. (27) étudièrent expérimentalement et numériquement la formation des dendrites. Leurs simulations numériques indiquent que lorsque le choc traverse l'interface entre la charge explosive et le lit de particules, de très petits jets de gaz se forment dans les interstices entre les particules, et ce, dans une très fine couche au niveau de l'interface. Les jets gazeux se propagent alors radialement dans la couche de particules et entrainent avec eux les particules latéralement. Un cisaillement de vitesse se crée entre les particules et le fluide environnant, ce qui accentue encore l'accélération des particules et la formation d'agglomérats. Dans le même temps, les produits de détonation sous haute pression compriment la surface interne du lit de particules provoquant des collisions inélastiques entre les particules et la formation de ces agglomérats. On observe alors la mise en mouvement des particules de la couche externe du lit bien avant que l'onde de choc n'atteigne la surface externe de la charge. Ce serait donc la formation de ces micro-jets de gaz à l'interface ainsi que les collisions inélastiques qui seraient à l'origine de la formation des dendrites. Nous reviendrons sur le problème de la simulation numérique du phénomène de compaction et de décompaction d'un lit dense de particules solides dans le chapitre 2, où nous présenterons les différentes approches possibles de modélisation.

Une fois accélérées par l'onde de choc générée par l'explosion, les particules peuvent atteindre des vitesses très élevées. Certaines particules ou agglomérats de particules peuvent alors dépasser l'onde de choc de tête, ce qui a, entre autre, été observé par Grégoire (13). Elles possèdent une certaine énergie cinétique et peuvent endommager par impact des structures situées à proximité de la charge. Lanovets (28) mit également en évidence le possible dépassement de l'onde choc de tête par des particules lors de l'explosion de charges hétérogènes.

Zhang (10) conduisit des études numériques et expérimentales sur la dispersion d'un lit de particules inertes métalliques saturé par un explosif liquide. Il observa que les particules accélèrent sur une courte distance, environ un diamètre de la charge, avant d'atteindre une vitesse maximale. L'inertie des particules leur permet ensuite de garder cette vitesse quasiment constante. Ces particules traversent alors les produits de combustion et parfois même dépassent l'onde de choc de tête qui, elle, a déjà amorcé sa décélération. Ces particules sont à la fois entrainées par la force de trainée générée par l'expansion des produits de détonation et par le fort gradient de pression généré à l'interface entre le lit de particules et

le milieu connexe lorsque la détonation atteint la surface de la charge. La distance nécessaire pour que le front de particules dépasse l'onde de choc de tête dépend de la taille ou de la masse de la charge, de la taille des particules ainsi que de leur densité.

Néanmoins, malgré les nombreuses recherches effectuées sur le sujet, les mécanismes de formation des dendrites ne sont toujours pas définis. En effet, les phénomènes d'interaction d'une onde de choc avec un lit dense de particules et de collisions entre les particules sont très complexes.

1.5 Détonation hétérogène de mélange gaz-particules

1.5.1 Données expérimentales sur la détonation hétérogène

1.5.1.1 Premières études fondamentales

Le phénomène de combustion fit l'objet d'études dès le 19ième siècle, avec la révolution industrielle. En effet, suite aux nombreux accidents dus aux explosions dans les mines de charbon notamment – dont certaines étaient probablement des détonations – des études ont été menées afin de comprendre les mécanismes de la détonation de mélanges gaz-particules, mais les travaux fondamentaux furent d'abord effectués sur des mélanges gazeux.

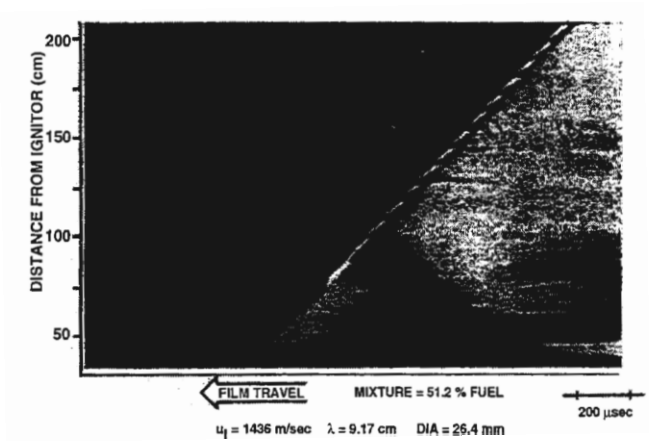

Figure 2 : détonation dans un mélange aluminium-air observée par Strauss (29)

Ainsi, les premières études fondamentales de référence réalisées sur les détonations « hétérogènes » ne furent effectuées qu'en 1968 par Strauss (29). Celui-ci utilisa des mélanges composés d'oxygène et de particules d'aluminium ou autres particules solides en suspension, le tout contenu dans des tubes verticaux en verre. La propagation d'un front d'onde à célérité quasi-constante fut mise en évidence (cf. Figure 2). Néanmoins les célérités de détonation obtenues alors étaient entre 20 % et 40 % plus faibles que les valeurs théoriques calculées à partir du modèle Chapman-Jouguet. Etant donné la longueur limitée du tube utilisé, il est peu

probable qu'un régime de détonation autonome ait été atteint. Par ailleurs, dans la plupart de ses expériences, Strauss observa la propagation d'ondes de détonation hélicoïdales, montrant ainsi l'importance de l'influence du confinement sur le régime de propagation. Ces observations furent réalisées en analysant la surface interne du tube, préalablement recouverte de suie. En effet, près de la limite de détonabilité, le front de détonation ne comporte plus qu'un seul point triple qui produit une trace hélicoïdale sur la surface interne du tube lors de la propagation du front.

Parallèlement, Cybulski s'intéressa aux mélanges de charbon et d'air (30), Nettleton et Stirling étudièrent des mélanges d'oxygène et de charbon (31) et Bartknecht des mélanges de particules organiques et d'air (32).

1.5.1.2 Mise en évidence de la détonation hétérogène

Dans les années qui suivirent, plusieurs équipes réalisèrent des expériences dans diverses configurations afin de mettre en évidence un éventuel régime de propagation autonome de la détonation hétérogène. Entre 1970 et 1980, les études fondamentales sur la détonation hétérogène concernèrent principalement le phénomène dans sa globalité. On peut citer quelques travaux représentatifs de cette période : Peraldi et Veyssière pour des mélanges d'amidon en atmosphère gazeuse réactive (33), Kauffman et al. pour les détonations hybride et inertée (34) et Wolanski et son équipe (35), (36) concernant les mélanges à base de charbon (cette liste est, bien entendu, non exhaustive). La plupart de ces expériences furent réalisées dans des tubes de quelques centimètres de diamètre et quelques mètres de long, à l'intérieur desquels les particules furent dispersées. L'utilisation de mélanges particules solides-oxygène permit d'accroître la réactivité du mélange (par rapport à l'air). Pendant la transition déflagration-détonation observée lors de ces études, souvent progressive, la flamme accélérait petit à petit jusqu'à atteindre une vitesse quasi-stationnaire. Les pressions obtenues étaient cohérentes avec la théorie CJ cependant les célérités de détonation restaient significativement en dessous des valeurs de célérités prédites par la théorie CJ. Ce phénomène fut appelé « heterogeneous quasi-detonation » (20) : la distance entre l'onde de choc et la flamme est dans ce cas plus grande que lors de la détonation d'un mélange gazeux. On peut la considérer comme une déflagration rapide se propageant derrière une onde choc. Cette configuration n'est pas stable et requiert la présence répétée d'obstacles pour exister. Néanmoins, à l'inverse d'une détonation en mélange gazeux homogène, la détonation hétérogène peut se propager de manière quasi-stationnaire dans des tubes de taille inférieure à la taille de la cellule. En effet, selon Zhang, la combustion des particules ainsi que les explosions locales permettraient de compenser les effets des parois qui tendent à ralentir la flamme (20).

En 1982, Tulis et Selman (37) tentèrent de faire détoner un mélange aluminium-air dans un tube de dimension 152 mm de diamètre sur 5,5 m de long en l'initiant avec 13 g d'explosif

condensé (initiation forte). Ils démontrèrent que pour faire détoner des particules d'aluminium de type flocon, il faut que leur ratio surface spécifique soit environ de 3-4 m²/g, soit l'équivalent de particules sphériques de moins d'un micromètre. Par ailleurs, ils observèrent des célérités de détonation entre 1700 et 1800 m/s soit 10 % à 30 % inférieures à celles prévues par la théorie CJ.

Par la suite, Borisov et al. observèrent des célérités de détonation plus importantes, dans un tube de 122 mm de diamètre et de 4,20 m de long, rempli de particules de type flocon ou de taille micrométrique et d'air. Pour pallier à la longueur limitée du tube, ils utilisèrent une initiation forte. Il n'est donc pas sûr qu'ils aient observé une détonation autonome (38).

Gardner et al. enregistrèrent une transition déflagration-détonation (TDD) dans un tube de 600 mm de diamètre et de 42 m de long, avec un mélange charbon-air (39). Au bout du tube, ils obtinrent une célérité de transitoire flamme de 2850 m/s avec un pic de pression de 80 atm. Il s'avéra que le tube (avec un ratio longueur/diamètre de 70) était encore trop court pour observer une onde de détonation autonome.

Zhang, Grönig et leurs collègues observèrent une détonation autonome dans un tube de ratio longueur/diamètre supérieur à 120 rempli de particules suspendues dans de l'oxygène et de l'air, à travers l'observation de la structure de l'onde transverse [(40), (11), (41), (42), (43)]. L'onde de détonation obtenue avec des mélanges à base d'aluminium, d'anthraquinone, d'amidon et d'air possédait une célérité d'environ 10 % inférieure à la valeur obtenue par la théorie CJ et présentait une structure hélicoïdale. A l'aide des signaux de pression enregistrés lors du passage de la détonation hélicoïdale, ils déterminèrent l'espacement entre les ondes transverses : de l'ordre de 0,4 à 1 m.

Dans leur cas, la transition déflagration-détonation était caractérisée par la formation :

- d'une détonation forte (« overdriven detonation ») dont la célérité et la surpression sont nettement supérieures aux valeurs prédites par la théorie CJ,
- et d'une onde de choc se propageant dans le sens inverse de la détonation et donc à travers les gaz brûlés.

L'ordre de grandeur de l'espacement entre les ondes transverses suggère que la détonation dans un mélange particules-air en milieu non confiné nécessiterait un nuage de taille beaucoup plus importante ainsi qu'une initiation forte.

En 2005 Zhang et al. (44) étudièrent l'influence de la pression initiale des mélanges air-particules d'aluminium (sphériques, entre 100 nm et 2 μm) contenus dans un tube de 80 mm de diamètre et 13 m de long. Ils observèrent que pour les particules les plus petites, une pression d'1 atm était suffisante pour qu'une détonation se propage alors que pour les particules les plus grandes, il fallait augmenter la pression à 2,5 atm pour amorcer une détonation et celle-ci était hélicoïdale. L'ensemble de leurs expériences montra que plus la

pression initiale est importante, plus la détonabilité est grande et plus la transition déflagration-détonation est rapide.

1.5.1.3 Détonation de mélanges hétérogènes en milieu non confiné ou en confinement partiel

Pour éviter l'influence des parois des tubes sur le régime de propagation de l'onde de détonation, les détonations de mélanges hétérogènes furent aussi étudiées expérimentalement dans des configurations non confinées.

Oved et al. (45) étudièrent en 1978 l'interaction d'une onde de choc sphérique générée par une charge explosive avec différents milieux dont des mélanges oxygène-particules d'aluminium de type atomisé (25µm de diamètre) dans un domaine de concentration compris entre 730 et 1640 g/m^3. La configuration d'étude était hémisphérique et partiellement confinée. Ils observèrent une accélération du front (jusqu'à 3000 m/s) cependant étant donné la grande quantité d'énergie d'amorçage utilisée, il est impossible de conclure quant à la nature du régime observé.

Par la suite, Tulis (46) étudia la détonation de mélanges air-particules d'aluminium de type atomisé (5 µm de diamètre et 0,34 m²/g de surface spécifique) et de type flocon (3-4 m²/g de surface spécifique) en géométrie plane non confinée. Le nuage cylindrique d'environ 10 cm de diamètre sur 1 m de hauteur fut amorcé par 2,27 kg d'explosif solide. Bien que des célérités de propagation du front proches des valeurs théoriques fussent mesurées (de l'ordre de 1550 m/s à la frontière du nuage), les importantes fluctuations de célérité et de pression mesurées empêchèrent de conclure sur le régime de propagation, probablement à cause de la dimension insuffisante du nuage.

Veyssière et al. (47) réalisèrent des expériences sur la détonation de mélanges amidon-oxygène en milieu semi-confiné (0,4 m^3). Ils utilisèrent jusqu'à 125 g de TNT pour réaliser l'amorçage. Cependant ils n'observèrent que la propagation et l'atténuation d'une onde de choc suivie par un second choc du à la combustion de l'amidon.

Des expériences similaires furent entreprises par Ingignoli et al. (2) avec des mélanges oxygène-particules d'aluminium (de type atomisé de taille inférieure ou égale à 8 µm et de type flocon de taille de l'ordre de 1 µm) contenus dans un ballon cylindrique en polyéthylène (d=0,70 m – h=0,90 m). Ils observèrent dans la plupart des cas un front incident suivi par un deuxième front de choc d'amplitude élevée qui tendait à rattraper le front incident. Ceci indique que le régime de détonation ne semblait pas avoir été atteint. Cependant, lors d'une expérience réalisée avec des particules de type flocon plus réactives (avec une concentration de 2380 g/m^3) ils observèrent la propagation d'un front incident avec une célérité moyenne de 1880 m/s, valeur supérieure de 25 % à celle de la détonation CJ. Par ailleurs, l'analyse de la plaque enduite de suie au cours de cette expérience prouva, selon les auteurs, l'existence de

points triples et du début d'une structure cellulaire de l'ordre de 5 cm (cf. paragraphe 1.5.1.5). Bien que ces résultats ne soient pas suffisants pour déterminer la possibilité d'initier une détonation autonome, ils confirmèrent que la détonabilité des mélanges hétérogènes gaz-particules est plus faible que celle des mélanges gazeux et que pour pouvoir observer la propagation d'un régime de détonation dans ces mélanges, il faudrait travailler avec des nuages de plus grande dimension, probablement de rayon supérieur à 1,50 m. Ces résultats sont cohérents avec les prédictions d'Ingignoli et al. (48) estimant les conditions critiques d'amorçage d'un mélange stœchiométrique aluminium-oxygène à un kilogramme de TNT pour l'énergie critique d'amorçage et un mètre pour le rayon critique d'amorçage.

Zhang et al. étudièrent également la détonation de mélanges air-aluminium dans un nuage de section 3 m x 3 m sur 18 m de long (cf. Figure 3) avec des particules de type atomisé (2-3 μm) et de type flocon (9). Pour une pression initiale d'1 atm, ils observèrent une transition déflagration-détonation pour les deux types de particules. Cependant seules les particules de type flocon permirent l'initiation d'une détonation avec des pics de pression de 4 à 8 MPa, des célérités de propagation de 1460 à 1530 m/s et des cellules de détonation de 0,55 m environ.

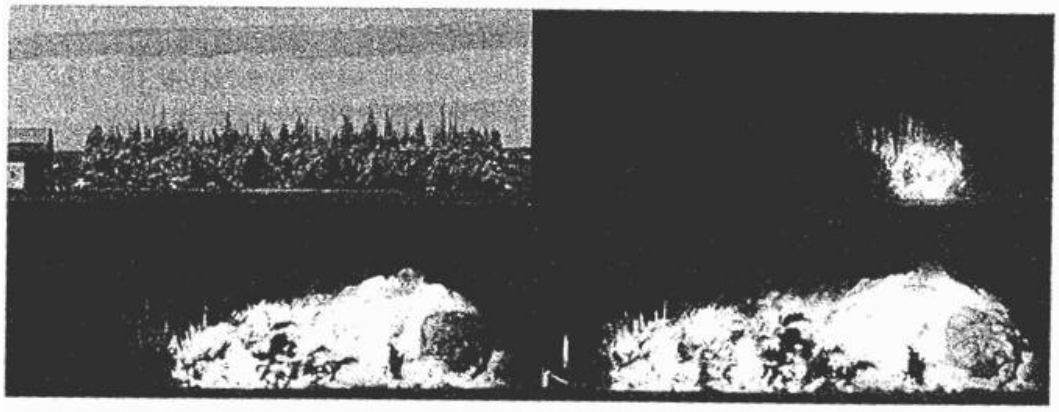

Figure 3 : TDD dans un mélange aluminium-air. En haut à gauche : nuage de particules d'aluminium en suspension. En haut à droite: initiation avec 8 kg de C4. En bas : propagation de la détonation (9)

Avec les particules de type flocon et une initiation de 8 kg de C4, ils observèrent une transition brutale déflagration-détonation avec un pic de pression de 5,5 MPa après 13 m de propagation (cf. Figure 4). Cependant la détonation ne fut pas totalement stabilisée, avec des célérités de propagation de 1200 – 1300 m/s mesurées à la fin du nuage.

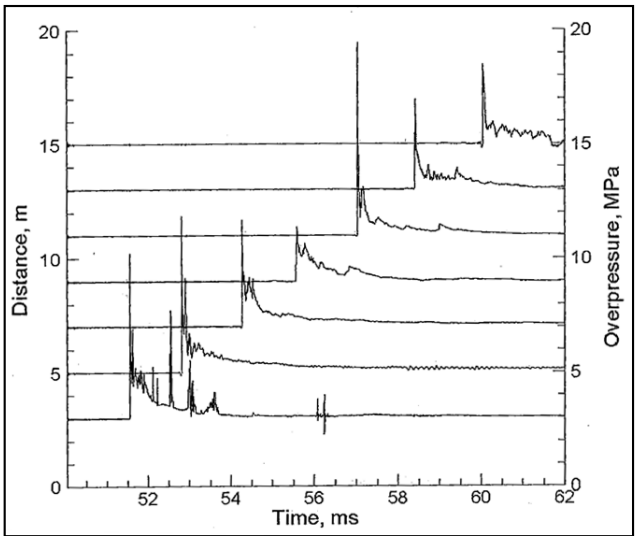

Figure 4 : TDD dans un mélange non confiné aluminium-air (9)

1.5.1.4 Transition déflagration-détonation (TDD)

Deux types de transition déflagration-détonation peuvent être observés dans des mélanges particules solides-phase gazeuse oxydante :

- TDD « progressive » :

Elle se produit généralement dans les tubes de faibles diamètres, mais elle peut également apparaître lorsque les concentrations de particules sont importantes ou lorsque la taille des particules considérées est grande dans des tubes de grande dimension.

Strauss observa une telle transition (cf. Figure 2) lors de ses études de mélanges aluminium-oxygène dans un tube de 26,4 mm de diamètre et 2,7 m de long (29). Il initia le mélange avec un détonateur puis observa la flamme accélérer progressivement jusqu'à atteindre un régime hélicoïdal. Il n'y eu ni explosion observable, ni onde se propageant dans le sens inverse de la détonation. Il obtint une célérité finale de détonation de 1436 m/s, soit 15 % inférieure à la valeur prédite par la théorie CJ.

La transition déflagration-détonation progressive est caractérisée par une accélération de la flamme sans saut brutal de pression ou auto-explosion qui serait à l'origine d'une détonation forte. L'onde de détonation ainsi formée a généralement une célérité inférieure à celle prédite par la théorie CJ et une évolution de pression plus ou moins continue. Ce type de transition ne put être observé que dans le cas de détonations confinées dans un tube. En effet, on peut penser que le confinement de la flamme et les réflexions des ondes de choc transverses sur les parois amplifient progressivement le phénomène et l'entretiennent.

- TDD « brutale », auto-explosion :

En ce qui concerne les mélanges hétérogènes, les seules transitions observées dans des tubes de faibles rapports longueur/diamètre sont de type progressif (23). Pour obtenir une transition brutale déclenchée à partir d'une auto-explosion ainsi que la présence d'une structure d'ondes de choc transverses, il faut travailler avec des tubes de dimensions plus grandes. Par ailleurs, il faut privilégier une initiation faible lors de l'amorçage.

Ce type de transition déflagration-détonation se déroule en deux étapes :

- Une phase de « compression » : l'onde de choc se propage, couplée et amplifiée par l'accroissement de la libération d'énergie de la flamme. On observe une accélération de la flamme et de l'onde de choc ainsi que celle du gradient de température derrière le choc.
- Une phase de « choc » au cours de laquelle une détonation forte est formée et atteint son maximum pour ensuite s'atténuer progressivement jusqu'à devenir une détonation quasi-stationnaire.

Zhang (11) observa une telle transition dans un mélange aluminium-air de richesse r=1.61. Les deux phases de la transition sont visibles sur la Figure 5 et la Figure 6.

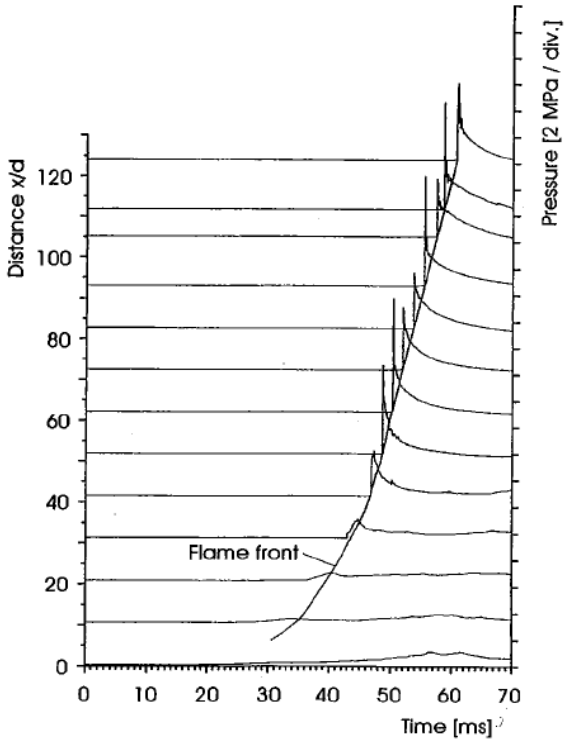

Figure 5 : évolution de la pression lors d'une transition déflagration-détonation dans un mélange aluminium-air (r=1.61) (11)

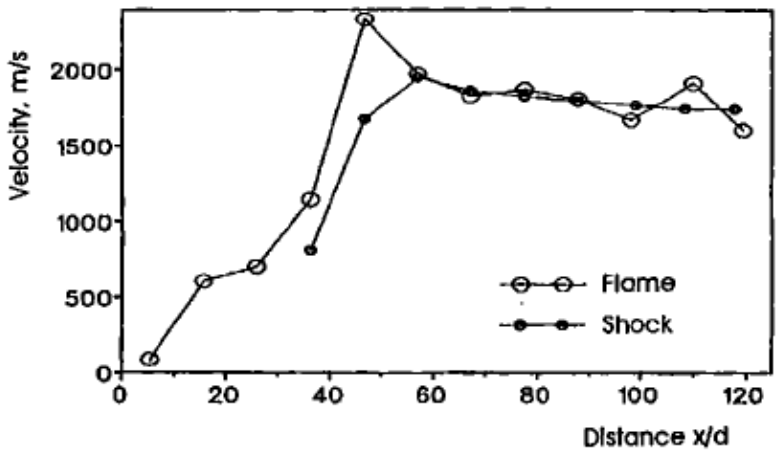

Figure 6 : célérités de flamme et de l'onde de choc lors d'une transition déflagration-détonation dans un mélange aluminium-air (r=1.61) (11)

Enfin, Zhang et al. (44) étudièrent les effets de la pression initiale sur la détonation de mélange air-particules d'aluminium nanométriques (de type « Alex » i.e. 0,1 μm) dans un tube de 80 mm de diamètre et de 10 m de long. Ils constatèrent qu'une augmentation de la pression initiale conduit à une réduction de la distance de TDD ainsi qu'à une augmentation de l'amplitude des oscillations de pression lors de la formation de la détonation hélicoïdale (cf. Figure 7).

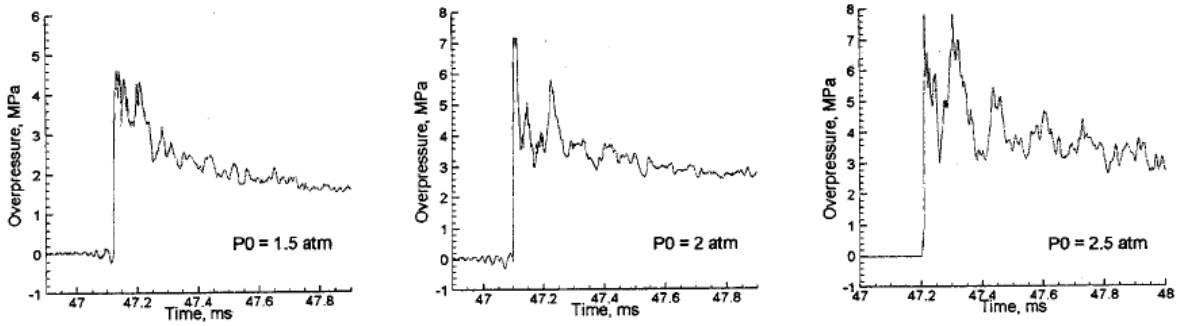

Figure 7 : historique des pressions pour des détonations air-aluminium, à 8.72m, pour des concentrations respectives de 600g/m3, 800g/m3 et 1000g/m3 à 1.5, 2 et 2.5atm (35)

1.5.1.5 Structure cellulaire

En 1999, Ingignoli et al. (48) enregistrèrent, selon les auteurs, le début de formation d'une structure cellulaire de détonation dans un nuage non confiné de particules d'aluminium de type flocon et d'oxygène pur. La dimension caractéristique de la structure obtenue était de l'ordre de 5-10 cm. Cependant, elle fut enregistrée à la périphérie du nuage et il est difficile de déterminer si ces structures auraient perduré sur une distance de propagation plus importante.

Zhang et al. [(9), (11)] observèrent des structures cellulaires dans un tube de 30 cm de diamètre contenant des flocons d'aluminium (30 x 30 x 1 μm) en suspension dans l'air, avec une pression initiale de 1 bar, une richesse de 1.61 et une énergie d'amorçage de 300 J. A une distance de propagation de 82.7 fois le diamètre du tube, des capteurs de pression disposés sur la paroi à des intervalles angulaires de 45 degrés enregistrèrent les signaux de pression. A cette distance de propagation, la célérité moyenne de l'onde était constante, de l'ordre de 1750 m/s, en accord avec la valeur théorique idéale pour un tel mélange. Quatre des huit capteurs de pression montraient clairement l'existence d'ondes transverses. La fréquence des oscillations de pression enregistrées par ces capteurs permirent aux auteurs de reconstituer la dimension transversale d'une cellule de détonation : $\lambda \simeq$ 40 cm. La Figure 8 montre un exemple de ces enregistrements de pression.

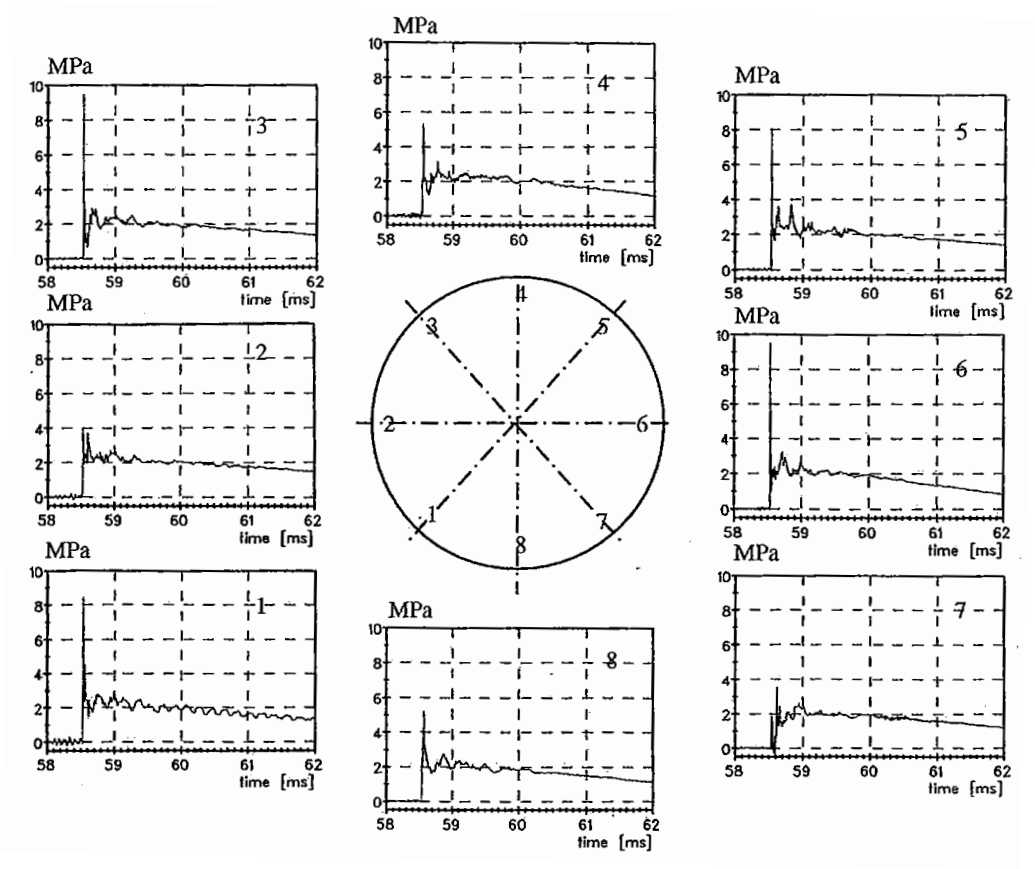

Figure 8 : profils de pression sur la circonférence du tube (0,3 m de diamètre) à x/d=82,7 lors de la détonation d'un mélange aluminium-air (r=1.61) (11)

Zhang et al. (9) observèrent expérimentalement une autre structure cellulaire dans un nuage de flocons d'aluminium de 18 m de long et de section 3 × 3 m dans les conditions décrites au paragraphe 1.5.1.3. A partir de 15 m de propagation, les capteurs de pression enregistrèrent des oscillations de pression typiques des ondes transverses, avec une période d'oscillation de 350 μs. Les plaques de suie enregistrèrent une structure cellulaire de dimension transversale caractéristique λ = 52 cm. Cependant, la célérité de propagation obtenue laisse supposer que les réactions chimiques eurent lieu trop loin du front incident pour avoir un couplage fort,

menant ainsi à une taille caractéristique des cellules de détonation surestimée par rapport au cas idéal, du fait d'une longueur d'induction trop élevée.

L'ensemble des travaux expérimentaux présentés ci-dessus montre la difficulté pour réaliser des essais reproductibles et fiables permettant l'obtention puis l'observation d'un régime de détonation autonome et stationnaire. La mise en évidence d'un tel régime de détonation dans des mélanges hétérogènes nécessite des installations expérimentales de taille conséquente, dont la réalisation est difficile et coûteuse, ce qui explique que les résultats expérimentaux disponibles à ce jour concernant l'existence de la structure cellulaire de détonation dans les mélanges hétérogènes soient encore rares.

1.5.2 Résultats d'études numériques sur la détonation hétérogène

Les modèles de détonations hétérogènes gaz-particules solides sont basés sur le modèle de détonation non-idéale de Zeldovich [(49), (50), (51)] (cf. annexe A), qui considère une épaisseur finie de la zone de réaction, et sur la théorie des écoulements diphasiques de Nigmatulin (52). Le fluide et les particules solides sont traités séparément, c'est-à-dire comme étant la somme de deux milieux continus distincts, mais sont couplés par les échanges de masse, quantité de mouvement et énergie se produisant entre les deux phases.

1.5.2.1 Simulations 1D

Les premiers modèles de détonations hétérogènes contenant des particules furent proposés par Khasainov et Veyssiere (53) dans le cas des détonations hybrides et par Lee et Sichel (54) dans le cas des détonations hétérogènes. Dans le modèle initial de Khasainov et Veyssiere (53), la combustion des particules d'aluminium est simulée par un modèle « à deux étapes »: une étape de chauffage des particules et une étape de combustion. Ainsi, aucun échange de masse n'a lieu entre les deux phases si la température des particules est inférieure à la température d'inflammation choisie, cette dernière étant généralement choisie très inférieure à la température de fusion de l'alumine [Borisov et al. (38), Ingignoli et al. (48), Benkiewicz et Hayashi (55)]. Une fois cette température atteinte, la combustion a lieu selon un régime diffusif. Ce modèle a été optimisé et validé par des résultats expérimentaux: Khasainov et Veyssiere (56), Veyssiere et al. [(57), (58), (59)], Ingignoli et al. [(2), (48)], Borisov et al. (38).

Fedorov et al. [(60), (61), (62)] étudièrent les détonations oxygène-aluminium dans des conditions variées et focalisèrent leurs recherches sur les conditions d'existence et de stabilité de ces détonations. En revanche, même si les célérités de propagation calculées furent assez proches de celles obtenues par Strauss (29), ils n'effectuèrent pas de comparaisons approfondies avec les résultats expérimentaux disponibles d'Ingignoli (48).

En utilisant le modèle de Khasainov et Veyssiere (53), Ingignoli (2) étudia la propagation d'une onde de détonation hétérogène dans un mélange oxygène-aluminium, avec des particules sphériques de différents diamètres et des flocons, sur une distance de 6m. Il établit que l'énergie critique d'initiation pour une onde plane est minimale autour de la stœchiométrie et qu'elle augmente avec la taille du tube choisie. Par ailleurs, plus le diamètre des particules est important, plus l'énergie critique est élevée. Les résultats numériques 1D obtenus par Inginoli (2) en tube à choc sont en bon accord avec ses propres résultats expérimentaux (48) et ceux de Strauss (29). Enfin, il est à noter que les valeurs critiques d'énergie d'initiation calculées en géométrie sphérique confirmèrent la faible détonabilité de ces mélanges par rapport à celle des mélanges gazeux.

Benkiewicz et Hayashi (55) effectuèrent des simulations numériques 1D de détonations hétérogènes oxygène-aluminium à partir d'un modèle de combustion de l'aluminium ajusté après une étude paramétrique. Il apparaît que ce modèle de combustion a une influence sur les résultats. En particulier, une augmentation de la température de décomposition de l'alumine augmente la célérité de propagation ainsi que la valeur du pic de pression. En revanche, le diamètre des particules et leur température d'inflammation influent sur les mécanismes de formation de l'onde de détonation, mais ont peu d'influence sur la propagation de cette dernière une fois le régime de détonation établi.

Zhang et al. (9) développèrent un modèle « hybride » prenant en compte les régimes cinétique et diffusif de combustion des particules. La prédominance d'un régime sur l'autre dépend de la valeur de la température des particules. Zhang et al. simulèrent ainsi la TDD dans un mélange air-aluminium, avec une concentration de particules de 1250 g/m3 et une pression initiale de 2,5 atm, obtenant des résultats cohérents avec leurs expériences.

Briand (63) compara les deux modèles de combustion des particules d'aluminium: le modèle « à deux étapes », dans lequel la combustion des particules est contrôlée par le processus de diffusion, et le modèle « hybride » dans lequel sont pris en compte les mécanismes de combustion cinétique et diffusif, en se basant sur les résultats expérimentaux d'Ingignoli (48) et de Zhang et al. (9). Il montra que le modèle « hybride », qui s'affranchit de tout critère d'inflammation, est plus réaliste (meilleure prédiction de la détonabilité).

1.5.2.2 Simulations 2D et 3D

La mise en évidence de la structure cellulaire dans le cas des détonations hétérogènes est un point d'étude important car celle-ci est corrélée à la cinétique chimique pilotant la libération d'énergie. Connaissant la taille des cellules, il est possible d'estimer l'énergie critique d'initiation ou encore le rayon critique d'initiation et donc de dimensionner un montage expérimental. Comparativement au cas des mélanges gazeux, les mélanges hétérogènes

nécessitent la résolution des équations de bilan pour deux phases, ce qui rend les calculs longs et nécessite des moyens informatiques plus importants.

Sur la base du modèle de combustion développé pour leurs calculs 1D (64), Benkiewicz et Hayashi (65) réalisèrent des simulations numériques de la structure cellulaire d'un mélange pauvre oxygène-aluminium, pour une concentration de particules de 0,3 kg/m3 (richesse proche de 0,3), des diamètres de particules de 1 et 2,5 µm et un domaine de calcul correspondant à un tube de longueur 60 cm et de diamètre 12 cm. Ils obtinrent des fronts de détonation se propageant dans un mode à plusieurs têtes. Ils en déduisirent des largeurs caractéristiques de cellules de détonation: λ = 6 cm et λ = 1,1 cm, respectivement pour les diamètres de particules de 2,5 et 1 µm. Cependant, la distance de propagation était trop courte (x $\sim$ 0,6 m ≤ 10 λ) pour s'assurer du caractère établi et autonome de la détonation, et leurs simulations ne permirent donc pas de prédire si la structure cellulaire obtenue aurait pu se propager sur des distances de propagation plus élevées.

Fedorov et Khmel [(66), (67), (68), (69)] simulèrent la structure cellulaire 2D des détonations de mélanges oxygène-aluminium et aboutirent à une structure numérique en bon accord avec le cas expérimental obtenu par Ingignoli et al. (48). Ils mirent en évidence une dépendance entre la taille caractéristique de la structure cellulaire et le diamètre des particules (66). Par ailleurs, ils étudièrent la structure cellulaire dans le cas de deux fractions de particules de diamètres différents (69). Ils arrivèrent à la conclusion que la présence de deux fractions différentes de particules influe sur l'établissement et la taille de la structure cellulaire (allongement du délai de formation de la structure et pics de pression plus faibles aux endroits de collision des points triples).

Briand et al. [(63), (70), (71)] simulèrent la structure cellulaire, en utilisant successivement les deux modèles de combustion de l'aluminium évoqués précédemment « à deux étapes » et « hybride », dans des mélanges aluminium-air et aluminium-oxygène afin de les comparer aux expériences de Zhang et al. (11) et d'Ingignoli et al. (48). Pour un mélange aluminium-oxygène, la taille des cellules obtenue était de l'ordre de 10 cm, ce qui est cohérent avec les expériences réalisées par Ingignoli. Un exemple de structure cellulaire obtenue par Briand avec le modèle de combustion « à deux étapes » est montré en Figure 9. De plus, il étudia également l'influence de la taille des particules sur les longueurs chimiques et sur la structure cellulaire.

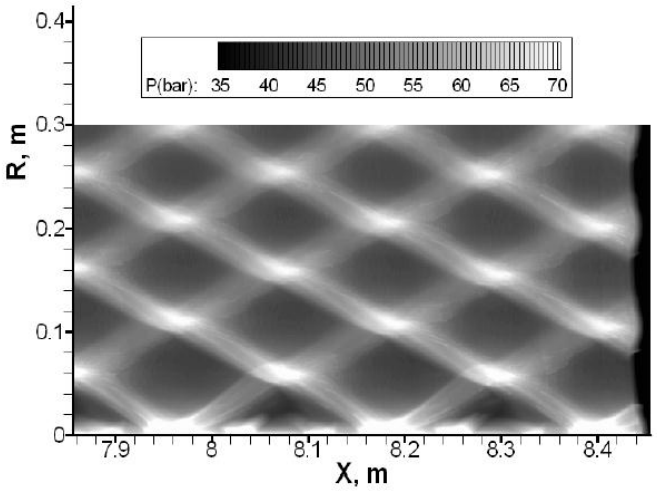

Figure 9 : structure cellulaire calculée dans un mélange oxygène-aluminium stœchiométrique (σ=1500 g/m^3 avec des particules de diamètre d_{p0}=8.6 µm) (66)

En utilisant le modèle « hybride », Zhang et al. (9) obtinrent une structure cellulaire numérique de largeur caractéristique : λ=33 cm, dans un mélange air-aluminium avec une concentration de 1250 g/m3 en particules (2-3 µm de diamètre) à une pression initiale de 2,5 atm. Ils observèrent par ailleurs une accumulation de particules à proximité du front de détonation, en accord avec les prévisions de Korobeinikov (72) sur la modification de la concentration en particules solides derrière une onde de choc.

Enfin, Khasainov et al. (73) effectuèrent des simulations numériques de la structure cellulaire de détonation de mélanges aluminium-oxygène stœchiométriques en 3D et simulèrent le régime de détonation hélicoïdale dans ces mélanges. Ils définirent l'intervalle de diamètres de tube dans lesquels seule une détonation hélicoïdale peut se propager. Par ailleurs, en réalisant des simulations 3D dans des tubes de larges diamètres, ils obtinrent des cellules de taille similaire à celles obtenus en configuration 2D sous l'hypothèse de symétrie cylindrique du tube (71).

1.5 Combustion de l'aluminium

1.5.1 Introduction

L'aluminium fait partie des particules métalliques les plus couramment utilisées dans les charges hétérogènes. C'est un matériau énergétique aux performances potentiellement élevées ; il est facile à obtenir, moins coûteux que le magnésium, le titane ou le zirconium également connus pour leur potentiel énergétique et sa mise en œuvre présente moins de danger que le magnésium ou le zirconium, par exemple.

C'est pourquoi la combustion de l'aluminium a fait l'objet de nombreuses études dans les dernières décennies. Ces recherches abordèrent de multiples aspects tels que le délai et la température d'inflammation des particules, les mécanismes d'inflammation, le temps et les mécanismes de combustion, la nature des produits de réactions formés ou encore la structure de la zone de combustion. Parmi les récents travaux sur le sujet, on peut citer: Trunov (74) (inflammation des poudres d'aluminium sous différentes sollicitations), Tanguay (75) (combustion de particules derrière un choc), Bruno (76) (utilisation de l'aluminium dans la propulsion spatiale), Rai (77) (mécanismes d'oxydation de l'aluminum), Dreizin (78) (combustion des poudres d'aluminium), Sarou-Kanian (79) (combustion de gouttes d'aluminium) et Beckstead (80) (temps de combustion de l'aluminium).

1.5.2 Premières recherches sur la combustion de l'aluminium

Glassman fit partie des premiers chercheurs à s'intéresser aux mécanismes de combustion de l'aluminium (81). Il émit l'hypothèse que la combustion de l'aluminium se ferait à l'état de vapeur, selon le modèle d'une flamme de diffusion détachée de la particule (82), c'est-à-dire de façon analogue à la combustion d'une gouttelette régie par la « loi en D^2 ». La combustion et l'inflammation dépendrait alors des températures de fusion et d'ébullition du métal et de son oxyde. Selon lui, l'inflammation ne se produirait qu'après la fusion de la couche d'oxyde (alumine) à sa température de fusion et la combustion atteindrait un régime stable en atteignant la température d'évaporation de l'aluminium. Outre la température d'inflammation, le délai d'inflammation des particules est un paramètre important pour la compréhension des détonations hétérogènes de suspensions d'aluminium en atmosphère gazeuse oxydante. Friedman et Macek (83) ont montré expérimentalement qu'en conditions statiques, le délai d'inflammation de particules sphériques augmente avec le carré du diamètre des particules. Ces concepts simples servirent de bases aux futures recherches et interprétations du phénomène de combustion de l'aluminium.

Dans les années 70 et 80, de nombreuses recherches sur le temps de combustion et sur l'influence de nombreux paramètres (taille des particules, espèce oxydante, pression, température) sur ce temps de combustion furent menées par Pokhil et al. (84), Frolov et al. (85), Micheli et Schmidt (86), Glassman et al. (87) et Price et al. [(88) (89)]. Cette liste n'est bien entendu pas exhaustive ; de plus amples détails sont disponibles dans la littérature et notamment dans une publication de Beckstead (90) résumant l'ensemble des travaux réalisés sur la combustion de l'aluminium (environ 400 résultats expérimentaux recueillis) et de Pokhil et al. (84).

1.5.3 Mécanismes d'inflammation d'une particule d'aluminium

L'aluminium comme beaucoup de métaux s'oxyde au contact de l'air et se recouvre d'une couche d'alumine ou oxyde d'aluminium (de formule chimique Al_2O_3). Cette couche protectrice et imperméable recouvre entièrement la surface du métal. En effet, le rapport entre le volume d'oxyde formé et le volume de métal nécessaire à sa formation est supérieur à l'unité (89). Les températures de fusion de l'alumine et de l'aluminium sont respectivement de 2327 K et 933 K. Par ailleurs, l'alumine n'existe pas en phase gazeuse mais se dissocie à haute température, tandis que la température de vaporisation de l'aluminium est de 2792 K. Lorsque l'alumine devient liquide, sa perméabilité au gaz augmente notablement (91), permettant la diffusion des vapeurs d'aluminium. Par la suite, la solubilité de l'alumine avec l'aluminium liquide devient très faible et la tension superficielle entre les deux phases liquides très élevée, ce qui résulte en la rétraction en lobe du film d'alumine liquide qui recouvre la goutte d'aluminium liquide. Le métal ainsi mis à nu se retrouve en contact avec les espèces oxydantes ce qui provoque des réactions chimiques hétérogènes vives (92).

Plusieurs scénarios d'inflammation furent envisagés. Les résultats expérimentaux obtenus par Friedman et Macek (83), Kuehl (93), Mellor et Glassman (94) indiquèrent que l'inflammation des particules d'aluminium débute lorsque la température de surface est supérieure ou égale à la température de fusion de l'alumine (à pression ambiante), ce qui provoque des réactions hétérogènes à la surface du métal. Gurevich et al. (95) émirent l'hypothèse que lors de la fusion de l'alumine, les espèces oxydantes diffuseraient jusqu'à la surface du métal, initiant ainsi les réactions chimiques. Brzustowski et Glassman (82) suggérèrent que l'alumine liquide se rétracterait en lobe pour laisser place à des réactions hétérogènes à la surface du métal. Dans les deux cas, lorsque la température augmente suffisamment pour que l'aluminium s'évapore, un phénomène de combustion en phase gazeuse est observé, contrôlé par les vitesses de vaporisation de l'aluminium et de diffusion des espèces oxydantes. Cependant, plusieurs auteurs observèrent l'inflammation de particules d'aluminium à des températures nettement inférieures à la température de fusion de l'alumine, infirmant le scénario ci-dessus [Merzhanov et al. (96), Bransford (97), Belyaev et al. (98), Pokhil et al. (99)]. La rupture locale de la couche d'oxyde sous l'effet des contraintes thermiques, qui peut se produire dès 325 K, peut être la cause de ces phénomènes [Pokhil et al. (99), Price (89)]. En effet, le coefficient de dilatation de l'aluminium est supérieur à celui de l'oxyde. La rupture de la couche d'alumine laisse localement l'aluminium à nu : les réactions hétérogènes peuvent donc être amorcées sous réserve que la température requise est atteinte [Bouriannes (100)].

1.5.4 Schéma de combustion

Dans le cas de la combustion de l'aluminium dans l'oxygène à 1 atm, selon Becksteadt, la température de flamme (4000 K) est supérieure à la température d'évaporation de

l'aluminium (2791 K) (90). La chaleur dégagée par la réaction provoque l'évaporation de la surface de la particule d'aluminium qui brule ensuite en phase gazeuse avec l'oxydant à une certaine distance de la surface de la particule. Cette réaction de combustion produit majoritairement de l'oxyde d'aluminium liquide, formé par condensation. Une partie de cet oxyde se dépose à la surface de la particule, formant ainsi une couche protectrice. Le reste de l'oxyde s'échappe sous forme de fumée blanche.

Le principe selon lequel l'aluminium brulerait sous forme de vapeur et que la combustion serait uniquement contrôlée par la diffusion d'oxydant et de combustible n'est donc pas réaliste. En effet, la condensation des produits gazeux de combustion de l'aluminium à la surface de la particule rend le phénomène plus complexe. C'est cette condensation qui domine le phénomène de combustion étant donné la grande quantité de chaleur qu'elle libère. La présence de cette couche d'oxyde modifie également les profils de vitesse et de température (des produits qui se rapprochent ou s'éloignent de la surface) et peut provoquer la fragmentation de la particule qu'elle entoure. Enfin, la dissociation de ces produits condensés maintient la température de la flamme quasiment constante et égale à la température de vaporisation de l'oxyde. C'est pourquoi le modèle de combustion d'une goutte d'hydrocarbure ne peut pas être directement appliqué au problème de la combustion de l'aluminium. De nombreux chercheurs travaillèrent sur l'influence de ce phénomène de condensation sur la combustion de l'aluminium (liste non exhaustive): Law (101), Turns (102), Brooks (103), Bhatia (104), Beckstead (105).

Un schéma de cinétique chimique simplifié reprenant les principaux mécanismes de combustion de l'aluminium présentés ci-dessus fut établi par Beckstead (80). Il se présente en quatre phases avec huit réactions élémentaires :

Réactions de surface

$$Al(l) \rightarrow Al(g)$$
$$Al(l) + AlO \rightarrow Al_2O$$

Réactions en phase gazeuse

$$Al(g) + O_2 \rightarrow AlO + O$$
$$AlO + O_2 \rightarrow AlO_2 + O$$

Condensation

$$2AlO + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow Al_2O_3(l)$$
$$Al_2O + O_2 \rightarrow Al_2O_3(l)$$
$$AlO_2 + AlO \rightarrow Al_2O_3(l)$$

Dissociation/évaporation

$$Al_2O_3(l) \rightarrow 2AlO + \frac{1}{2}O_2$$

1.5.5 Inflammation des particules derrière une onde de choc

Dans notre étude, l'inflammation de particules d'aluminium derrière une onde de choc est un point essentiel. Dans le cas d'une détonation, les particules sont soumises à un échelon de température et de pression qui peut être très important (selon l'intensité du choc) et quasi-instantané (jusqu'à plusieurs centaines de milliers de bars et quelques milliers de Kelvins) et évoluent dans un écoulement gazeux dont la vitesse est très élevée (de l'ordre de 800 à 1000 m/s), ce qui est très loin des conditions de chauffage des particules étudiées ci-dessus.

Boiko et al. (106) étudièrent l'inflammation de particules d'aluminium dans de l'oxygène pur derrière une onde de choc réfléchie, pour des températures comprises entre 1000K et 2000K et des pressions comprises entre 10bar et 30bar. Ils utilisèrent des particules sphériques de diamètre compris entre 3 et 5µm ainsi que des particules de type flocon de longueur 20-30µm et d'épaisseur 2-5µm. Ils observèrent l'inflammation des particules de type flocon pour une température de 1800K alors que les particules sphériques s'enflammèrent à trois différentes températures : 1000K, 1300K et 1800K. Par ailleurs, ils remarquèrent que lors de l'inflammation à 1000K et 1300K, seule une faible fraction d'aluminium réagit. D'après les micrographies réalisées, il semblerait que le mécanisme principal d'inflammation soit la rupture de la couche d'alumine sous l'effet des contraintes thermiques.

Les avis divergent cependant quant aux modes thermiques à considérer. Selon Fox et Nicholls (107), l'échauffement résulterait à la fois des modes de convection et de conduction. Pour Boiko et al. (106), la conduction serait prépondérante.

Khasainov et al. (53), Veyssiere et al. (57), Borisov et al. (38) et Ingignoli (2) utilisèrent une température d'inflammation d'environ 1350K, valeur qui concorde avec les résultats expérimentaux et numériques de Veyssière et Khasainov [(57), (53)]. Ils utilisèrent un modèle dit « à deux étapes » séparant les périodes d'induction et de combustion en considérant que les réactions chimiques entre l'aluminium et l'oxydant ne démarrent qu'une fois atteinte la température d'inflammation.

Ingignoli (2) souligna que l'échauffement de particules de diamètre d_p derrière une onde de choc dépendrait de deux facteurs. Premièrement, plus le diamètre d'une particule est élevé, plus l'énergie à lui fournir est grande pour élever sa température à une température fixée. Ensuite, plus le diamètre est important, plus l'accélération de la particule est faible et donc le temps mis pour atteindre l'équilibre des vitesses entre les deux phases est grand. Ainsi, la particule reste plus longtemps soumise à des températures statiques élevées. Ces deux effets

s’opposent et il en résulte que le délai d’inflammation ne varierait pas nécessairement de façon monotone avec le diamètre des particules.

Selon Borisov et al. (108), Boiko et al. (106) et Roberts et al. (109), le délai d’inflammation serait proportionnel au diamètre des particules à une puissance proche de deux pour des particules de l’ordre de la dizaine de micromètres. En outre, l’inflammation des particules aurait généralement lieu à des températures de l’ordre de 1300K, bien inférieures à la température de fusion de l’alumine.

Zhang proposa un modèle « hybride » (basé sur les travaux de Frank-Kamenetzkii (110)) tenant compte à la fois des effets de combustion limités par la diffusion et par la cinétique chimique ainsi que de l’influence de la pression et de la température (9). Une modélisation semblable a également été utilisée dans les travaux de Briand (63) et de Grégoire (13), basé sur le modèle de Khasainov et al. ((57), (58)).

Ce modèle « hybride » a été analysé par Roberts et al. (109) dans le cas de l’aluminium. La période d’induction serait ainsi gouvernée par un régime cinétique de type Arrhenius. Des réactions chimiques hétérogènes oxyderaient alors l’aluminium, déclenchées par le chauffage par convection des particules, les gaz environnants ayant une température très élevée. Ces réactions hétérogènes provoqueraient un auto-chauffage des particules, contribuant à accélérer leur montée en température qui, associée au chauffage par convection conduirait au basculement vers le mode de combustion classique, i.e. limitée par la diffusion des espèces oxydantes et des espèces combustibles évaporées.

CHAPITRE 2.

MODELISATION DES MILIEUX REACTIFS MULTIPHASIQUES

Chapitre 2. Modélisation des milieux réactifs multiphasiques

2.1 Introduction

La modélisation numérique des détonations hétérogènes gaz-particules repose sur la théorie classique des milieux diphasiques de Nigmatulin (52). Le mélange diphasique gaz-particules solides réactives est constitué d'une phase gazeuse et d'une phase solide. La phase solide est une suspension de particules solides réparties uniformément dans la phase gazeuse.

Les hypothèses du modèle exposé dans ce chapitre sont les suivantes :

- Nous nous plaçons dans un volume de contrôle qui contient un très grand nombre de particules solides en suspension dans un fluide mais dont les dimensions sont petites par rapport à l'échelle macroscopique de l'écoulement.
- Le fluide et les particules solides sont traités séparément, c'est-à-dire comme étant deux milieux continus distincts mais couplés par les échanges de masse, quantité de mouvement et énergie se produisant entre les deux phases.
- Dans le cas des milieux dilués, la fraction volumique des particules ainsi que les interactions inter-particules sont négligées (paragraphes 2.2.1) et les particules sont supposées incompressibles.
- Dans le cas des milieux denses, la fraction volumique des particules ainsi que les interactions inter-particules sont prises en compte ainsi que la compressibilité des particules (paragraphe 2.2.4).
- Dans le cadre de l'étude d'un écoulement supersonique (détonation), on négligera la viscosité du fluide, la conductivité et la force de gravité sur les particules.
- La température interne des particules est supposée uniforme tant que leur diamètre est inférieur à 100 μm.
- L'onde de détonation est d'une épaisseur finie et décrite par le modèle ZND.

Le modèle numérique proposé ici est une évolution du modèle développé par B.A. Khasainov et B. Veyssiere (53) pour des suspensions de particules d'aluminium. Il est utilisé dans le code EFAE (53) qui est à la base de l'étude numérique présentée dans ce mémoire.

2.2 Les équations

2.2.1 Les équations de bilan

Dans ce paragraphe est traité le cas d'un mélange diphasique dilué, c'est-à-dire dont la fraction volumique de particules dans le mélange est faible ($\phi_2 \to 0\ donc\ \phi_1 = 1 - \phi_2 \to 1$). Dans ce cas on peut utiliser ρ au lieu de $\rho_1\varphi_1$ et σ au lieu de $\rho_2\varphi_2$. Par ailleurs les particules sont supposées incompressibles. Le cas d'un mélange dense est détaillé dans le paragraphe 2.2.4. Les lettres en gras représentent des vecteurs. Les équations de bilan pour la phase gazeuse, indicée 1, et pour la phase solide, indicée 2, sont les suivantes :

Continuité

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + div(\rho_1 \boldsymbol{u_1}) = a_{ev} \tag{1a}$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + div(\sigma \boldsymbol{u_2}) = -a_{ev} \tag{1b}$$

Quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_1 \boldsymbol{u_1}) + div(\rho_1 \boldsymbol{u_1} : \boldsymbol{u_1}) + grad(p_1) = a_{ev}\boldsymbol{u_2} + \boldsymbol{b} \tag{2a}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\sigma \boldsymbol{u_2}) + div(\sigma \boldsymbol{u_2} : \boldsymbol{u_2}) = -a_{ev}\boldsymbol{u_2} - \boldsymbol{b} \tag{2b}$$

Energie

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\rho_1\left(e_1 + \frac{\boldsymbol{u_1^2}}{2}\right)\right] + div\left[\rho_1 \boldsymbol{u_1}\left(e_1 + \frac{\boldsymbol{u_1^2}}{2}\right)\right] + div(p_1 \boldsymbol{u_1}) = a_{ev}\left(e_2 + \frac{\boldsymbol{u_2^2}}{2}\right) + (\chi + 1) \cdot a_{cin} \cdot Q_{Al} + \boldsymbol{b}\boldsymbol{u_2} + c \tag{3a}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\sigma\left(e_2 + \frac{\boldsymbol{u_2^2}}{2}\right)\right] + div\left[\sigma \boldsymbol{u_2}\left(e_2 + \frac{\boldsymbol{u_2^2}}{2}\right)\right] = -a_{ev}\left(e_2 + \frac{\boldsymbol{u_2^2}}{2}\right) - \boldsymbol{b}\boldsymbol{u_2} - c \tag{3b}$$

Conservation du nombre de particules solides

$$\frac{\partial \mathrm{n}}{\partial t} + div(n\boldsymbol{u_2}) = 0 \tag{4a}$$

$$\mathrm{n} = \frac{3\phi_2}{4\pi r^3} \tag{4b}$$

On supposera ici qu'il n'y a pas d'agglomération ni de fragmentation des particules et que celles-ci sont sphériques.

Conservation des espèces

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{Al}) + div(\rho_{Al}\boldsymbol{u_1}) = a_{ev} - a_{cin} \tag{5}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{ox}) + div(\rho_{ox}\boldsymbol{u_1}) = -\chi a_{cin} \tag{6}$$

$$\rho_1\phi_1 = \rho_{ox} + \rho_{Al} + \rho_{pr} \tag{7}$$

Fractions volumiques

$$\phi_1 + \phi_2 = 1 \tag{8}$$

Equations d'état

$$T_1 = T_1(e_1, \rho_1) \tag{9a}$$

$$p_1 = p_1(e_1, \rho_1) \tag{9b}$$

$$T_2 = T_2(e_2) \tag{10a}$$

$$\rho_2 = cste \tag{10b}$$

Avec :

ϕ: fraction volumique
ρ: densité (pour la phase solide, il s'agit ici de la densité théorique maximale)
$\boldsymbol{u}$: vitesse matérielle
a_{ev}: taux d'évaporation de l'aluminium
a_{cin} : taux de réaction dans la phase gazeuse entre l'aluminium évaporé et l'oxydant
$\boldsymbol{b}$: taux d'échange de quantité de mouvement entre les deux phases
c: taux d'échange de chaleur entre les deux phases
e: énergie interne
p: pression
n: nombre de particules par unité de volume
r: rayon des particules
ρ_{Al}: concentration d'aluminium dans la phase gazeuse
ρ_{ox}: concentration des espèces oxydantes dans la phase gazeuse

ρ_{pr}: concentration des produits dans la phase gazeuse
χ: coefficient stœchiométrique de la réaction de combustion de l'aluminium avec le gaz environnant
Q_{Al} : effet calorifique de la réaction chimique entre le gaz et les particules

2.2.2 Interactions entre les phases gazeuse et solide

Dans ce paragraphe on explicite les termes d'interaction entre les gaz et les particules qui sont présents dans les termes de droite des équations de bilan présentées ci-dessus : le transfert de masse a, la force de trainée des particules $\boldsymbol{b}$ et le flux de chaleur entre les deux phases c.

2.2.2.1 Transfert de masse et réaction chimique dans la phase gazeuse

Le modèle présenté ici est une évolution du modèle dit « hybride » développé par Khasainov et Veyssière [(57), (58)] et par Zhang et al. (9) pour simuler la combustion de particules d'aluminium. Le modèle « hybride » se base sur les travaux de Frank-Kamenetzkii (110) et prend en compte la compétition entre les régimes cinétique et de diffusion lors de la combustion des particules. Briand (63) et Grégoire (13) ont intégré au code EFAE des applications de ce schéma dans le cas de détonations air-particules d'aluminium.

Dans le modèle utilisé ici, deux étapes sont considérées : tout d'abord l'évaporation des particules selon la loi classique a_{ev} puis la réaction dans la phase gazeuse entre l'aluminium évaporé et l'oxydant a_{cin}.

$$a_{ev} = 3\phi_2\rho_2\left(1 + 0.276\sqrt{Re}\right)/\tau \tag{11}$$

$$a_{cin} = Z\rho_{ox}\rho_{Al}\exp\left(-\frac{E_a}{RT_2}\right) \tag{12}$$

$$Re = \frac{\rho_1 d}{\mu_1}|\boldsymbol{u_1} - \boldsymbol{u_2}| \tag{13}$$

$$\tau = \frac{Kd_0^2}{\phi_{ox}^{0.9}} \tag{14}$$

Avec :

a_{ev}: taux d'évaporation de l'aluminium
a_{cin} : taux de réaction dans la phase gazeuse entre l'aluminium évaporé et l'oxydant
d: diamètre des particules
Z: facteur pré-exponentiel

E_a: énergie d'activation
T: température
R: constante universelle des gaz
Re: nombre de Reynolds
μ_1: viscosité dynamique
τ: temps caractéristique de combustion
ϕ_{ox}: fraction molaire d'espèces capables d'oxyder l'aluminium dans la phase gazeuse
K: constante du temps de combustion
d_0: diamètre initial des particules

2.2.2.2 Transfert de quantité de mouvement

Le transfert de quantité de mouvement est effectué par l'intermédiaire de la force de traînée $\boldsymbol{b}$, définie par la relation suivante :

$$\boldsymbol{b} = n\frac{\pi r^2}{2} C_d \rho_1 (\boldsymbol{u_1} - \boldsymbol{u_2})|\boldsymbol{u_1} - \boldsymbol{u_2}| \tag{15}$$

Pour l'expression du coefficient de trainée C_d, nous nous focaliserons sur trois modélisations possibles. Tout d'abord, une relation proposée par Igra et al. (111), valable pour des nombres de Reynolds variant entre 200 et 101000 et pour un module d'accélération *Ac* ($A_c = dv_p/dt * [D/(u - v_p)^2]$) inférieur à 1. En dehors de ce domaine on ne dispose que de lois établies en régime stationnaire.

$$\begin{gathered} \log_{10} C_d = a + b \cdot \log_{10}(Re) + c \cdot (\log_{10}(Re))^2 + d \cdot (\log_{10}(Re))^3 \\ 200 \leq Re \leq 101000 \\ a = 7{,}8231 \quad b = -5{,}8137 \quad c = 1{,}4129 \quad d = -0{,}1146 \end{gathered} \tag{16}$$

Boiko et al. [(112), (113), (114)] se sont appuyés sur les travaux d'Igra et ont utilisé la relation empirique (17). Elle est valable pour un mélange dilué, avec un module d'accélération *Ac* ($A_c = dv_p/dt * [D/(u - v_p)^2]$) inférieur à 1, dans tout le domaine des nombres de Reynolds. En revanche elle n'a été vérifiée que pour des nombres de Mach inférieurs à 2,5.

$$C_d = \left[1 + \exp\left(-\frac{0.43}{M^{4.63}}\right)\right]\left(0.4 + \frac{24}{Re} + \frac{4}{Re^{0.5}}\right) \tag{17}$$

Puis une formulation généralisée de ce modèle proposée dans (115), valable dans tout l'intervalle de densités relatives possibles de particules (du mélange très dilué jusqu'au mélange dense granulaire).

$$C_d = C_{D0}\left[1 + exp\left(-\frac{0.427}{M^{4.63}}\right)\right] \tag{18a}$$

$$C_{D0} = \begin{cases} C_1 = \frac{24}{Re} + \frac{4.4}{Re^{0.5}} + 0.42 \ , \phi_2 \leq 0.08 & (18b) \\ \frac{(\phi_2 - 0.08)C_2 + (0.45 - \phi_2)C_1}{0.37} \ , 0.08 < \phi_2 < 0.45 & (18c) \\ C_2 = \frac{4}{3\phi_1}\left(1.75 + \frac{150\phi_2}{\phi_1 Re}\right), \phi_2 \geq 0.45 & (18d) \end{cases}$$

$$M = \frac{|\boldsymbol{u_1} - \boldsymbol{u_2}|}{a_1} \tag{18e}$$

Avec :

M: nombre de Mach
a_1: vitesse du son dans la phase gazeuse

2.2.2.3 Transfert de chaleur

Le terme d'échange de chaleur entre les phases c s'exprime de la façon suivante:

$$c = n\pi d\left(Nu\lambda_1(T_1 - T_2) + d\epsilon\sigma_{\mathrm{boltz}}(\mathrm{T}_1^4 - \mathrm{T}_2^4)\right) \tag{19}$$

$$Nu = 2 + 0.6Pr^{1/3}Re^{1/2} \tag{20}$$

$$Pr = \frac{Cp_1\lambda_1}{\mu_1} \tag{21}$$

Avec :

λ_i: conductivité thermique de la phase i
ϵ: émissivité
σ_{boltz}: constante de Boltzmann
Cp: capacité calorifique à pression constante
Pr: nombre de Prandtl
Nu: nombre de Nusselt ($Nu = hL_c/k$)
h : coefficient de transfert thermique
L_c : longueur caractéristique

La conduction au sein des particules est supposée ici très rapide. En effet, le nombre de Biot des particules de faible diamètre (d_p < 50 µm) situées derrière un choc reste relativement faible pendant presque toute la durée du phénomène :

$$Bi = h_c d/\lambda_2 \ < 0.1 \tag{22}$$

Avec :

h_c: coefficient d'échange convectif

On peut donc supposer que la température est uniforme au sein de la particule.

Pour des particules de plus grande taille, le nombre de Biot peut atteindre des valeurs entre 0,1 et 1 juste derrière le choc, lorsque les échanges convectifs sont maxima. Cependant les particules sont ensuite accélérées par l'écoulement ce qui réduit les écarts de vitesse et de température entre les phases et fait chuter le nombre de Biot (20).

2.2.3 Equations d'état

Le choix des équations d'état est un élément indispensable puisqu'il conditionne la relation entre les trois grandeurs fondamentales du système que sont la pression, le volume et l'énergie. Les équations d'état sont soit dérivées de modèles théoriques, soit empiriques ou semi-empiriques et font appel à des bases de données tabulées.

Si les équations de bilan écrites ci-dessus sont valables pour n'importe quel fluide continu diphasique, il n'en est pas de même pour les équations d'état. En effet, dans notre cas, deux équations d'état sont à prendre en compte : une première pour la phase gazeuse et une seconde pour la phase solide. Parallèlement, nous aurons également besoin d'une équation d'état pour l'explosif solide et ses produits de détonation.

Les paramètres des équations d'état présentées ci-dessous et utilisées dans les simulations numériques (chapitre 3 et 4) sont explicités en annexe B.

2.2.3.1 Equation d'état des gaz parfaits

Pour les gaz, l'équation d'état la plus utilisée est celle des gaz parfaits :

$$PV = nRT \tag{23}$$

Notons qu'il existe de nombreuses autres variantes d'équation d'état pour les gaz comme par exemple la loi de Van der Waals (116).

2.2.3.2 *Equation d'état de Jones-Wilkins-Lee (JWL)*

La modélisation d'un explosif exige au minimum de connaitre la dépendance de la pression en fonction de la densité et de l'énergie. L'équation d'état JWL est la plus couramment utilisée en raison de sa simplicité dans les calculs hydrodynamiques. Elle décrit l'influence du volume et de l'énergie sur la pression des produits de détonation ou de l'explosif frais. L'équation d'état JWL peut s'écrire sous la forme [(117), (118)] :

$$P = A\left(1 - \frac{w}{R_1 V}\right)\exp(-\mathrm{R}_1\mathrm{V}) + B\left(1 - \frac{w}{R_2 V}\right)\exp(-R_2 V) + \frac{we}{V} \qquad (24)$$

Avec :

V: volume spécifique adimensionné ($V = \frac{v}{v_0}$)
e : énergie interne

Les constantes A, B, R_1 et R_2 sont déterminées par calibration de l'équation (24) avec les données expérimentales. Elles sont spécifiques à chaque explosif.

2.2.3.3 *Equation d'état « mHOM »*

L'équation d'état HOM (« Hell Of Mess ») a été développée par Mader au laboratoire de Los Alamos (Los Alamos National Laboratory) (119). Elle permet de calculer la pression et la température à partir de l'énergie interne et du volume spécifique. L'avantage de cette équation, par rapport à l'équation d'état JWL, réside dans le fait que le coefficient de Gruneisen n'est pas constant. Nous utiliserons dans cette étude une évolution de cette équation d'état appelée mHOM (« modified » HOM) (120). A l'inverse de l'équation HOM qui utilise une représentation polynomiale à l'ordre 5, calibrée pour un intervalle de volume spécifique relativement restreint, l'équation mHOM utilise des fonctions représentant le comportement physique des matériaux condensés ainsi que des produits de réaction, pour un intervalle de volume spécifique plus conséquent (équation valable pour des densités très basses ou très élevées).

- ***Phase solide***

L'équation d'état la plus couramment utilisée pour les solides soumis à des hautes pressions dues au passage d'un choc est l'équation d'état de Mie-Grüneisen (121). La pression et la température peuvent s'exprimer en fonction du volume spécifique et de l'énergie.

La pression s'exprime sous la forme suivante :

$$P = P_H + \frac{\Gamma}{V}(e - e_H) \tag{25}$$

L'indice H fait référence à l'état choqué d'Hugoniot, déterminé par les relations suivantes :

$$P_H = \frac{a_H^2(V_0 - V)}{[V_0 - b_H(V_0 - V)]^2} \tag{26}$$

$$e_H = \frac{1}{2}P_H(V_0 - V) \tag{27}$$

Avec : V_0, volume spécifique initial de l'explosif solide et Γ, coefficient de Grüneisen tel que :

$$\Gamma = V\left(\frac{\partial P}{\partial E}\right)_V \tag{28}$$

Les paramètres a_H et b_H proviennent de la relation linéaire entre la célérité de l'onde de choc D et la vitesse matérielle u :

$$D = a_H + b_H u \tag{29}$$

La température peut également s'exprimer sous la forme :

$$T = T_H + \frac{e - e_H}{c_{vs}} \tag{30}$$

Avec, c_{vs} : chaleur spécifique à volume constant.

La température sur le choc peut s'exprimer de la façon suivante :

$$T_H = T_1 + \Delta T\left\{\exp\left[-\frac{\frac{V}{V_0} - \epsilon}{\eta}\right] - \exp\left[-\frac{1 - \epsilon}{\eta}\right]\right\} \tag{31}$$

Les coefficients $\Delta T, \varepsilon, \eta$ sont déterminés par la méthode de Walsh et Christian (122). Le terme T_1=T_1(V) est l'approximation de premier ordre de la solution T_H(V):

$$T_1(V) = \exp\big(b_w(V_0 - V)\big)\left\{T_0 + \frac{a_H^2}{b_H^2 c_{vs} k^3}(2 - \exp(-z)[2 + z(2 + z)])\right\} \tag{32a}$$

$$z = b_w(V_0 - V) \tag{32b}$$

$$k = \frac{b_w V_0}{b_H}; \qquad b_w = \frac{1}{c_{vs}}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = \frac{\gamma_0}{V_0}; \qquad \gamma_0 = \frac{3\alpha c_0^2}{c_{vs}} \tag{32c}$$

- ***Phase gazeuse***

L'équation d'état pour les produits gazeux est construite de la même façon:

$$P = P_s + \frac{G}{V}(e - e_s) \tag{33}$$

$$G = -\frac{d\ lnT_s}{d\ lnV} \tag{34}$$

$$T = T_s + \frac{e - e_s}{c_v} \tag{35}$$

Avec :

P_s: pression isentropique
e_S: énergie interne isentropique
T_S: température isentropique
G: coefficient de Gruneisen
c_v: chaleur spécifique à volume constant

Néanmoins celle-ci se base sur la pression et sur l'énergie interne isentropiques. Pour un explosif donné (dont les propriétés thermodynamiques des espèces le composant sont connues), il est possible de calculer la variation de la pression isentropique en fonction du volume spécifique à l'aide d'un code thermodynamique comme TDS par exemple (123). De la même façon, on peut calculer les paramètres de la détonation CJ.

En parallèle, la pression isentropique peut être approximée par la relation suivante :

$$P_s = \frac{A}{V^{\gamma_{pr}+1}} + \frac{B}{V^n} + \frac{C}{V^m} \tag{36a}$$

$$m = \frac{1}{2}\left(\gamma_{pr} + 1 + n\right) \quad avec \quad n > m > \gamma_{pr} + 1 \tag{36b}$$

De même pour l'énergie isentropique :

$$e_s = -\int_{V_0}^{V} p_s\, dv \tag{37a}$$

$$e_s = e_{CJ} + \frac{A}{\gamma_{pr} V_{CJ}^{\gamma_{pr}}}\left[\left(\frac{V_{CJ}}{V}\right)^{\gamma_{pr}} - 1\right] + \frac{B}{(n-1)V_{CJ}^{(n-1)}}\left[\left(\frac{V_{CJ}}{V}\right)^{n-1} - 1\right] + \frac{C}{(m-1)V_{CJ}^{(m-1)}}\left[\left(\frac{V_{CJ}}{V}\right)^{m-1} - 1\right] \quad (37b)$$

Les coefficients A, B, C, γ_{pr}, et m sont alors ajustés pour obtenir un bon accord avec les données du code thermodynamique.

Il reste à déterminer le coefficient de Gruneisen G. Celui-ci peut s'exprimer en fonction du volume spécifique adimensionné $x = \frac{V}{V_{CJ}}$:

$$G(x) = \frac{a_1 x}{1 + a_2(x - a_3)^2} + \frac{a_4 x}{1 + a_5 x} + a_6 \quad (38)$$

Pour cela, on ajuste les coefficients $a_1, \dots, a_5$ afin d'avoir un bon accord avec les données du code thermodynamique.

Un exemple d'approximation de la pression et de l'énergie isentropiques ainsi que du coefficient de Gruneisen est donné en annexe B, dans le cas de la composition B.

2.2.4 Modélisation des interactions entre une onde de choc et une couche de particules solides

Le problème de la modélisation de l'interaction entre une onde de choc et une couche de particules solides fait actuellement l'objet d'un nombre croissant d'études.

Tout d'abord, rappelons que les mélanges gaz-particules solides peuvent être classés en fonction de la fraction volumique de particules ϕ_2 :

- Milieu dilué : $\phi_2 < 0.01$
- Milieu dense : $0.01 \leq \phi_2 < \phi_{2,pack}$
- Milieu granulaire : $\phi_2 \geq \phi_{2,pack}$.

Avec, $\phi_{2,pack}$, densité de la phase solide compactée.

Lorsque la fraction volumique est très faible (milieu dilué), il est possible de négliger les interactions entre les particules et la pression de la phase solide p_2 peut être également négligée dans les équations (2b) et (3b). On pourra aussi considérer les particules incompressibles si la pression ne dépasse pas quelques milliers de bars.

Dans le cas limite inverse, pour un milieu granulaire, les particules sont jointives. Apparaissent alors des phénomènes de compression et de déformations des particules dues aux contraintes internes et aux forces externes de pression sur les particules (interaction entre les particules et interaction avec le gaz inclus dans les interstices entre les particules). Afin de modéliser ces phénomènes, Baer et Nunziato (124) proposèrent en 1986 un modèle incluant une équation de compaction prenant en compte la pression dans les particules p_2, la pression dans le gaz p_1 et la pression due aux interactions entre les particules f (« configuration stress »). Les équations de ce modèle sont présentées ci-dessous (125) :

$$\frac{\partial \phi_1 \rho_1}{\partial t} + div(\phi_1 \rho_1 \boldsymbol{u_1}) = \mathrm{a} \tag{39a}$$

$$\frac{\partial \phi_2 \rho_2}{\partial t} + div(\phi_2 \rho_2 \boldsymbol{u_2}) = -\mathrm{a} \tag{39b}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi_1 \rho_1 \boldsymbol{u_1}) + div(\phi_1 \rho_1 \boldsymbol{u_1} : \boldsymbol{u_1}) + grad(\phi_1 p_1) = a\boldsymbol{u_2} + \boldsymbol{b} + p_1 grad(\phi_1) \tag{40a}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi_2 \rho_2 \boldsymbol{u_2}) + div(\phi_2 \rho_2 \boldsymbol{u_2} : \boldsymbol{u_2}) + grad(\phi_2 p_2) = -a\boldsymbol{u_2} - \boldsymbol{b} - p_1 grad(\phi_1) \tag{40b}$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t}\left[\phi_1 \rho_1 \left(e_1 + \frac{\boldsymbol{u_1^2}}{2}\right)\right] + div\left[\phi_1 \rho_1 \boldsymbol{u_1}\left(e_1 + \frac{\boldsymbol{u_1^2}}{2}\right)\right] + div(\phi_1 p_1 \boldsymbol{u_1}) \\ &\qquad = a\left(e_2 + \frac{\boldsymbol{u_2^2}}{2}\right) + \boldsymbol{b}\boldsymbol{u_2} + c + p_1 u_2 grad(\phi_1) \\ &\qquad + (p_2 - f_2)\big(p_2 - f_2 - (p_1 - f_1)\big) \cdot \frac{\phi_1 \phi_2}{\mu_c} \end{aligned} \tag{41a}$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t}\left[\phi_2 \rho_2 \left(e_2 + \frac{\boldsymbol{u_2^2}}{2}\right)\right] + div\left[\phi_2 \rho_2 \boldsymbol{u_2}\left(e_2 + \frac{\boldsymbol{u_2^2}}{2}\right)\right] + div(\phi_2 p_2 \boldsymbol{u_2}) \\ &\qquad = -a\left(e_2 + \frac{\boldsymbol{u_2^2}}{2}\right) - \boldsymbol{b}\boldsymbol{u_2} - c - p_1 u_2 grad(\phi_1) \\ &\qquad - (p_2 - f_2)\big(p_2 - f_2 - (p_1 - f_1)\big) \cdot \frac{\phi_1 \phi_2}{\mu_c} \end{aligned} \tag{42b}$$

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial t} + \boldsymbol{u_2}\mathrm{grad}(\phi_2) = \frac{\phi_1 \phi_2}{\mu_c}[p_2 - f_2 - (p_1 - f_1)] - \frac{a}{\rho_2} \tag{43}$$

Les équations de conservation du nombre de particules, des fractions volumiques ainsi que les équations d'état sont similaires à celles présentées dans le paragraphe 2.2.1.

Avec :

ϕ: fraction volumique

ρ: densité (pour la phase solide, il s'agit de la densité théorique maximale)
$\boldsymbol{u}$: vitesse matérielle
a: taux de transfert de masse entre les deux phases
$\boldsymbol{b}$: taux d'échange de quantité de mouvement entre les deux phase
c: taux d'échange de chaleur entre les deux phases
e: énergie interne
p: pression
n: nombre de particules par unité de volume
μ_c: la viscosité de compaction
f: pression due aux interactions entre les particules, définie telle que :

$$f_i = \rho_i \phi_i \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial \phi_i} \tag{44}$$

Ψ_i: énergie de Helmholtz de la phase i, telle que :

$$\Psi_i = e_i - T_i s_i \tag{45}$$

s_i: entropie de la phase i

En 2000, Kapila et al. (126) présentèrent une évolution du modèle de Baer et Nunziato (124) dans laquelle ils ajoutèrent un potentiel de compaction dans l'énergie interne des particules, modifièrent le travail de compaction entre les phases ainsi que l'énergie due aux réactions chimiques échangée entre les deux phases.

$$\frac{\partial \phi_1 \rho_1}{\partial t} + div(\phi_1 \rho_1 \boldsymbol{u_1}) = \mathrm{a} \tag{46a}$$

$$\frac{\partial \phi_2 \rho_2}{\partial t} + div(\phi_2 \rho_2 \boldsymbol{u_2}) = -\mathrm{a} \tag{46b}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi_1 \rho_1 \boldsymbol{u_1}) + div(\phi_1 \rho_1 \boldsymbol{u_1} : \boldsymbol{u_1}) + grad(\phi_1 p_1) = a\boldsymbol{u_2} + \boldsymbol{b} - p_1 grad(\phi_2) \tag{47a}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi_2 \rho_2 \boldsymbol{u_2}) + div(\phi_2 \rho_2 \boldsymbol{u_2} : \boldsymbol{u_2}) + grad(\phi_2 p_2) = -a\boldsymbol{u_2} - \boldsymbol{b} + p_1 grad(\phi_2) \tag{47b}$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t}\left[\phi_1 \rho_1 \left(e_1 + \frac{\boldsymbol{u_1^2}}{2}\right)\right] + div\left[\phi_1 \rho_1 \boldsymbol{u_1}\left(e_1 + \frac{\boldsymbol{u_1^2}}{2}\right)\right] + div(\phi_1 p_1 \boldsymbol{u_1}) \\ &\quad = a\left(e_2 + \frac{\boldsymbol{u_2^2}}{2} + \beta_2 V_2\right) + \boldsymbol{b}\boldsymbol{u_2} + c - p_1 \boldsymbol{u_2} grad(\phi_2) + p_1 \mathcal{F} \end{aligned} \tag{48a}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\phi_2\rho_2\left(e_2+\frac{\boldsymbol{u_2^2}}{2}\right)\right]+div\left[\phi_2\rho_2\boldsymbol{u_2}\left(e_2+\frac{\boldsymbol{u_2^2}}{2}\right)\right]+div(\phi_2 p_2\boldsymbol{u_2})$$
$$=-a\left(e_2+\frac{\boldsymbol{u_2^2}}{2}+\beta_2 V_2\right)-\boldsymbol{b}\boldsymbol{u_2}-c+p_1\boldsymbol{u_2}grad(\phi_2)-p_1\mathcal{F} \tag{48b}$$

$$e_2=e_s+e_c \tag{48c}$$

Avec :

e_s: énergie interne du solide
e_c: énergie potentielle de compaction
V: volume spécifique

La tension inter granulaire β_2 s'écrit de la façon suivante :

$$\beta_2=\rho_2\phi_2\frac{de_c}{d\phi_2} \tag{49}$$

Et l'équation de compaction :

$$\frac{\partial\rho_2}{\partial t}+div(\rho_2\boldsymbol{u_2})=-\frac{\rho_2}{\phi_2}\mathcal{F} \tag{50}$$

Avec $\mathcal{F}$, terme source de compaction tel que :

$$\mathcal{F}=\frac{\phi_2\phi_1(p_2-p_1-\beta_2)}{\mu_c} \tag{51}$$

Les équations (46-51) peuvent être réécrites sous forme lagrangienne de la manière suivante (52-59). On fera ici l'hypothèse que les particules sont inertes ($a=0$) et on se placera en géométrie 1D.

$$u_1=\frac{dr_1}{dt} \tag{52a}$$

$$u_2=\frac{dr_2}{dt} \tag{52b}$$

$$\phi_1+\phi_2=1 \tag{53}$$

Equation de continuité :

$$dm_1=\rho_1\phi_1 r_1^{n-1}dr_1 \tag{54a}$$

$$dm_2=\rho_2\phi_2 r_2^{n-1}dr_2 \tag{54b}$$

Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} = -\phi_1 r_1^{n-1} \frac{\partial p_1}{\partial m_1} - \frac{b}{\rho_1 \phi_1} \tag{55a}$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} = -r_2^{n-1} \left\{ \frac{\partial \phi_2 p_2}{\partial m_2} - p_1 \frac{\partial \phi_2}{\partial m_2} \right\} + \frac{b}{\rho_2 \phi_2} \tag{55b}$$

Conservation de l'énergie interne :

$$\frac{\partial e_1}{\partial t} + \phi_1 p_1 \frac{\partial (\rho_1 \phi_1)^{-1}}{\partial t} = \frac{1}{\rho_1 \phi_1} \left\{ p_1 \left[(u_2 - u_1) \rho_1 \phi_1 r_1^{n-1} \frac{\partial \phi_1}{\partial m_1} + F_{BN} \right] - u_1 b - c \right\} \tag{56a}$$

$$\frac{\partial e_2}{\partial t} + \phi_2 P_2 \frac{\partial (\rho_2 \phi_2)^{-1}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_2 \phi_2} (P_1 F_{BN} + u_2 b - c) \tag{56b}$$

Avec :

$$F_{BN} = \phi_1 \phi_2 \frac{P_2 - P_1 - \beta(\phi_1)}{\mu_c} \tag{57}$$

Equation de compaction :

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial t} = F_{BN} \tag{58}$$

Avec :

b : force de friction
β : pression due aux interactions entre les particules
μ_c : viscosité de compaction
dm : élément de masse par unité d'angle solide
c : terme source comprenant les flux de chaleur échangés entre le gaz et les particules ainsi qu'une partie du travail de friction, tel que :

$$c = \alpha(T_1 - T_2) + u_2 b \tag{59}$$

Entre ces deux extrêmes (milieux dilué et granulaire), le fluide passe par un état de transition pendant lequel il est formé d'un mélange dense, composé de gaz et de particules. C'est cet état intermédiaire qui est difficile à modéliser à cause des collisions aléatoires et non élastiques des particules entre elles et de la raréfaction du gaz interstitiel.

Les hypothèses utilisées précédemment (cas des milieux dilué et granulaire) ne peuvent plus être utilisées telles quelles. Zhang et al. mirent en évidence le problème posé par la définition de la vitesse du son dans un mélange dense ou dilué de particules solides, qui diffère de la vitesse du son dans le solide même (10). Or le choix de celle-ci est crucial dans la résolution des équations à l'aide d'un schéma de Godunov.

C'est le cas par exemple lors du phénomène de dispersion de particules par explosif. Le milieu est tout d'abord granulaire lors de la pénétration de la détonation dans la charge puis évolue vers un mélange dilué de gaz et de particules, en s'éloignant de la charge.

Pour simuler la dispersion de particules induite par un choc, Grégoire (13) utilisa un modèle élaboré par Gidaspow (127), incluant une force de pression inter-particulaire qui facilite la mise en mouvement des particules et empêche la densité du mélange de trop s'élever :

$$\beta = B \cdot \ln(\phi_1^{-1}) \tag{60}$$

Cette modélisation relativement simple lui permit d'obtenir de bons résultats dans le champ lointain mais conduisit à des différences significatives avec les expériences en champ proche (13).

En 2001, Zhang et al. (10) développèrent une généralisation du modèle de Baer et Nunziato pour les fluides granulaires (124) afin de prendre en compte le cas des fluides dilués. L'équation d'état pour la phase solide utilisée par Zhang et al. est la suivante :

$$p_2 = \phi_s \frac{K'}{N}\left[\left(\frac{\rho_s}{\rho_{s_0}}\right)^N - 1\right] + (\phi_s)^2 \rho_s \Gamma_0 c_{v_s}\left(T_s - T_{s_0}\right) \tag{61}$$

L'indice 0 fait référence à l'état initial, l'indice s au matériau solide constituant les particules.

Avec :

K': coefficient de compression
Γ : coefficient de Grüneisen

Pour les produits de détonation, l'équation d'état JWL a été choisie, et l'équation d'état de van der Waals pour l'air. L'équation de continuité reste inchangée. Les autres équations utilisées dans ce modèle sont les suivantes :

Conservation de la quantité de mouvement :

$$\phi_1 \rho_1 \frac{d\boldsymbol{u_1}}{dt} = -grad(\phi_1 p_1) - \boldsymbol{b} - a(\boldsymbol{u_2} - \boldsymbol{u_1}) \tag{62a}$$

$$\rho_2 \frac{d\boldsymbol{u_2}}{dt} = -grad(p_2) + \boldsymbol{b} \tag{62b}$$

$$\begin{cases} \rho_2 = \phi_2 \rho_s \\ p_2 = \phi_2 p_s \end{cases} \tag{63}$$

Conservation de l'énergie :

$$\phi_1\rho_1\frac{de_1}{dt} = -\phi_1 p_1 div(\boldsymbol{u_1}) + \phi_1\rho_1 q_1 - Q_2 + \left(\frac{p_2}{\phi_2} - \beta_2\right)\Phi_2 - \boldsymbol{b}(u_2 - u_1) - a\left[(e_2 - e_1) + \frac{1}{2}(\boldsymbol{u_2} - \boldsymbol{u_1})^2\right] \quad (64a)$$

$$\rho_2\frac{de_2}{dt} = -p_2 div(\boldsymbol{u_2}) + Q_2 - \left(\frac{p_2}{\phi_2} - \beta_2\right)\Phi_2 \quad (64b)$$

Avec :

Q_2: taux de transfert de chaleur du à la différence de température entre les phases solide et gazeuse

Conservation du nombre de particules :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + div(n\boldsymbol{u_2}) = 0 \quad (65)$$

Equation de compaction :

$$\frac{d\phi_2}{dt} = \Phi_2 + \phi_2\frac{a}{\rho_2} \quad (66)$$

Φ_2 est le terme source de compaction dynamique tel que :

$$\Phi_2 = \frac{(1-\phi_2)[p_s - p_1 - \beta_2(\phi_2)\,]/\beta_{s,ref}}{\tau_c} \quad (67)$$

Avec :

β_2 : contrainte de compaction, définie par exemple par l'équation (60)

Ceci est un aperçu de quelques modèles existants. Il y a bien sûr d'autres types de modélisations d'un fluide multiphasique dans la littérature [Milne et. al (22), Xu et al. (27), Fedorov et Khmel (19), (128), Romenski et Toro (129)]. Des travaux ont également été réalisés par Saurel et al. [(130), (131), (132)] sur la modélisation d'un fluide multiphasique et sur le phénomène de dispersion d'un mélange multiphasique dans l'air.

2.3 Traitement du système d'équations

Les simulations numériques présentées dans le présent travail ont été effectuées avec le code de gazodynamique EFAE (Enhanced Fuel-Air Explosions) écrit par Khasainov (133). Ce code permet de modéliser les écoulements de systèmes homogènes en diphasiques réactifs en configuration 1D, 2D ou 3D. Le code EFAE peut être utilisé dans une version parallèle à partir

de la librairie OpenMP qui permet de répartir les tâches sur plusieurs processus que l'on peut exécuter en parallèle sur des processeurs pointant vers un espace de mémoire commun, ce qui réduit les coûts en ce qui concerne les temps de calcul. Les calculs sont menés sur le cluster de l'institut Pprime à Poitiers.

2.3.1 Représentation Eulérienne

2.3.1.1 Discrétisation du problème et stabilité du schéma numérique

Une partie du code EFAE est basé sur la méthode des différences finies en représentation Eulérienne : les éléments constituant le maillage sont fixes et le fluide (gaz et particules) est convecté (avec des vitesses différentes) à travers les différentes mailles. Cette méthode de calcul aux différences finies sur schéma eulérien implique une forte diffusion numérique, qui peut avoir un impact important sur les résultats du calcul si elle n'est pas contrôlée. Dans le code EFAE, on utilise le schéma de résolution numérique « FCT », flux corrected transport, développé par Oran et Boris (134), qui résout les équations d'Euler en limitant la diffusion numérique par l'intermédiaire d'un terme non linéaire dit d'anti-diffusion (cf. paragraphe 2.3.1.3).

Chaque grandeur scalaire (pression, densité, température, concentration des espèces et des particules) est définie au centre des cellules : ces valeurs représentent leur moyenne au sein de chaque cellule. Les vitesses des différentes phases sont quant à elles définies sur les interfaces de chaque maille. La Figure 10 représente la discrétisation du domaine de calcul par la représentation Eulérienne en différences finies.

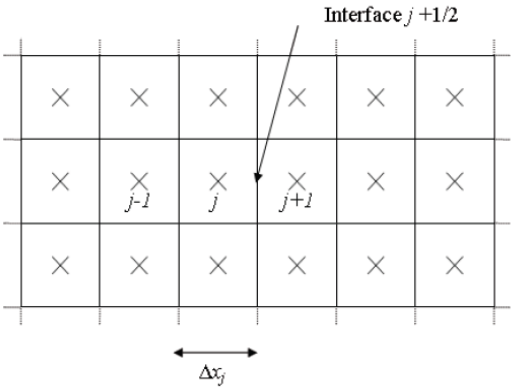

Figure 10 : discrétisation du domaine de calcul par la représentation Eulérienne en différences finies

Le code EFAE repose sur un schéma explicite : les grandeurs sont calculées uniquement en fonction des valeurs issues du pas de temps précédent. Cette méthode est plus rapide que les

schémas implicite et centré, plus faciles à programmer mais moins stables. C'est pourquoi on utilise dans cette étude le critère de Courant-Friedrichs-Lewy afin d'assurer la stabilité :

$$C = \left\| \frac{(u+c)\Delta t}{\Delta x} \right\|_{max} < 1 \tag{68}$$

Avec :

C: nombre de Courant
u: vitesse des particules
c: célérité du son
Δt: pas de temps
Δx: dimension de la maille numérique

Ainsi, en définissant le nombre de Courant, on limite le pas de temps. Ce critère de stabilité repose sur le fait que les perturbations ne peuvent sortir d'une maille numérique en un seul pas de temps.

2.3.1.2 Maillage numérique

Quelle que soit la géométrie du problème (plan, cylindrique, sphérique) et le nombre de dimensions (2D et 3D), le code EFAE utilise un maillage rectiligne dans l'espace cartésien. Le maillage utilisé est lié au repère du laboratoire. Néanmoins dans ce repère, il est pratiquement impossible de mailler uniformément tout l'espace, notamment dans le cas de simulations 3D, sous peine d'avoir des temps de calcul extrêmement importants. En effet, une grande distance de propagation ainsi qu'une résolution fine dans la zone de réaction sont incompatibles avec un tel maillage : le nombre de points de calculs serait beaucoup trop élevé pour espérer effectuer une simulation dans un temps raisonnable avec les moyens informatiques actuels et nécessite une capacité mémoire hors des possibilités.

Une technique de maillage adaptatif est donc utilisée pour pouvoir associer grande distance de propagation et bonne résolution numérique dans la zone de réaction chimique. Selon le modèle Taylor-Zeldovich, lorsqu'une détonation se propage en régime autonome et stationnaire à la célérité D, la zone de détente derrière le front s'étend avec la célérité D/2 (zone de repos) sur une zone de longueur Dt/2, suivie d'une zone où les paramètres de l'écoulement restent constants et où le gaz se trouve au repos (u=0). Bien modéliser la zone de réaction chimique nécessite l'utilisation d'un maillage fin. On choisit donc de réduire le nombre de points dans la zone de détente pour les apporter dans la zone de réaction chimique. De ce fait, le code EFAE prend en compte un paramètre N_{fine} qui fixe le nombre de mailles uniformes dans la zone où se situe la zone de réaction de l'onde de détonation. Les mailles restantes au nombre de $N_{adaptation} = N_x - N_{fine}$ sont uniformes et distribuées

entre l'extrémité du domaine et la zone de maillage fin. La taille des mailles numériques augmente géométriquement en s'éloignant du front de détonation, jusqu'à une valeur maximale définie par exemple par $Dt/100$ (pour assurer que la taille de la plus grosse maille reste très inférieure à la distance de parcours de la détonation). La taille des mailles numériques est définie par $\frac{\Delta x(i)}{\Delta x(i+1)} = qm$, avec $|qm - 1| \ll 1$. Il est à noter que qm augmente au cours du calcul (de 1,0001-1,001 jusqu'à 1,1-1,2 afin que les cellules adjacentes soient de tailles similaires ce qui améliorera la qualité de la résolution). En théorie, la zone d'écoulement et donc de l'adaptation derrière la zone de la détonation ne peut pas modifier la structure de l'écoulement de tête, cette dernière se propageant à des célérités supersoniques.

2.3.1.3 Intégration par la méthode FCT (Flux-Corrected Transport)

Le schéma de résolution numérique utilisé est le schéma aux différences finies « FCT », flux corrected transport, développé par Oran et Boris (134). Cette méthode permet la résolution de l'équation généralisée suivante et peut traiter les cas monodimensionnels, plan, cylindrique et sphérique :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{1}{r^{\alpha-1}} \cdot \frac{\partial}{\partial r}(r^{\alpha-1}\rho v) - \frac{1}{r^{\alpha-1}} \cdot \frac{\partial}{\partial r}(r^{\alpha-1}D_1) + C_2 \frac{\partial D_2}{\partial r} + D_3 \tag{69}$$

Le schéma FCT, précis à l'ordre 4 en espace et à l'ordre 2 en temps, est basé sur un algorithme prédicteur-correcteur et une phase d' « anti-diffusion ». La phase prédiction se déroule en deux étapes : un algorithme d'ordre faible calcule les flux entre les mailles avec une précision faible mais en accord avec les lois physiques ; puis un algorithme d'ordre élevé est utilisé pour avoir des valeurs précises des flux (mais qui peuvent prendre des valeurs limites non physiques). La phase de correction supprime les nouvelles valeurs limites. Enfin la phase d'«anti-diffusion » consiste en l'application d'un filtre qui corrige la diffusion numérique inhérente à la méthode. Cet algorithme est conservatif et préserve la monotonie et la positivité de la solution.

2.3.2 Représentation Lagrangienne

2.3.2.1 Introduction

Dans certaines situations, il peut être utile de travailler en représentation Lagrangienne, ce qui est également possible avec le code EFAE. Dans cette représentation, le maillage bouge avec le fluide et la position des interfaces évolue avec le temps. Il n'y a pas de flux de fluide à travers les interfaces et les particules ne peuvent donc passer d'une cellule à l'autre que par

diffusion physique uniquement. L'absence de flux à travers les interfaces permet de réduire la diffusion numérique. Néanmoins dans le cas de fluides compressibles, le maillage se déplaçant à la vitesse du fluide est lagrangien pour la masse volumique mais pas pour l'énergie et la quantité de mouvement, ce qui introduit tout de même de la diffusion numérique (134).

Etant donné que la masse de chaque maille est conservée, il y a donc une forte concentration de nœuds dans les zones de compression et le maillage est de ce fait automatiquement plus fin dans la zone du choc. Ceci peut néanmoins s'avérer problématique si l'on s'intéresse à une flamme ou à une zone de détente, la taille des mailles étant plus grande dans les zones de détente. Par ailleurs, en positionnant des nœuds sur les interfaces entre les phases, il est possible de les suivre et d'éviter les zones de mélanges dues à la diffusion numérique entre deux phases voisines, ce qui facilite grandement le traitement des interfaces.

Cependant le maillage peut se déformer (jusqu'à obtenir parfois des cellules avec une aire négative) et entrainer une perte de précision voire un arrêt du calcul. Il est possible de restructurer le maillage en cas de nécessité mais ceci implique l'ajout de diffusion numérique ce que le modèle lagrangien tend justement à éviter.

Le modèle utilisé dans cette étude a une précision d'ordre 2 en temps et en espace.

2.3.2.2 Résolution numérique pour un fluide lagrangien 1D non réactif

Les équations aux différences finies pour un fluide lagrangien en configuration 1D sont explicitées ci-dessous (schéma de Mader (119)). C'est sur ce schéma qu'est basé notre modèle de résolution des équations lagrangiennes présentées précédemment (cf. équations (52a) - (59) paragraphe 2.2.4).

Conditions initiales pour le rayon et la masse

$$R_{j+\frac{1}{2}} = \sum_{i=1}^{j} (\Delta R)_i \tag{70}$$

$$M_j = (\rho_0)_i \left[0.5\left(R_{j-\frac{1}{2}} + R_{j+\frac{1}{2}}\right)\right]^{\alpha-1} (\Delta R)_i \tag{71}$$

Avec :

$R_{j+\frac{1}{2}}$: rayon de l'interface droite de la maille *j*
$(\Delta R)_i$: taille de la maille *i*
M_j : masse du fluide dans la maille *j*
$(\rho_0)_i$: masse volumique initiale du fluide dans la maille *i*
α : paramètre de géométrie ($\alpha \in \{1,2,3\}$)

Vitesse

$$U_{j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = U_{j+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{(\Delta t)\left(R_{j+\frac{1}{2}}^{n}\right)^{\alpha-1}}{0.5\left(M_j + M_{j+1}\right)}\left[\left(P_j^n - P_{j+1}^n\right) + \left(q_j^n - q_{j+1}^n\right)\right] \tag{72}$$

Avec :

$U_{j+\frac{1}{2}}$: vitesse du fluide à l'interface droite de la maille *j*
Δt : pas de temps
P_j : pression du fluide dans la maille *j*
q_j : viscosité de la maille *j* décrite par l'équation (76)

La pression et la température découlent de l'utilisation d'une équation d'état à chaque pas de temps.

Rayon

$$R_{j+\frac{1}{2}}^{n+1} = R_{j+\frac{1}{2}}^{n} + U_{j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}(\Delta t) \tag{73}$$

Volume

$$V_j^{n+1} = \frac{1}{\rho_j^{n+1}} = \left(\frac{R_{j-\frac{1}{2}}^{n+1} + R_{j+\frac{1}{2}}^{n+1}}{2}\right)^{\alpha-1} \frac{R_{j+\frac{1}{2}}^{n+1} - R_{j-\frac{1}{2}}^{n+1}}{M_j} \tag{74}$$

Energie

$$I_j^{n+1} = I_j^n + \left(P_j^n + q_j^n\right) \cdot \left(V_j^n - V_j^{n+1}\right) \tag{75}$$

Avec :

I_j : énergie du fluide dans la maille *j*

Notons ici que l'équation pour l'énergie a été simplifiée par rapport à celle proposée par Mader (119).

Viscosité

$$\left\{\begin{array}{c} q_j^n = \rho_j^n \left(U_{j+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} - U_{j-\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}}\right) \cdot \left[\mu_2 \left(U_{j+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} - U_{j-\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}}\right) - \mu_1 c_j\right] \quad , \qquad U_{j+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} < U_{j-\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} \\ q_j^n = 0 \quad , \qquad U_{j+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} \geq U_{j-\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} \end{array}\right\} \tag{76}$$

Avec :

μ_1 : coefficient de viscosité linéaire
μ_2 : coefficient de viscosité quadratique
c_j : vitesse du son du fluide dans la maille *j*

Energie d'amorçage libérée dans la première maille de l'explosif

$$I_0 = \frac{I_{init}}{\rho_0 \sigma_\nu [(\Delta R)_0]^\nu} \tag{77}$$

$$\sigma_\nu = \begin{cases} 1 & \nu = 1 \\ \pi & \nu = 2 \\ \frac{4}{3}\pi & \nu = 3 \end{cases} \tag{78}$$

Avec :

I_{init} : énergie d'initiation fournie en entrée
I_0 : énergie spécifique par unité de volume

Conditions limites

- *A gauche :*

$$p_{j=0}^n = P_1^n \tag{79a}$$

$$\begin{cases} U_{\frac{1}{2}}^n = U_{1+\frac{1}{2}}^n \ , \ \nu = 1 \\ U_{\frac{1}{2}}^n = -U_{1+\frac{1}{2}}^n \ , \ \nu = 2{,}3 \end{cases} \tag{79b}$$

$$R_{\frac{1}{2}}^n = 2R_{1+\frac{1}{2}}^n + R_{2+\frac{1}{2}}^2 \tag{79c}$$

- *A droite :*

$$p_{j+1}^n = P_j^n \tag{80a}$$

$$U^n_{j+1+\frac{1}{2}} = U^n_{j+\frac{1}{2}} \tag{80b}$$

CHAPITRE 3.

DISPERSION DE PARTICULES SOLIDES PAR EXPLOSIF

Chapitre 3. Dispersion de particules solides par explosif

3.1 Introduction

Comme il a été vu dans l'introduction et le chapitre 1, la complexité des phénomènes observés lors de l'explosion d'une charge hétérogène nous conduit à envisager une étude de la dispersion de particules par explosif sur des charges plus simples, composées uniquement d'un explosif solide entouré d'un lit de particules solides inertes, et ce, afin de mieux cerner les mécanismes fondamentaux qui régissent notamment la compaction et décompaction du lit de particules, lors de la première phase de la sollicitation des particules par l'onde de choc générée par l'explosif, ainsi que les effets de cette dispersion sur l'onde de souffle. De plus, on s'intéressera uniquement à des explosions en champ libre, sans confinement de la charge.

Afin de faciliter la comparaison entre les expériences et les simulations numériques, nous avons choisi de réaliser cette étude avec des charges explosives de géométrie sphérique, préparées de telle sorte que les expériences soient reproductibles. Ces charges sont positionnées en hauteur de façon à retarder l'effet « parasite » de la réflexion de l'onde de choc sur le sol.

3.2 Configuration expérimentale

3.2.1 Conception de la charge explosive

Le principe de ces essais est d'étudier la dispersion en champ libre d'un lit de particules par la détonation d'un explosif homogène que l'on nommera « booster ». Des charges sphériques de Composition B, de 35 mm de diamètre (cf. Figure 11 et Figure 12a) ont été fabriquées spécifiquement pour ces expériences (par moulage, σ=1,717 g/cm^3), de façon à assurer la reproductibilité des essais. Au centre de ce booster de 31 g est placé un détonateur RP83 pour l'amorçage. Les interstices résiduels sont comblés par 3 g de C4.

On place ensuite le booster au centre d'une sphère en verre de 95 mm de diamètre et de 0,7 mm d'épaisseur environ et on ajoute une masse de 560 (+/- 10) g de particules de verre de granulométrie 75-150 μm afin de former une couche uniforme de particules de 3 cm d'épaisseur autour du booster (cf. Figure 11). La densité de la couche de verre ainsi formée est de 1346 kg/m^3 environ. Notons que la densité théorique maximale du verre est de 1580 kg/m^3. Le booster de Composition B entouré de la charge de particules est présenté sur la Figure 12b.

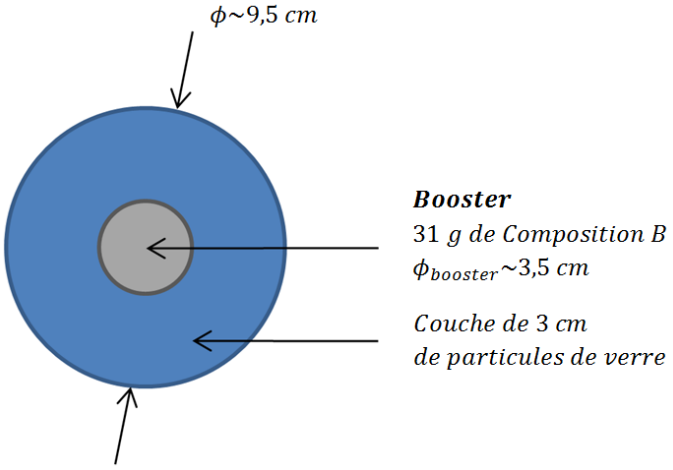

Figure 11 : schéma de la charge explosive

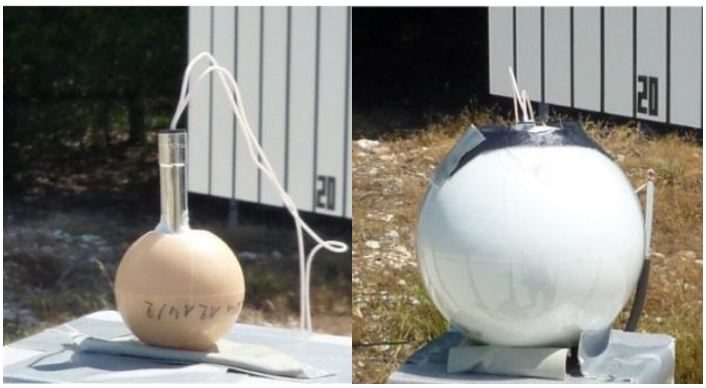

Figure 12 : (a) booster de Composition B seul et (b) entouré d'une couche de particules de verre

3.2.2 Le montage expérimental

La charge explosive est entourée de huit capteurs de pression (cf. paragraphe 3.2.3.1), d'un piège à particules (cf. paragraphe 3.2.3.3) et d'un écran de visualisation (cf. paragraphe 3.2.3.2) comme le montre la Figure 13. Une caméra rapide, placée perpendiculairement à l'écran filme les expériences (cf. paragraphe 3.2.3.2).

L'ensemble des éléments du montage sont placés à 1,5 m du sol (cf. Figure 14), dans le même plan horizontal, ce qui permet de retarder l'interaction entre le choc réfléchi sur le sol et les capteurs de pression.

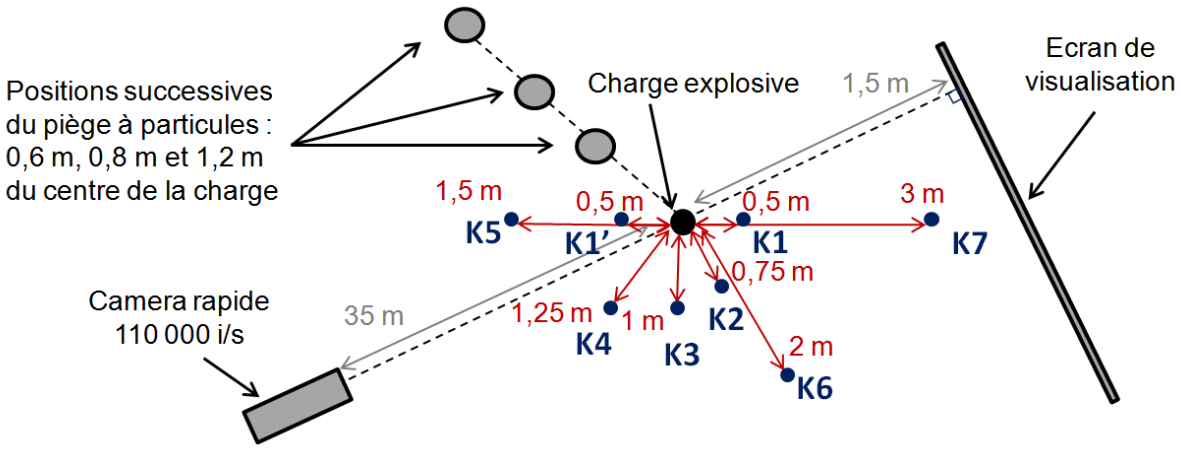

Figure 13 : schéma du montage expérimental (vue du dessus)

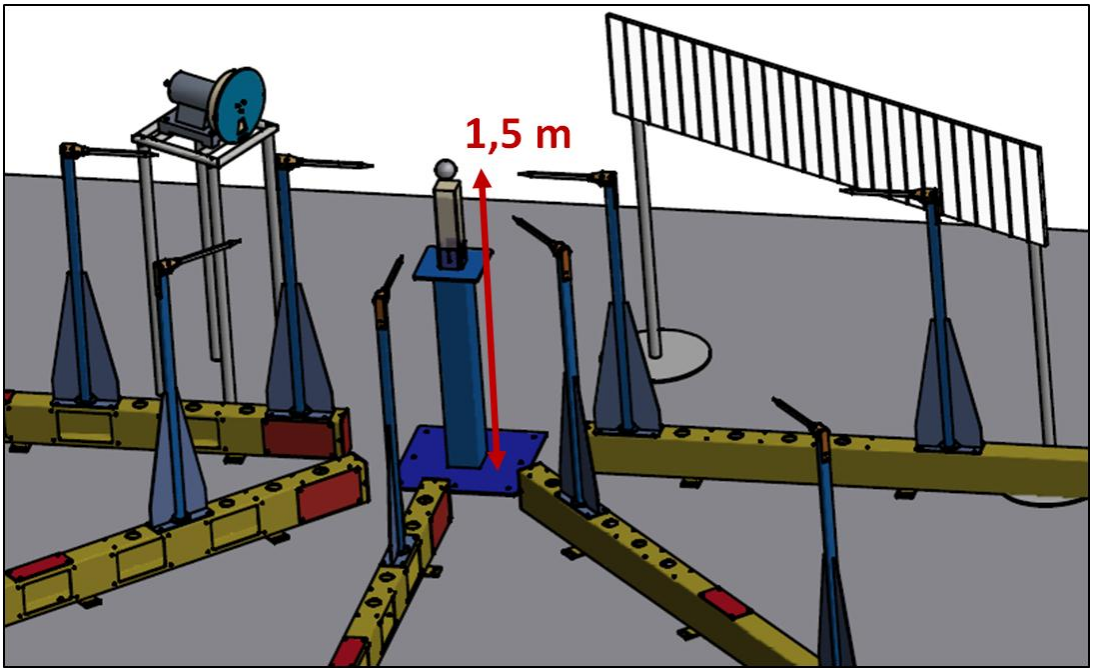

Figure 14 : vue d'ensemble du montage expérimental

3.2.3 Les systèmes de mesure et les méthodes de diagnostic

3.2.3.1 Les capteurs de pression

Le champ de pression autour de la charge est enregistré par huit capteurs de pression piézo-électriques PCB montés dans des sondes effilées et fixés sur des piliers métalliques (cf. Figure 15). Ces sondes ont la forme d'une tige cylindrique profilée, orientée vers le point d'initiation, dans laquelle le capteur piézo-électrique est placé affleurant à la paroi latérale. Ainsi il enregistre l'évolution de la pression statique. Ces sondes ont été choisies car elles sont peu

encombrantes et perturbent peu l'écoulement. Ces capteurs sont situés à 0,5 m (deux capteurs notés K1 et K'1), 0,75 m (K2), 1 m (K3), 1.25 m (K4), 1.5 m (K5), 2 m (K6) et à 3 m (K7) du centre de la charge (cf. Figure 13). Les capteurs sont répartis autour de la charge de façon à minimiser leur influence les uns sur les autres (perturbations de sillage). Les deux premiers capteurs (K1 et K'1) placés à 0,5 m de part et d'autre de la charge permettent de vérifier la symétrie sphérique de l'explosion.

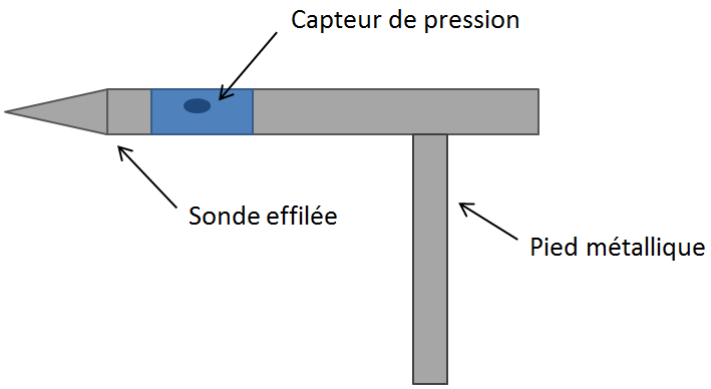

Figure 15 : schéma de montage d'un capteur de pression sur une sonde effilée

3.2.3.2 La cinématographie

La séquence complète d'explosion est filmée à l'aide d'une caméra rapide Phantom V310 capable d'enregistrer jusqu'à 110 000 images par seconde avec une résolution de 304 x 64 pixels. Celle-ci est placée à 35 m de la charge. Le champ observé a une dimension de 1,8 m x 0,4 m. Le phénomène étudié présentant une symétrie sphérique, on peut se contenter de filmer la propagation de l'explosion le long d'un rayon. Un écran de visualisation (cf. Figure 13), blanc et gradué tous les 10 cm (bandes noires verticales), est placé à 1,5 m derrière la charge, distance très inférieure à celle séparant la charge de la caméra, ce qui permet de négliger le coefficient de grandissement et de mesurer directement les distances de propagation à partir des enregistrements. Cet écran permet (i) d'améliorer le contraste afin de bien distinguer les phénomènes générés par l'explosion et (ii) de suivre la propagation du choc et des particules. Les images brutes enregistrées par la caméra sont ensuite traitées à l'aide d'une méthode BOS (Background Oriented Schlieren). Cette méthode dont le principe est de visualiser les variations de l'indice de réfraction de l'air est décrite en détail dans (12). Les images ainsi traitées permettent d'observer la propagation du choc ainsi que le front du nuage de particules dans un plan orthogonal à l'axe de la caméra. Les travaux précédents de Grégoire (13) ont montré sa faisabilité dans les conditions expérimentales similaires à celles décrites ici et ont permis d'obtenir des résultats originaux (13). Plusieurs techniques de post-traitement des images sont décrites dans (13) et (135).

3.2.3.3 Le piège à particules

Afin d'obtenir des informations sur les temps d'arrivée des matériaux projetés pendant l'explosion, par rapport à la propagation de l'onde de choc générée par la détonation de l'explosif, nous avons mis en place un piège à particules. Des dispositifs de capture de particules ont déjà été utilisés par Frost et al. (6) dans leurs travaux sur la dispersion de lits de particules saturés en explosif liquide. Le principe du piège utilisé dans notre étude et réalisé à l'ISL (136) est le suivant (cf. Figure 16): un disque métallique comportant un secteur ouvert est mis en rotation, synchronisé avec l'amorçage de l'explosif condensé, et découvre progressivement un secteur d'un plateau placé derrière et recouvert de cire, de manière à capter les particules venant impacter la surface. Ainsi, la position angulaire des particules dans la cire dépend directement de leur instant d'arrivée. Le disque tourne à 3000 tours/min. Un tour fournit donc une durée d'enregistrement de 20 ms, suffisante pour collecter l'ensemble des matériaux dispersés par l'explosion. Le piège est placé successivement à 0,6, 0,8 et 1,2 m du centre de la charge (cf. Figure 13).

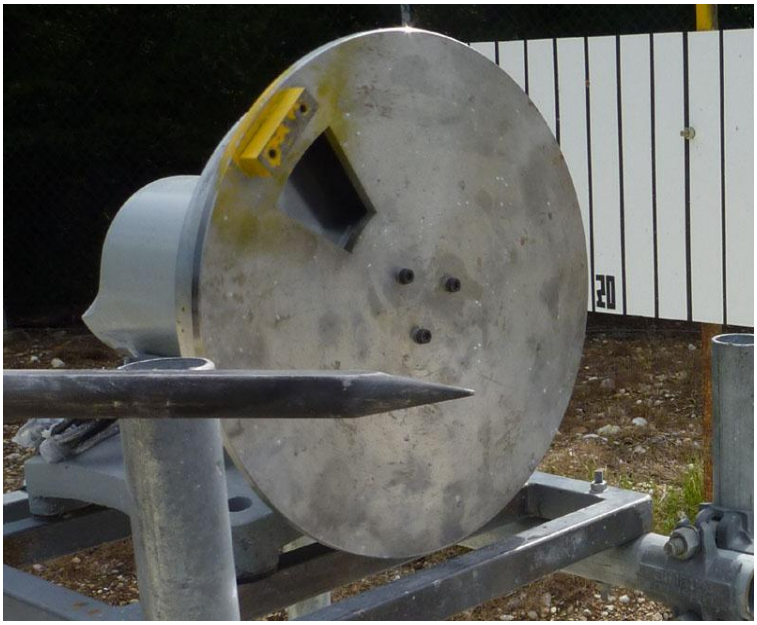

Figure 16 : photographie du piège à particules

3.3 Résultats expérimentaux

3.3.1 Tir du booster seul (tir de référence)

Nous avons tout d'abord fait détoner un booster seul de 31 g de Composition B afin d'avoir un tir de référence avec lequel on puisse comparer les essais de dispersion. Les signaux de

pression enregistrés (K1-K7) sont rassemblés sur la Figure 17. L'évolution de la pression dans le champ entourant la charge présente toutes les caractéristiques d'une onde de souffle classique. L'onde de choc de tête est suivie d'une décroissance rapide et d'une phase négative. L'amplitude du front de choc décroît avec la distance parcourue. Le diagramme x-t de propagation de l'onde de choc de tête est indiqué sur la Figure 18 et est comparé au modèle de Kinney et Graham (137). On constate que les résultats expérimentaux obtenus par les enregistrements de pression et par la méthode BOS sont en bon accord entre eux et avec la trajectoire prédite par ce modèle approché, au moins jusqu'à 3 m, ce qui permet de garantir la fiabilité des résultats expérimentaux concernant la position et l'amplitude du choc incident. Le booster détone conformément aux prédictions du modèle analytique de Kinney et Graham (137).

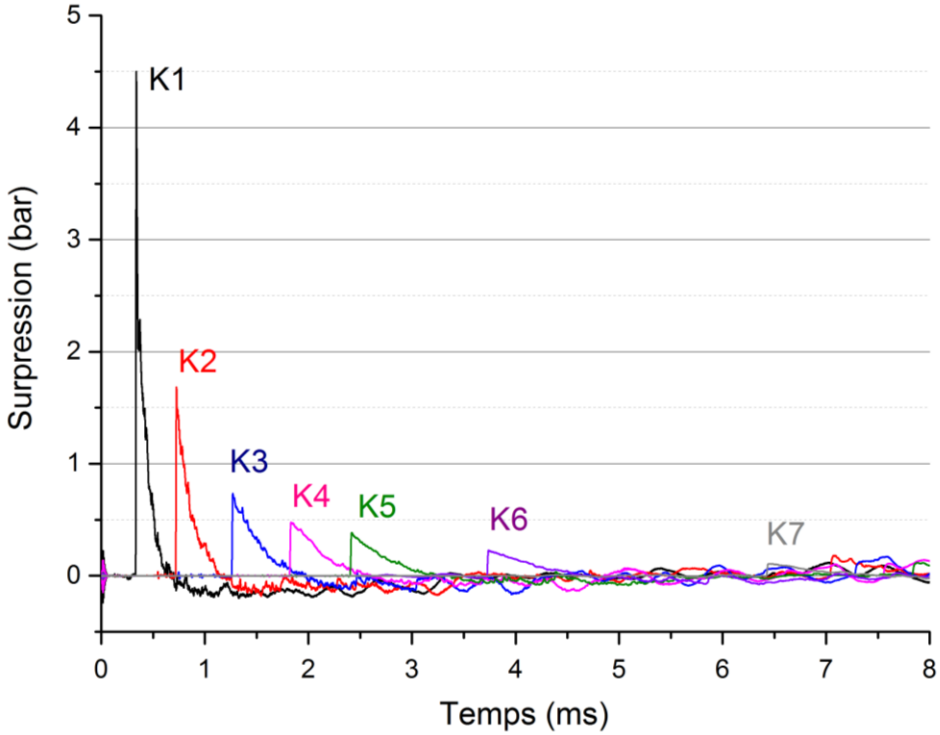

Figure 17 : signaux de pression enregistrés lors de l'explosion du booster seul

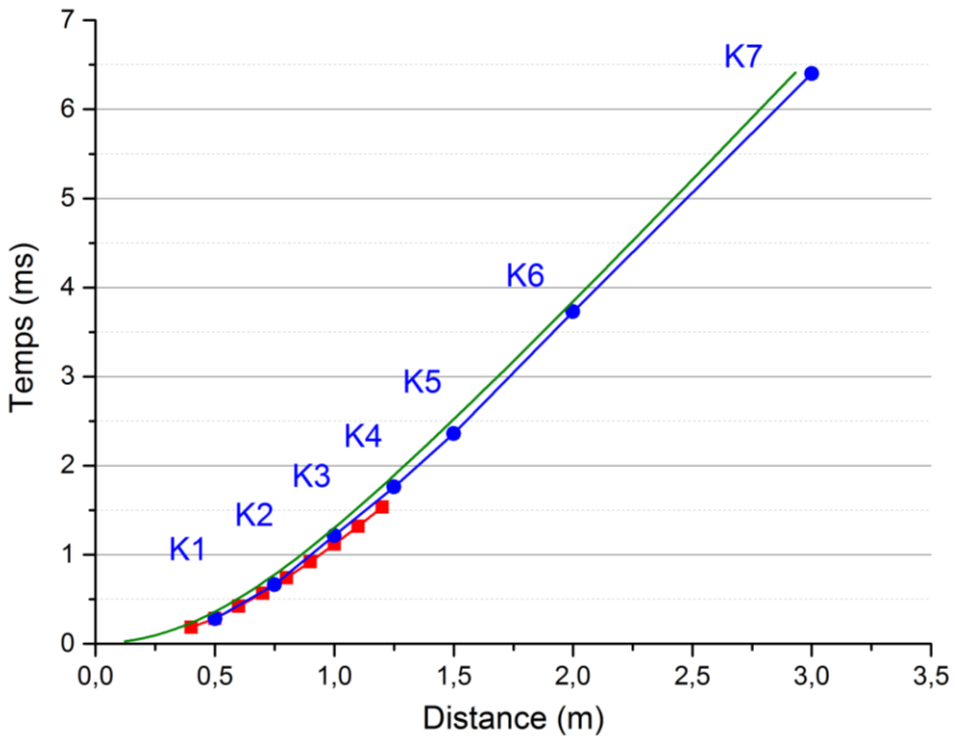

Figure 18 : diagramme x-t de la position de l'onde de choc de tête lors de l'explosion du booster seul, enregistré par les capteurs de pression (courbe bleue), par la technique BOS (courbe rouge) et comparé au modèle analytique de Kinney et Graham (courbe verte)

On calcule l'évolution de l'impulsion de pression en intégrant le signal de pression enregistré par chaque capteur (cf. Figure 19). Les amplitudes des maxima d'impulsion sont comparées avec le modèle de Kinney et Graham (137) (cf. Figure 20) : on constate que les valeurs d'impulsion mesurées sont légèrement inférieures à celle prédites par le modèle analytique.

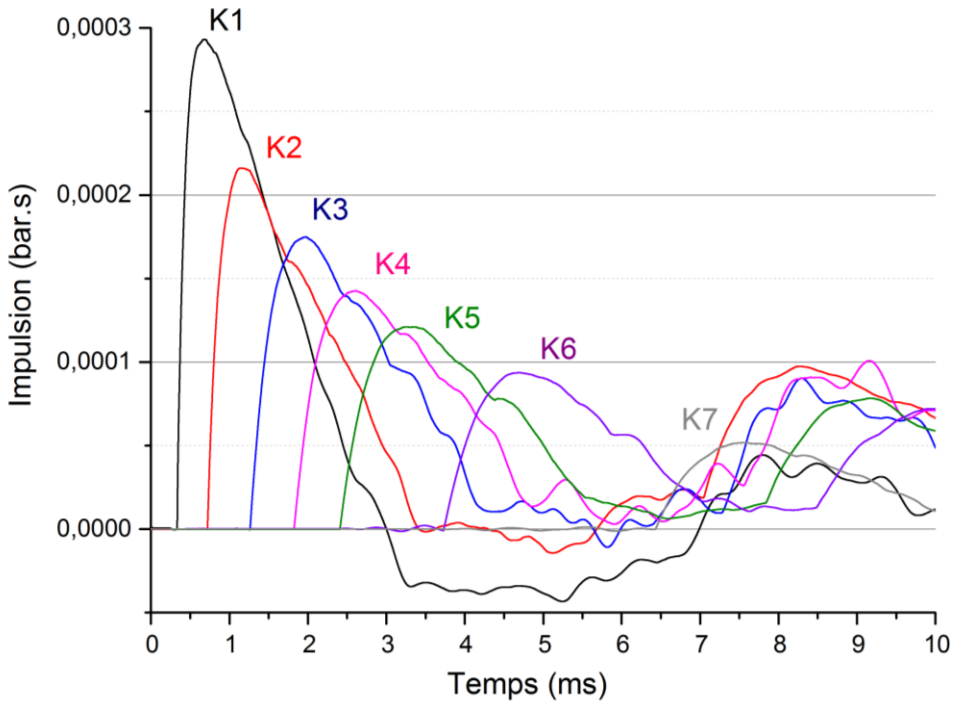

Figure 19 : évolution de l'impulsion en fonction du temps lors de l'explosion du booster

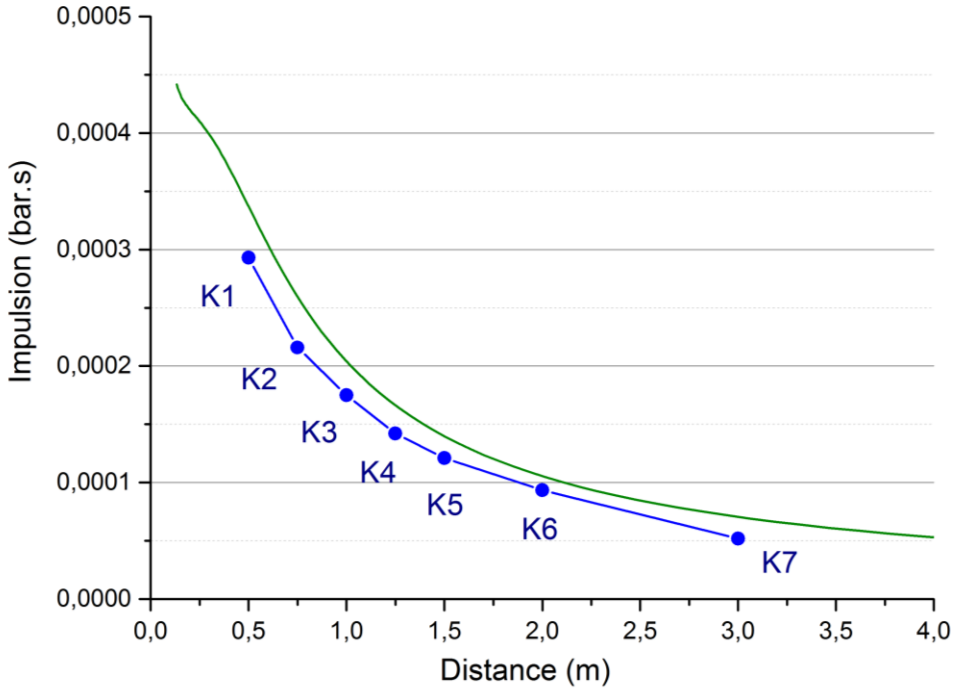

Figure 20 : évolution de l'impulsion en fonction de la distance lors de l'explosion du booster seul (courbe bleue) et comparaison avec le modèle analytique de Kinney et Graham (courbe verte) (137)

3.3.2 Allure générale d'un essai de dispersion

La Figure 21 présente un exemple typique d'image enregistrée pendant la dispersion de particules de verre par un booster de Composition B. On observe que le nuage se développe sous forme quasi-sphérique avec à sa frontière un aspect discontinu d'où s'échappent des jets qui donnent des formes caractéristiques de dendrites. Cette forme caractéristique de nuage hérissé de dendrites a fait l'objet de plusieurs études dont celles de Frost et al. (4), Zhang et al. (10), Milne et al. (22) et Grégoire et al. [(135), (13)].

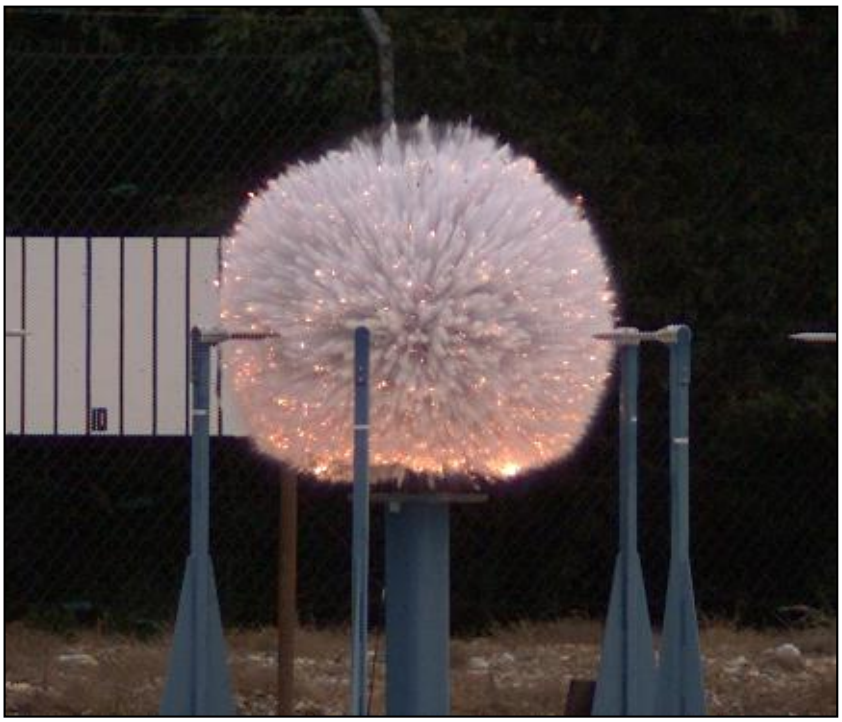

Figure 21 : dispersion de particules de verre par un booster de Composition B

3.3.3 Reproductibilité

Les résultats de trois essais de dispersion consistant à faire exploser la charge complète composée du booster et de la couche de particules sont présentés sur la Figure 22. On constate que les signaux de pression sont superposables en ce qui concerne le temps d'arrivée du front de choc, son amplitude et l'évolution de la pression à l'arrière du choc, ce qui manifeste une bonne reproductibilité des expériences.

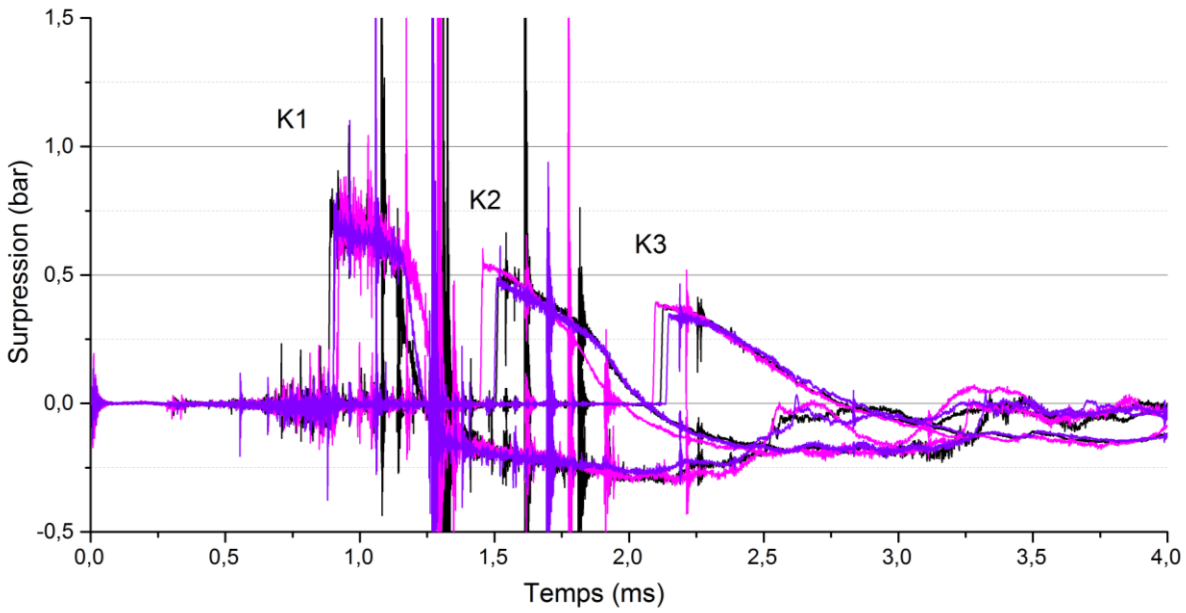

Figure 22 : signaux de pression bruts enregistrés par les trois premiers capteurs (K1-K3) lors de trois essais de dispersion des particules de verre (courbe noire : essai n°1, courbe rose : essai n°2, courbe violette : essai n°3)

De fortes perturbations des signaux sont clairement identifiables à 0,5 et 0,75 m (K1 et K2), causées probablement par l'impact d'agglomérats de particules sur les supports des capteurs. Les perturbations les plus importantes sont observées entre 1 et 2 ms et on les retrouve pour chacun des trois essais.

La Figure 23 présente l'évolution des impulsions (obtenues par intégration des signaux de pression) pour chacun des quatre premiers capteurs. Les parties positives des courbes se superposent, confirmant la reproductibilité des essais. En ce qui concerne la partie négative, on constate que la reproductibilité est bonne jusqu'à quelques millisecondes après que l'impulsion ait atteint son maximum.

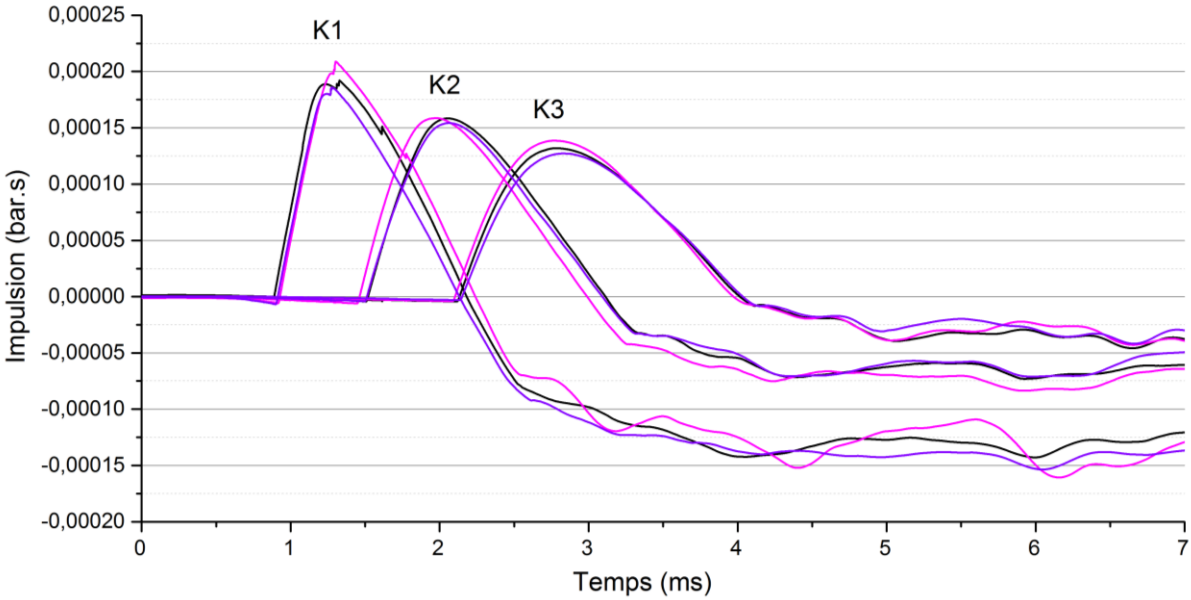

Figure 23 : évolution des impulsions intégrées pour les trois premiers capteurs (K1-K3) lors d'un essai de dispersion des particules de verre (courbe noire : essai n°1, courbe rose : essai n°2, courbe violette : essai n°3)

Les signaux de pression et d'impulsion enregistrés par les quatre derniers capteurs, moins influencés par l'impact des particules, se superposent également (cf. Figure 24 et Figure 25), ce qui nous permet de considérer nos essais reproductibles.

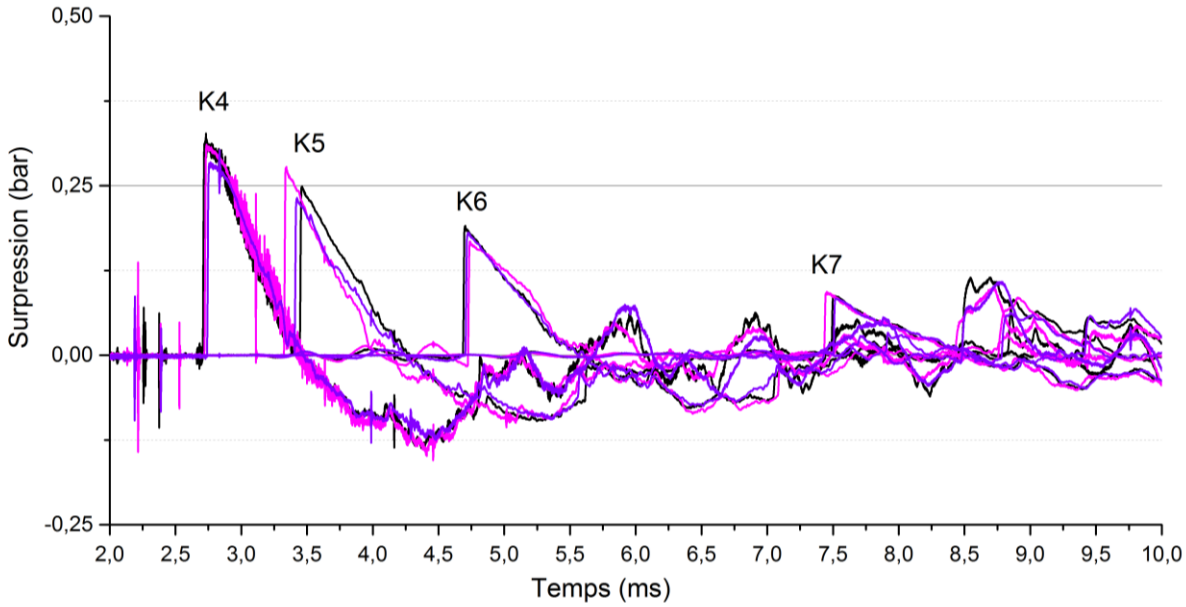

Figure 24 : signaux de pression bruts enregistrés par les quatre derniers capteurs (K4-K7) lors de trois essais de dispersion des particules de verre (courbe noire : essai n°1, courbe rose : essai n°2, courbe violette : essai n°3)

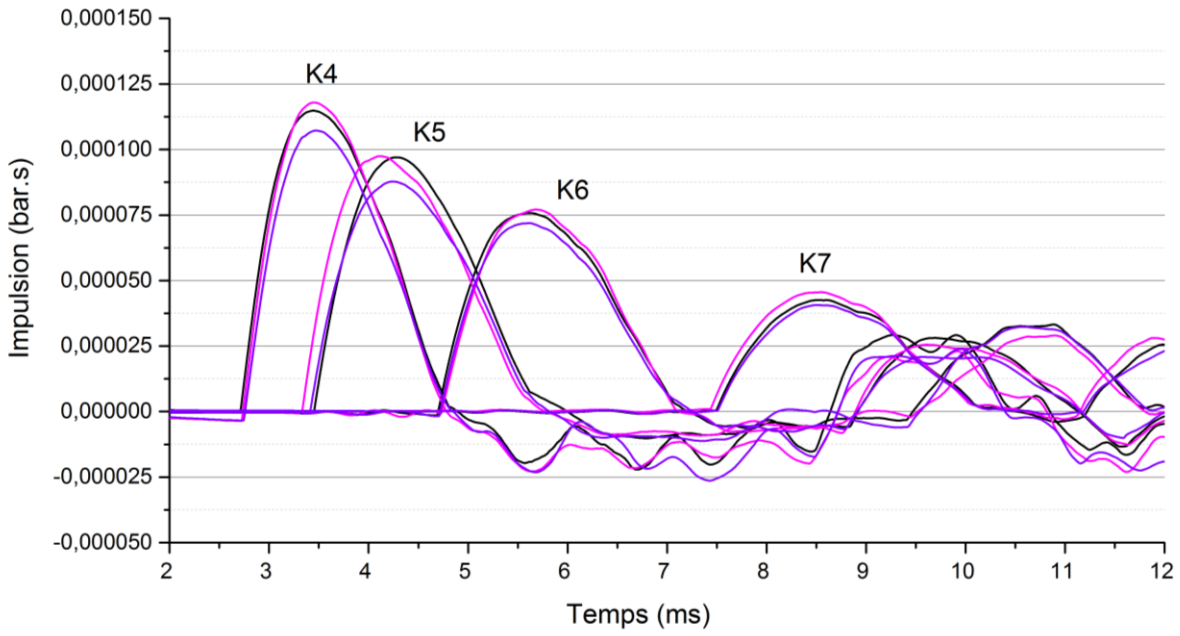

Figure 25 : évolution des impulsions intégrées pour les quatre derniers capteurs (K4-K7) lors de trois essais de dispersion des particules de verre (courbe noire : essai n°1, courbe rose : essai n°2, courbe violette : essai n°3)

3.3.4 Influence de la couche de particules sur les signaux de pression

Les signaux de pression enregistrés par les capteurs K1, K2, K3 et K4 lors de l'explosion du booster seul et lors de la dispersion des particules de verre sont comparés sur la Figure 26. Lors de la dispersion des particules, on retrouve les perturbations du signal évoquées précédemment à 0,5 m et 0,75 m, probablement dues à l'impact d'agglomérats de particules sur les supports des capteurs. On constate que l'amplitude des pics de pression est nettement diminuée en présence de la couche de particules, et plus particulièrement en champ proche. En revanche, la décroissance de la pression derrière le choc est retardée et le signal de pression présente un palier caractéristique bien visible en K2 et K3. On observe aussi que la présence des particules autour du booster retarde l'arrivée de l'onde de choc de tête.

Pour des distances de propagation plus importantes (i.e. plus d'un mètre), les profils de pression enregistrés lors de la dispersion des particules retrouvent progressivement une allure similaire à celle des profils obtenus lors du tir de référence (i.e. un saut de pression immédiatement suivi d'une décroissance lente de la pression, cf. Figure 27), ce qui suggère que les particules ont une influence faible sur l'allure des profils de pression, une fois que l'onde de choc a traversé la couche. Néanmoins l'atténuation et le retard de l'onde générés par les particules lors du passage dans la couche persistent.

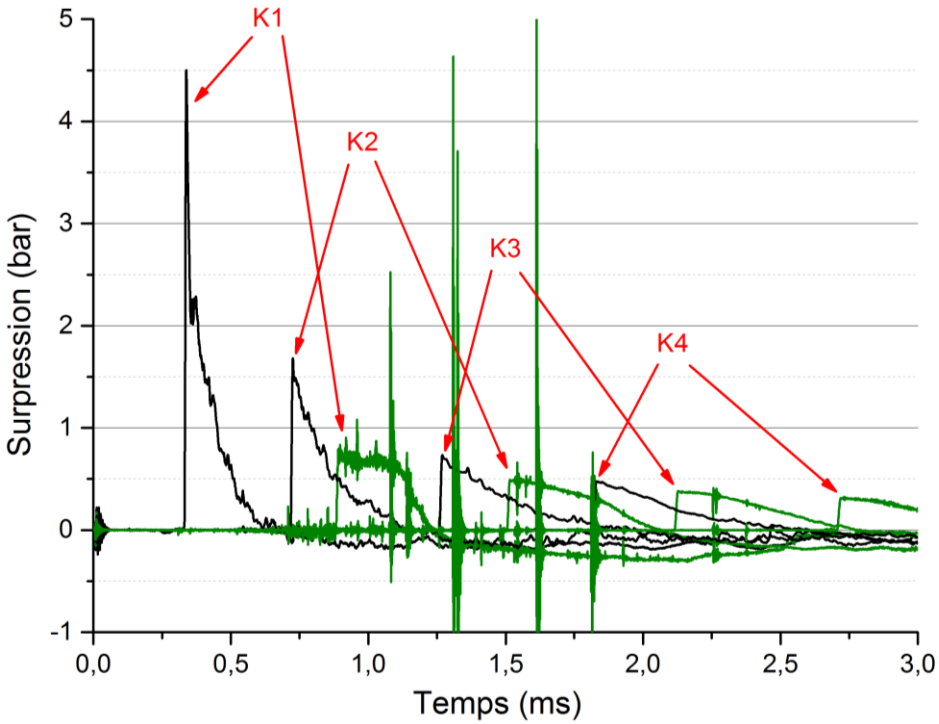

Figure 26 : comparaison des signaux de pression lors de l'explosion du booster seul (courbes noires) et de la dispersion de particules de verre (courbes vertes) pour les capteurs K1-K4

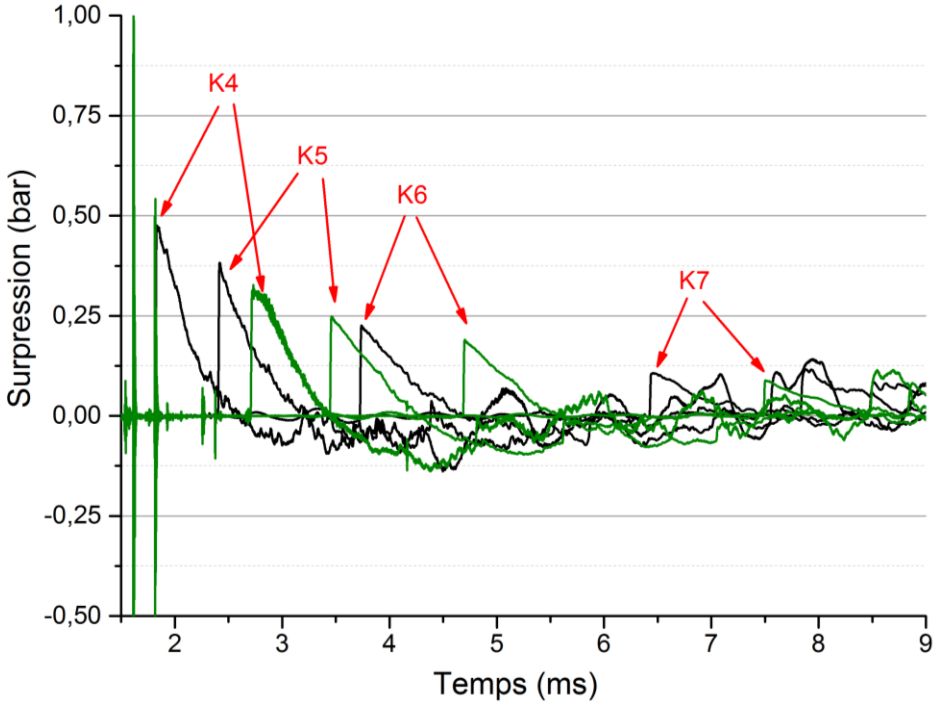

Figure 27 : comparaison des signaux de pression lors de l'explosion du booster seul (courbes noires) et de la dispersion de particules de verre (courbes vertes) pour les capteurs K4-K7

L'examen des courbes d'impulsion de pression présentées sur la Figure 28 indique que l'impulsion est fortement diminuée lorsque les particules de verre sont présentes, ce qui signifie une forte atténuation de l'effet de souffle.

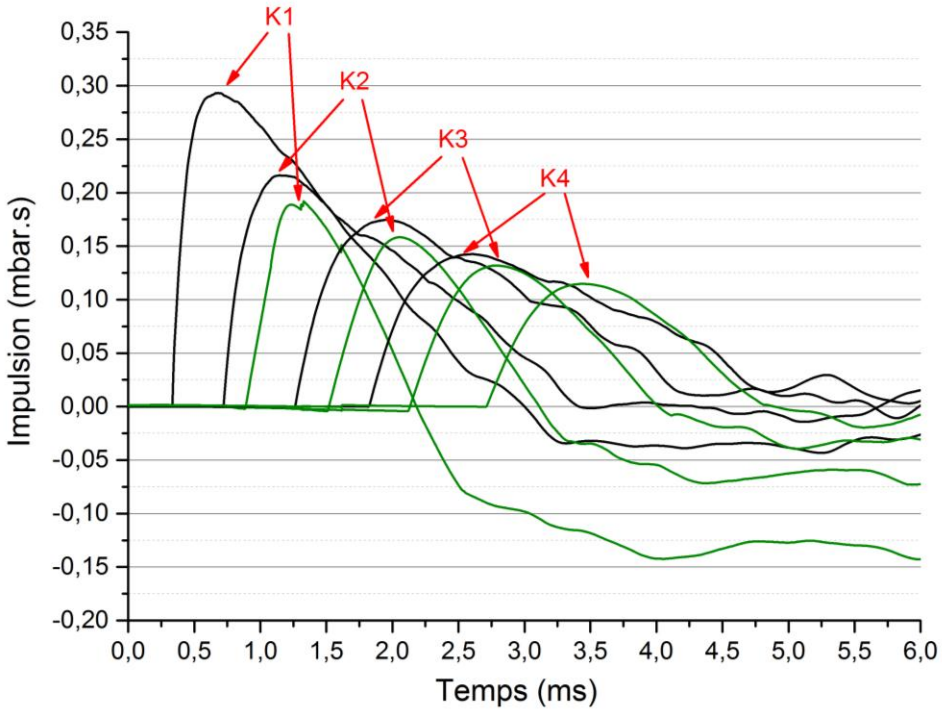

Figure 28 : comparaison des impulsions de pression lors de l'explosion du booster seul (courbes noires) et de la dispersion de particules de verre (courbes vertes)

Les diagrammes x-t de la propagation de l'onde de choc de tête générée par l'explosion du booster seul et de celle de la dispersion des particules de verre sont comparés sur la Figure 29. Dans le cas de la dispersion, l'interaction entre l'écoulement gazeux et la couche de particules entraine une nette diminution de la célérité de l'onde durant le premier mètre. Entre 2 et 3 m, on constate que le retard pris par l'onde de choc lors de la dispersion des particules devient quasiment constant, ce qui suggérerait que les particules cessent d'influencer la vitesse de propagation de l'onde à partir d'une certaine distance (ici environ 2 m).

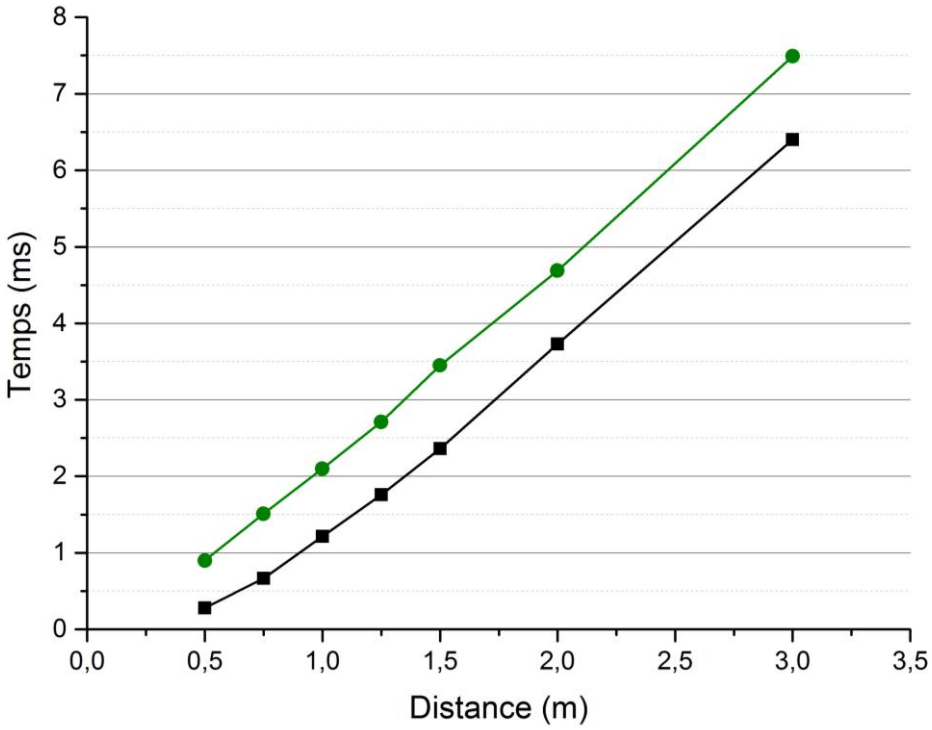

Figure 29 : diagramme x-t de l'onde de choc de tête lors de l'explosion du booster (courbe noire) et lors de la dispersion des particules de verre (courbe verte) pour les capteurs K1 à K7

3.3.5 Observations cinématographiques

Une séquence typique d'images enregistrées par la caméra rapide lors de la dispersion des particules de verre est présentée en Figure 30. Les images initiales présentées sur la partie supérieure de chaque planche de la Figure 30 sont ensuite traitées par méthode BOS (Background Oriented Schlieren) et représentées sur la partie inférieure de chacune des planches de la même figure. On y voit la propagation de l'onde de choc de tête et du front de particules à t=0,903, 1,338 et 2,046 ms. Grâce au traitement des images par méthode BOS, il est possible de visualiser les positions de l'onde de choc et du front du nuage de particules à chaque instant.

Les résultats de l'analyse de ces enregistrements sont reportés sur la Figure 32 (courbe rouge : propagation de l'onde de choc, courbe bleue : propagation du front du nuage de particules) et sont commentés dans le paragraphe 3.3.6.

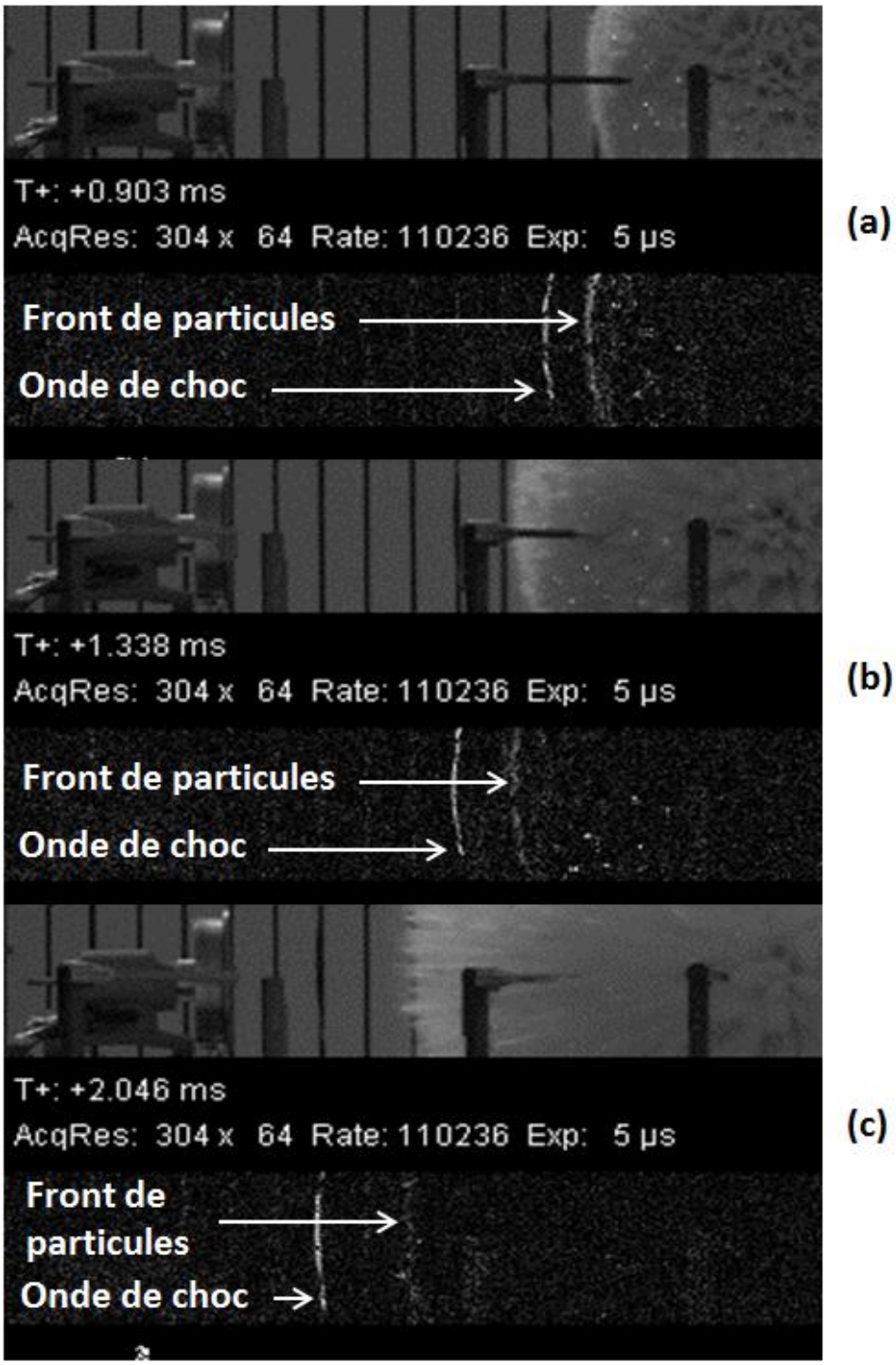

Figure 30 : images originales (en haut) et traitées (en bas) d'un essai de dispersion de particules de verre à t=0,903 ms (a), 1,338 ms (b) et 2,046 ms (c)

3.3.6 Analyse des données fournies par les capteurs de pression, par les enregistrements cinématographiques et par le piège à particules

Lors de trois essais de dispersion des particules de verre par le booster, nous avons collecté, grâce au piège à particules décrit précédemment, l'ensemble des matériaux projetés pendant l'explosion dans une direction. Le piège était placé successivement à trois positions différentes : 1,2, 0,8 et 0,6 m du centre de la charge. Deux types de résidus solides ont été collectés : de gros agglomérats de particules qui pénètrent la cire à une profondeur de quelques centimètres et de fines particules sous forme de « poussière » qui recouvrent la surface de la cire. Cette poussière est selon nous composée des plus fines particules présentes dans la composition initiale et/ou de particules issues de la rupture de particules lors du passage de l'onde de choc.

Les positions angulaires d'impact des deux types de résidus collectés par le piège sont converties en temps d'arrivée et tracées sur la Figure 32. Les lignes horizontales noires et grises représentent respectivement les durées de collecte des agglomérats et des fines particules par le piège. La trajectoire de l'onde de choc de tête, enregistrée par les capteurs de pression et observée par méthode BOS, y est également tracée, ainsi que la trajectoire du front des particules visualisée par méthode BOS.

Les temps d'arrivée du front de particules (agglomérats) sur le piège sont cohérents avec les résultats obtenus par méthode BOS. Lorsque le piège est placé au plus près de la charge (0,6 m), sa surface se retrouve couverte d'une très fine poussière de particules, que l'on ne retrouve plus à 0,8 ou 1,2 m, ce qui signifie que dans nos conditions expérimentales, la plus grande partie des fines particules ne peut pas être projetée au-delà d'une distance de 0,6 m. Ces très fines particules peuvent avoir deux origines : soit elles sont présentes dans la couche initiale de particules, soit elles sont formées par la rupture de particules plus grosses sous l'effet de l'interaction avec l'onde de choc lors de son passage. Les fines particules, de taille légèrement plus importante que celle composant la poussière, sont, quant à elles, projetées sur des distances plus importantes. Elles sont collectées jusqu'à 1,2 m avec une vitesse ne descendant pas en dessous de 170 m/s (vitesse moyenne déterminée à partir des temps d'arrivée des dernières particules impactant le piège à 0,8 et 1,2 m). En comparaison, les agglomérats présents dans le front du nuage de particules se déplacent à 300 m/s (vitesse moyenne déterminée à partir des temps d'arrivée des premiers agglomérats impactant le piège à 0,8 et 1,2 m). Dans cette configuration, on constate que tous les matériaux projetés restent derrière l'onde de choc de tête. A t=0,2 ms, l'onde de choc et le front de particules sont quasiment superposés (cf. Figure 31) puis cet écart augmente progressivement pour atteindre 20 cm à 2,5 ms.

On en déduit que le front du nuage de particules est composé des plus grosses particules ainsi que des agglomérats tandis que les plus petites particules se propagent derrière, à plus faibles vitesses.

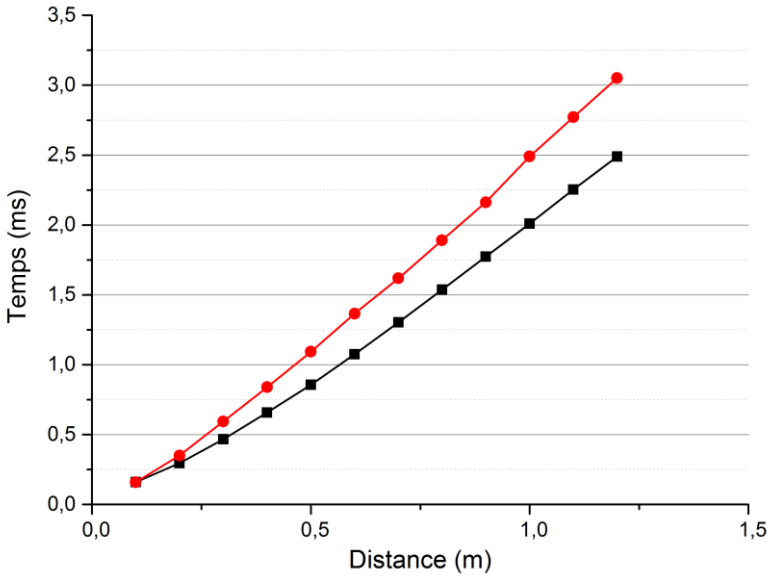

Figure 31 : diagramme x-t de la propagation de l'onde de choc (courbe noire) et du front de particules (courbe rouge) observé par méthode BOS

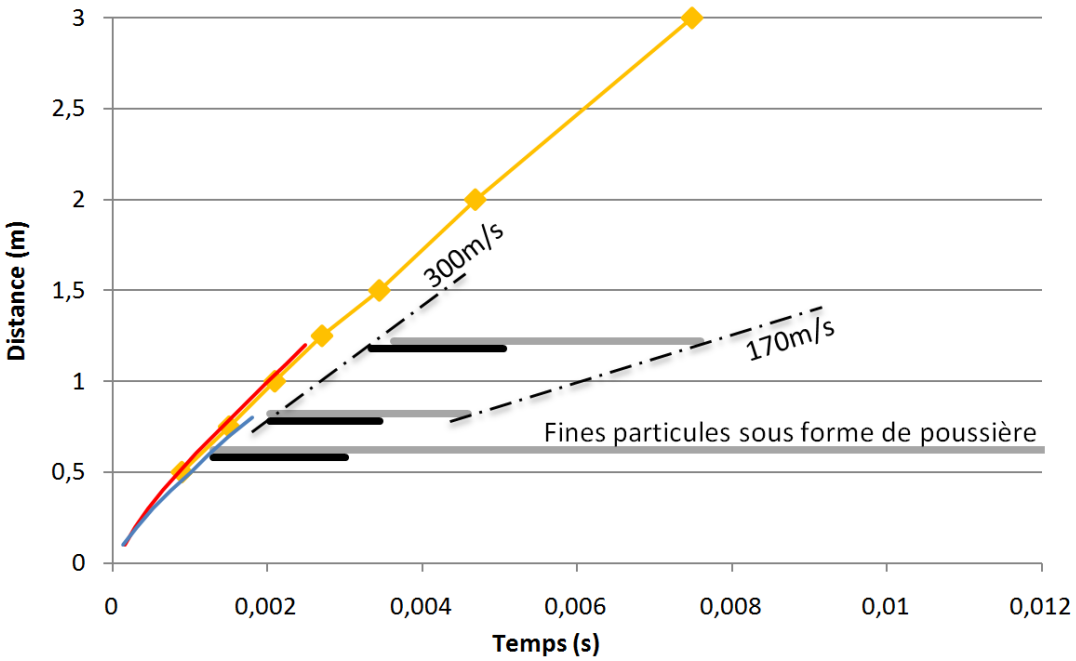

Figure 32 : diagramme x-t de la propagation de l'onde de choc de tête (courbe jaune : enregistré par les capteurs de pression, courbe rouge : observé par méthode BOS) et du front de particules de verre (courbe bleue : observé par technique BOS) lors de l'explosion du booster entouré de particules de verre. Durées de collecte des particules par le piège (courbes horizontales noires : agglomérats, courbes horizontales grises : fines particules). Vitesse moyenne des particules entre 0,8 et 1,2 m: courbe noire discontinue.

3.4 Simulation numérique et comparaison avec les expériences

3.4.1 Remarques préliminaires

Des simulations numériques de la dispersion de particules inertes par détonation d'une charge de Composition B ont été effectuées avec le code EFAE (53) avec les hypothèses suivantes :

- La configuration est monodimensionnelle et sphérique. La représentation est lagrangienne. Trois milieux sont ainsi modélisés : le booster central de Composition B, la couche de particules de verre et l'air. Les dimensions des différents éléments sont les mêmes que dans nos expériences (cf. paragraphe 3.2.1). Notons que la symétrie de l'évolution de la pression autour de la charge a été vérifiée expérimentalement par comparaison des signaux enregistrés par les capteurs K1 et K'1.
- L'initiation s'effectue à l'extrémité gauche par une source d'explosion ponctuelle. Puis la dispersion est induite par la détonation d'une charge de Composition B de dimension finie. Le taux de réaction de la Composition B est décrit par le modèle de Lee et Tarver (138) dont les constantes sont données par Urtiew et al. (139).
- L'équation d'état utilisée pour la Composition B (explosif solide et produits de détonation) est l'équation d'état mHOM ou JWL (cf. paragraphe 2.2.3). Pour le verre, on utilise l'équation d'état mHOM et pour l'air, l'équation d'état des gaz parfaits.
- Dans la zone de l'écoulement où les particules sont présentes, on utilise un modèle de Baer et Nunziato amélioré par Kapila et al. (126), en représentation lagragienne (cf. paragraphe 2.2.4). En dehors de cette zone, on applique les équations des gaz purs.
- Les particules de verre sont supposées mono disperses, sphériques et ayant un diamètre constant de 107 μm (correspondant au diamètre moyen des particules utilisées dans les expériences). On suppose que leur nombre n'est pas affecté par les phénomènes de fragmentation ou d'agglomération.
- Le maillage initial dans la phase gazeuse, utilisé dans la plupart des calculs est montré sur la Figure 33 (en représentation lagrangienne, la taille des maille Δr_g évolue ensuite avec le temps à cause de l'écoulement du gaz). Le maillage initial dans la couche de particules est uniforme le long du rayon avec Δr_p=0,0763 mm (400 mailles dans la couche de particules).
- Trois expressions de la force de pression inter-particulaire f_2 ont été testées. Nous avons tout d'abord utilisé l'expression proposée par Powers et al. (125) puis l'équation (60) (cf. paragraphe 2.2.4) mais la résistance à la compression n'était pas suffisante pour éviter la fermeture des pores derrière le choc, dans les deux cas. C'est pourquoi un modèle empirique ($\beta = B/\phi_1$) a été utilisé à la place, comme dans de nombreux travaux réalisés sur la problématique.

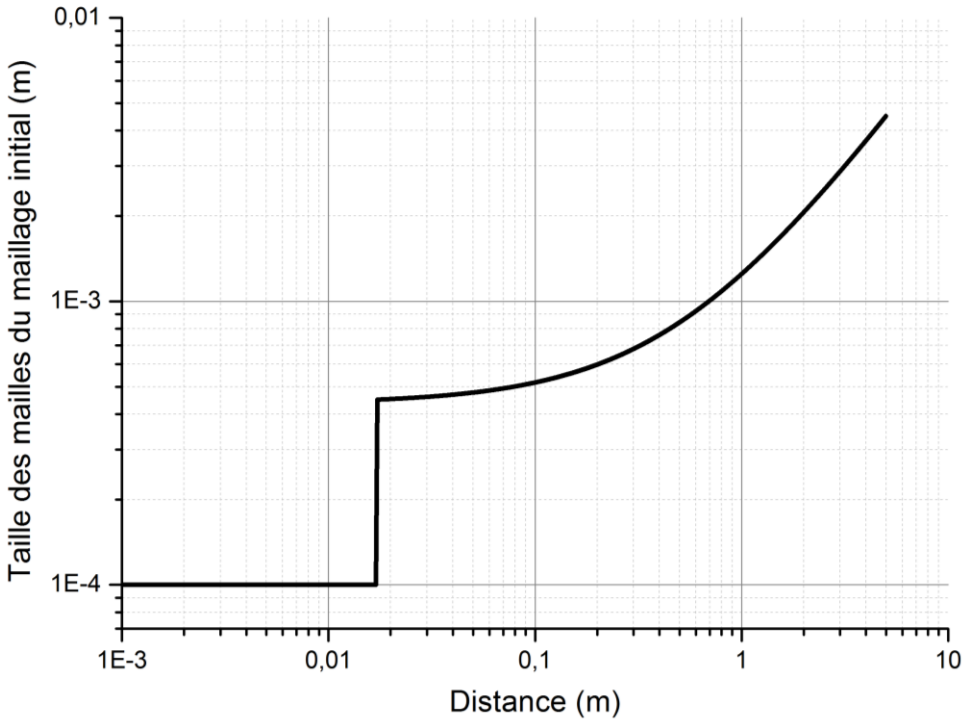

Figure 33 : distribution de taille des mailles du maillage initial dans la phase gazeuse

3.4.2 Simulation de l'explosion du booster seul

Dans un premier temps, des simulations de l'explosion du booster seul ont été réalisées, en considérant la propagation de la détonation dans le booster. En effet, pour modéliser l'interaction de l'onde de choc générée par le booster de Composition B avec la couche adjacente de particules et analyser les mécanismes de compaction et de décompaction de la couche, l'utilisation de l'hypothèse d'initiation par un point d'explosion est insuffisante, comme l'a montré Grégoire dans ses travaux (13). Il en est de même pour l'hypothèse de détonation instantanée, qui donne également des résultats insuffisants dans le champ proche (13). C'est pourquoi nous avons choisi de modéliser la détonation d'une charge réelle de Composition B en utilisant une équation d'état mHOM ou JWL. Pour simuler la combustion de la Composition B, on a utilisé le modèle de Lee et Tarver (138) avec des coefficients proposés par Urtiew et al. (139). Après comparaison des enregistrements de pression expérimentaux avec les résultats obtenus pour chacune de ces équations d'état, nous avons choisi de travailler avec l'équation mHOM, qui donne une meilleure précision que l'équation JWL, basée sur l'hypothèse d'un nombre de Gruneisen constant (cf. paragraphe 2.2.3.2). Dans le champ proche l'accord est bon pour les résultats obtenus avec les deux équations d'état, mais en champ lointain c'est l'équation mHOM qui donne le meilleur accord avec les données expérimentales (pour les deux équations testées). La détonation de la Composition B est amorcée par une explosion ponctuelle libérant une énergie équivalente à 1,1057 g de TNT, ce qui est beaucoup plus petit que la masse de Composition B (31 g).

Les paramètres de la détonation idéale CJ, pression et célérité, calculé par TDS (123) pour la Composition B de densité 1750 kg/m^3 sont respectivement 255 kbar et 8002 m/s. Celles-ci sont en bon accord avec les valeurs expérimentales données par Dobratz et al. (140) et celles des données « LASL Explosive property data » du Laboratoire national de Los Alamos, comme le montre le Tableau 1.

	$\rho\ (kg/m^3)$	$D_{CJ}\ (m/s)$	$P_{CJ}\ (kbar)$
TDS	1750	8002	255
Dobratz	1720	7920	-
LASL	1713	8018	292,2

Tableau 1 : paramètres de la détonation idéale CJ issus de TDS, des données de Dobratz et du LASL

La Figure 34 présente une comparaison des évolutions de la pression expérimentale et issue de la simulation numérique. On constate qu'il y a un bon accord entre les profils expérimentaux et numériques, en ce qui concerne les temps d'arrivée, les amplitudes ainsi que la forme des profils de pression. En K6 et K7, les deux signaux se superposent parfaitement. On voit que la configuration choisie nous donne un très bon accord avec l'expérience dans le cas de l'explosif nu. On retiendra cette configuration pour les modélisations de dispersion de particules.

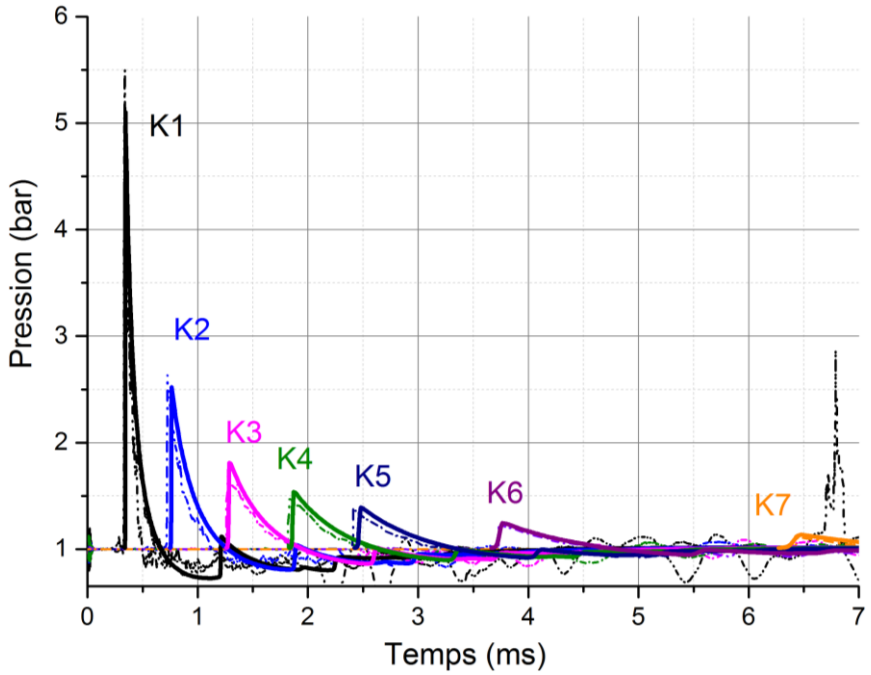

Figure 34 : comparaison des évolutions de la pression en fonction du temps expérimentale (lignes discontinues) et numérique (lignes continues) pour les capteurs K1-K7

3.4.3 Simulation de la dispersion de particules solides inertes par explosif

Des simulations numériques ont ensuite été effectuées pour modéliser l'explosion de la charge complète composée du booster de Composition B et de la couche de particules de verre qui l'entoure. On utilise ici l'équation pour la loi de trainée proposée par Igra et al. (111) (cf. équation (16) paragraphe 2.2.2.2).

3.4.3.1 Premiers stades de l'explosion

Les figures Figure 35 à Figure 40 présentent les premiers stades de l'interaction entre l'onde de choc et la couche de particules. Les quatre premiers profils de la Figure 35 (lignes continues) représentent l'évolution de la pression dans le booster à t=0,5, 1, 1,5 et 2 µs. La combustion de la Composition B est complète mais toutefois assez lente comme le montre la Figure 36. En effet, à cause de la géométrie sphérique de l'écoulement, les paramètres de la détonation sont plus faibles que les valeurs idéales et la détonation du booster de Composition B est loin d'être idéale (l'amplitude de la pression à 2 µs pour les distances de parcours considérées ne dépasse pas 200 kbar ce qui est inférieur à la pression CJ théorique de 255 bar). L'impact du front de l'onde de détonation avec la couche se réalise à r=1,75 cm et t=2,5 µs.

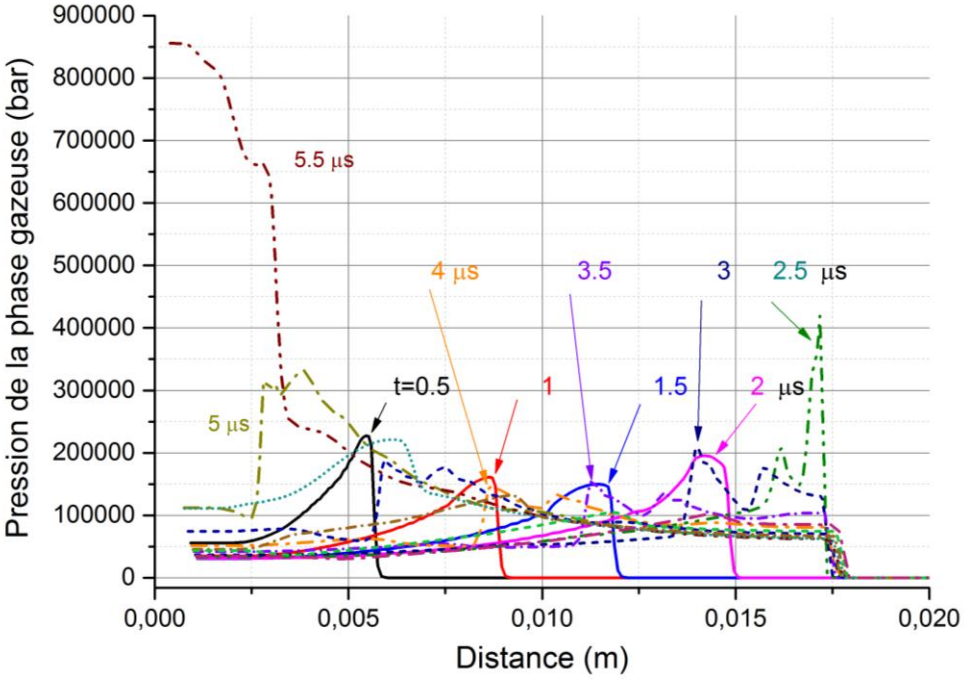

Figure 35 : évolution de la pression de la phase gazeuse en fonction de la distance avant et aux premiers instants de l'interaction entre l'onde de détonation et la couche de particules (lignes continues : avant l'impact de l'onde de détonation avec la couche, lignes discontinues : après l'impact)

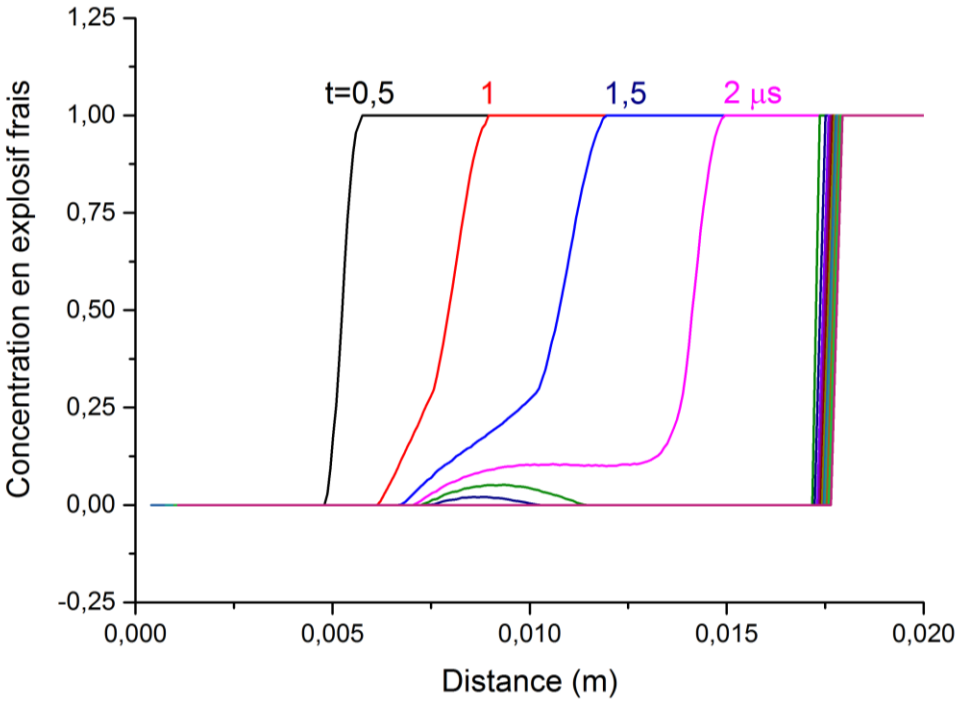

Figure 36 : évolution de la concentration en explosif frais en fonction de la distance lors de la détonation du booster de Composition B pour les mêmes instants que la figure précédente

Ensuite, la pression dans la phase gazeuse augmente à cause d'une réflexion de l'onde sur la face interne de la couche de particules (cf. Figure 35) et les produits de détonation commencent leur pénétration dans la couche de particules solides inertes, provoquant une augmentation de la pression dans la phase solide (cf. Figure 37). On observe alors une compaction de la couche de particules inertes qui se traduit par une augmentation de la densité apparente comme le montre la Figure 38 et de la fraction volumique de particules de 0,849 à 0,935 (cf. Figure 39), et par l'apparition d'une pression due aux interactions entre les particules dite « configuration stress » (cf. Figure 40). La densité apparente de la couche, qui vaut 1346 kg/m^3 à l'état initial, atteint la valeur de 1750 kg/m^3 dans les premiers millimètres de la couche de particules et la densité du verre atteint à certains endroits 1872 kg/m^3. On constate que la durée de compaction des particules est relativement courte (O(10 µs)), ce qui est inférieur de trois ordres de grandeur au temps de relaxation de l'onde de choc. Enfin, on peut voir que l'amplitude de l'onde de compression dans la couche de particules est rapidement atténuée à cause de la géométrie sphérique divergente de l'écoulement.

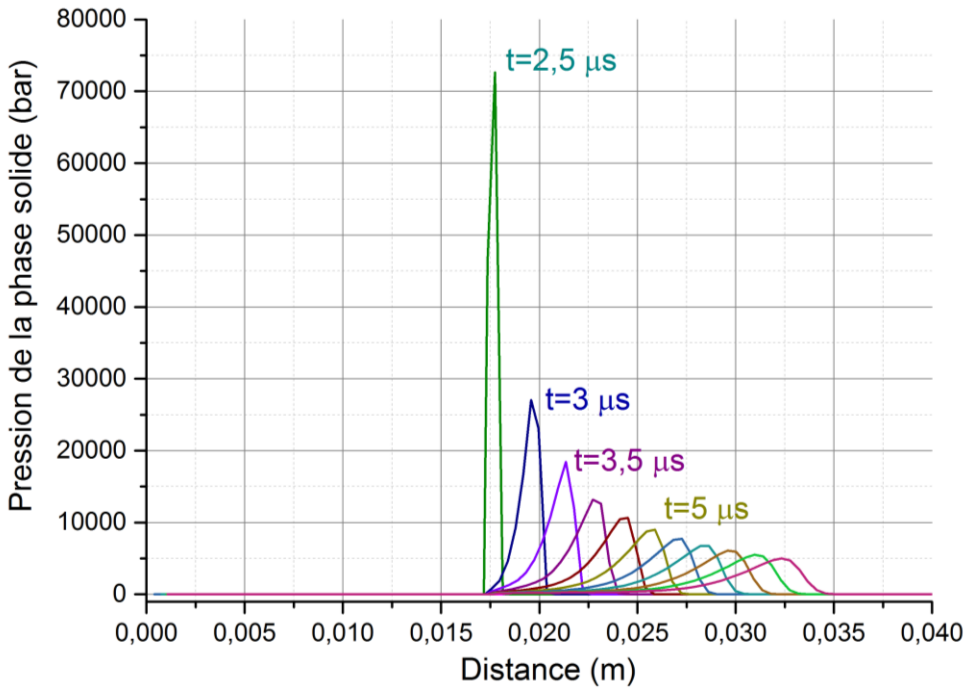

Figure 37 : évolution de la pression de la phase solide en fonction de la distance par rapport au centre de la charge

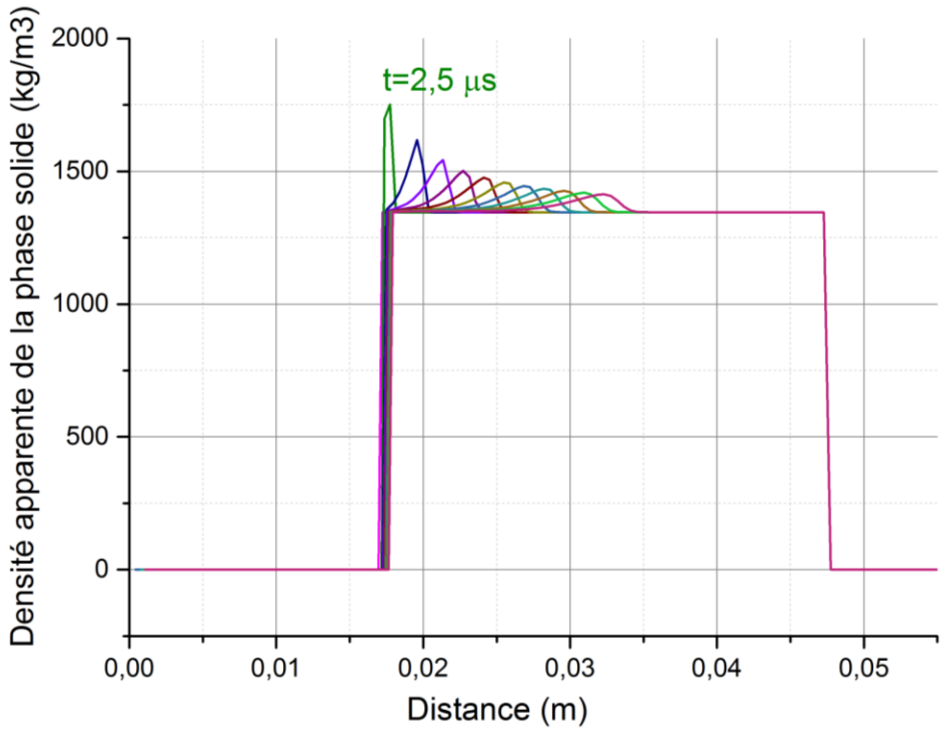

Figure 38 : évolution de la densité apparente de la phase solide en fonction de la distance par rapport au centre de la charge

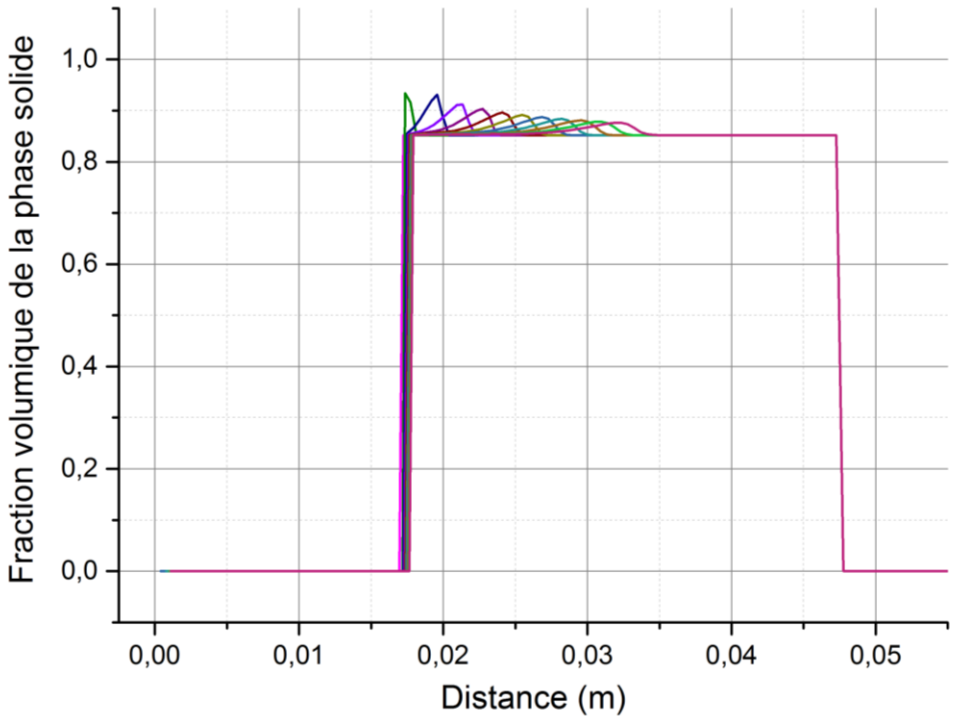

Figure 39 : évolution de la fraction volumique de la phase solide en fonction de la distance par rapport au centre de la charge

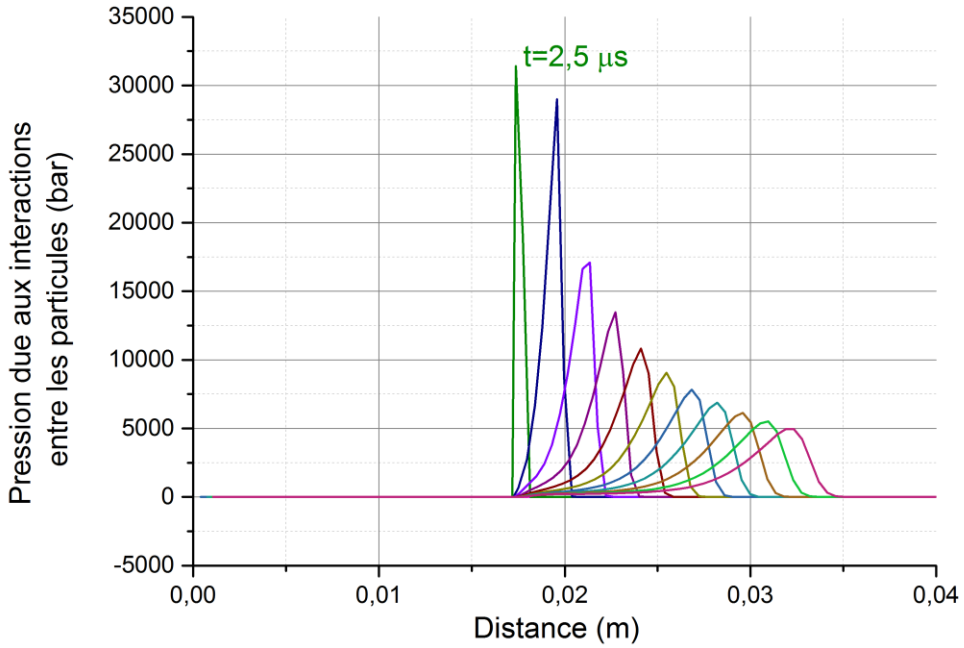

Figure 40 : évolution de la pression due aux interactions entre les particules (« configuration stress ») en fonction de la distance par rapport au centre de la charge

3.4.3.2 Evolution de l'écoulement

La Figure 41 présente les profils de pression dans la phase gazeuse en fonction de la distance radiale pour les instants allant de t=0,015 ms à 0,615 ms par pas de 0,1 ms. On y retrouve les conséquences de l'interaction de l'onde de souffle se propageant dans la phase gazeuse avec la couche de particules.

La Figure 42 montre les distributions de densité apparente de la phase solide pour les mêmes instants que la figure précédente. On constate que l'épaisseur de la couche de particules diminue, en raison de la géométrie sphérique divergente de l'écoulement et de la conservation de la masse des particules. En effet, si on suppose les particules incompressibles (ce qui devient rapidement le cas), la masse totale des particules vaut :

$$M_p = \rho(R_2^3 - R_1^3) = M_{p0}$$

Avec :

R_{p1}, R_{p2} : les rayons interne et externe de la couche
M_{p0}: la masse des particules

C'est pourquoi, pour une fine couche de particules d'épaisseur $h_p = R_{p2} - R_{p1} \ll R_{p1}$, on peut écrire :

$$h_p \approx \frac{M_{p0}}{2\rho R_{p2}^2}$$

Et on obtient donc que l'épaisseur de la couche de particules décroit en R_{p2}^2.

Par ailleurs, on remarque que les particules se propagent plus lentement que le choc dans la phase gazeuse : à t=0,615 ms, le front de particules se situe à r=0,175 m (cf. Figure 42) alors que le front de l'onde de choc se situe à r=0,27 m (cf. Figure 41).

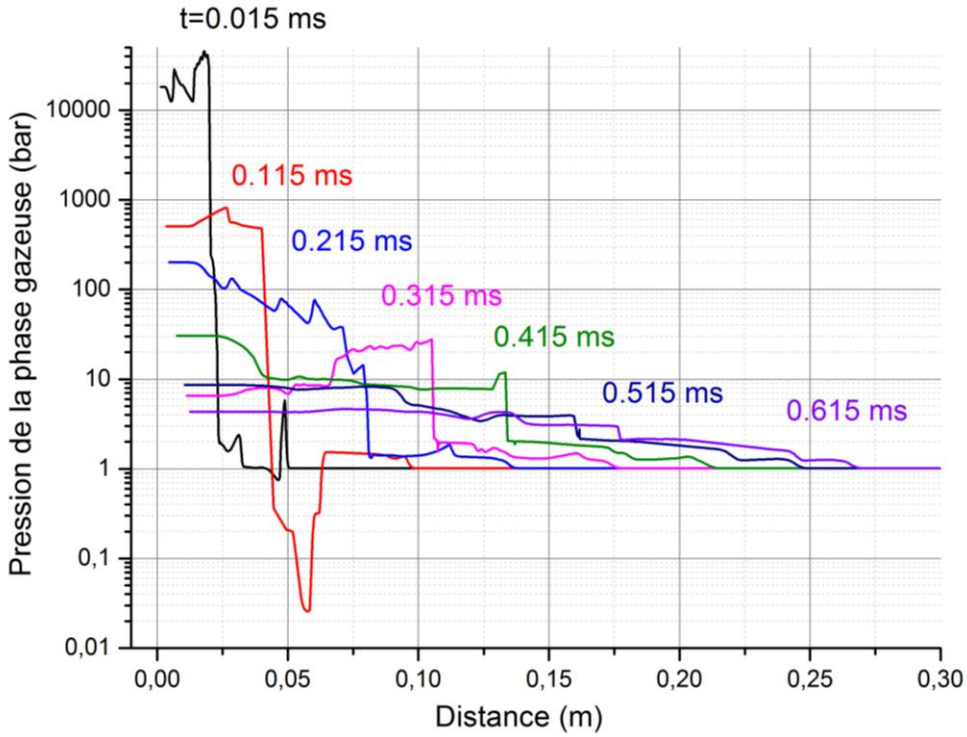

Figure 41 : évolution de la pression de la phase gazeuse en fonction de la distance par rapport au centre de la charge

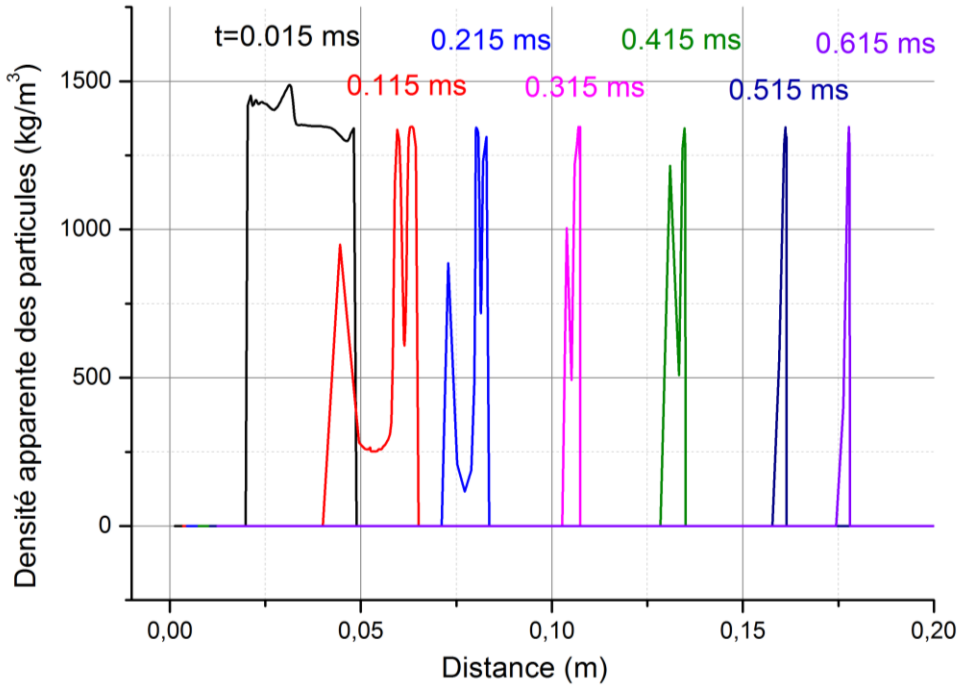

Figure 42 : évolution de la densité apparente des particules en fonction de la distance par rapport au centre de la charge

Les profils de vitesse des phases gazeuse et solide sont comparés sur la Figure 43 pour deux instants (t=0,315 ms et 0,615 ms). A l'instant t=0,615 ms, la vitesse des particules atteint un

maximum de 300 m/s, ce qui est cohérent avec les données expérimentales recueillies pendant les essais, et est égal à la vitesse du gaz à la même distance. Pour l'instant t=0,315 ms, la valeur du maximum atteint par la vitesse des particules est légèrement inférieure (environ 20 m/s de moins).

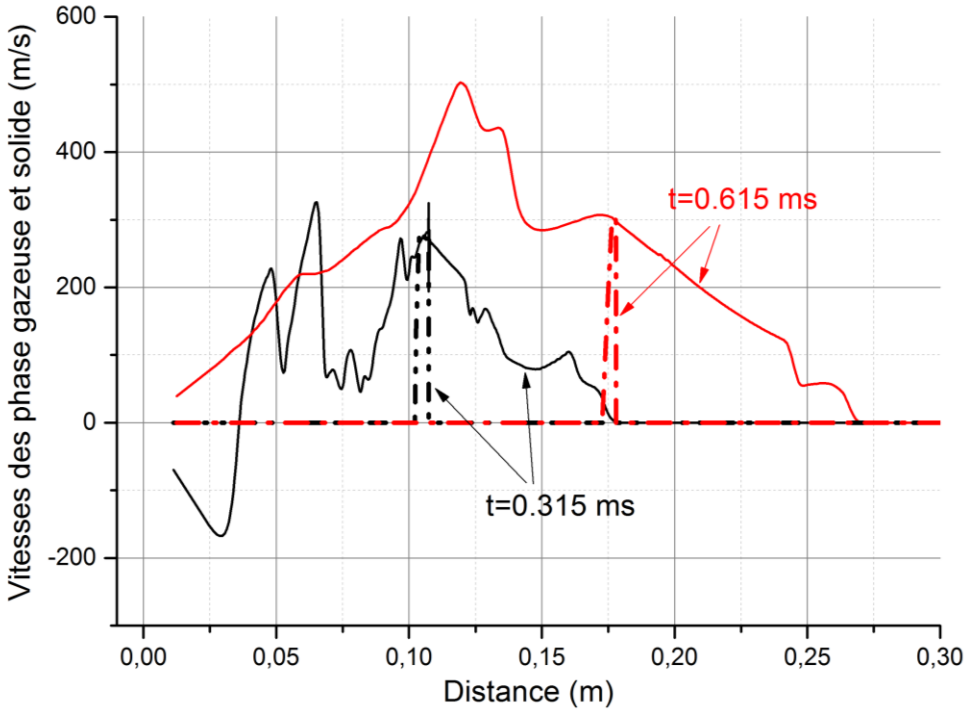

Figure 43 : évolution des vitesses des phases gazeuse (courbes continues) et solide (courbes discontinues) en fonction de la distance par rapport au centre de la charge

La Figure 44 présente l'évolution de la fraction volumique de la phase solide entre les instants t=0,015 ms et 0,615 ms. On retrouve des profils similaires à ceux de densité apparente de la phase solide montrés précédemment (cf. Figure 42). Ceci s'explique par le fait que la période pendant laquelle la compression des particules est importante est très courte et lorsque les particules sont pratiquement incompressibles, la densité apparente est directement proportionnelle à la fraction volumique.

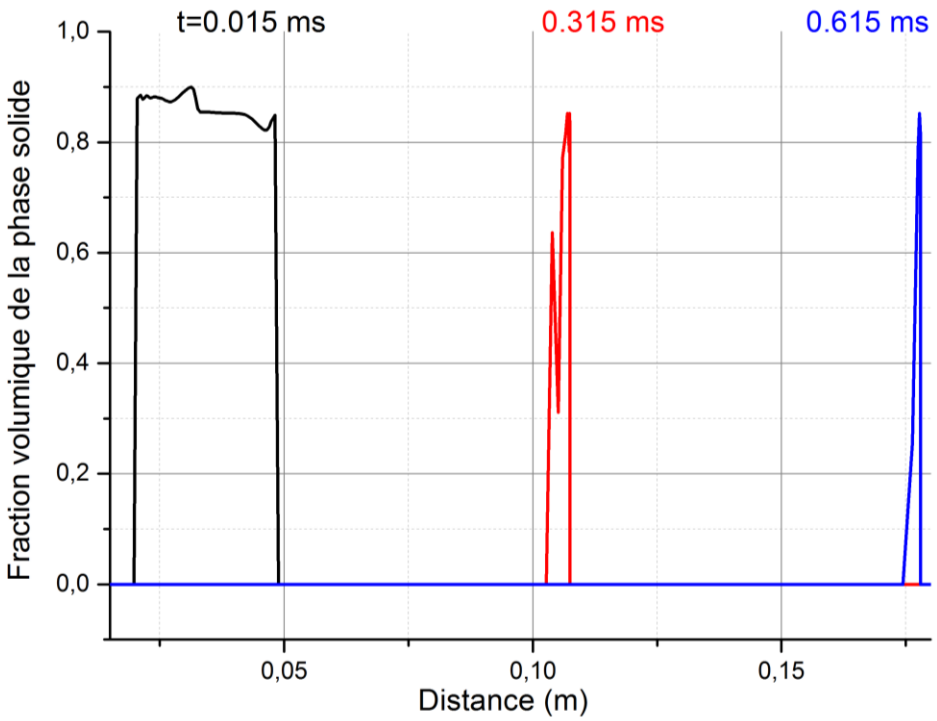

Figure 44 : évolution de la fraction volumique de la phase solide en fonction de la distance par rapport au centre de la charge

Intéressons-nous maintenant aux trois figures qui suivent (Figure 45, Figure 46 et Figure 47) qui montrent les profils de pression dans la phase gazeuse et de densité des particules à t=0,211 ms et quasiment à la fin de la dispersion à 7,5 ms. Les Figure 45 et Figure 46 représentent le même résultat avec deux échelles différentes (échelle normale pour la Figure 45 et échelle log pour la Figure 46). Ces résultats peuvent être directement comparés avec les données expérimentales présentées sur la Figure 32 montrant le diagramme x-t de propagation du front de l'onde de choc ainsi que du front de la couche de particules.

Les positions calculées du front de l'onde de choc pour les deux instants considérés sont en bon accord avec les données expérimentales. Néanmoins la position du front de la couche de particules n'est en accord avec les données expérimentales que pour l'instant t=2,011 ms. En effet, dans les simulations, entre t=2,011 ms et t=7,5 ms, le front de particules ne bouge presque plus car la vitesse balistique initiale, procurée aux particules par l'écoulement des produits de détonation, décélère très rapidement à cause des forces de frottement qui augmentent lorsque le diamètre des particules diminue.

On peut en conclure que l'utilisation de particules de diamètre constant égal à $d_{p_0} = 107\ \mu m$ dans les simulations numériques ne permet pas d'obtenir des distances de propagation des particules supérieures à 0,6 m. Dans la suite, nous verrons l'influence de la taille des particules sur la dispersion et nous tenterons d'expliquer la différence que nous obtenons en ce qui concerne la distance de propagation des particules avec les données expérimentales.

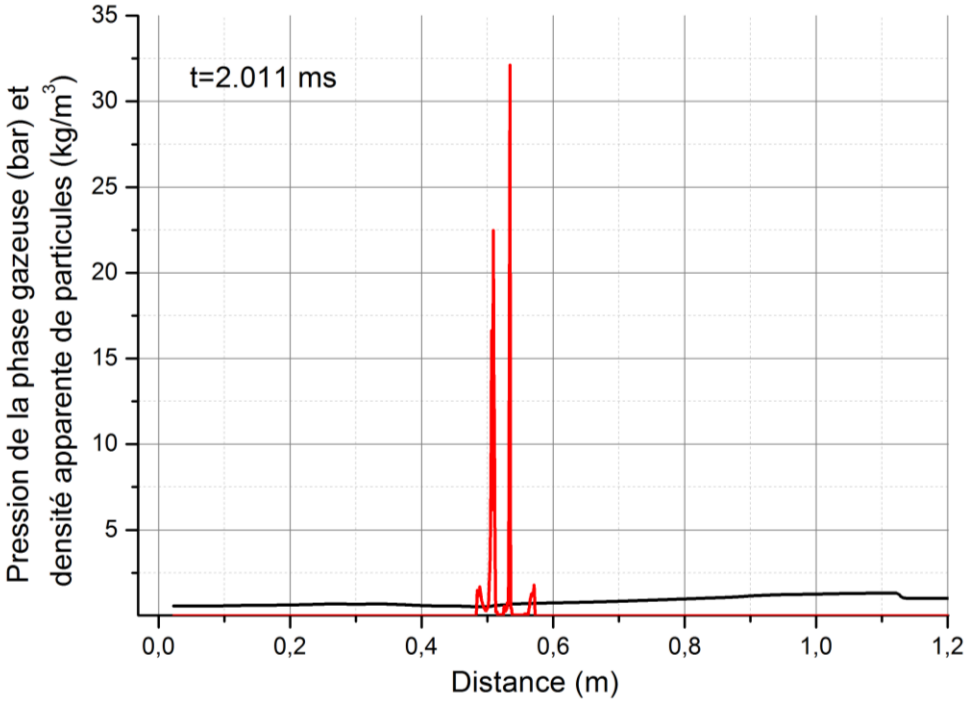

Figure 45 : évolutions de la pression dans la phase gazeuse (courbe noire) et de la densité apparente des particules (courbe rouge) en fonction de la distance par rapport au centre de la charge à t=2,011 ms

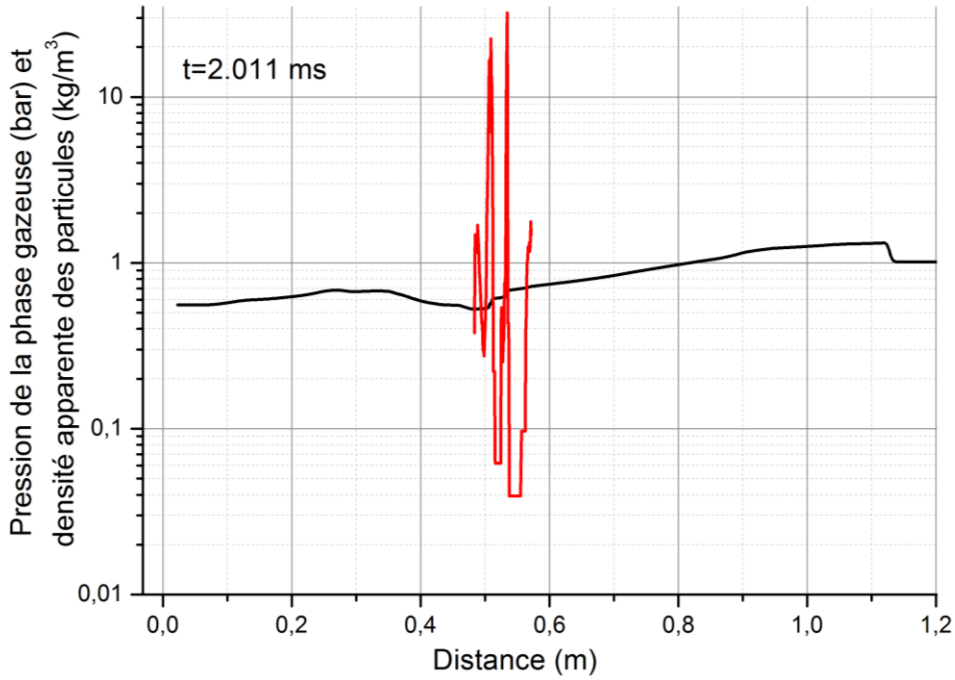

Figure 46 : évolutions de la pression dans la phase gazeuse (courbe noire) et de la densité apparente des particules (courbe rouge) en fonction de la distance par rapport au centre de la charge à t=2,011 ms (en échelle log)

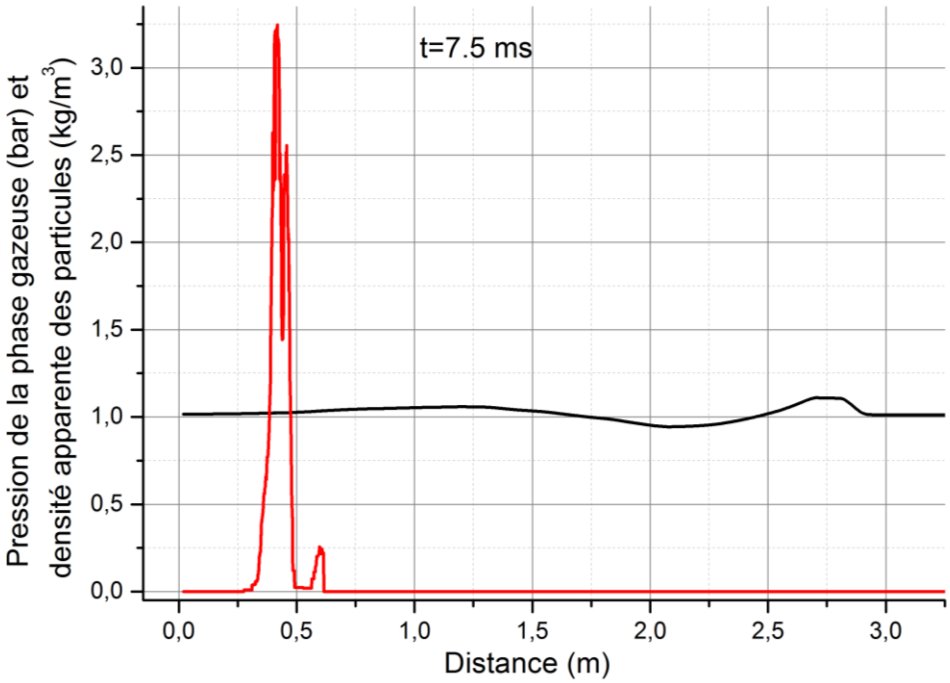

Figure 47 : évolutions de la pression dans la phase gazeuse (courbe noire) et de la densité apparente des particules (courbe rouge) en fonction de la distance par rapport au centre de la charge à t=7,5 ms

Il est également intéressant de regarder l'évolution temporelle de la vitesse aux deux interfaces (externe et interne) de la couche de particules avec l'air, ce qu'il est facile d'observer lorsque l'on utilise une méthode lagrangienne de résolution du problème de dispersion par choc (cf. Figure 48). Juste après l'impact du front de la détonation avec la face interne de la couche, on constate un saut de vitesse de 0 à 1200 m/s, mais rapidement la vitesse décélère pour atteindre environ 300 m/s à t=0,5 ms et se maintient à ce niveau pendant environ 0,5 ms. Entre t=1 ms et t=1,5 ms, la vitesse de la face interne diminue jusqu'à s'annuler puis devient négative tandis que la vitesse de la face externe diminue jusqu'à devenir nulle à t=3 ms.

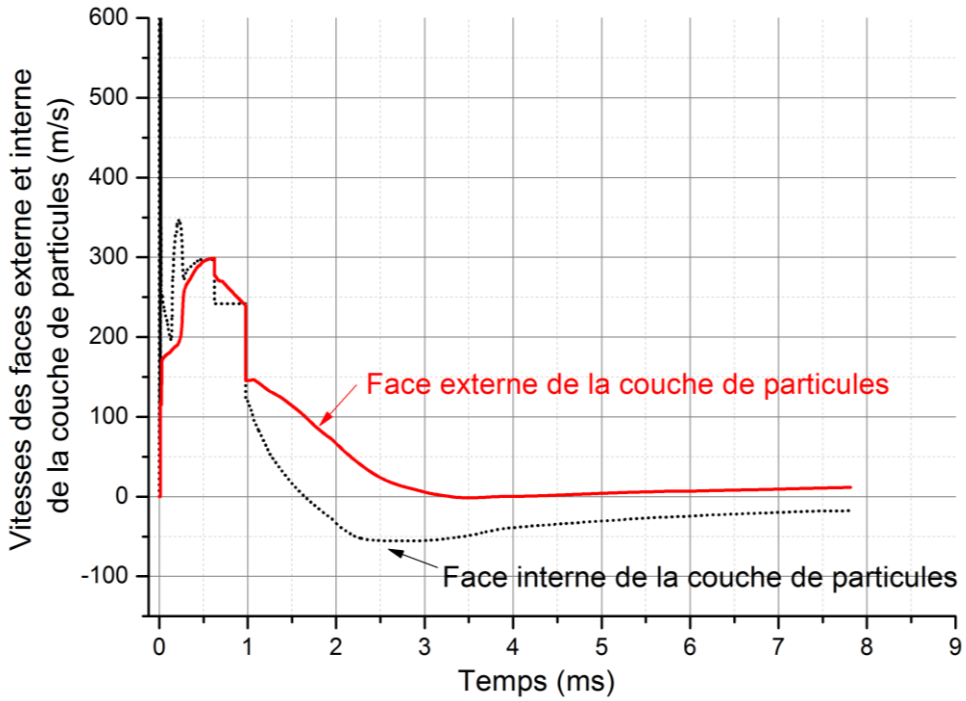

Figure 48 : évolution temporelle des vitesses des faces externe et interne de la couche de particules

Les évolutions temporelles des positions radiales des faces externe et interne de la couche de particules sont présentées sur la Figure 49. On remarque que l'épaisseur de la couche de particules diminue rapidement durant les premières 0,5 ms et qu'en 1 ms la couche est déplacée jusqu'à une position radiale d'environ 40-45 cm.

Ces résultats sont encore à améliorer en ce qui concerne les « sauts » de positions radiales observés ici (probablement dus à un problème d'enregistrement des données dans le modèle). Néanmoins on peut en conclure qu'en faisant l'hypothèse d'une taille constante de particules ($d_{p_0} = 107\ \mu m$), les particules ne se propagent pas au-delà de 0,6 m. Nous montrerons ensuite que des particules plus grosses peuvent se propager sur de plus longues distances (comme dans les expériences).

La comparaison des Figure 45, Figure 47 et Figure 49 avec les résultats expérimentaux présentés sur la Figure 32 montre que la propagation initiale de la couche de particules est relativement bien modélisée néanmoins la distance finale de propagation des particules est sous-estimée. Les précédents commentaires concernant l'influence de la taille des particules sur la dispersion nous amène à penser qu'une simulation de la dispersion avec une distribution plus réaliste de taille de particules pourrait résoudre le problème. Cependant, l'utilisation d'une approche lagrangienne de résolution va entrainer des problèmes d'actualisation du maillage à chaque pas de temps et de synchronisation des paramètres de l'écoulement entre les différents maillages (un pour le gaz et un pour chaque ensemble de particules de même taille). Par ailleurs, ce type de représentation lagrangienne n'est utilisable qu'avec des

particules inertes (la combustion introduirait des déformations du maillage difficiles à maîtriser).

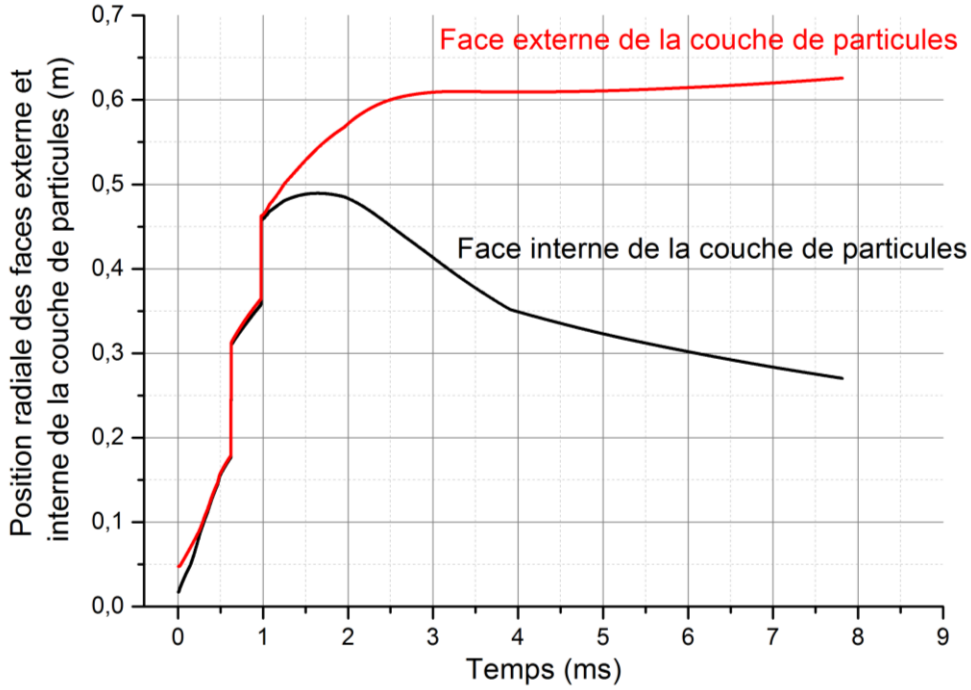

Figure 49 : évolution temporelle des positions radiales des faces externe et interne de la couche de particules

Pour conclure ce paragraphe, intéressons-nous à l'influence de la taille des particules sur la vitesse de la phase solide. La Figure 50 présente l'évolution de la vitesse des particules en fonction du temps pour plusieurs diamètres de particules (comme précédemment, les particules ont un diamètre constant). Trois diamètres différents ont été utilisés pour les calculs : 107, 140 et 160 µm. On constate que plus les particules sont grosses (dans le domaine considéré) plus la vitesse initiale après l'interaction des produits de détonation avec la couche est élevée et donc que la diminution de la vitesse due aux forces de traînée sera faible. Ceci laisse supposer qu'avec une modélisation plus précise de la distribution en taille des particules, il serait probablement possible d'obtenir des distances de propagation cohérentes avec les expériences. Néanmoins, des simulations numériques complémentaires sont nécessaires pour déterminer les distances de propagation des particules en fonction de leur diamètre. Par ailleurs, il faudrait également tenir compte de la formation des agglomérats. Finalement, il faut noter que ces résultats étaient obtenus avec la loi de trainée d'Igra et al. (111) et que la distance maximale de parcours des particules est fortement dépendante de la loi de trainée choisie.

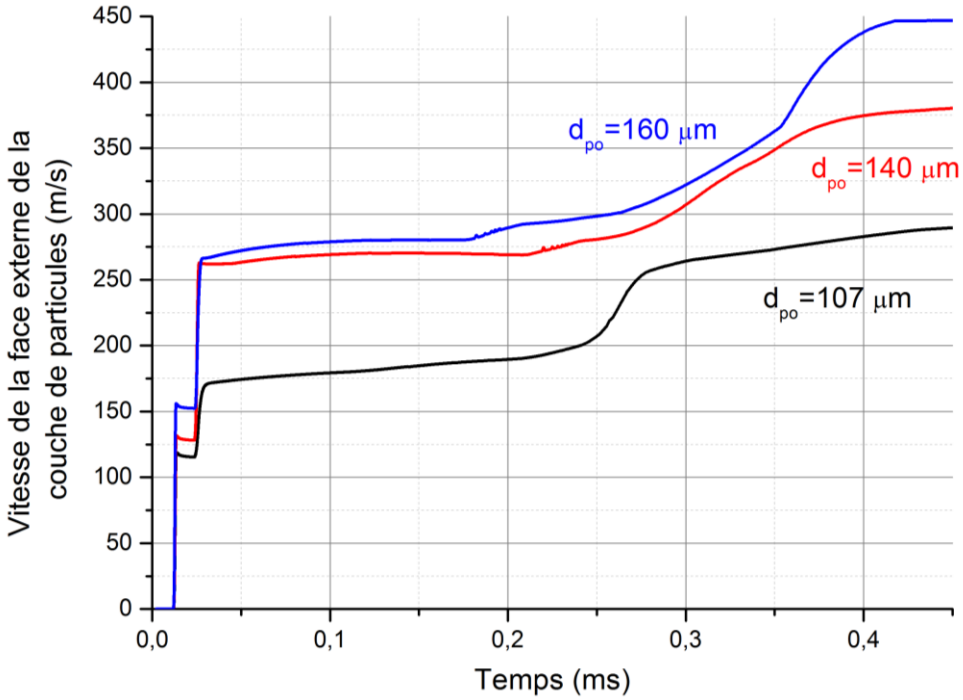

Figure 50 : évolution temporelle de la vitesse de la face externe de la couche de particules pour différents diamètres de particules

3.4.3.3 Comparaison avec les résultats expérimentaux

La Figure 51 présente une comparaison des évolutions de pression enregistrée expérimentalement et obtenue par simulation numérique. On constate que les amplitudes de pression calculées sont en bon accord avec les données expérimentales. Néanmoins, les temps d'arrivée de l'onde de choc sont sous-estimés (33% d'erreur en K2 et 20% en K6). Ces différences pourraient provenir du choix de loi concernant le coefficient de traînée.

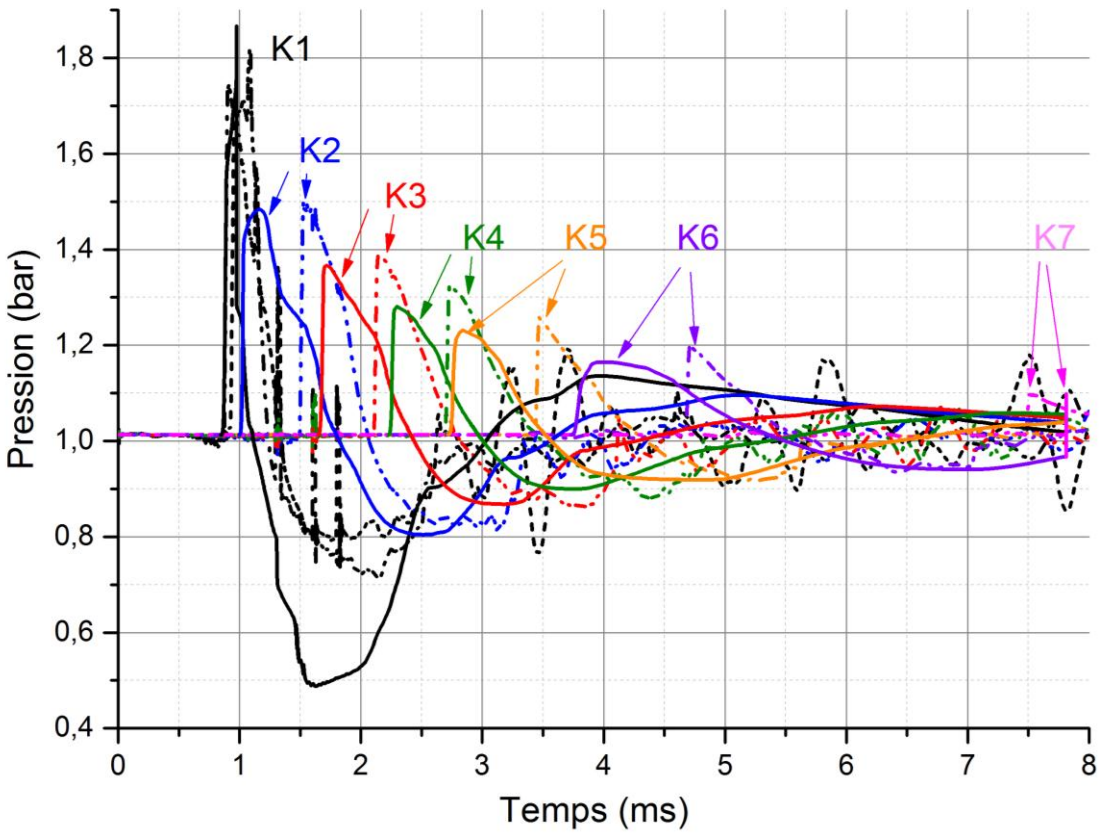

Figure 51 : comparaison des évolutions de pression expérimentale (lignes discontinues) et numérique (lignes continues) lors de l'explosion du booster entouré de la couche de particules de verre pour les capteurs K1-K6

3.5 Discussion

Les essais de dispersion de particules solides inertes (particules de verre) par l'explosion d'un explosif solide (Composition B) ont mis en avant les effets de la présence de particules autour du booster : (i) l'amplitude du pic de pression est réduite, (ii) les temps d'arrivée du choc de tête sont rallongés, (iii) l'effet de souffle est diminué.

Les propagations de l'onde de choc de tête ainsi que du nuage de particules ont été observées par plusieurs méthodes : enregistrements de pression, traitement des données cinématographiques et capture de particules. Ces données expérimentales ont été comparées aux données obtenues par simulations numériques (effectuées à l'aide du code EFAE).

Pour l'explosion du booster seul, la modélisation de la charge de Composition B (de dimension finie) donne un bon accord entre les profils expérimentaux et numériques, en ce qui concerne les temps d'arrivée, les amplitudes ainsi que la forme des profils de pression.

En ce qui concerne la simulation de la dispersion, le maximum de vitesse atteint par les particules, déterminé par simulation numérique, est d'environ 300 m/s, ce qui est cohérent avec les résultats expérimentaux. Cependant, les positions calculées du front du nuage de particules ne sont en bon accord avec les données expérimentales que jusqu'à t=2,011 ms, ce qui correspond à une distance d'environ 0,6 m. En effet, l'utilisation de particules de diamètre constant égal à $d_{p_0} = 107\ \mu m$ dans les simulations numériques ne permet pas d'obtenir des distances de propagation des particules supérieures à 0,6 m. De nouvelles simulations avec une distribution plus réaliste de taille de particules pourraient résoudre ce problème. Cependant il faudra adapter également le type de représentation car utiliser une approche lagrangienne de résolution, comprenant un maillage par classe de particules de même diamètre, entraine des problèmes d'actualisation du maillage à chaque pas de temps et de synchronisation des paramètres de l'écoulement entre les différents maillages.

Après dispersion, la densité de répartition des particules dans l'écoulement a la forme d'une « couronne ». Ceci indique que derrière l'onde de choc de tête, existent de très importants gradients de concentration en particules. Une explication plausible serait que les particules sont concentrées sous forme d'agglomérats à la pointe des dendrites observées sur les enregistrements cinématographiques. Il est nécessaire, toutefois, de faire des études complémentaires pour étayer la validité de cette hypothèse.

Enfin, la comparaison des évolutions de pression enregistrées expérimentalement et obtenues par simulation numérique indique que les amplitudes de pression calculées sont en bon accord avec les données expérimentales. Néanmoins, les temps d'arrivée de l'onde de choc sont légèrement sous-estimés, ce qui pourrait provenir du choix de la loi utilisée pour le coefficient de traînée.

CHAPITRE 4.

DETONATION DES MELANGES DIPHASIQUES ALUMINIUM-OXYGENE

Chapitre 4. Détonation des mélanges diphasiques aluminium-oxygène

4.1 Introduction

Comme il a été vu dans le chapitre 1, les données expérimentales sur la détonation de mélanges diphasiques constitués de suspensions de particules d'aluminium dans l'air en milieu non-confiné sont encore en nombre très limité, la mise en évidence d'un tel régime de détonation hétérogène nécessitant des installations expérimentales de taille conséquente et très couteuses. Pourtant l'obtention de nouvelles données expérimentales est nécessaire à la détermination de la détonabilité de ces mélanges (énergie et rayon critiques d'amorçage) ainsi que des caractéristiques de la détonation (pression, vitesse) et de la structure cellulaire.

Les travaux effectués par Veyssière et al. (71) ont prédit que les conditions critiques d'initiation directe de la détonation de suspensions aluminium-air en configuration non confinée seraient $E_c = 11\ kg$ de TNT pour l'énergie critique d'amorçage et $R_c = 8\ m$ pour le rayon critique d'amorçage (avec des particules sphériques de diamètre 8,6 µm). Ces prédictions ont été confirmées par les travaux expérimentaux de Zhang et al. (9) qui sont parvenus à amorcer une onde de détonation dans un nuage non confiné de particules d'aluminium (de taille micrométrique) dans l'air (3 m x 3 m de section, 18 m de longueur) grâce à une charge d'initiation de 8 kg de C4, après 11 m de propagation. Entre 15 m et 18 m, ils ont observé la propagation d'une onde quasi-stationnaire de célérité moyenne 1460 m/s, soit 150 m/s de moins que la célérité CJ pour le mélange considéré. Avec le même modèle, Veyssière et al. (71) ont prédit que les conditions critiques d'amorçage d'un mélange stœchiométrique aluminium-oxygène seraient $E_c = 1\ kg$ de TNT pour l'énergie critique d'amorçage et $R_c = 1\ m$ pour le rayon critique d'amorçage. Ces prédictions sont basées sur les résultats expérimentaux concernant la taille de la structure cellulaire pour ce mélange, estimée entre 5 et 10 cm (48). Mais l'incertitude qui existe sur ces résultats nécessite que cette hypothèse soit validée par des résultats expérimentaux complémentaires.

C'est pourquoi nous avons conçu un montage expérimental permettant l'étude de la détonabilité des mélanges oxygène-particules d'aluminium en suspension. De plus, nous avons choisi d'effectuer cette étude en propagation divergente non confinée, étant donné que c'est dans cette configuration que la détonation est la plus difficile à amorcer, ce qui correspond aux critères les plus sévères de détonabilité du mélange. Nous avons également choisi d'utiliser de l'oxygène et non de l'air afin de rendre le mélange plus réactif et de limiter ainsi la taille des installations expérimentales nécessaires.

4.2 Configuration expérimentale

4.2.1 Montage expérimental

La configuration théorique est la géométrie sphérique : la charge d'initiation est placée au centre du nuage aluminium-oxygène. Afin de réduire encore la taille du volume expérimental et la masse de la charge explosive d'amorçage, il est possible par considération de symétrie de restreindre le volume de contrôle à un secteur d'1/8ème de la géométrie initiale, délimité par des parois supposées infiniment rigides (Figure 52). Cette configuration est équivalente au problème étudié.

Pour des raisons pratiques, nous avons finalement opté pour un volume expérimental cubique dans lequel est contenu le secteur sphérique. Celui-ci doit être de taille suffisante pour observer la formation et la propagation de l'onde de détonation, c'est-à-dire fournir une distance de propagation au minimum supérieure au rayon critique d'amorçage estimé.

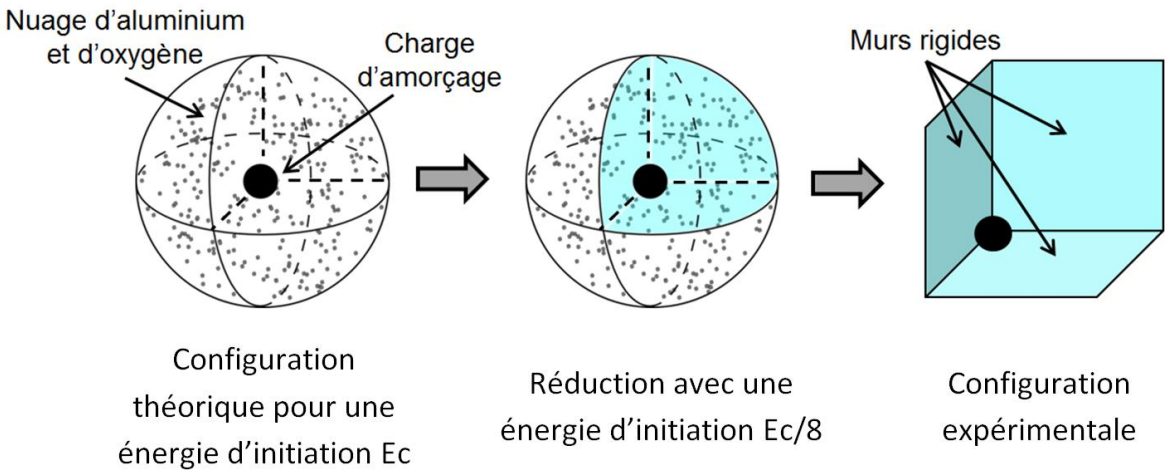

Figure 52 : configuration de l'expérience

Le support constituant les parois rigides est formé de deux murs en blocs de béton recouverts de bois (assemblage de traverses de chemin de fer), et d'une plaque en acier pour le fond (cf. Figure 53).

Le volume d'expériences est limité par une tente carrée en polyéthylène, supportée par un cadre métallique (cf. Figure 54). Ce volume est rempli d'oxygène (voir processus expérimental au paragraphe 4.2.3.2). Initialement, les dimensions de cette enceinte étaient de 1,8 m x 1,8 m x 1,8 m soit un volume de 5,8 m^3. Au cours de l'étude les dimensions ont été portées à 2,2 m x 2,2 m x 2,0 m soit un volume de 9,7 m^3.

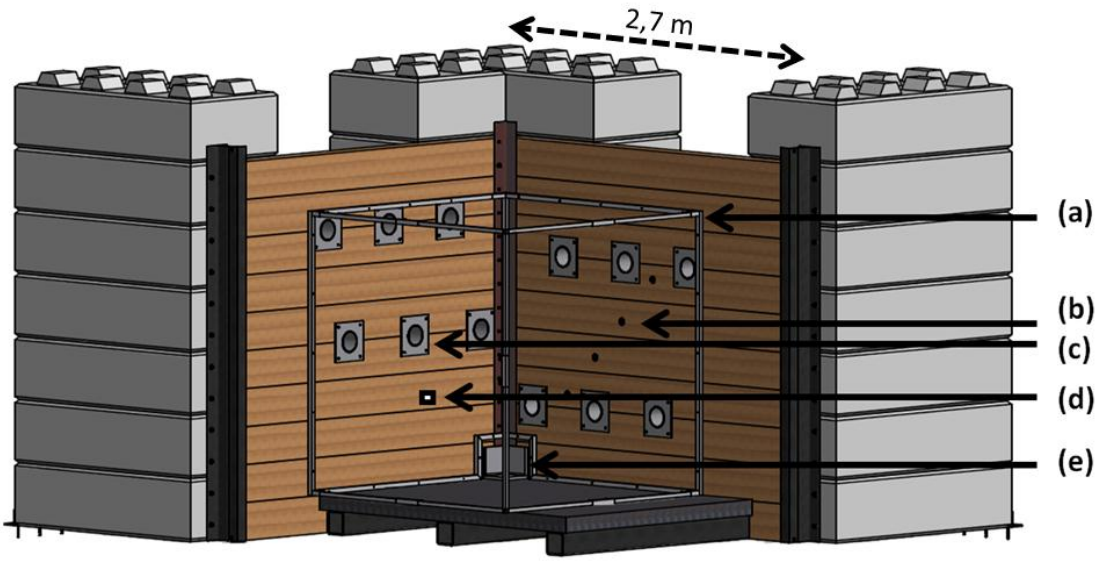

Figure 53 : schéma du montage expérimental, (a) cadre métallique de la tente, (b) capteur de pression, (c) conteneur de particules, (d) injecteur d'oxygène, (e) emplacement de la charge d'initiation

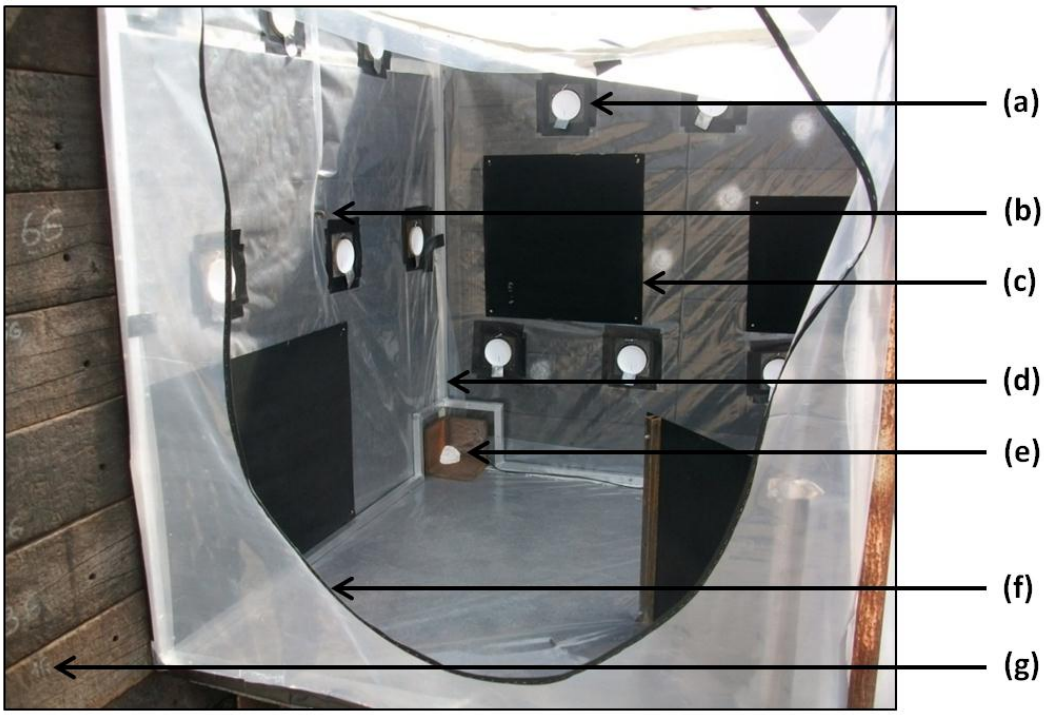

Figure 54 : photographie du montage expérimental, (a) conteneur à particules, (b) injecteur d'oxygène, (c) plaque enfumée, (d) cadre métallique, (e) charge de C4, (f) tente en polyéthylène, (g) traverse de chemin de fer en bois

Les particules d'aluminium sont placées dans douze cylindres (13,3 cm de diamètre et 60 cm de longueur, cf. Figure 55) répartis sur les deux faces verticales du secteur cubique (cf. Figure 53, Figure 54 et Figure 56). Ils sont reliés à des réservoirs d'oxygène sous pression (cf. Figure

57), qui permettent grâce à un système d'électrovannes de propulser de manière synchronisée le contenu de ces cylindres à l'intérieur de l'enceinte. Le système de dispersion est décrit de façon plus détaillée en annexe C. On y retrouve également l'étude préalable dont le système de dispersion a fait l'objet.

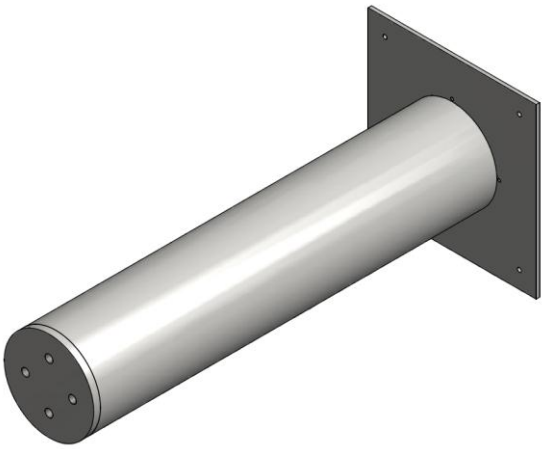

Figure 55 : schéma d'un cylindre

Figure 56 : implantation des cylindres dans la paroi droite du montage expérimental

Figure 57 : photo des réservoirs d'oxygène sous pression

La charge d'explosif solide d'initiation (C4) est placée dans l'angle inférieur du secteur cubique (cf. Figure 53 et Figure 54). Celle-ci est initiée avec un détonateur RP83.

Les dispositifs d'enregistrement (capteurs de pression, plaques de suie pour l'enregistrement de la structure cellulaire) sont disposés sur les parois verticales du secteur cubique (voir description au paragraphe 4.2.2).

4.2.2 Les systèmes de mesure et les méthodes de diagnostic

4.2.2.1 Les capteurs de pression

Le champ de pression généré par l'onde de choc se propageant dans le nuage d'oxygène et de particules d'aluminium est mesuré par des capteurs de pression piezo-résistifs de type Kulite HKS-11-375, supportant une pression maximale de 70 ou 140 bars suivant les modèles. Les capteurs de pression K1 à K5 sont disposés sur la diagonale de la paroi droite et ceux notés K'1 à K'3, sur la paroi gauche du montage expérimental (cf. Figure 58). Ils sont placés tangentiellement à la propagation de l'écoulement, de sorte qu'ils permettent d'enregistrer le passage de l'onde de choc et d'en déduire sa célérité, ainsi que l'évolution de la pression dans l'écoulement aval.

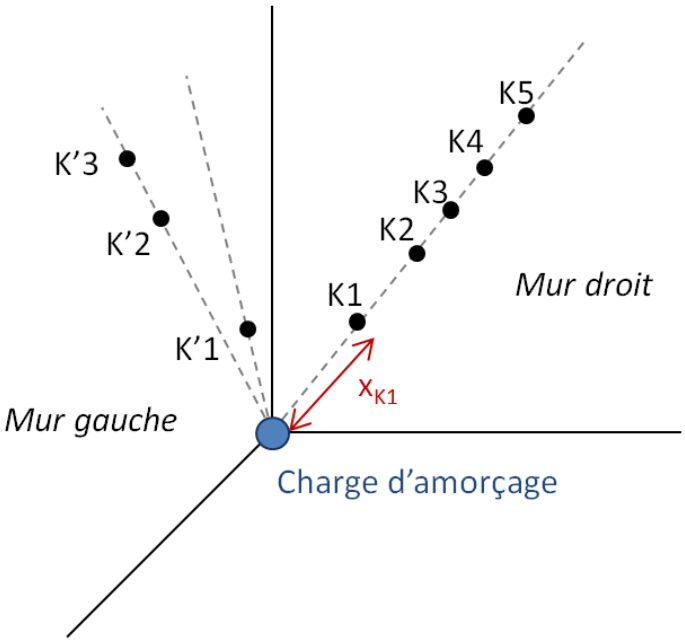

Figure 58 : schéma du positionnement des capteurs K1-K5 et K'1-K'3 par rapport à la charge d'amorçage

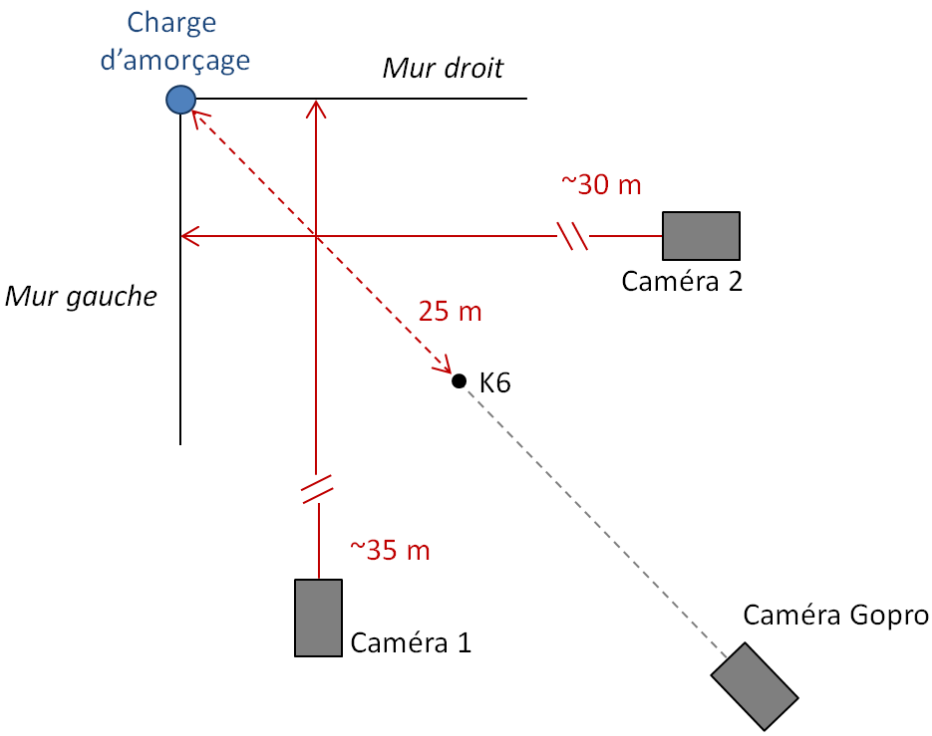

Figure 59 : schéma du positionnement des trois caméras et du capteur placé en champ lointain K6 (vue du dessus)

Afin d'évaluer l'évolution de la pression en champ lointain, un capteur piézo-électrique PCB137A de Piezotronics noté K6, monté dans une sonde effilée, est placé à 25 m du centre de la charge d'amorçage (cf. Figure 59). Cette sonde a la forme d'une tige cylindrique profilée,

orientée vers le point d'initiation, dans laquelle le capteur est placé affleurant à la paroi latérale.

Les capteurs utilisés dans ce montage doivent supporter d'importantes sollicitations de pression et de température, en particulier ceux disposés à proximité de la charge d'amorçage. En effet, dans le champ proche de la charge, la pression dépasse parfois les 150 bars et donc l'amplitude de saturation des capteurs utilisés (140 bars). Ceux-ci doivent donc être mis en œuvre avec précaution. Pour minimiser la dérive thermique et les protéger des éclats, la surface des capteurs est recouverte d'une couche protectrice de silicone. Cependant, comme il sera mentionné dans le paragraphe 4.3.2, il n'est pas rare que certains capteurs dépassent l'amplitude de saturation, voire soient détruits lors d'un essai (capteurs K1 et K'1 cf. Figure 60).

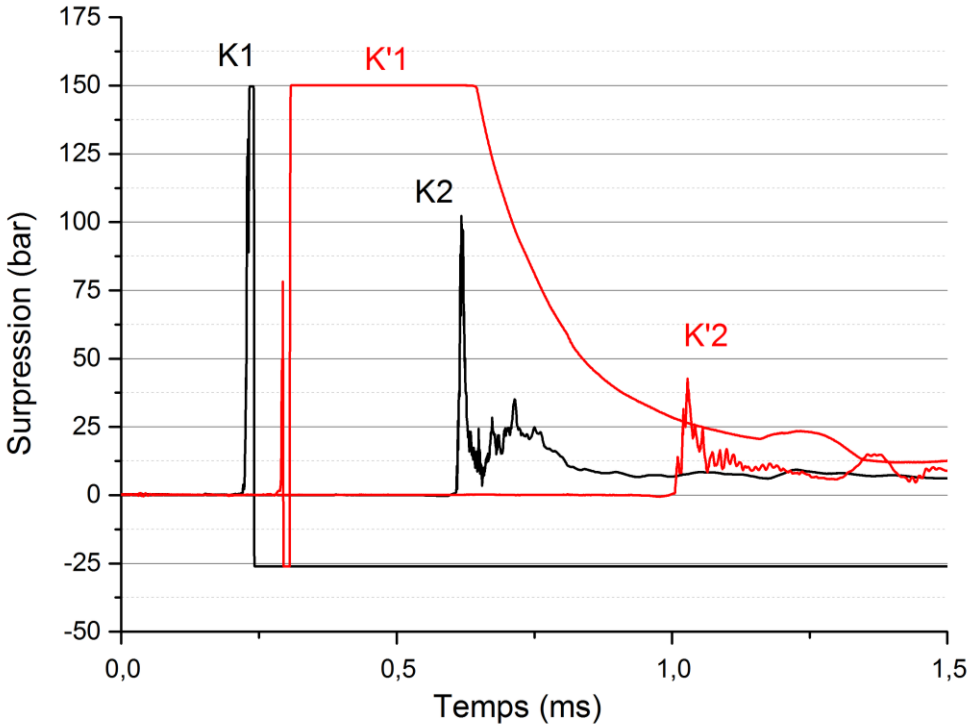

Figure 60 : signaux de pression enregistrés lors du tir n°7 pour les capteurs K1, K2, K'1 et K'2 situés dans le champ proche de la charge d'initiation

4.2.2.2 La cinématographie

L'ensemble du phénomène est enregistré à l'aide de deux caméras vidéo rapides, Phantom V311 (caméra 2) et Phantom V1610 (caméra 1), placées à 90° l'une de l'autre à respectivement 35 m et 30 m de la surface visée. La caméra 2 filme à 19 657 i/s, avec une résolution de 464x304 pour un champ d'environ 3 m. La caméra 1 filme soit à 130 030 i/s, avec

une résolution de 256x256 pixels pour un champ de 80x80 cm, soit à 531 000 i/s avec une résolution de 128x64 pixels pour un champ de 100x50 cm (cf. Figure 59).

Les enregistrements de la caméra 1 ont pour but d'observer l'interaction du front de l'onde de choc avec l'enveloppe de confinement du nuage. Cette caméra est placée perpendiculairement à la surface de la tente. Afin de faciliter l'observation, on utilise une charge éclairante que l'on place à proximité de la zone filmée. Celle-ci est composée d'une de particules métalliques et initiée par un moyen pyrotechnique (voir paragraphe 4.3.4.2).

Une caméra vidéo de surveillance Gopro, placée dans le champ lointain, filme la séquence complète du tir et de sa préparation à la cadence vidéo (60 i/s).

4.2.2.3 Les plaques enduites de suie pour l'enregistrement de la structure cellulaire

Quatre plaques préalablement enfumées au noir d'acétylène, notées P1-P4, sont placées à l'intérieur de la tente (cf. Figure 61) pour enregistrer les traces laissées par le passage de l'onde de détonation. Le Tableau 2 donne les dimensions de chacune des plaques.

P1	P2	P3	P4
0,65x0,65 m	0,5x0,5 m	0,7x1 m	0,5x0,5 m

Tableau 2 : dimensions des plaques enfumées

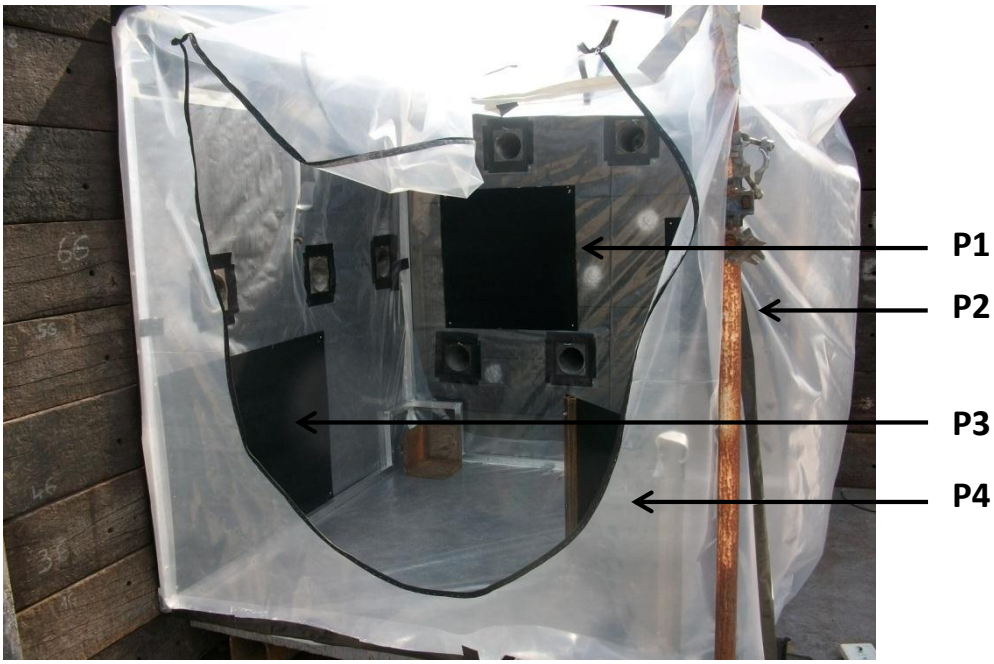

Figure 61 : positionnement des plaques enfumées dans le volume expérimental

Leur positionnement à l'intérieur de la tente est indiqué sur la Figure 62.

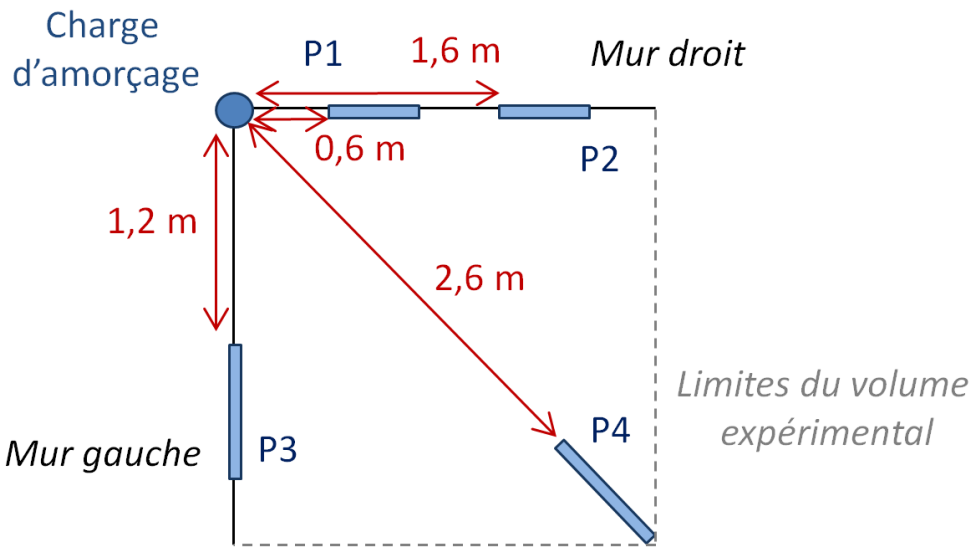

Figure 62 : schéma du positionnement des plaques enfumées dans le volume expérimental (configuration du tir n°7)

4.2.3 Les conditions expérimentales

4.2.3.1 Les composants des mélanges

- ***Les particules d'aluminium***

Les expériences ont été réalisées avec des particules d'aluminium (pur à 99,5%) dites « flocons » de type NCT fournies par Eckart. Il s'agit de particules en forme de paillettes dont le diamètre moyen est voisin de 30 µm tandis que l'épaisseur n'excède pas quelques microns (cf. Figure 63). Nous avons choisi ce type de particules pour leur réactivité dues à leur surface spécifique élevée.

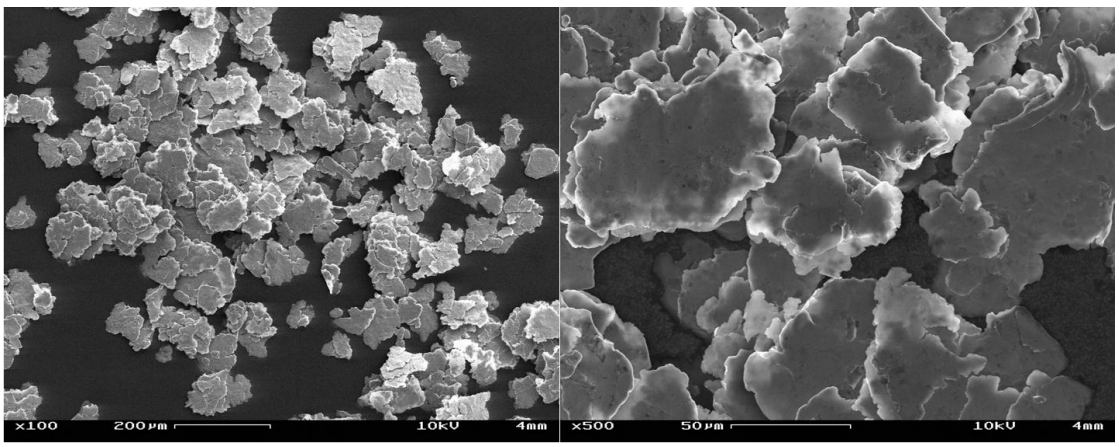

Figure 63 : photographies des particules d'aluminium de type « flocon » prises au microscope électronique (grossissement x100 à gauche et x500 à droite)

- L'oxygène

L'oxygène est introduit dans la tente à partir de huit bouteilles L50 de 10m^3 provenant de chez Air Liquide (pureté supérieure à 99,9%).

Les expériences sont effectuées à pression et température ambiante.

4.2.3.2 Processus expérimental

Chaque expérience nécessite une série d'opérations en plusieurs phases, dont le déroulement est schématisé sur la Figure 64.

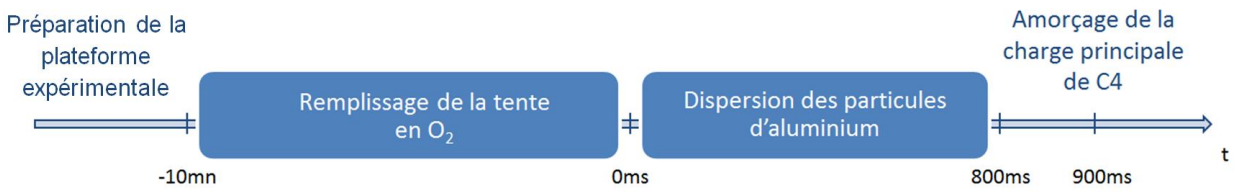

Figure 64 : déroulement type d'une expérience

4.2.3.3 Préparation du montage expérimental

Les conteneurs de particules sont remplis et les bouteilles d'oxygène fermées (cf. annexe C). Les plaques enfumées de suie sont disposées dans le volume expérimental, les capteurs de pression sont testés et la charge d'initiation de C4 est installée, puis la tente est repliée sur elle-même afin d'en chasser le maximum d'air.

4.2.3.4 Réalisation du mélange oxygène-particules d'aluminium en suspension

- Première étape : il s'agit de remplir la tente en oxygène. Pour cela, nous injectons de l'oxygène sous pression à l'intérieur de la tente via une canalisation en cuivre débouchant au travers de la paroi gauche de la tente (cf. Figure 53), ce qui a pour effet de chasser l'air restant à l'intérieur et de gonfler progressivement la tente afin qu'elle reprenne sa forme cubique. Une électrovanne contrôlable à distance permet de déclencher puis de couper l'injection d'oxygène. L'étanchéité de la tente doit être suffisante pour assurer une haute concentration finale en oxygène (>90%) sans pour autant provoquer la rupture de la tente pendant le remplissage. Aussitôt le remplissage effectué, on coupe l'arrivée d'oxygène. Des analyses de la proportion d'oxygène présent dans la tente en fin de remplissage ont été réalisées au préalable et ont indiqué qu'une durée de remplissage de dix minutes est suffisante pour assurer une concentration en oxygène supérieure à 90% dans la tente.

- Deuxième étape : elle consiste à disperser les particules d'aluminium dans le volume expérimental, et ce, le plus uniformément possible. Des essais préliminaires de dispersion ont montré que la durée optimale pour la dispersion des particules était de 800 ms (cf. annexe C). Il faut néanmoins préciser que l'obtention, dans des conditions bien contrôlées, d'un nuage de cette dimension composé de particules d'aluminium aussi uniformément réparties que possible est extrêmement difficile, d'autant plus qu'il faut disperser entre dix et vingt kilogrammes d'aluminium. Le système de dispersion est présenté en détail en annexe C.

4.2.3.5 Amorçage du mélange

La séquence de tir est synchronisée de sorte que dès que le délai nécessaire à la dispersion des particules est atteint (800 ms), l'amorçage du mélange est déclenché 100 ms plus tard (cf. Figure 64).

4.3 Résultats expérimentaux

4.3.1 Présentation des tirs effectués

Tout d'abord, nous avons effectués trois tirs de référence avec une charge de C4 seule pour chacune des masses considérées : 150, 200 et 250 g. Ceux-ci serviront de base de comparaison pour évaluer l'influence des particules sur les effets de l'explosion.

Une première série d'essais a ensuite été effectuée dans la configuration expérimentale de base décrite au paragraphe 4.2. Compte tenu des résultats obtenus (voir plus loin, paragraphe 4.3.2.3), il a été décidé d'augmenter le volume de la tente pour permettre l'observation de la propagation de l'onde de choc sur une distance plus grande. De plus, une deuxième série de capteurs de pression a été installée pour suivre l'évolution du front de choc dans deux directions différentes. En tout, huit essais ont été réalisés dans le but d'amorcer une détonation dans un mélange aluminium/oxygène et ce dans différentes conditions. Le tableau ci-dessous récapitule l'ensemble des paramètres caractérisant chacun des tirs : la longueur d'un côté de la tente $L\ (m)$, la masse totale d'aluminium déposée dans les conteneurs $m_{al}(kg)$ qui détermine la richesse (valeur maximale) du mélange r_{mel}, la concentration moyenne en aluminium $C_{al}\ (kg/m^3)$, la position des capteurs $x_K\ (m)$ par rapport au centre de la charge et la masse de la charge d'amorçage $m_{C4}(g)$.

$N°\ tir$	L (m)	m_{al} (kg)	r_{mel}	C_{al} (kg/m^3)	$x_K\ (m)$ $Mur\ droit : K1 - K5$ $Mur\ gauche : K'1 - K'3$	m_{C4} (g)

1	1,8	12	1,40	2,06	0,8 ; 1,15 ; 1,5 ; 2,1 -	150
2	1,8	12	1,40	2,06	0,55 ; 1,24 ; 1,59 ; 1,94 -	150
3	1,8	12	1,40	2,06	0,55 ; 1,24 ; 1,59 ; 1,94 -	200
4	1,8	12	1,40	2,06	0,55 ; 1,23 ; 1,57 ; 1,92 -	150
5	1,8	11	1,28	1,89	0,55 ; 1,23 ; 1,57 ; 1,92 -	200
6	1,8	11	1,28	1,89	0,55 ; 1,23 ; 1,57 ; 1,92 -	250
7	2,2x2,2 x2,0	18	1,26	1,86	0,58 ; 1,26 ; 1,60 ; 1,94 ; 2,27 0,69 ; 1,74 ; 2,06	250
8	2,2x2,2 x2,0	18	1,26	1,86	0,58 ; 1,26 ; 1,60 ; 1,94 ; 2,27 0,69 ; 1,74 ; 2,06	250

Tableau 3 : résumé des tirs effectués avec des particules d'aluminium

Quelques remarques préliminaires sont nécessaires pour pouvoir exploiter au mieux les données du Tableau 3 :

- Les particules d'aluminium de type « flocons » sont très volatiles et se comportent comme un pseudo-liquide une fois placées dans les cylindres. C'est pourquoi une petite quantité de ces particules s'échappe des conteneurs lors du remplissage de la tente avec l'oxygène. Par ailleurs, on a remarqué qu'après le tir, une quantité importante d'aluminium peut être encore présente au fond des conteneurs, ceux-ci n'ayant pas été vidés de la totalité de la poudre. La masse totale donnée dans le Tableau 3 est donc une masse nominale, qui est, de fait une estimation de la masse totale d'aluminium dispersée. La masse réelle présente dans le volume de contrôle est, en réalité, plus faible que cette masse nominale.

- Lors du tir n°3, l'ouverture latérale de la tente s'est déchirée quelques secondes avant l'amorçage du nuage, provoquant peut-être une baisse de la concentration en oxygène dans la tente ainsi qu'un léger affaissement de celle-ci.

- Le tir n°4 a été réalisé avec des particules ayant été stockées à l'air libre plus de 24 heures avant le tir. Or il se forme une pellicule d'alumine à la surface des particules d'aluminium en contact avec l'air, ce qui a pour effet de diminuer leur réactivité avec le temps.

- Pour les tirs n°7 et 8, nous avons choisi d'augmenter la taille de la tente. Néanmoins, pour des raisons pratiques, nous avons dû limiter la hauteur à 2 m. C'est pourquoi la tente est, dans ce cas, parallélépipédique et non cubique avec pour dimensions 2,2 x 2,2 x 2,0 (m).

Une séquence typique de l'explosion d'un nuage de particules d'aluminium et d'oxygène telle qu'elle est enregistrée par la caméra de surveillance est reproduite sur la Figure 65.

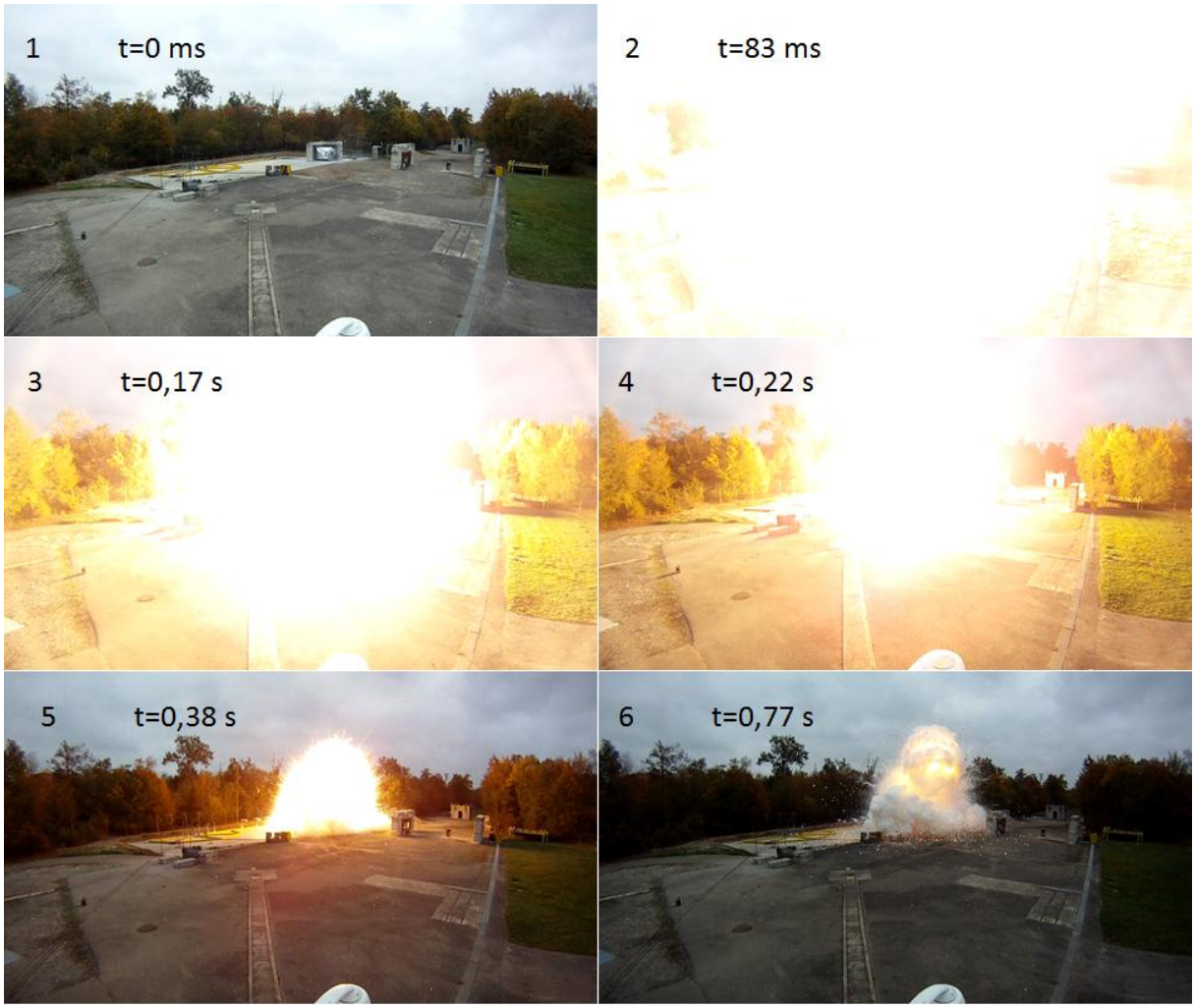

Figure 65 : déroulement typique d'une expérience (tir n°3) à t=0 ms (n°1), 83 ms (n°2), 0,17 s (n°3), 0,22 s (n°4), 0,38 s (n°5) et 0,77 s (n°6)

L'image 1 présente une vue d'ensemble du montage expérimental avant le tir. L'expérience de tentative de mise en détonation du mélange se situe entre les photos n°1 et 2. Sur les images 2 et 3, on observe le début de la phase de refroidissement des produits de détonation. La combustion plus lente de l'aluminium restant perdure sur l'image 5. Puis on observe une phase de condensation des produits sur l'image 6.

Pour étudier les caractéristiques du régime de combustion du nuage d'oxygène et de particules d'aluminium en suspension ainsi que sa détonabilité, nous examinerons

successivement les enregistrements de pression, les traces recueillies sur les plaques enfumées ainsi que les enregistrements cinématographiques.

4.3.2 Mesures de pression

4.3.2.1 Champ de pression engendré par la charge de C4 seule

L'observation des effets de pression induits par la détonation d'une charge sphérique d'explosif homogène seul a pour but de caractériser la situation de référence qui servira de base de comparaison pour l'étude de la détonation du mélange oxygène-particules d'aluminium en suspension.

Les profils de pression présentés sur la Figure 66 ont été enregistrés lors de la détonation d'une charge de 200 g de C4. L'évolution de la pression dans le champ entourant la charge présente toutes les caractéristiques d'une onde de souffle classique. L'onde de choc de tête est suivie d'une décroissance rapide. L'amplitude du front de choc décroit avec la distance parcourue.

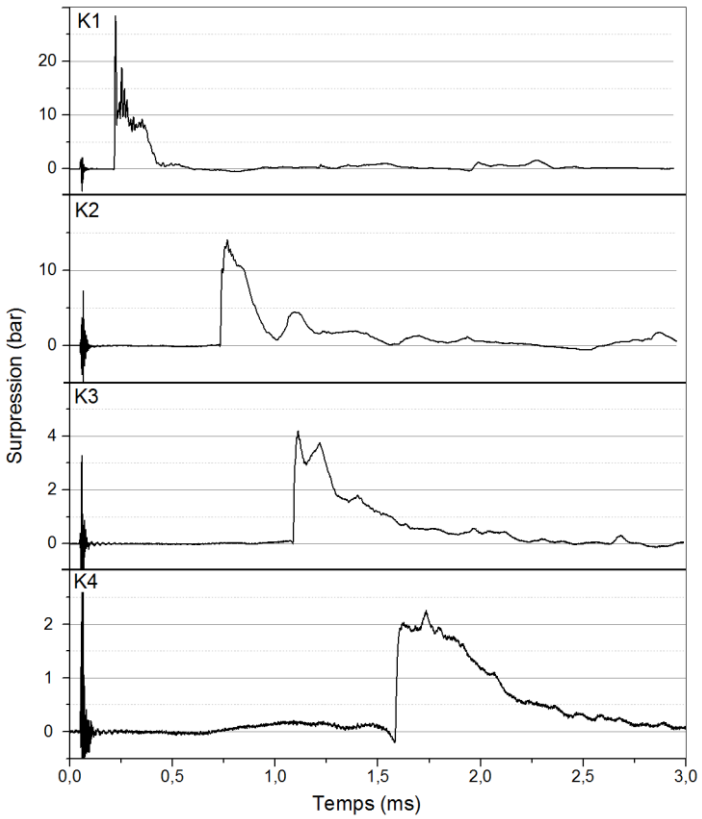

Figure 66 : profils de pression en fonction du temps pour l'explosion d'une charge de 200g de C4 – position des capteurs : cf. tir n°2

La Figure 67 présente les temps d'arrivée de l'onde de choc en fonction de la distance lors de l'explosion de charges de C4 de masses 150, 200 et 250 g de C4. Les temps d'arrivée mesurés sont comparés aux temps théoriques du modèle analytique de Kinney et Graham pour la charge de 150 g de C4.

On constate qu'il y a un bon accord entre les temps d'arrivée expérimentaux et ceux prédits par le modèle de Kinney et Graham. Le booster génère des effets de pression conformes aux prédictions.

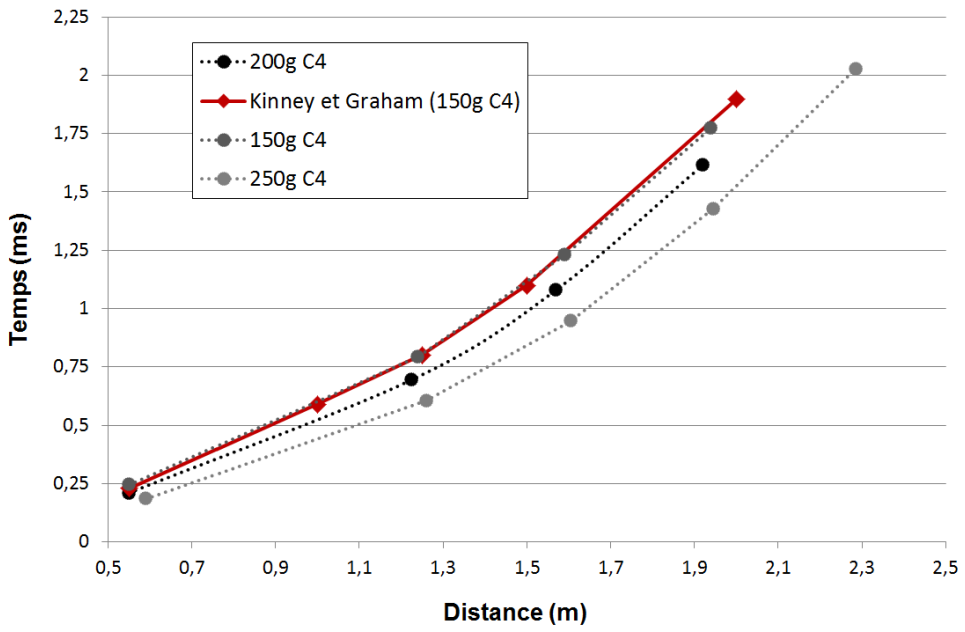

Figure 67 : temps d'arrivée de l'onde de choc en fonction de la distance pour la détonation de charges de C4 de masse 150, 200 et 250g et comparaison avec le modèle analytique de Kinney et Graham

Pour l'essai n°7, nous disposions de deux rangées de capteurs : cinq capteurs sur le mur droit (K1-K5) et trois sur le mur gauche (K'1-K'3). Lors du tir de référence d'une charge de 250g de C4, précédant cet essai, nous avons vérifié la propagation quasi sphérique de l'onde de choc de tête dans cette configuration expérimentale (Figure 68). Les signaux enregistrés par les deux parois sont en bon accord entre eux.

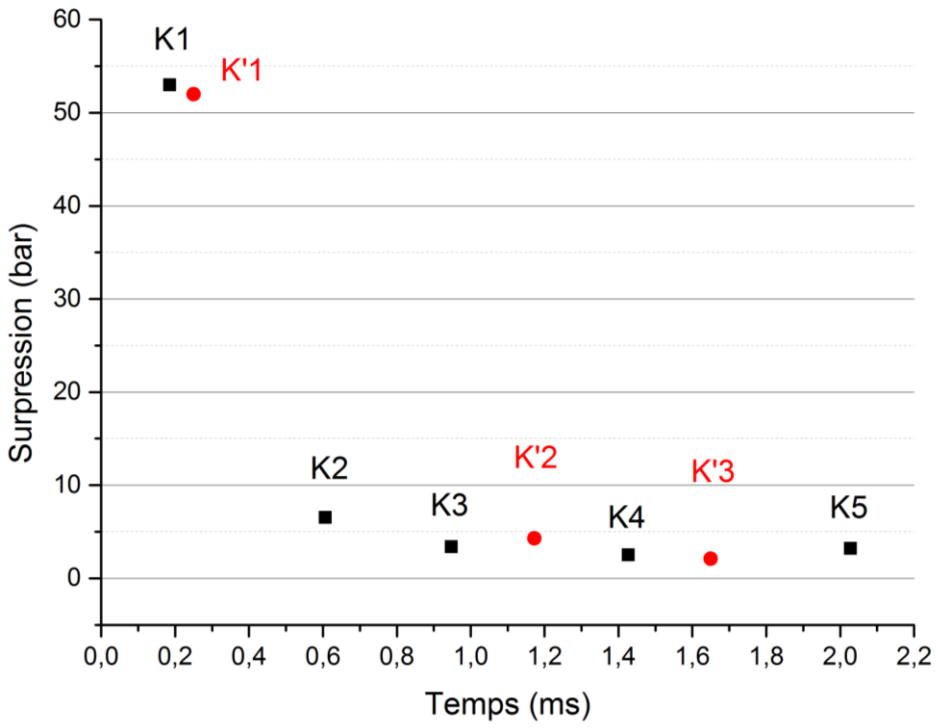

Figure 68 : évolution de l'amplitude du pic de pression enregistrée lors de l'explosion d'une charge de 250g de C4 (position des capteurs cf. tir n°7)

4.3.2.2 Champ de pression généré lors de l'explosion du mélange Al/O_2

L'évolution de la pression lors du passage du front de choc incident au niveau des capteurs K1, K2, K3 et K4 est représentée sur la Figure 69 dans le cas du tir n°5 et sur la Figure 70 dans le cas du tir n°3.

Dans le cas du tir n°5, l'amorçage est réalisé avec une charge de 200g de C4. On observe des amplitudes de pression comprises entre 30 et 65 bars entre K1 et K3, ce qui est cohérent avec la pression théorique de la détonation CJ : $P_{CJ} = 35\ bars$ pour une richesse de 1,3. Notons que le capteur K3 est saturé en amplitude. En K2, derrière le pic principal, la pression diminue puis augmente à nouveau pour former un second pic. Cette compression secondaire encore observée en K4 peut être interprétée soit comme une combustion retardée d'une partie des particules d'aluminium, soit comme le couplage non complètement réalisé entre le front de choc et la zone de réaction. Toutefois, l'absence d'un couplage entre le choc et la zone de combustion ainsi que la faible amplitude du pic de pression atteinte en K4 laisse supposer que le régime de détonation n'a pas été atteint dans cette configuration.

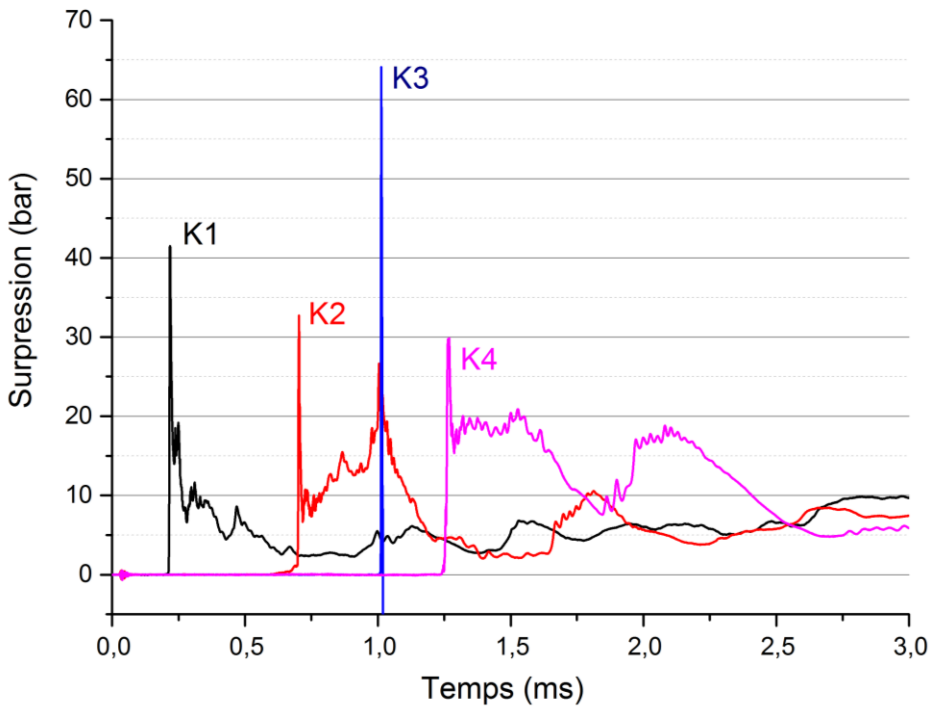

Figure 69 : signaux de pression enregistrés lors du tir n°5 (mélange Al/O2)

Dans le cas du tir n°3, l'amplitude du pic de pression est plus importante entre K1 et K2, à charge d'amorçage égale. Celle-ci diminue jusqu'en K3 avant d'augmenter à nouveau en K4. Ces enregistrements semblent indiquer un régime de propagation évoluant vers la formation de la détonation. Entre ces deux essais, seules la masse d'aluminium dispersée ainsi que la répartition des particules dans le volume expérimental diffèrent, ce qui confirme que la concentration d'aluminium au sein du nuage ainsi que la qualité de la dispersion sont des facteurs déterminants pour l'amorçage de la détonation dans un mélange hétérogène. Comme nous l'avons vu précédemment, une compression secondaire due à la combustion des particules d'aluminium se forme en K2. Contrairement au cas du tir n°5, elle se rapproche du front de l'onde de choc de tête, ce qui suggère la formation d'une détonation.

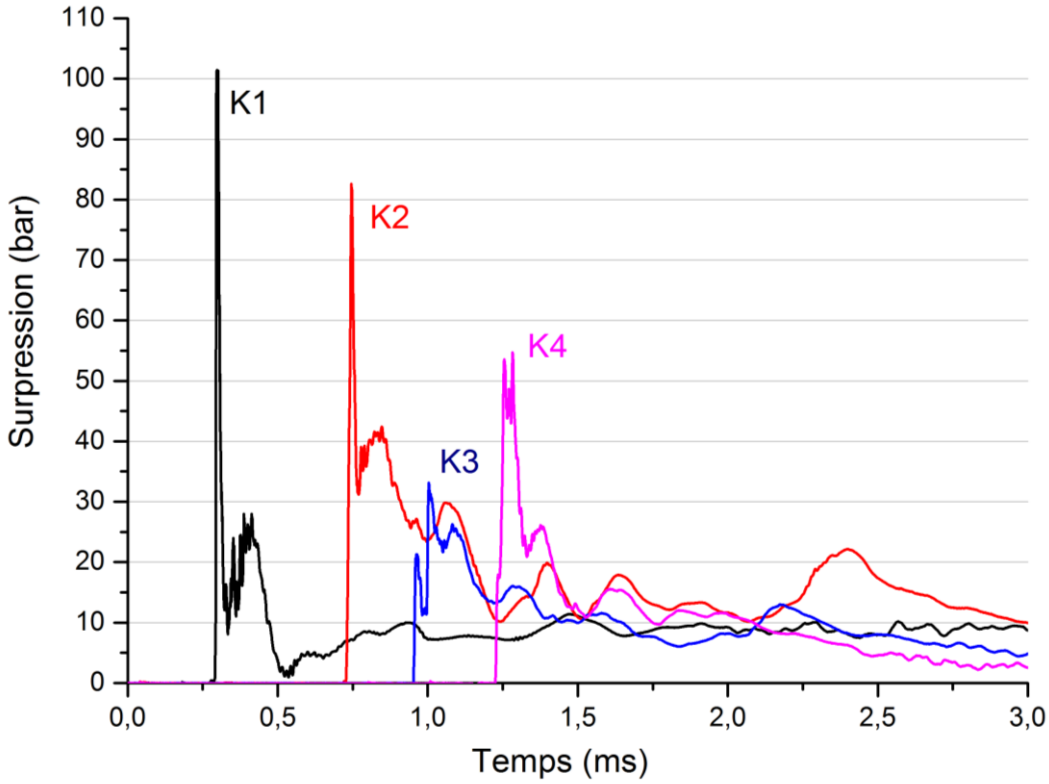

Figure 70 : signaux de pression enregistrés lors du tir n°3 (mélange Al/O2)

4.3.2.3 Influence de la distance de propagation

Comme il a été expliqué au paragraphe 4.3.1, les premières expériences ont suggéré que les dimensions du volume expérimental étaient insuffisantes pour y amorcer une détonation. Par ailleurs, les valeurs du rayon et de l'énergie critique d'amorçage prédites par les simulations numériques et qui ont servi au dimensionnement initial du montage expérimental, ont vraisemblablement été sous-estimées. Celles-ci se rapprocheraient plus de $R_c = 2\ m$ et $E_c = 250\ g\ de\ C4$. C'est pourquoi les expériences suivantes ont été effectuées avec un volume expérimental plus grand (cf. paragraphe 4.3.1) et une charge d'amorçage de 250 g de C4.

Dans l'essai n°7 (Figure 71), les amplitudes de pression relevées au pic entre K1 et K2 sont plus élevées que pour les tirs précédents (amorçage avec 250 g de C4), avec saturation du premier capteur K1 ($P_1 > 150\ bars$). Comme nous l'avons vu précédemment, un pic secondaire dû à la combustion des particules d'aluminium se forme en K2, il est encore dissocié du pic principal en K4, mais le couplage semble avoir été réalisé en K5. L'amplitude du pic de pression en K5 est environ deux fois supérieure à la pression théorique CJ ($P_{CJ} = 35\ bars$ pour une richesse de 1,3 ; $P_5 \sim 75\ bars$). Le régime de propagation est dans ce cas clairement celui d'une détonation.

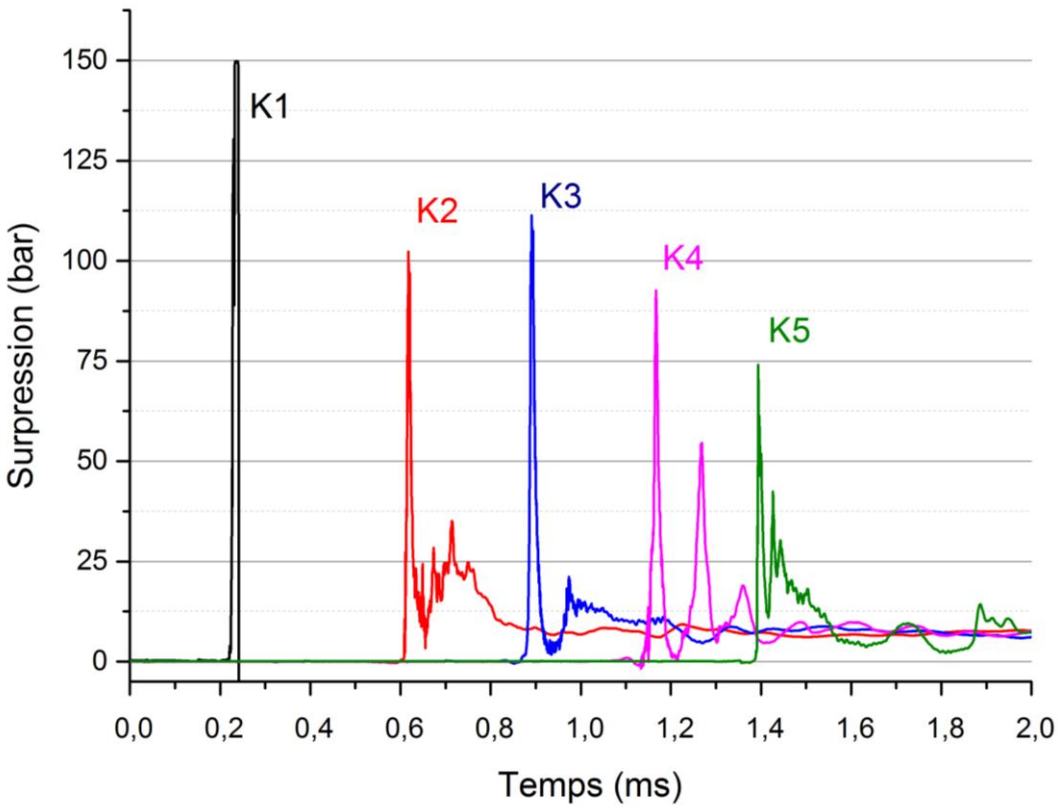

Figure 71 : signaux de pression enregistrés par les capteurs positionnés sur le mur droit lors du tir n°7 (mélange Al/O2)

Sur la Figure 72 sont présentés les signaux enregistrés sur les deux murs du montage lors du tir n°7. Les signaux enregistrés par les capteurs K1 et K'1 ne sont pas présentés à cause de la saturation de ces deux capteurs lors du tir n°7. Les temps d'arrivée relevés par les deux rangées de capteurs sont cohérents avec leurs positions. En ce qui concerne les amplitudes des pics de pression, on observe des valeurs environ trois fois plus faibles sur le mur gauche (K'2 et K'3) que sur le mur droit. Ceci pourrait s'expliquer par les inhomogénéités dans la répartition des particules en suspension à l'intérieur du nuage et notamment dans la zone proche de la charge d'amorçage.

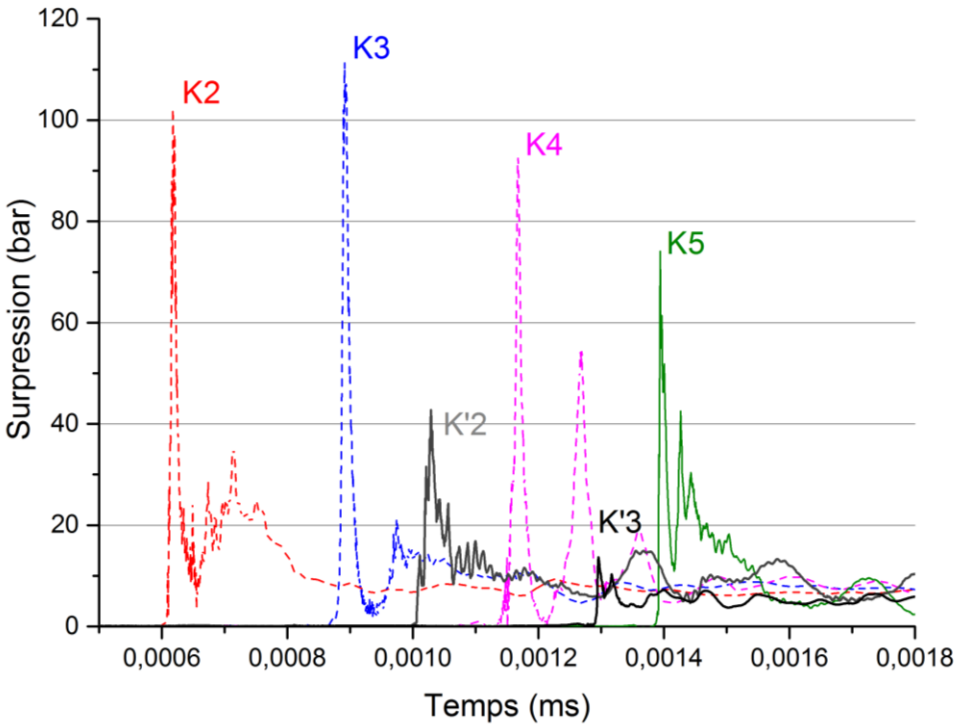

Figure 72 : comparaison des signaux de pression enregistrés lors de l'explosion du mélange Al/O2 (tir n°7) par les capteurs des murs droit (K2-K5) et gauche (K'2-K'3)

4.3.2.4 Comparaison des profils de pression lors de l'explosion du mélange Al/0_2 et celle du C4 seul

La Figure 73 présente la comparaison des signaux de pressions enregistrés lors d'une expérience avec le mélange Al/O_2 (tir n°7) et lors de l'explosion d'une charge de C4 seule.

On constate que l'onde de choc générée dans le mélange Al/O_2 arrive légèrement plus tard en K1 que celle générée par le C4 seul. Les temps d'arrivée des deux ondes sont similaires en K2. A partir de K3, l'onde produite par le mélange O_2/Al est en avance par rapport à l'onde produite par le C4 seul. Cet écart s'accroit en K4 et K5. Les amplitudes des pics de pression obtenues pour le mélange Al/O_2 sont, quant à elles, nettement supérieures, et l'onde de tête s'atténue plus lentement que celle de l'explosion de la charge de C4 seule (entre K1 et K5, l'amplitude du pic de pression est divisée par 2 pour le mélange Al/O_2 et par 10 pour le tir de référence ; à partir de K4, l'onde générée par le C4 ne peut pas être considéré comme une onde de choc).

Remarquons que le capteur K1 est saturé lors du passage de l'onde dans le mélange oxygène-particules d'aluminium en suspension, la pression ayant dépassé la valeur maximale de 150 bars supportée par le capteur. On constate ensuite l'apparition d'un pic de pression secondaire en K2 qui tend à se rapprocher du pic principal entre K4 et K5.

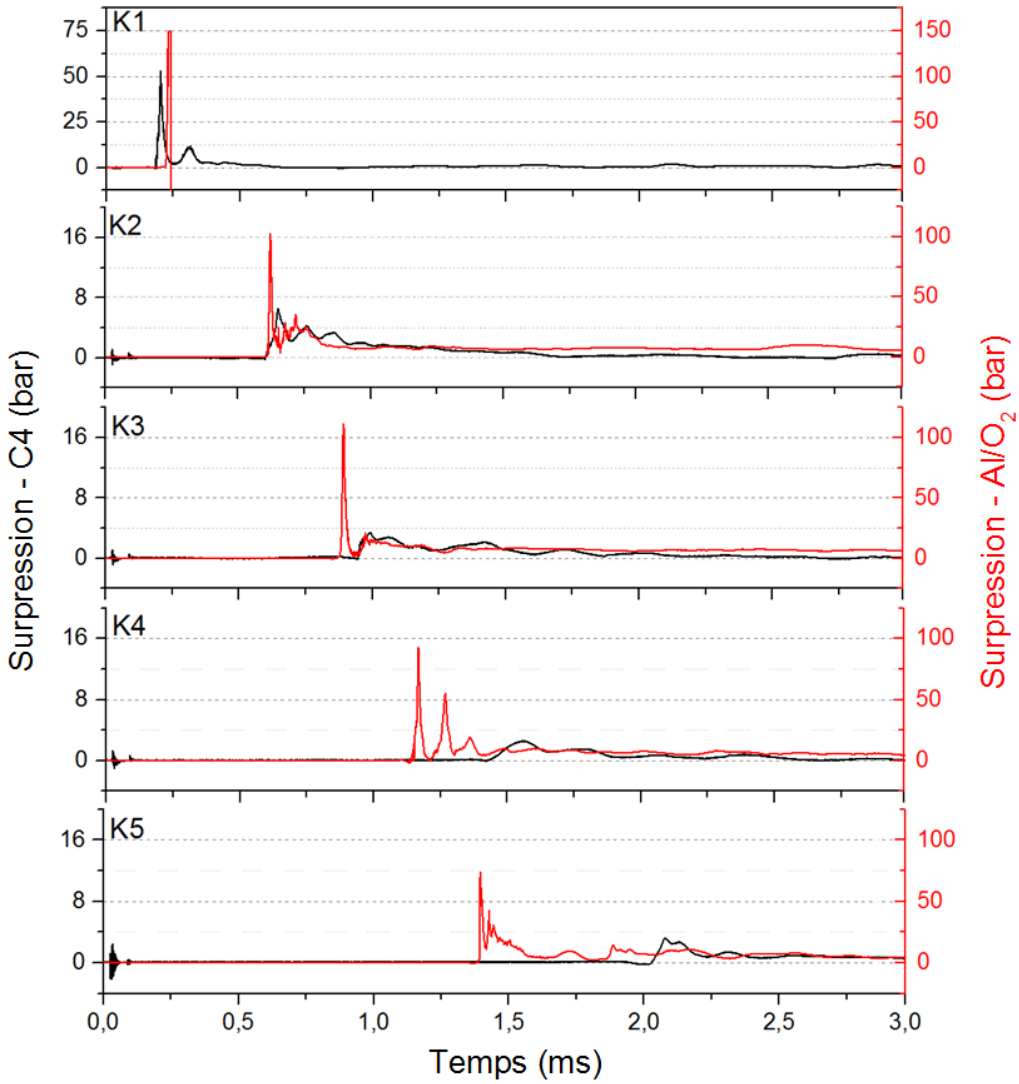

Figure 73 : comparaison des signaux de pression enregistrés pour un tir dans un mélange Al/O2 (tir n°7) avec le cas de l'explosion de la charge de C4 seule (250g)

4.3.2.5 Profils de pression en champ lointain

Pour examiner les effets de pression en champ lointain, on dispose des signaux de pression enregistrés par le capteur positionné à 25 m de la charge d'amorçage. La Figure 74 présente la comparaison entre les profils de pression obtenus lors des deux tirs n°5 et n°7 (explosion d'un mélange Al/O_2) et celui enregistré lors du tir de référence avec 250 g de C4.

On remarque que l'amplitude du pic de pression dans le cas du tir n°7 est environ cinq fois plus importante que dans le cas du C4 seul. Lors du tir n°7, l'onde de choc qui se propage dans l'air arrive au niveau du capteur 15 ms avant celle du tir de référence. Par ailleurs, on constate que les ondes générées par les tirs n°5 et 7 ont sensiblement le même temps d'arrivée mais

l'amplitude du pic de pression pour le tir n°5 est légèrement plus faible que pour le tir n°7, ce qui pourrait indiquer que l'amorçage d'une onde de détonation n'a pas eu lieu lors du tir n°5.

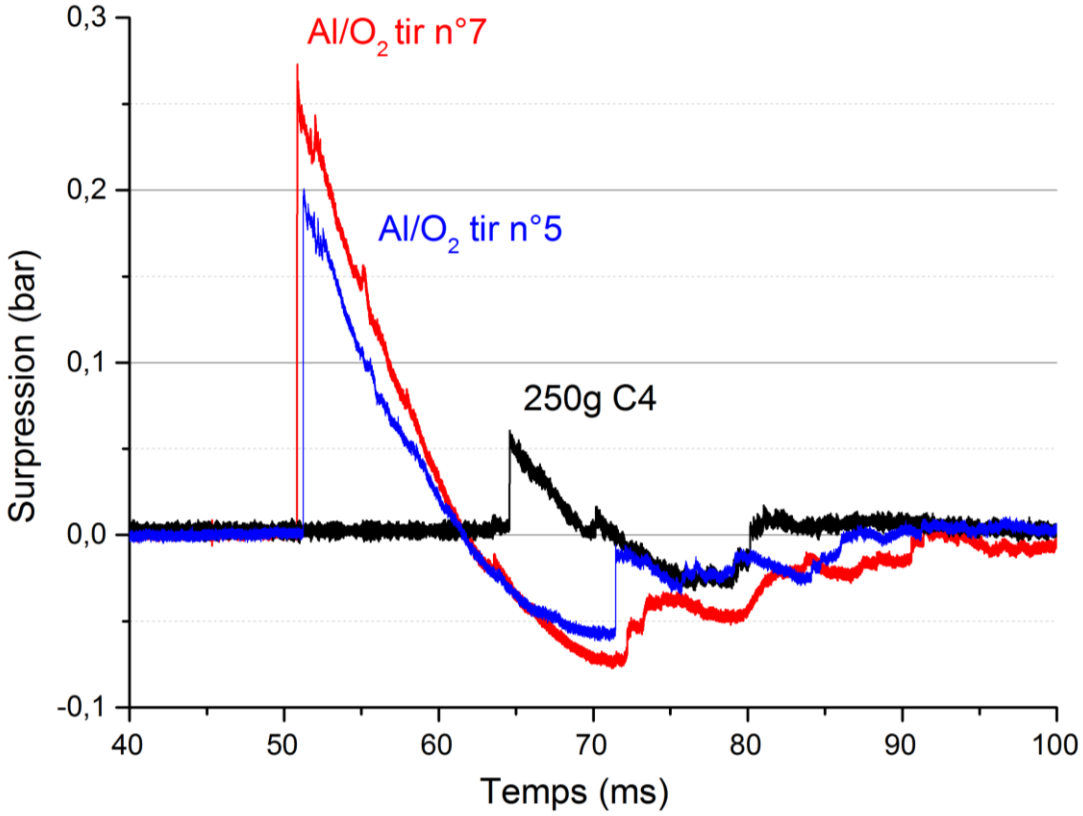

Figure 74 : comparaison des signaux de pression enregistrés par le capteur placé à 25 m lors des tirs n°5 et 7 et lors du tir de référence avec 250 g de C4

4.3.3 Célérité et trajectoire de l'onde de choc lors de l'explosion du mélange Al/O_2

Les deux graphiques des Figure 75 et Figure 76 présentent respectivement l'évolution de la célérité de l'onde de choc en fonction de la distance et le diagramme x-t de la propagation de l'onde pour les tirs n°1, 5 et 7 et les tirs de référence (explosion d'une charge de C4 seule). La célérité de l'onde représentée ici est une célérité moyenne déterminée entre deux capteurs à partir des temps d'arrivée relevés sur les signaux de pression. Les trois essais sélectionnés sont représentatifs des différents cas observés sur l'ensemble des tirs effectués.

Rappelons que les essais n°1 à 6 ont été réalisés avec un volume expérimental cubique de 1,8 m de côté. La distance disponible pour observer l'éventuel amorçage de la détonation était de 1,9 m environ (position du dernier capteur par rapport à la charge d'amorçage) soit une distance à priori compatible avec l'estimation théorique de Veyssière et al. (71). La masse de la charge d'amorçage utilisée a été choisie d'abord à 150 g, puis augmentée à 200 g et 250 g.

Dans les conditions du tir n°5, la célérité de l'onde de choc s'atténue progressivement entre K1 et K4 (Figure 75). L'amorçage d'une détonation dans ce cas n'est pas observé dans la longueur de propagation considérée. En revanche, pour le tir n°1, la célérité de l'onde commence par diminuer puis ré-augmente entre K3 et K4. Mais la distance de propagation n'est cependant pas suffisante pour permettre d'atteindre un régime de détonation autonome. Une distance de propagation supplémentaire est souhaitable pour préciser le régime de combustion atteint dans ces conditions.

Les tirs n°7 et 8 ont donc été effectués avec un volume expérimental plus grand (2,2 x 2,2 x 2,0 m) et une distance d'observation d'environ 2,3 m (distance entre le dernier capteur et la charge de C4). Dans le cas du tir n°7, la célérité de l'onde en fonction de la distance commence par décroître pour atteindre une célérité de 1066 m/s entre K3 et K4, puis augmente à nouveau pour dépasser la célérité de détonation CJ (D_{CJ}=1542 m/s pour r=1,3). Entre K4 et K5, l'onde atteint une célérité de 1771 m/s, ce qui indique que le régime de détonation a été atteint dans le mélange.

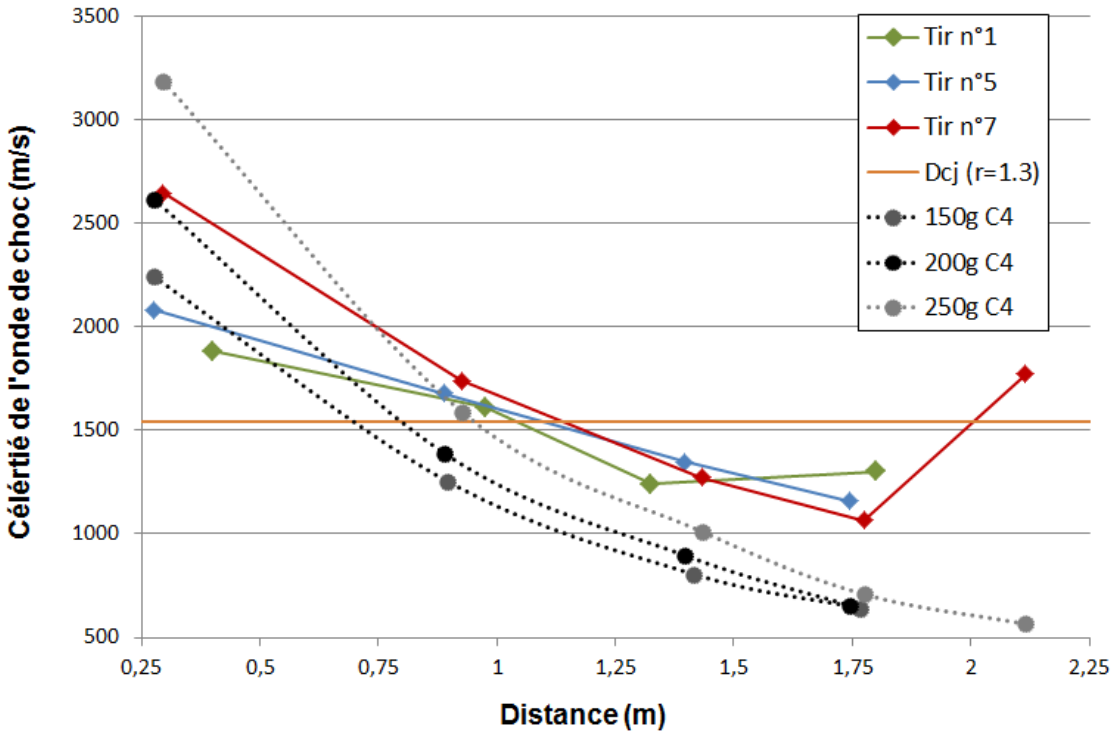

Figure 75 : évolution de la célérité de l'onde de choc en fonction de la distance pour les tirs de référence (150, 200 et 250g de C4) et les tirs n°1, 5 et 7

Ces conclusions sont confirmées par les diagrammes x-t de propagation de l'onde de choc de tête reproduits sur la Figure 76.

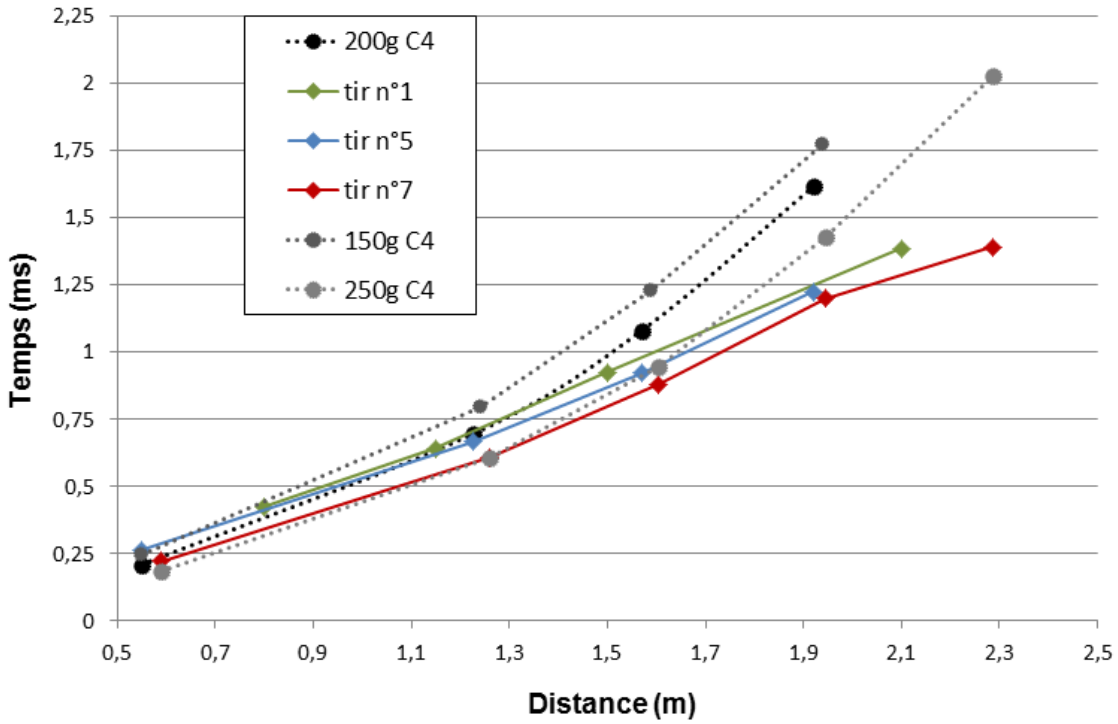

Figure 76 : diagramme x-t de la propagation de l'onde de choc pour les tirs de référence (150, 200 et 250g de C4) et les tirs n°1, 5 et 7

Ainsi, les résultats issus des évolutions des signaux de pression (paragraphe 4.3.2) ainsi que des célérités moyennes (paragraphe 4.3.3) sont cohérents entre eux et indiquent qu'une détonation a été initiée. Néanmoins, une plus grande distance de parcours, et donc un plus grand volume expérimental, ainsi qu'une charge d'initiation plus importante ont été nécessaires pour le confirmer, ce qui indiquerait que l'énergie et le rayon critiques d'amorçage seraient légèrement plus élevés que les valeurs prédites initialement.

4.3.4 Structure cellulaire de détonation

4.3.4.1 Analyse des plaques enduites de suie

L'obtention, sur une plaque enduite de suie, de traces formées par le passage de l'onde de détonation dans un mélange hétérogène composé de particules d'aluminium est très difficile. En effet, d'une part ces particules se collent aux parois dès leur dispersion dans le volume expérimental, et d'autre part, lors de leur combustion, elles forment de l'alumine qui se condense sur les plaques, rendant leur exploitation difficile. Par ailleurs, les contraintes générées sur les plaques lors du passage de l'onde de choc provoquent leur déformation, ce qui perturbe fortement le processus d'inscription de la trajectoire des points triples sur ces plaques. C'est pourquoi, après le tir, il est nécessaire de procéder à un nettoyage méticuleux des plaques pour éliminer la couche d'aluminium non brûlé et d'alumine qui les recouvre, sans

endommager le dépôt de carbone, afin de tenter de faire apparaitre sur les parties restées planes, les traces du passage du front de détonation.

L'analyse des quatre plaques enfumées disposées dans le volume d'essai lors du tir n°7 indique la présence d'une structure cellulaire de taille $\lambda \sim 10 - 15\ cm$ (cf. Figure 77).

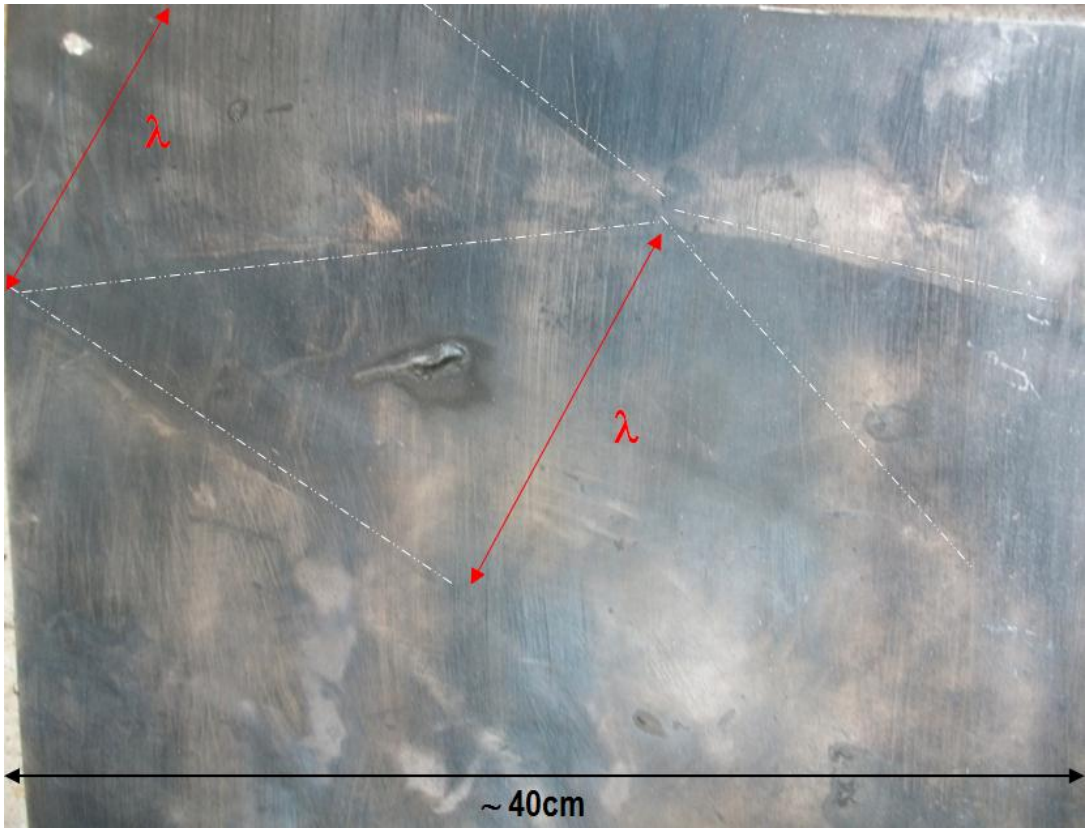

Figure 77 : photographie d'une plaque enduite de suie après le tir n°7 sur laquelle on distingue une structure cellulaire

4.3.4.2 Visualisation de l'interaction de l'onde de choc avec la paroi de la tente

Une autre technique de mise en évidence de la structure cellulaire a été utilisée lors de nos essais. Celle-ci s'inspire des travaux effectués par Presles et al. (141) sur la visualisation frontale de l'interaction entre une onde de détonation et une feuille de mylar.

Dans notre cas, nous choisissons d'observer l'interaction de l'onde de détonation se propageant dans le mélange oxygène-particules d'aluminium avec une section quasi plane de la tente de 80 x 80 cm, située dans le coin inférieur gauche de la paroi visée par la caméra 1 (cf. Figure 78). Cette section est préalablement recouverte d'une peinture métallique afin de la rendre opaque. Afin de faciliter l'observation, on utilise une charge éclairante que l'on place à proximité de la zone filmée. Celle-ci est composée de particules métalliques et initiée par un moyen pyrotechnique. La caméra 1 filme la séquence à 531 000 i/s avec une résolution de 128 x 64 pixels et un champ de 100 x 50 cm.

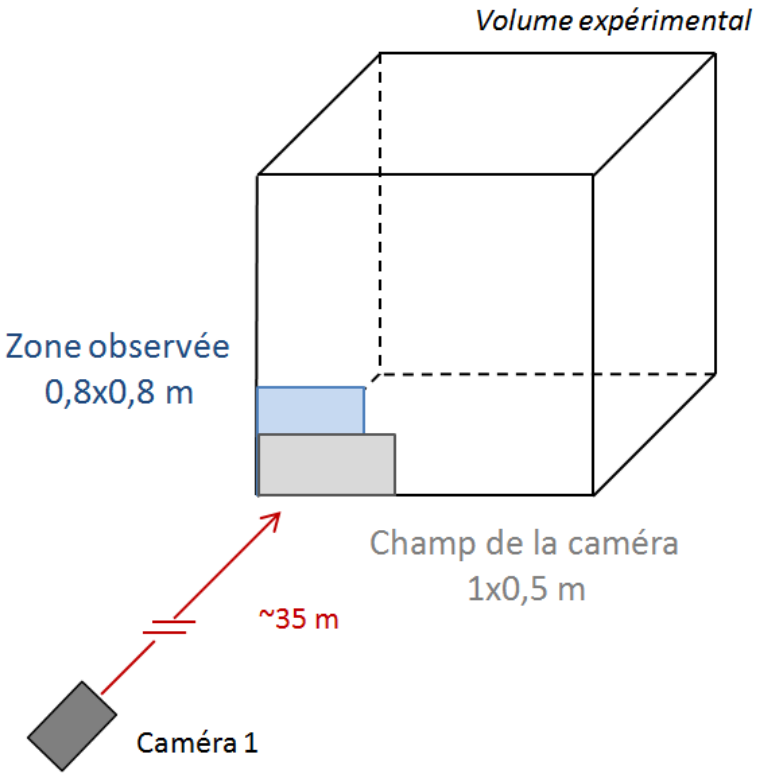

Figure 78 : schéma du positionnement de la section visée par la caméra 1 pour la visualisation de l'interaction entre l'onde de choc et la paroi de la tente

Dans la zone observée, c'est-à-dire proche du coin inférieur gauche, le front tridimensionnel de détonation arrive quasiment perpendiculairement sur la surface de la tente visée par la caméra et il est alors théoriquement possible d'observer la structure cellulaire lors de l'interaction entre le front et la surface de la tente (cf. Figure 79).

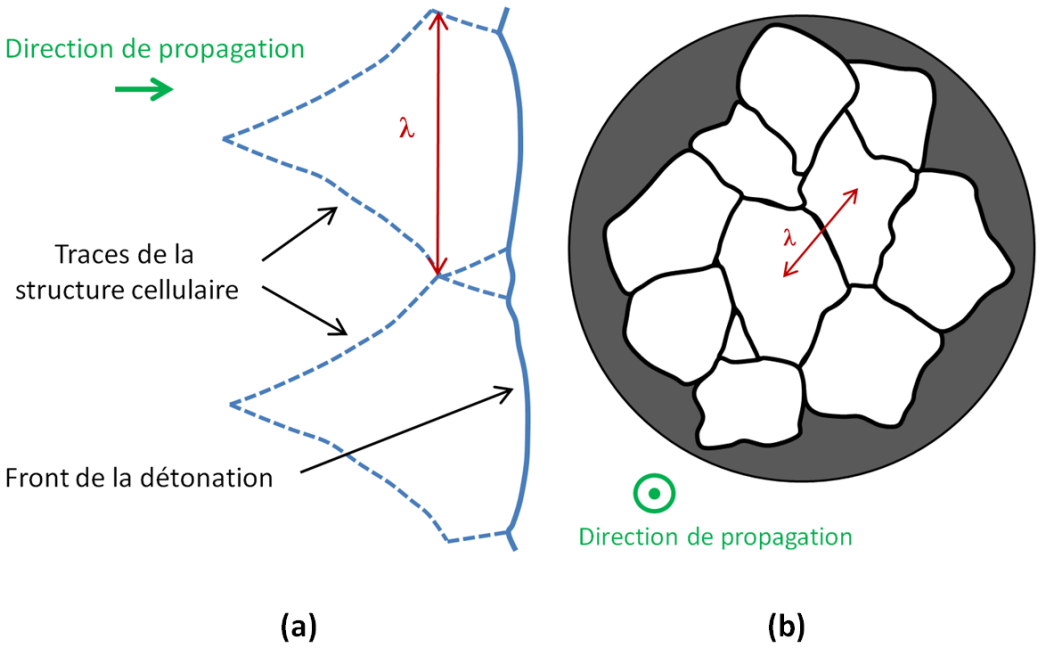

Figure 79 : schéma représentant la propagation d'une onde de détonation et la formation des points triples (a) par observation latérale et (b) par observation frontale

La Figure 80 présente trois images tirées de la séquence enregistrée par la caméra 1 lors du tir n°8 à t=1,355, 1,363 et 1,369 ms. Entre l'amorçage de la charge de C4 et l'arrivée de l'onde de choc sur le coin inférieur gauche, l'image est noire. Les premiers points lumineux apparaissent lorsque l'onde de choc vient impacter la paroi de la tente dans le coin inférieur gauche (cf. image 1 Figure 80). Ces points correspondent au début de la rupture du film de polyéthylène et, localement, à la disparition de l'écran protégeant le capteur de la caméra contre le rayonnement émis par les produits de détonation. Au fur et à mesure de la progression du front de détonation, la surface impactée par celui-ci augmente ce qui se traduit par une augmentation de la surface lumineuse. Sur l'image 2, on aperçoit la formation de deux tâches lumineuses qui se rejoignent sur l'image 3. A partir de cet instant, on ne peut plus distinguer deux cellules adjacentes, ce qui fournit une estimation de la taille maximale d'une cellule individuelle. L'onde de choc sort ensuite du volume expérimental dans la zone observée par la caméra. D'après ces enregistrements, la taille de la structure cellulaire serait de l'ordre de 10 cm ce qui semble cohérent avec les traces laissées sur les plaques enduites de suie.

Figure 80 : images extraites de la séquence filmée par la caméra 1 lors du tir n°8 a t=1,355, 1,363 et 1,369 ms

Ainsi les deux méthodes de visualisation de la structure cellulaire de détonation utilisées, par observation de plaques enduites de suies ainsi que par analyse de l'interaction de l'onde de choc avec la paroi de la tente, nous fournissent des estimations de la taille de la structure cellulaire qui sont en bon accord entre elles, de l'ordre de 10-15 cm.

4.4 Simulations numériques et comparaison avec les expériences

4.4.1 Simulations 2D planes

Des simulations numériques de la détonation ont été effectuées avec le code EFAE (53) dans les conditions suivantes :

- Le système d'équations et la technique de résolution de celui-ci, utilisé dans ce modèle, sont présentés respectivement dans les paragraphes 2.2 et 2.3.
- La configuration est 2D plane : nous effectuons les simulations dans un canal de largeur 40 cm et de longueur variable (> 15 m). Un maillage adaptatif est utilisé dans la direction de propagation x (cf. paragraphe 2.3.1.2) pour maintenir la précision de la discrétisation de la zone du front de détonation. Les nombres de mailles de calcul utilisés pour chacun des deux axes sont respectivement Nx=2000 mailles et Ny=1000 mailles.
- L'initiation s'effectue à l'extrémité gauche du tube par une source d'explosion ponctuelle libérant à t=0 une énergie $E=45.10^5$ J/m² dans une seule maille située dans du gaz pur à x=y=0.
- Les particules d'aluminium de type « flocon » sont simulées par un équivalent en particules sphériques de diamètre d_p=8,6 μm avec correction des coefficients de trainée (Ingignoli (2)). La concentration du mélange en particules est σ=1,47 kg/m^3 (mélange stœchiométrique).

A une distance supérieure à 13 m, on observe une structure cellulaire de taille constante, λ=11,5 cm (cf. Figure 81), dont la structure présente une très bonne régularité. On observe des maxima de pression d'environ 120 bar, obtenus dans les zones de collision des points triples.

Des tests supplémentaires de convergence du maillage ont été réalisés en augmentant la taille des mailles de 0,4 à 1 mm et montrent que cette augmentation n'affecte pas les valeurs calculées par simulation numérique de la taille de la structure cellulaire dans le mélange Al/O_2. Néanmoins, on constate que l'amplitude des maxima de pression diminue lorsque la taille des mailles diminue. C'est pourquoi les amplitudes des maxima de pression obtenues ici (taille des mailles 0,4 mm) sont supérieures à celles obtenues dans le paragraphe suivant (taille des mailles 1 mm) (cf. paragraphe 4.4.2).

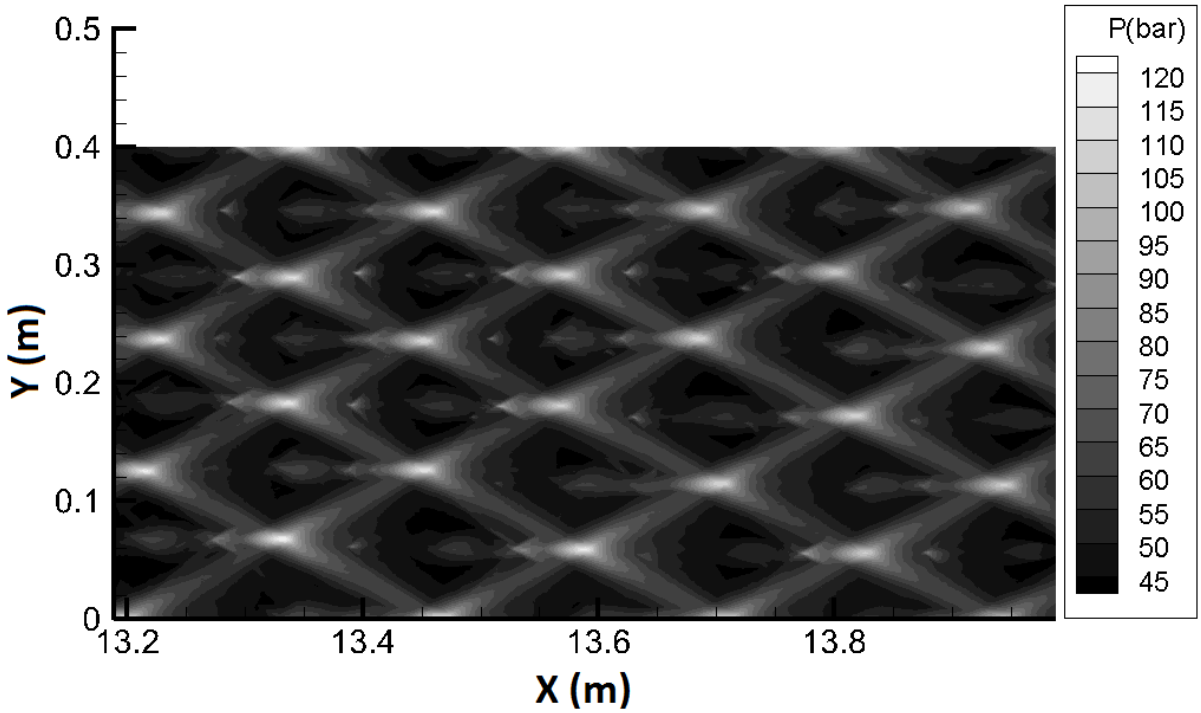

Figure 81 : structure cellulaire calculée en configuration 2D plane dans le mélange oxygène-aluminium stœchiométrique (σ=1,47 kg/m^3)

Lors de ses travaux précédents, Briand et al. (63) n'avaient pu effectuer des simulations numériques qu'avec des mélanges stœchiométriques. Des améliorations apportées dans le code EFAE permettent maintenant de faire varier la richesse du mélange. C'est pourquoi, des simulations numériques similaires ont été effectuées en faisant varier la richesse entre 0,7 et 1,3. L'évolution de la taille des cellules en fonction de la richesse est présentée sur la Figure 82. On constate que la largeur des cellules varie assez peu en fonction de la richesse dans l'intervalle considéré. La taille maximale est de 20 cm. L'évolution de la taille de la cellule en fonction de la richesse passe par un minimum qui se situe à une richesse de 1-1,1 comme dans le cas de la détonation dans les milieux gazeux (142). La taille minimum de la cellule est de l'ordre de 12 cm, ce qui est entre un et deux ordres de grandeur plus élevé que dans des mélanges classiques hydrocarbure/oxygène.

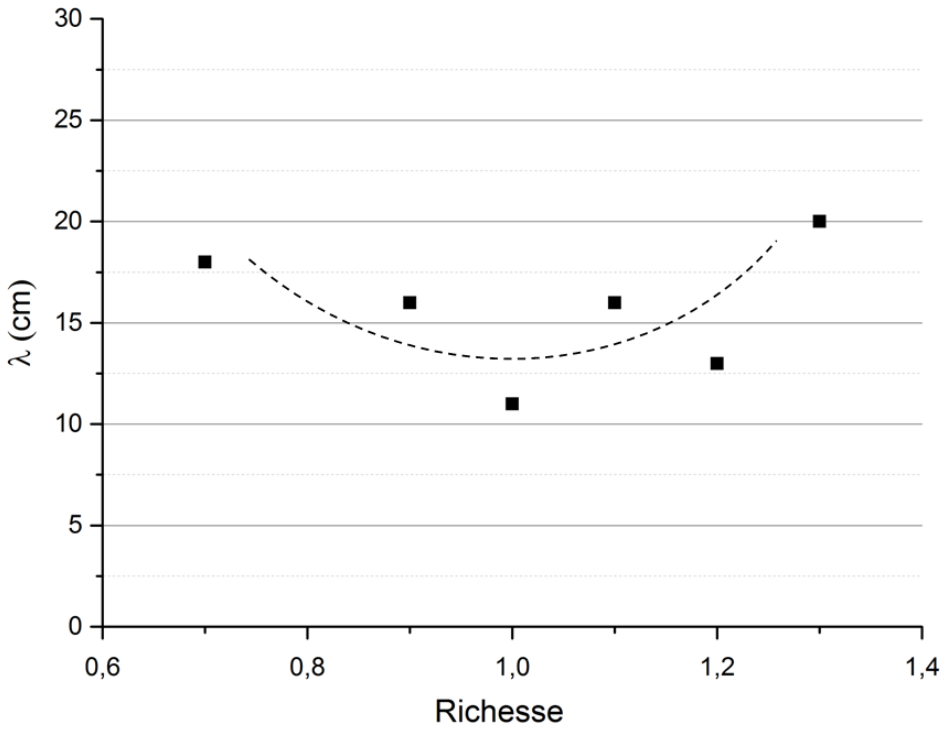

Figure 82 : évolution de la taille des cellules en fonction de la richesse pour le mélange oxygène-particules d'aluminium (d_p=8,6 μm)

4.4.2 Simulations 2D cylindriques de la détonation non confinée

Nous avons ensuite effectué des simulations numériques bidimensionnelles en géométrie cylindrique dans le cas d'un amorçage ponctuel à x=r=0, avec r une coordonnée radiale. Les calculs ont été mené jusqu'à une distance de 3,5 m. Le maillage est uniforme et les nombres de mailles utilisés pour chacun des axes étaient les suivants : N_x=N_r=3500 mailles, ce qui donne une résolution numérique de Δx=Δr=1 mm (taille de maille 2,5 fois plus élevée que dans la modélisation 1D et 2D plane). L'utilisation d'un maillage plus gros que dans les cas précédents, avec des mailles de taille Δx=Δr=1 mm, nous permet quand même d'avoir environ cent mailles pour discrétiser la largeur d'une cellule de détonation, ce qui est suffisant pour avoir une bonne qualité de résolution dans la modélisation de la structure cellulaire de détonation dans les milieux gazeux (Gamezo et al. (143)).

Sur la Figure 83 sont rassemblées, pour des instants différents, les distributions de pression lors de la propagation d'une détonation dans un mélange aluminium-oxygène stœchiométrique. A t=1,05 ms, on observe la propagation d'une onde de choc presque parfaitement sphérique avec un maximum de pression d'environ 40 bars. A t=1,4 ms, l'onde a parcouru 2 m et l'on constate l'apparition d'instabilités qui se transforment en points triples. Ces zones de hautes pression (P~50 bars) se multiplient au fur et à mesure que l'onde se propage et l'amplitude des instabilités est de plus en plus marquée. Notons que l'amplitude

des maxima de pression est ici plus faible que dans le cas 2D plan, en raison d'une moins bonne résolution. La distance entre ces points triples varie entre 0 et 20 cm environ. L'apparition de ces points triples confirme la formation d'une structure cellulaire et donc de la détonation à partir d'une distance de parcours de 1,5-2 m.

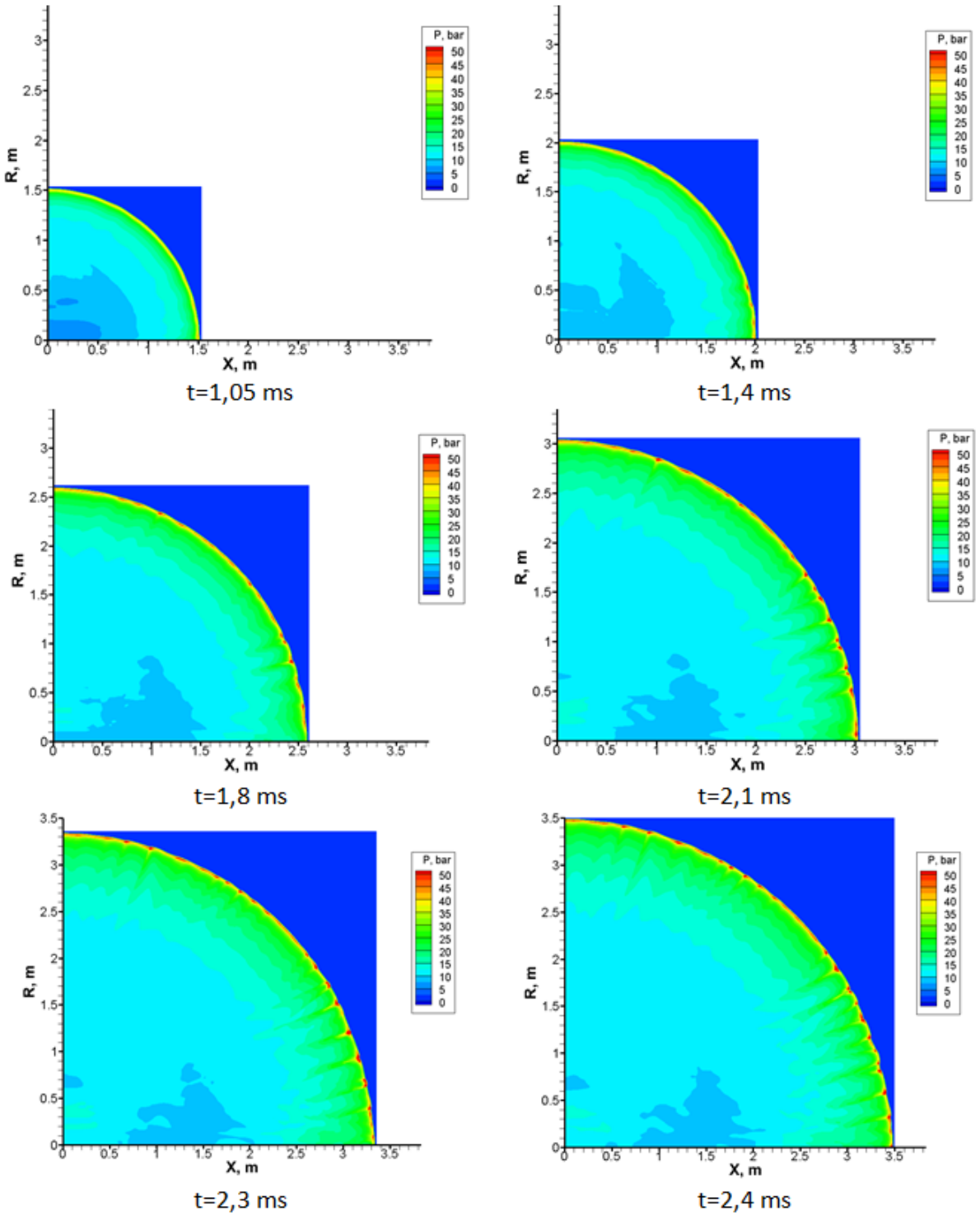

Figure 83 : distributions de pression calculées lors de l'amorçage d'une détonation dans un mélange oxygène-particules d'aluminium stœchiométrique

La Figure 84 présente la structure cellulaire calculée dans ces conditions. Cette figure est obtenue en traçant les trajectoires des maxima de pression en chaque point du domaine considéré, lors de la propagation de l'onde de choc, ce qui permet de mettre en évidence les trajectoires des points triples et donc de la structure cellulaire. On constate que celle-ci se forme vers x=1,5-2 m (ce qui correspond au rayon critique de la détonation) et on obtient des cellules de largeur λ~20 cm, ce qui est en accord avec les valeurs expérimentales de 10-15 cm.

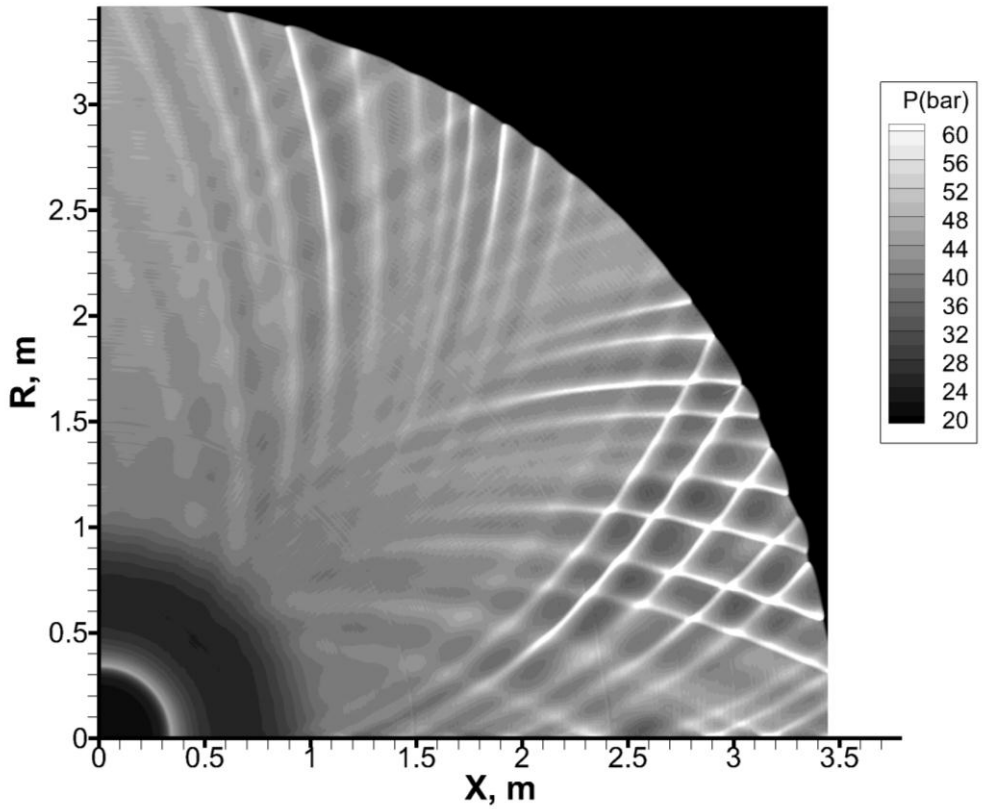

Figure 84 : structure cellulaire calculée (configuration 2D cylindrique) dans un mélange oxygène-aluminium stœchiométrique (σ=1,47 kg/m^3)

4.5 Discussion

Les essais effectués dans la configuration expérimentale qui a été conçue et réalisée pour cette étude ont confirmé qu'il est possible d'initier une détonation divergente non confinée dans un nuage de suspensions de particules d'aluminium dans de l'oxygène. L'existence de la structure cellulaire de détonation, de taille de l'ordre de 10 – 15 cm a été mise en évidence à l'aide de deux méthodes : par enregistrement sur des plaques enduites de suies ainsi que par visualisation de l'interaction de l'onde de choc avec la paroi de la tente.

Les simulations numériques bidimensionnelles planes de l'initiation d'une détonation dans un mélange de richesse comprise entre 0,7 et 1,3 montrent une structure cellulaire de taille

comprise entre 12 et 20 cm. Ces simulations indiquent que la variation de la taille de cellule en fonction de la richesse dans ce domaine de richesses est plus faible que dans des explosifs gazeux. En dépit de la difficulté à estimer précisément la richesse réelle présente lors des expériences, on peut considérer qu'il y a un accord raisonnable entre l'estimation de la taille de cellule fournie par les expériences et celle prédite par les simulations numériques.

Les simulations numériques bidimensionnelles en configuration cylindrique de l'initiation d'une détonation divergente dans un mélange stœchiométrique indiquent que la détonation se forme à partir d'une distance d'environ 1,8 m, ce qui est en accord raisonnable avec les observations expérimentales. La taille de la structure cellulaire calculée est légèrement supérieure, de l'ordre de 15 – 20 cm.

L'ensemble de ces résultats conduit à proposer les valeurs suivantes pour les caractéristiques de détonabilité de suspensions aluminium- oxygène légèrement riches :

- taille de la cellule de détonation $\lambda \approx 10 - 15cm$,
- énergie critique d'amorçage $E_c \approx 2{,}2\ kg\ TNT$,
- rayon critique d'amorçage $R_c \approx 1{,}5 - 2{,}2\ m$.

CHAPITRE 5.

SYNTHESE, CONCLUSIONS DE L'ETUDE ET PERSPECTIVES

Chapitre 5. Synthèse, conclusions de l'étude et perspectives

5.1 Synthèse et conclusions

Le but de notre étude était de contribuer à une meilleure compréhension des mécanismes qui gouvernent les explosions de nuages réactifs hétérogènes afin de mettre au point des modèles capables de fournir des prédictions sur les performances de systèmes explosifs complexes comportant une ou plusieurs phases dispersées. Pour cela nous avons étudié successivement la dispersion d'un lit de fines particules solides par explosif ainsi que la détonabilité des mélanges diphasique aluminium-oxygène.

Pour ce travail, nous avons utilisé :

- Deux montages expérimentaux distincts : un montage pour l'étude de la dispersion par explosif de particules solides inertes et un second pour l'étude de l'amorçage et de la propagation d'une détonation dans un mélange oxygène-particules d'aluminium.
- Le code de calcul numérique EFAE (Enhanced Fuel-Air Explosions) permettant de simuler les écoulements de milieux compressibles diphasiques réactifs en configuration 1D, 2D ou 3D.

1 – La dispersion des particules solides a été étudiée par l'explosion en champ libre de charges sphériques (de diamètre 9,5 cm) composées d'un explosif solide central (sphère de 31 g de Composition B, de 3,5 cm de diamètre), entouré par une couche de 3 cm de particules solides inertes (billes de verre de diamètre 75-150 μm). Les trajectoires de l'onde de choc ainsi que celles des particules ont été observées par cinématographie rapide et traitement des images avec la technique de « Background Oriented Schlieren » (BOS), et à l'aide d'un piège à particules positionné successivement à 0,6, 0,8 et 1,2 m du centre de la charge. L'évolution temporelle, en fonction de la distance de propagation, de la pression et de l'impulsion de pression ont été enregistrées à l'aide de capteurs de pression positionnés à 0,5 m, 0,75 m, 1 m, 1,25 m, 1,5 m, 2m et 3m du centre de la charge.

1.1 – Nous avons tout d'abord fait détoner un booster seul de 31 g de Composition B afin d'avoir un tir de référence avec lequel on puisse comparer les essais de dispersion. On constate que la trajectoire du front de choc fournie par les enregistrements de pression et par la méthode BOS est en bon accord avec celle prédite par le modèle de Kinney et Graham (au moins jusqu'à 3 m), ce qui permet de garantir la fiabilité des résultats expérimentaux concernant la position et l'amplitude du choc incident.

Puis nous avons réalisé des essais de dispersion de particules de verre avec le même booster de Composition B. On constate que les signaux de pression enregistrés pendant ces expériences sont superposables tant en ce qui concerne le temps d'arrivée du front de choc,

que son amplitude et l'évolution de la pression à l'arrière du choc, ce qui manifeste une bonne reproductibilité des expériences.

En ce qui concerne l'allure générale de l'explosion dans les essais effectués, on observe que le nuage se développe sous forme quasi-sphérique avec, à sa frontière, un aspect discontinu d'où s'échappent des jets qui donnent des formes caractéristiques de dendrites.

La couche de particules autour du booster entraine comme attendu : (i) une réduction de l'amplitude du pic de pression, (ii) un retard du temps d'arrivée du choc de tête, (iii) une diminution de l'effet de souffle.

Lors de l'interaction du choc incident avec la couche de particules,

- des agglomérats sont formés au niveau du front externe du nuage de particules. Ce front se déplace ensuite à 300 m/s,
- une « poussière » de très fines particules (particules soit présentes initialement dans la couche, soit brisées lors du passage de l'onde de choc dans la couche) se propage à l'arrière du nuage, jusqu'à une distance maximale de 0,6 m,
- entre les deux, le reste des particules se propage avec une vitesse minimale de 170 m/s.

A t=0,2 ms, l'onde de choc et le front de particules sont quasiment superposés, puis cet écart augmente progressivement pour atteindre 20 cm à 2,5 ms. Dans cette configuration expérimentale, les particules solides se propagent en arrière du front de choc.

1.2 – Ces données expérimentales ont été comparées aux données obtenues par simulations numériques effectuées à l'aide du code EFAE.

Pour l'explosion du booster seul, les profils expérimentaux et numériques générés par la charge de Composition B (de dimension finie) sont en bon accord en ce qui concerne les temps d'arrivée, les amplitudes ainsi que la forme des profils de pression.

Le maximum de vitesse atteint par les particules, déterminé par simulation numérique, est d'environ 300 m/s, ce qui est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Cependant, les simulations numériques effectuées avec des particules de diamètre constant $d_{p_0} = 107\ \mu m$ (diamètre moyen des particules présentes dans la couche), donnent une distance de parcours des particules notablement sous-estimée, valant seulement 0,6 m. Les simulations numériques réalisées avec des particules de taille plus grande montrent que la distance de parcours des particules augmente avec leur taille, ce qui est en accord avec les expériences. Néanmoins, on n'a pas de moyen de caractérisation quantitative de la distribution en taille des particules et des agglomérats.

Les simulations numériques indiquent qu'après dispersion, la densité de répartition des particules dans l'écoulement a la forme d'une « couronne ». Derrière l'onde de choc de tête, existent, incontestablement, de très importants gradients de concentration en particules. Le phénomène de formation d'agglomérats à la pointe des dendrites nécessite des études complémentaires dans l'avenir. Enfin, la comparaison des évolutions de pression enregistrées expérimentalement et obtenues par simulation numérique indique que les amplitudes de pression calculées sont en assez bon accord avec les données expérimentales. Néanmoins, les temps d'arrivée de l'onde de choc sont légèrement sous-estimés, ce qui pourrait provenir du choix de la loi utilisée pour le coefficient de traînée.

2 – La détonabilité de mélanges diphasiques oxygène-particules d'aluminium en suspension a été étudiée en procédant à des essais d'initiation d'une détonation divergente non confinée. Un montage expérimental adapté (représentant 1/8ème de sphère) a été spécialement conçu et réalisé. Il est constitué d'une enceinte en polyéthylène de 8 à 10 m^3 remplie d'oxygène pur et dans laquelle on disperse 12 à 18 kg de particules d'aluminium de type « flocon » (de manière à produire des mélanges de richesses allant de 1 à 1,3). La propagation de l'onde de choc incidente est suivie à l'aide de capteurs de pression piézo-électriques. Des plaques enduites de suie sont disposées pour tenter de mettre en évidence la structure cellulaire de la détonation par la méthode des traces de Mach.

2.1 – Les effets de pression induits par la détonation d'une charge sphérique d'explosif homogène seul ont été enregistrés préalablement afin de caractériser la situation de référence qui sert de base de comparaison pour l'étude de la détonation du mélange oxygène-particules d'aluminium en suspension. Ces essais montrent qu'il y a un bon accord entre les temps d'arrivée expérimentaux et ceux prédits par le modèle de Kinney et Graham et donc que le booster génère des effets de pression conformes aux prédictions.

Les essais effectués dans des suspensions de particules d'aluminium (de type « flocon ») dans de l'oxygène ont mis en évidence qu'il est possible d'initier une détonation divergente. La formation de la détonation est observée au bout d'une distance de 1,6 m lors d'un amorçage avec 200 – 250 g d'explosif solide (C4). Les caractéristiques maximales de la détonation dans le mélange aluminium/oxygène (célérité ~1770 m/s et pression ~75 bar, supérieures aux valeurs théoriques D_{CJ} = 1540 m/s et P_{CJ} = 35 bar) sont observées à une distance de 2,3 m (limite du nuage expérimental). L'existence de la structure cellulaire de taille 10 – 15cm a été mise en évidence pour la première fois par la technique des traces de Mach et confirmée par une technique basée sur des enregistrements cinématographiques ultra rapides.

2.2 – Les simulations numériques bidimensionnelles planes de l'initiation d'une détonation dans des mélanges de richesse comprise entre 0,7 et 1,3 montrent la formation d'une structure cellulaire de taille comprise entre 12 et 20 cm. Ces simulations indiquent que la variation de la taille de cellule en fonction de la richesse, dans le domaine considéré, est plus faible que dans des explosifs gazeux, avec un minimum proche de la stœchiométrie. En dépit

de la difficulté à estimer précisément la richesse réelle présente lors des expériences, on peut considérer qu'il y a un accord raisonnable entre l'estimation de la taille de cellule fournie par les expériences et celle prédite par les simulations numériques.

Les simulations numériques bidimensionnelles en configuration cylindrique de l'initiation d'une détonation divergente non confinée dans un mélange stœchiométrique indiquent que la détonation se forme à partir d'une distance d'environ 1,8 m, ce qui est en accord raisonnable avec les observations expérimentales. La taille de la structure cellulaire calculée est légèrement supérieure, environ 15 – 20 cm.

L'ensemble de ces résultats conduit à proposer les valeurs suivantes pour la détonabilité de suspensions aluminium- oxygène légèrement riches :

- taille de la cellule de détonation $\lambda \approx 10 - 15cm$,
- énergie critique d'amorçage $E_c \approx 2{,}2\ kg\ TNT$,
- rayon critique d'amorçage $R_c \approx 1{,}5 - 2{,}2\ m$.

5.2 Perspectives

1 – En ce qui concerne la détonation des mélanges particules d'aluminium-oxygène, des informations importantes pourraient être obtenues en :

- augmentant les dimensions du volume d'expériences pour mieux caractériser le régime de propagation autonome,
- développant un dispositif de mesure de la concentration en particules dans le nuage, afin de préciser la richesse et les gradients de concentration à l'intérieur de celui-ci,
- améliorant la technique de visualisation frontale de l'interaction du front de détonation avec la surface du confinement externe, afin d'obtenir des résultats plus précis sur la structure cellulaire,
- étudiant par simulation numérique les effets de gradients de richesse à l'intérieur du nuage sur l'initiation et la propagation de la détonation.

2 – La modélisation de la dispersion des particules solides par explosif reste dépendante d'une meilleure compréhension des mécanismes qui gouvernent la dispersion. Il apparait que les modèles physiques existant ne rendent compte que de manière imparfaite des interactions entre particules et des phénomènes de compaction et décompaction des milieux granulaires sous l'action d'un choc intense. Un certain nombre de travaux complémentaires peuvent être envisagés, parmi lesquels :

- l'analyse des particules et agglomérats collectés par le piège à particules, en vue d'obtenir notamment des informations quantitatives sur les diamètres de particules et agglomérats,
- le développement d'un modèle numérique prenant en compte une distribution de tailles des particules, au lieu d'une taille unique,
- une étude plus détaillée de l'influence du choix de la loi de traînée sur l'accélération des particules.

3 – Les travaux actuels pourront être étendus à l'étude de la dispersion de particules réactives par explosif (particules d'aluminium par exemple). L'inflammation des particules, concomitante à la dispersion ou au contraire retardée, est susceptible de modifier de manière importante le processus de dispersion.

Dans une étape ultérieure, il devra être envisagé la modélisation de charges plus complexes d'explosifs hétérogènes, conduisant à la dispersion et à l'inflammation de phases liquides et solides dans l'air. Cela nécessite (i) de concevoir des configurations expérimentales bien définies, sur le modèle de ce qui a été fait dans le cadre de ce travail pour la dispersion de particules inertes, afin d'obtenir des résultats expérimentaux quantifiables, (ii) de mettre au point un modèle permettant d'effectuer des simulations numériques de la dispersion et de l'explosion de milieux triphasiques.

ANNEXE A
Théorie de la détonation homogène

Berthelot et Vieille [(144), (145)] et de Mallard et Le Chatelier (146) présentèrent pour la première fois, en 1881, la détonation en tant que régime supersonique de propagation de la combustion.

Chapman et Jouguet, respectivement en 1899 (147) et 1906 (148), établirent le premier modèle de détonation où celle-ci est assimilée à une discontinuité monodimensionnelle plane, d'épaisseur nulle, complètement réactive, se propageant dans un milieu supposé parfait. Ce modèle repose sur l'hypothèse fondamentale que la célérité de la discontinuité relative aux produits de détonation est égale à la célérité locale du son (condition dite Chapman-Jouguet ou CJ).

Vieille publia dès 1900 (144) une première description physique du mécanisme de propagation d'une onde de détonation. Il la considérait comme une onde de choc comprimant le milieu réactif et induisant l'auto inflammation de celui-ci avec un certain retard.

Quarante ans plus tard, Zeldovich, Von Neumann et Döring [(149), (50), (51)] proposèrent indépendamment une formulation mathématique du mécanisme (dit modèle ZND) décrit par Vieille. Dans ce modèle la zone de transformation chimique est d'épaisseur finie et limitée en aval par une surface sonique vérifiant la condition CJ.

Par la suite, l'hypothèse monodimensionnelle du front de la détonation fût progressivement remise en cause puisqu'en 1959 Denisov et Troshin montrèrent que le front de détonation est tridimensionnel, instationnaire et qu'il possède une structure cellulaire périodique de largeur caractéristique λ, intrinsèque au milieu réactif.

A.1 La théorie de Chapman-Jouguet

Dans ce modèle, la détonation est assimilée à une discontinuité monodimensionnelle plane et stationnaire de célérité D, qui transforme instantanément (vitesse de réaction chimique infinie) les gaz frais initialement dans l'état (0) en gaz brûlés dans l'état (1). w représente la vitesse matérielle dans le repère lié à la discontinuité réactive et u la vitesse matérielle dans le repère lié au laboratoire.

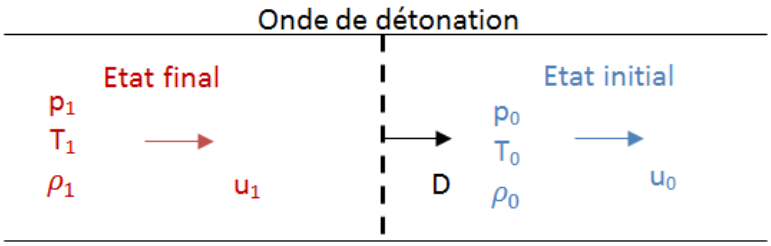

Figure A.F1 : représentation d'une onde de détonation selon la théorie CJ

En négligeant les phénomènes de transport, les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans le repère lié à la discontinuité peuvent s'écrire sous la forme :

$$\rho_1 w_1 = \rho_0 w_0 \tag{A.1}$$

$$p_1 + \rho_1 w_1^2 = p_0 + \rho_0 w_0^2 \tag{A.2}$$

$$h_1 + \frac{w_1^2}{2} = h_0 + \frac{w_0^2}{2} \tag{A.3}$$

Où ρ, p et h sont respectivement la densité, la pression et l'enthalpie absolue.

La combinaison des équations (A.1) et (A.2) nous donne les vitesses relatives à la discontinuité :

$$w_0 = v_0 \sqrt{\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}} \tag{A.4}$$

$$w_1 = v_1 \sqrt{\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}} \tag{A.5}$$

Avec : $v = \frac{1}{\rho}$, le volume spécifique.

Puis en reformulant l'équation (A.4) on obtient l'équation de la droite de Rayleigh-Michelson dans le plan (p,v) :

$$p_1 = -\dot{m}^2 (v_1 - v_0) + p_0 \tag{A.6}$$

(avec $\dot{m} = \rho_0 w_0$, le débit massique)

La substitution de (A.4) et (A.5) dans (A.3) permet d'obtenir l'équation de l'adiabatique de Crussard dans le plan (p,v) qui définit le lieu des états possibles du milieu sous choc réactif :

$$h_1 - h_0 = \frac{1}{2}(p_1 - p_0)(v_0 + v_1) \tag{A.7}$$

Soit, en considérant la chaleur de réaction $Q = -\Delta_r h^* = h_0^* - h_1^*$ qui est constante pour un mélange donné et en sachant que l'enthalpie absolue (h) est la somme des enthalpies de référence à $T^*(h^*)$ et sensible ($\hat{h}$) on arrive à l'équation (A.8) :

$$\hat{h}_1 - \hat{h}_0 - Q = \frac{1}{2}(p_1 - p_0)(v_0 + v_1) \tag{A.8}$$

Pour un mélange réactif et des conditions initiales données, l'état du milieu réagi est donné par l'intersection de l'adiabatique de Crussard et de la droite de Rayleigh-Michelson (cf. Figure A.F2).

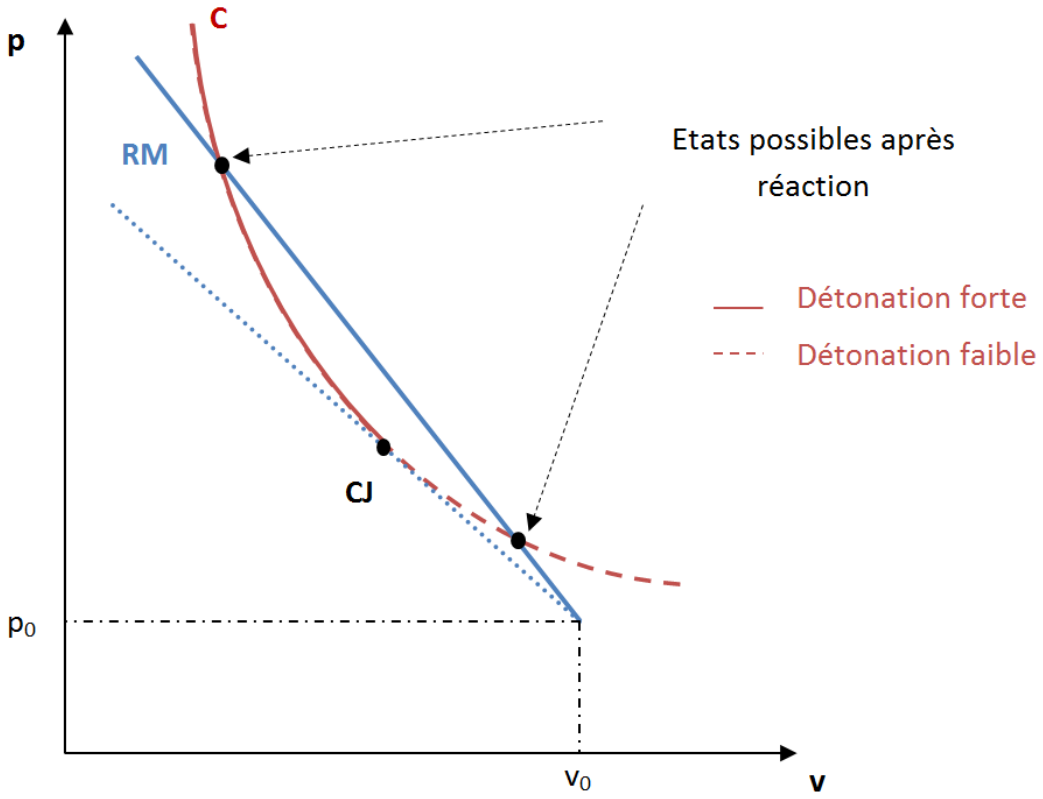

Figure A.F2 : représentation schématique de l'adiabatique de Crussard (C) et de la droite de Rayleigh-Michelson (RM) dans le plan (p,v)

Il y a alors trois possibilités :

- Si la droite de Rayleigh-Michelson ne coupe pas la courbe de Crussard, alors il n'y a pas de solution pour la propagation de la détonation.
- Lorsque la droite de Rayleigh-Michelson est tangente à la courbe de Crussard, la solution correspond à la célérité minimale de la détonation : la célérité relative de la détonation est alors égale à la célérité locale du son. Ce point est appelé Chapman-Jouguet (CJ).
- Dans le cas où la droite de Rayleigh-Michelson coupe la courbe de Crussard en deux points, seul le cas où $p > p_{CJ}$ est observé expérimentalement (branche des

détonations fortes). Cet état n'est pas autonome et ne peut se maintenir qu'en présence de phénomènes extérieurs soutenant sa propagation (action d'un piston). L'onde est subsonique par rapport aux gaz brûlés. Toute perturbation en aval peut ainsi rattraper l'onde et l'affaiblir. Ce régime évolue naturellement vers la détonation stationnaire CJ en l'absence de piston en aval.

Il est possible de résoudre le système d'équations (A.1), (A.2), (A.3) à l'aide de codes thermodynamiques tels que STANJAN, GASEQ ou encore TDS, qui utilisent des grandeurs thermodynamiques tabulées par des polynômes issus de la base de données JANAF [Chase et al. (150)] pour chaque espèce considérée. La résolution se fait au moyen de méthodes itératives de type Newton-Raphson. La précision du résultat final est conditionnée par le choix des produits de détonation pris en considération – il s'agit de prendre en compte tous les composés chimiques dont la contribution énergétique est non négligeable, ce qui peut représenter un nombre important de composés.

On rappelera sans les démontrer les relations simplifiées qui définissent l'état CJ dans le cas d'un gaz polytropique c'est-à-dire qui obéit à la loi des gaz parfait et qui vérifie la relation $pV^{\gamma} = cste$ avec $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$. De plus on se place dans des conditions telles que $u_0 = 0 \;\; et \;\; D^2 \gg c_0^2$.

$$D = \sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q} \tag{A.9a}$$

$$p_1 = \frac{\rho_0 D^2}{\gamma+1} \tag{A.9b}$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma+1}{\gamma} \tag{A.9c}$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \left(\frac{\gamma}{\gamma+1}\right)^2 \frac{D^2}{c_0^2} \tag{A.9d}$$

$$c_1 = \frac{\gamma D}{\gamma+1} \tag{A.9e}$$

$$u_1 = \frac{D}{\gamma+1} \tag{A.9f}$$

A.2 Le modèle ZND

En 1900 Vieille proposa une description réaliste de l'onde de détonation considérant qu'elle est constituée d'une onde de choc suivie de l'auto inflammation retardée du mélange réactif. Vers 1940, Zeldovitch, Von Neumann et Döring, modélisèrent indépendamment ce mécanisme appelé par la suite modèle ZND.

Considérons la propagation d'une onde de détonation monodimensionnelle, plane et stationnaire. Le modèle ZND consiste alors à scinder la zone de réaction en deux parties (cf.

Figure A.F3) : un choc supposé inerte comprime le mélange de façon adiabatique à haute température (point ZND sur la Figure A.F4), suivi d'une zone de combustion amorcée par auto-allumage (jusqu'au point CJ). L'ensemble se déplace de manière couplée : c'est l'énergie libérée par la combustion qui permet d'entretenir l'onde de choc.

Les caractéristiques ZND sont déterminées à partir de l'intersection de la droite de Rayleigh-Michelson avec l'adiabatique d'Hugoniot (cf. Figure A.F4).

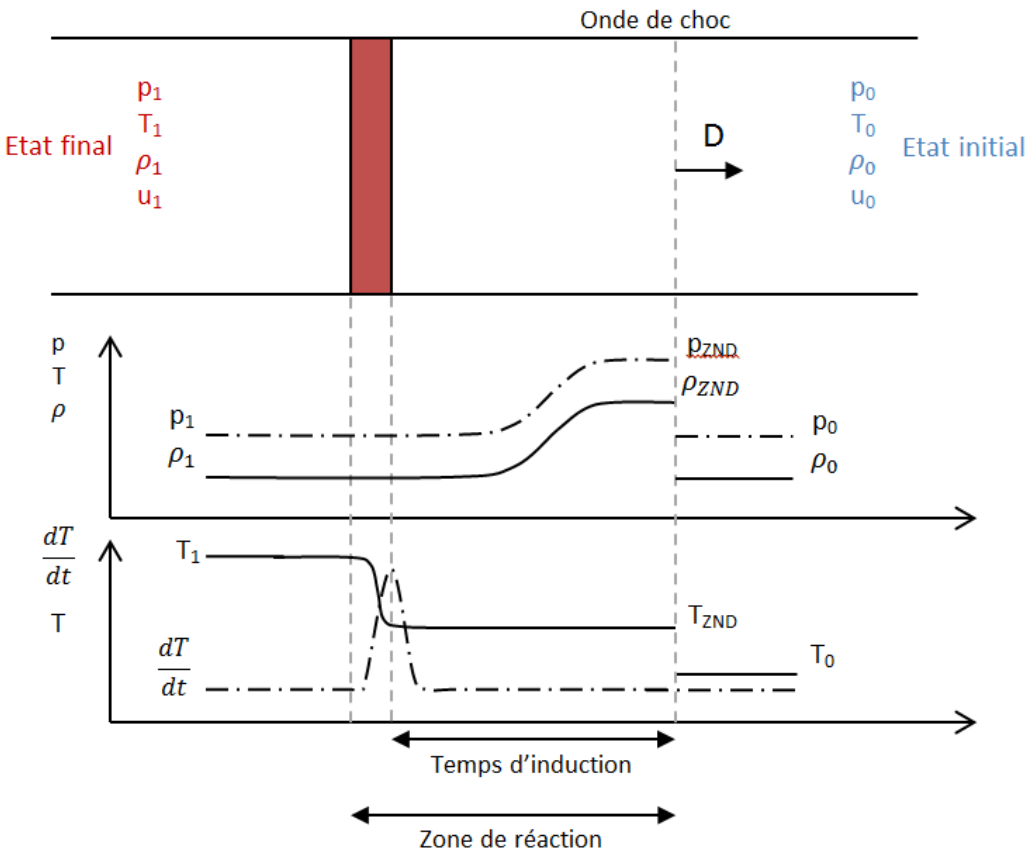

Figure A.F3 : représentation schématique de l'onde de détonation selon le modèle ZND

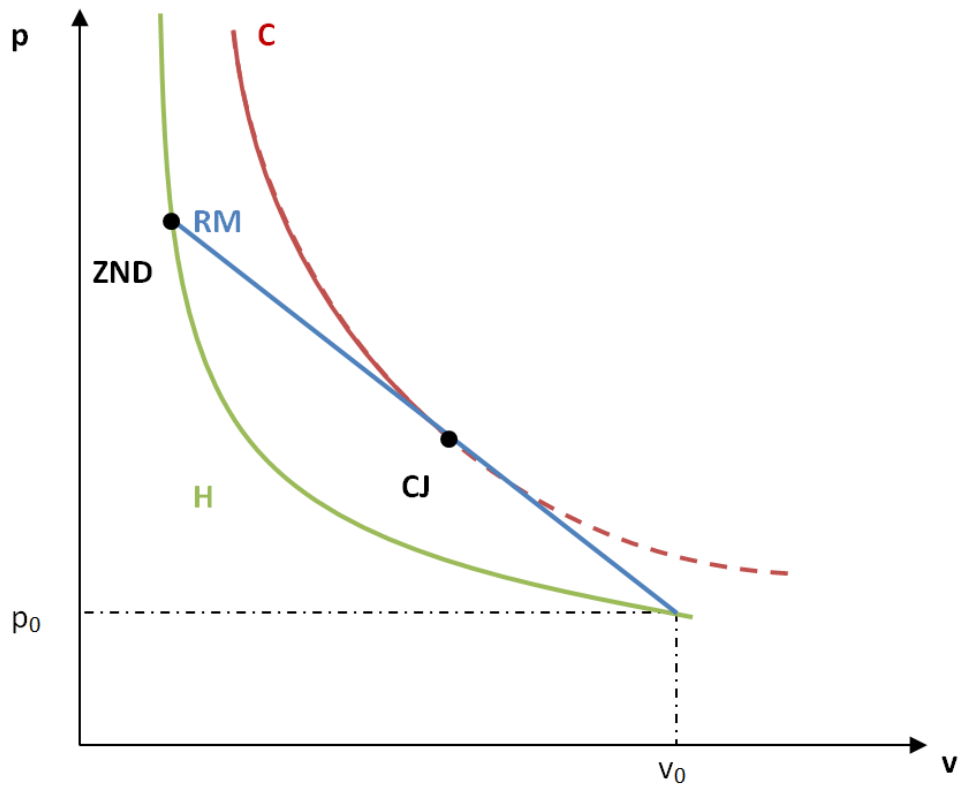

Figure A.F4 : représentation schématique de l'adiabatique de Crussard (C), de la droite de Rayleigh-Michelson (RM) et de l'adiabatique d'Hugoniot dans le plan (p,v)

Dans le cas d'un gaz idéal avec C_p constant, lorsque $u_0 = 0 \;\; et \;\; D^2 \gg c_0^2$, l'état ZND peut être caractérisé par les relations approchées suivantes – non démontrées ici :

$$\frac{\rho_{ZND}}{\rho_0} \approx \frac{\gamma_0+1}{\gamma_0-1} \tag{A.10}$$

$$p_{ZND} \approx \frac{2\gamma_0 M_0^2}{\gamma_0+1} \approx 2p_{CJ} \tag{A.11}$$

$$T_{ZND} \approx \frac{2\gamma_0(\gamma_0-1)}{(\gamma_0+1)^2} = \frac{2(\gamma_1-1)}{\gamma_1} T_{CJ} \tag{A.12}$$

$$u_{ZND} \approx \frac{2W_0}{\gamma_0+1} \approx 2u_{CJ} \tag{A.13}$$

A.3 Structure tridimensionnelle de l'onde de détonation

Les modèles de la détonation monodimensionnelle plane, CJ ou ZND, permettent de déterminer avec une bonne précision les valeurs moyennes des paramètres de la détonation autonome et stationnaire. Cependant ceux-ci ne rendent pas compte de la structure réelle du front de détonation qui est tridimensionnelle, instationnaire et périodique.

C'est en 1927 que Campbell et Woodhead (151) observèrent pour la première fois la structure réelle du front de détonation (tridimensionnelle et instationnaire) sur des enregistrements chronostrioscopiques effectués avec un mélange proche de sa limite de détonabilité.

En 1959, Denisov et Troshin (152) montrèrent par la méthode des traces de Mach que le front de détonation est tridimensionnel. En effet, le front de la détonation réelle est composé d'un ensemble d'ondes de choc à propagation longitudinale (onde incidente et onde de Mach) et transversale (ondes réfléchies) formant des points triples dans la configuration classique de Mach.

L'ensemble des trajectoires des points triples forme un maillage tridimensionnel périodique (cf. Figure A.F5). Chaque motif élémentaire est appelé cellule et est caractérisé par sa largeur λ. La collision de points triples (rencontre d'ondes transverses correspondant au début de la cellule) est génératrice d'une explosion locale sous la forme d'une détonation forte qui s'amortit au cours de sa propagation dans la cellule jusqu'au découplage progressif de la flamme et de l'onde de choc de tête (cf. Figure A.F6). En fin de cellule, une nouvelle collision de points triples régénère le mécanisme décrit précédemment.

La structure élémentaire ainsi définie de la détonation d'une composition réactive gazeuse est caractérisée par la largeur λ qui dépend de la composition chimique du mélange (nature des réactifs, richesse, dilution) ainsi que des paramètres de son état initial (pression, température).

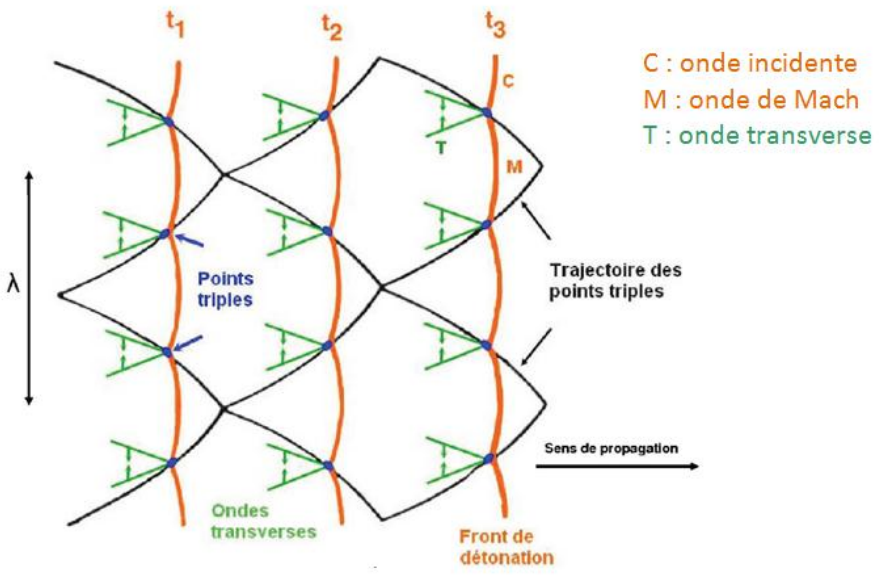

Figure A.F5 : schéma de la structure cellulaire de l'onde de détonation [Briand (63)]

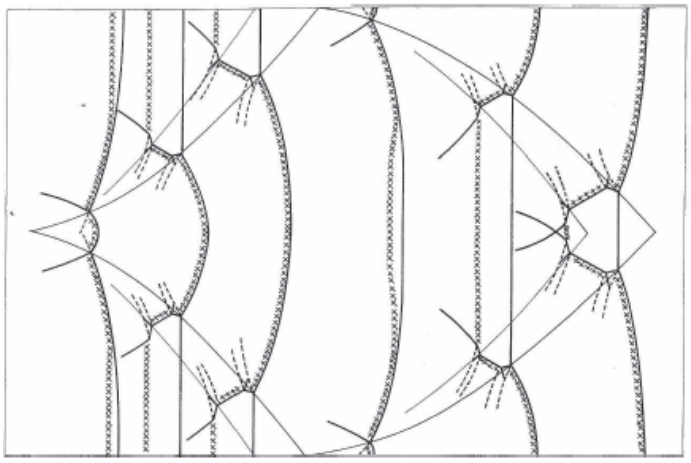

Figure A.F6 : processus de formation d'une cellule de détonation [Virot (153)]

A.4 Détonation hélicoïdale

On parle de détonation hélicoïdale ou à une tête lorsqu'un seul et unique point triple compose le front de détonation. Si cette détonation se propage dans un tube circulaire, on la qualifie alors de détonation hélicoïdale car le point triple décrit une trajectoire qui a la forme d'une hélice. Ce régime est obtenu lorsque la largeur de la cellule de détonation et la taille transversale du confinement sont proches. Il s'agit donc d'un régime limite de propagation de la détonation cellulaire.

Les grandeurs caractéristiques d'une détonation hélicoïdale sont représentées sur la Figure A.F7 [cf. Virot (153)] :

- le pas P : distance axiale entre deux motifs
- l'épaisseur de bande e_{spin} : structure fine
- l'angle α : inclinaison des bandes par rapport à l'axe du tube.

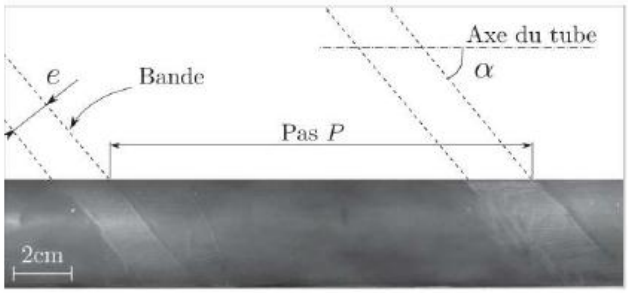

Figure A.F7 : grandeurs caractéristiques d'une détonation hélicoïdale [Virot (153)]

ANNEXE B
Paramètres des équations d'état

B.1 Equation d'état JWL pour la Composition B

La Composition B est composée d'environ 60% RDX, de 40% TNT et d'un liant. Les paramètres de l'équation d'état JWL (cf. paragraphe 2.2.3.2) caractérisant l'explosif condensé dit « Composition B » sont donnés dans le tableau B.1. Le taux de réaction de la Composition B est décrit par le modèle de Lee et Tarver (138) dont les constantes sont données par Urtiew et al. (139).

	P_{CJ}	1,6653E10 bars
	D_{CJ}	5029 m/s
	T_{CJ}	4021 K
	ρ_0	1,717 g/cm^3
Phase gazeuse	A	5,242
	B	0,07678
	R_1	4,2
	R_2	1,1
	ω	0,5
Phase solide	A	485
	B	-0,39084
	R_1	11,3
	R_2	1,13
	ω	0,8938

Tableau B.T1 : paramètres de l'équation d'état JWL pour la Composition B

B.2 Equation d'état mHOM pour la Composition B

Les paramètres de l'équation d'état mHOM (cf. paragraphe 2.2.3.3 et (120)) pour la Composition B (pour l'explosif frais) sont présentés dans le tableau B.2 :

a_H	3060 m/s

b_H	2,01
ρ_0	1749,9 kg/m^3
c_s	968 J/kg/K
Γ	0,947
α	97,5E-6
b_w	767,604
ΔT	4084,509
ε	5,0403E-1
η	4,219E-2

Tableau B.T2 : paramètres de l'équation d'état mHOM pour la Composition B

En ce qui concerne les produits de détonation, la méthode utilisée pour réaliser les approximations de la pression et de l'énergie isentropiques ainsi que du coefficient de Gruneisen sont décrites ci-après.

Les pression, température, vitesse du son et volume CJ sont déterminés à l'aide d'un code thermodynamique tel que TDS (123). On peut en déduire directement la célérité de la détonation D_{CJ} ainsi que la vitesse matérielle u_{CJ}.

$$D_{CJ} = V_0\sqrt{\frac{P_{CJ} - P_0}{V_0 - V_{CJ}}}\ ; \qquad u_{CJ} = D_{CJ}\left(1 - V_{CJ}/V_0\right)\ ; \qquad c_{CJ} = D_{CJ} - u_{CJ}$$

Le tableau B.3 récapitule les caractéristiques de la détonation CJ pour la Composition B :

P_{CJ}	1,6653E10 bars
V_{CJ}	5,2436E-4 cm^3/g
T_{CJ}	4021 K
C_{CJ}	5029 m/s
Cv_{CJ}	2,4993E+03 J/kg/K

Tableau B.T3 : caractéristiques de la détonation CJ pour la composition B

La pression et l'énergie isentropiques peuvent être approximées par les relations suivantes :

$$P_s = \frac{A}{V^{\gamma_{pr}+1}} + \frac{B}{V^n} + \frac{C}{V^m}$$

$$m = \frac{1}{2}\left(\gamma_{pr} + 1 + n\right) \quad avec \quad n > m > \gamma_{pr} + 1$$

$$e_s = e_{CJ} + \frac{A}{\gamma_{pr} V_{CJ}^{\gamma_{pr}}}\left[\left(\frac{V_{CJ}}{V}\right)^{\gamma_{pr}} - 1\right] + \frac{B}{(n-1)V_{CJ}^{(n-1)}}\left[\left(\frac{V_{CJ}}{V}\right)^{n-1} - 1\right] + \frac{C}{(m-1)V_{CJ}^{(m-1)}}\left[\left(\frac{V_{CJ}}{V}\right)^{m-1} - 1\right]$$

Le premier terme dans l'équation de la pression avec un terme γ compris entre 0,2 et 0,3 est prédominant pour les faibles densités, tandis que le dernier terme avec m de l'ordre de 3 domine pour les fortes densités. Le terme intermédiaire permet d'améliorer entre l'approximation et la pression isentropique calculée avec le code thermodynamique.

On recherche les coefficients A, B, C, γ et m qui donnent la meilleure approximation possible. Pcj et Ccj étant connus, il est possible de réduire le nombre d'inconnues à 3, sachant que : $P_S(V_{CJ}) = P_{CJ}$ et $c_{CJ}{}^2 = -V^2 \, dP_S / dV$ à $V = V_{CJ}$. B et C peuvent donc s'exprimer de cette façon:

$$B = \left(\frac{c_{CJ}{}^2}{V_{CJ}} - \frac{A(m - \gamma_{pr} - 1)}{V_{CJ}{}^{\gamma_{pr}+1}} - mP_{CJ}\right)\frac{V_{CJ}{}^n}{(n-m)}$$

$$C = \left(P_{CJ} - \frac{B}{V_{CJ}{}^n} - \frac{A}{V_{CJ}{}^{\gamma_{pr}+1}}\right)V_{CJ}{}^m$$

Les inconnues A et gamma sont déterminées en considérant les faibles densités. Dans ce domaine, lnPs est proportionnel à lnV. Puis la dernière inconnue n (ou m) est calculée à l'aide d'une méthode d'approximation non linéaire de la courbe de la pression isentropique Ps en fonction du volume spécifique V. Une attention particulière sera portée au point CJ afin d'obtenir la célérité du son Ccj et la pression CJ attendues.

Les figures B.F1 et B.F2 présentent une comparaison entre les pressions isentropiques déterminée avec le code TDS et approximée ainsi que l'erreur relative entre les deux.

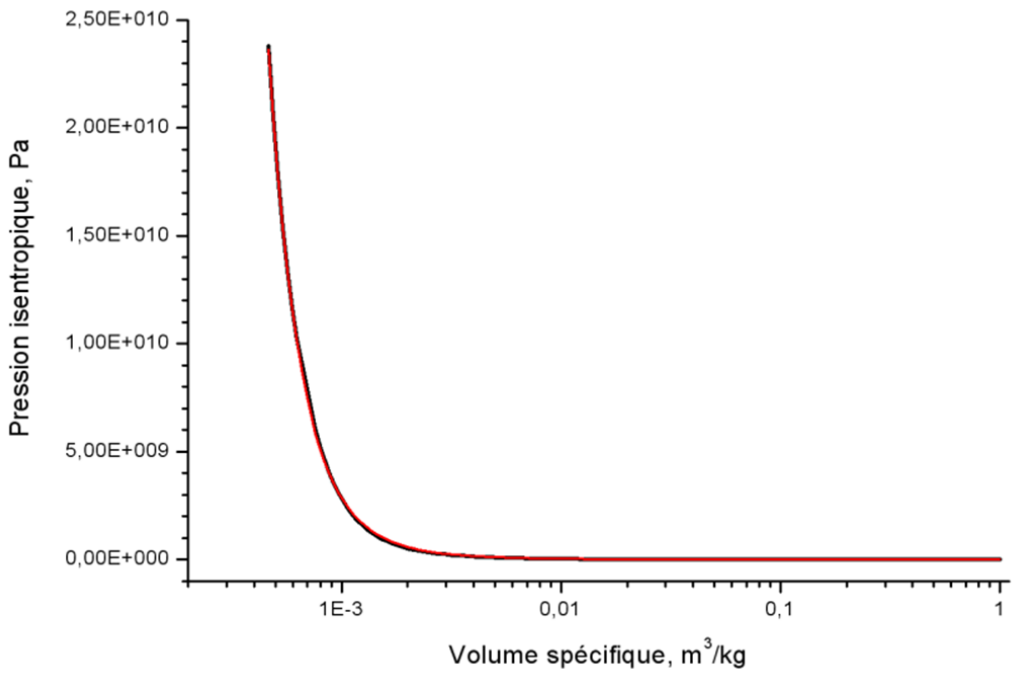

Figure B.F1 : dépendance de la pression isentropique avec le volume isentropique (pression déterminée avec le code TDS : courbe noire, pression approximée : courbe rouge)

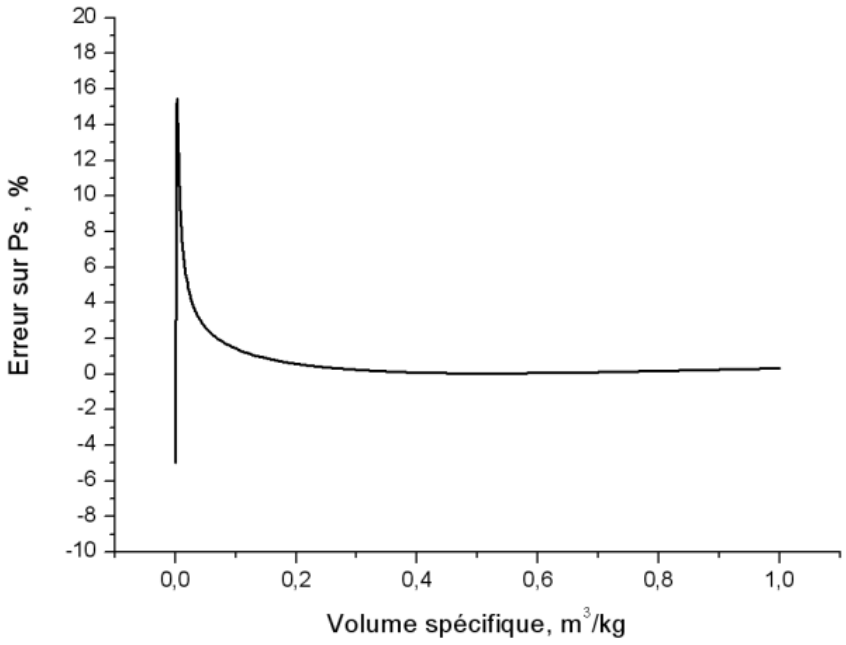

Figure B.F2 : erreur relative entre la pression isentropique approximée et celle calculée par le code TDS

Il reste à déterminer le coefficient de Gruneisen G. Celui-ci peut s'exprimer en fonction du volume spécifique adimensionné x:

$$G(x) = \frac{a_1 x}{1 + a_2(x - a_3)^2} + \frac{a_4 x}{1 + a_5 x} + a_6$$

$$x = \frac{V}{V_{CJ}}$$

Avec, a1, ..., a5, coefficients constants à ajuster. Le premier terme du membre de droite de l'équation gouverne le comportement du coefficient de Gruneisen dans le domaine des faibles x (x < O(10)) tandis que les deux autres termes sont dominants pour de grands x (O(100-1000)). Le tableau B.4 indique les coefficients ajustés pour la Composition B :

a_1	6.68414E-01
a_2	9.74848E-01
a_3	7.75516E-01
a_4	2.33867E-05
a_5	9.97762E-05
a_6	9.69444E-02

Tableau B.T4 : paramètres du coefficient de Gruneisen

La Figure B.F3 présente une comparaison entre le coefficient de Gruneisen calculé à partir du code TDS et l'approximation réalisée de celui-ci.

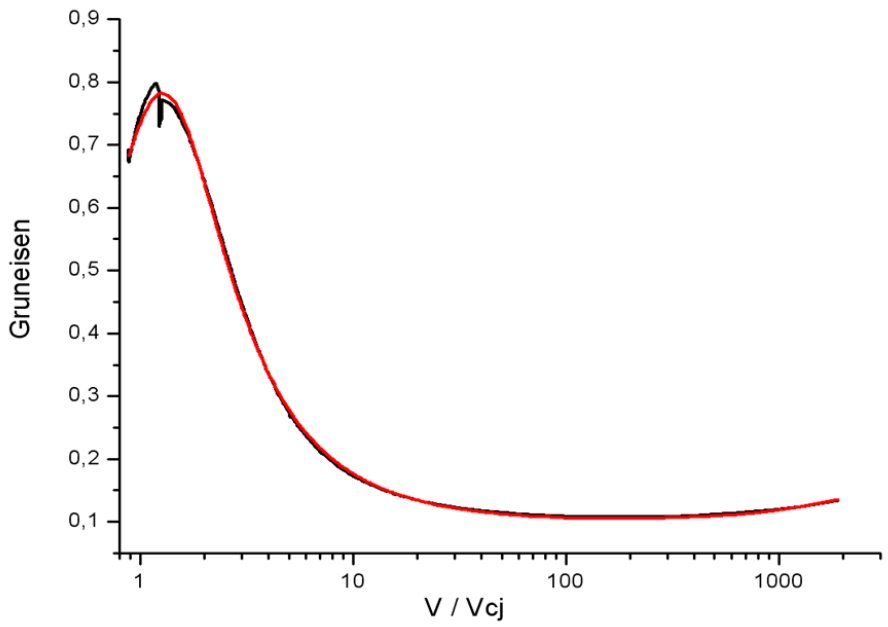

Figure B.F3 : dépendance du coefficient de Gruneisen avec le volume spécifique adimensionné (coefficient calculé avec le code TDS : courbe noire, coefficient approximé : courbe rouge)

B.2 Equation d'état mHOM pour le verre

Les paramètres de l'équation d'état mHOM caractérisant les billes de verre sont détaillés dans le tableau B.5 :

a_H	3879 m/s
b_H	1,86
ρ_0	1580 kg/m^3
c_s	750 J/kg/K
Γ	0,2
α	12E-6
b_w	14407,2
ΔT	1148,58
ε	1,90107E-1
η	5,78261E-2

Tableau B.T5 : paramètres de l'équation d'état mHOM pour le verre

ANNEXE C
Dispersion des particules d'aluminium dans le volume expérimental

L'une des étapes clés dans le processus expérimental décrit au paragraphe 4.2 est la réalisation du mélange oxygène-particules d'aluminium en suspension. Nous disposons d'un volume d'expériences de 6 à 10 m^3, suivant les essais, dans lequel il faut disperser entre dix et vingt kilogrammes de particules d'aluminium. Ce volume est formé d'une tente carrée en polyéthylène, supportée par un cadre métallique, que l'on remplit d'oxygène. La répartition des particules au sein de ce volume doit être la plus homogène possible afin d'avoir un nuage suffisamment uniforme lors de l'amorçage du mélange. Le dispositif de dispersion doit permettre également de disperser la totalité de la masse d'aluminium avant que les premières particules éjectées n'atteignent le sol et ce, sans interférer avec le processus d'amorçage. Deux dispositifs de dispersion ont été testés et sont décrits dans cette annexe.

C.1 Dispersion par méthode pyrotechnique

C.1.1 Principe de fonctionnement

Le principe de ce dispositif pyrotechnique est le suivant : il s'agit de disperser les particules d'aluminium à l'intérieur du volume d'essai en faisant détoner une petite quantité d'explosif solide.

Pour cela nous répartissons la masse totale d'aluminium à disperser dans des cylindres en carton de 19 cm de hauteur et 14 cm de diamètre (contenant 1 kg d'aluminium chacun) que nous suspendons dans la tente (cf. Figure C.F1). Les conteneurs sont répartis à l'intérieur du volume de façon à optimiser la répartition des particules lors de la dispersion (cf. Figure C.F2 et Figure C.F3).

Le schéma des cylindres avec leur suspension et leur dispositif de mise à feu est représenté sur les figures C.F2, C.F3 et C.F4). Dans chaque conteneur est placé 1 kg de particules d'aluminium. Pour réaliser la dispersion de chaque cylindre, on utilise 2 g de C4, amorcés par un détonateur Nonel (« non electric »). L'explosif et le détonateur sont insérés dans un bloc de béton cellulaire (de faible densité ~ 0,35) de section carrée 5 x 5 cm et de 20 cm de long afin de retarder le contact entre les produits de détonation et les particules d'aluminium dispersées.

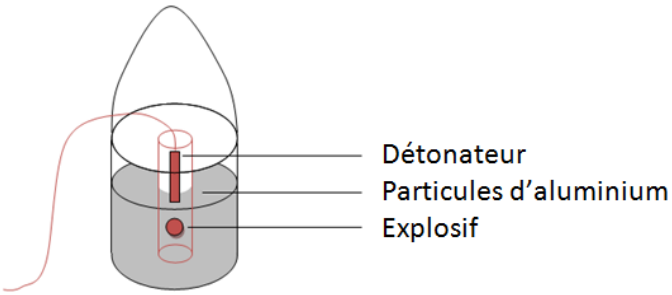

Figure C.F1 : schéma d'un conteneur de particules

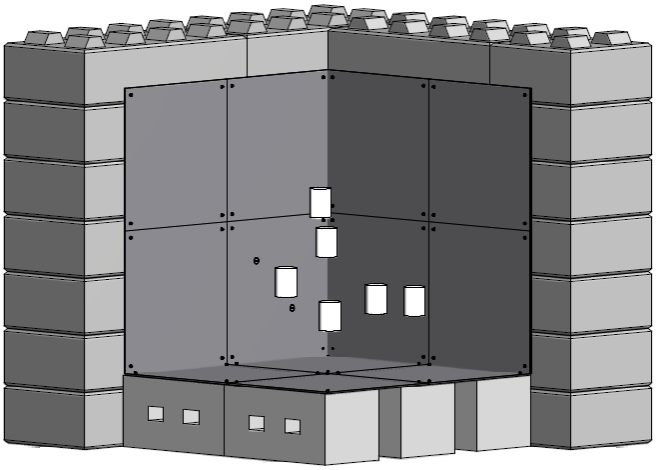

Figure C.F2 : schéma de la répartition des conteneurs à l'intérieur du volume d'essai

Figure C.F3 : photo du montage expérimental avec le dispositif de dispersion pyrotechnique

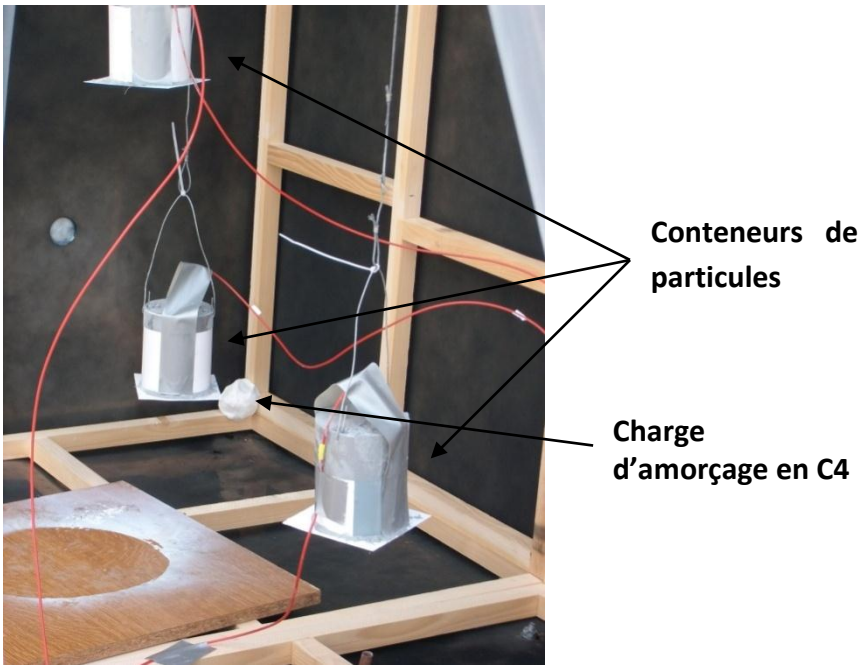

Figure C.F4 : photo des conteneurs de particules

La Figure C.F5 présente la chaine pyrotechnique d'un essai de détonation d'un mélange oxygène-particules d'aluminium avec le dispositif de dispersion pyrotechnique. Deux lignes sont mises en place afin de disperser les particules puis d'amorcer la charge de C4 d'amorçage :

- Première ligne : un détonateur RP83 amorce le détonateur Nonel et les 2 g de C4 présents dans chacun des six cylindres. Le retard de 500 ms des détonateurs Nonel n'a pas été choisi : il s'agit en fait du détonateur Nonel le plus économique de la marque, le détonateur sans retard étant significativement plus cher. Il s'ensuit la dispersion des particules d'aluminium à l'intérieur du volume expérimental. Les essais ont montré que la meilleure dispersion dans le volume est obtenue après environ 200 ms (observations cinématographiques).
- Deuxième ligne : un détonateur RP83 amorce la charge principale de C4 après un délai de 700 ms, c'est-à-dire une fois la dispersion réalisée.

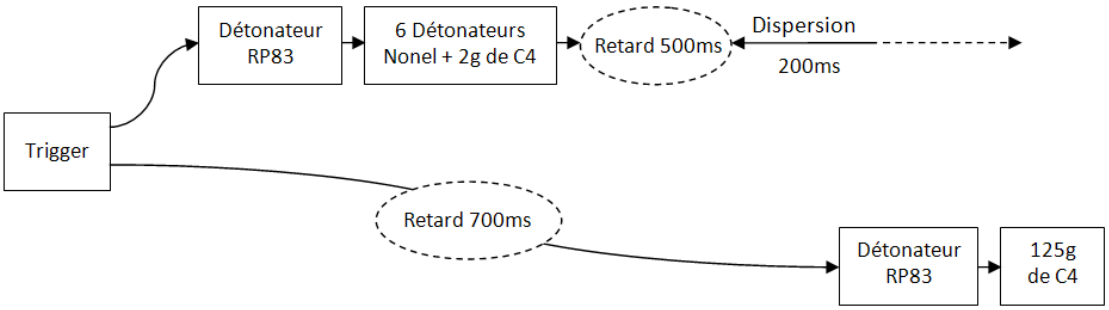

Figure C.F5 : représentation schématique de la chaine pyrotechnique

C.1.2 Résultats obtenus

La Figure C.F6 montre quelques instants clé d'une expérience de dispersion (dispositif pyrotechnique) et de tentative d'amorçage d'une onde de détonation.

Figure C.F6 : expérience de dispersion et tentative d'amorçage d'une onde de détonation

Sur la première image, on distingue l'amorçage de la charge principale de C4. Avec l'augmentation de luminosité, la dispersion des conteneurs de particules d'aluminium devient

visible. On constate que plusieurs zones réactives se forment autour des dispersions : l'isolation entre les produits de détonation issus des détonateurs Nonel et les particules d'aluminium n'est pas suffisante pour en empêcher l'auto-inflammation. Cet essai n'est donc pas concluant et des modifications sont nécessaires pour améliorer le dispositif.

Afin de prévenir l'inflammation spontanée des particules dispersées, nous avons augmenté le confinement des produits de détonation en utilisant des blocs de béton cellulaire de section plus importante : 7,5 cm puis 10 cm de côté. Pour des dispersions dans l'air, ce dispositif est opérationnel. En revanche, la Figure C.F7 présente un essai de dispersion pyrotechnique dans un volume rempli d'oxygène. Sur les trois premières photos, la dispersion semble se réaliser normalement. A la quatrième photo, on constate cependant qu'il y a inflammation spontanée des particules d'aluminium malgré l'augmentation de l'épaisseur du confinement. Ce système de dispersion a donc été abandonné, au profit d'un dispositif non-pyrotechnique.

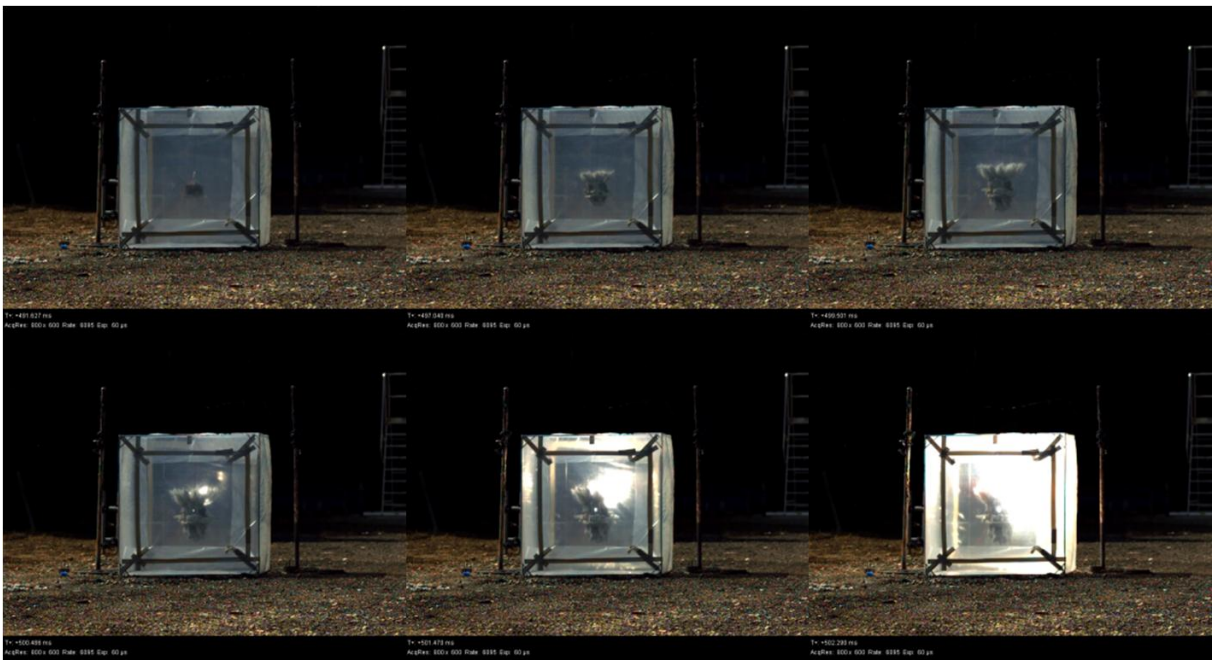

Figure C.F7 : expérience de dispersion pyrotechnique dans l'oxygène

C.2 Dispersion par méthode pneumatique

C.2.1 Principe de fonctionnement

Le principe de ce dispositif est le suivant : les particules sont placées dans des cylindres métalliques (cf. Figure C.F8) encastrés dans les parois du montage (cf. Figure C.F9 et Figure C.F10) et reliés à des réservoirs d'oxygène sous pression (cf. Figure C.F11), ce qui permet grâce à un système d'électrovannes de propulser de manière synchronisée le contenu de ces cylindres à l'intérieur de l'enceinte.

Les conteneurs sont disposés dans les parois de façon à optimiser la dispersion et à la rendre la plus homogène possible (cf. Figure C.F9 et Figure C.F10). Nous utilisons deux bouteilles d'oxygène de 10 m^3, pour alimenter trois conteneurs (cf. Figure C.F11). Quatre injecteurs situés au fond du cylindre réalisent l'expulsion des particules : deux injecteurs droits génèrent un flux direct et deux injecteurs inclinés à 45° créent un tourbillon pour faciliter la chasse des particules d'aluminium.

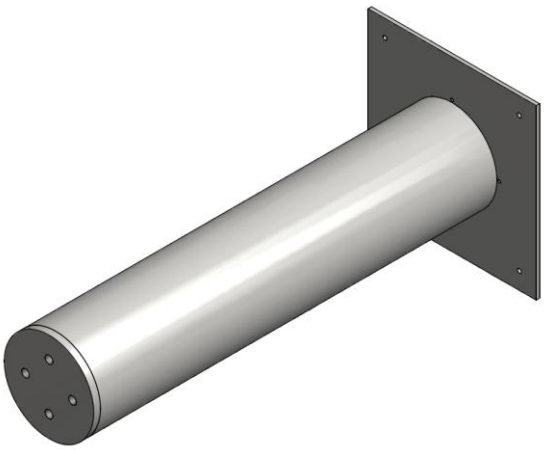

Figure C.F8 : schéma d'un cylindre

Figure C.F9 : implantation des cylindres dans la paroi droite du montage expérimental

Figure C.F10 : implantation des cylindres dans la paroi gauche du montage expérimental

Figure C.F11 : photo des réservoirs d'oxygène sous pression

Des expériences préliminaires de dispersion pneumatique de particules d'aluminium dans l'air nous ont permis de déterminer le temps optimal pour réaliser la suspension : celui-ci est de 800 ms. A cet instant, la majeure partie des particules contenues dans les cylindres ont été expulsées tandis que les premières particules dispersées touchent le sol. La Figure C.F12 présente une séquence typique d'un essai de dispersion à l'aide du dispositif pneumatique.

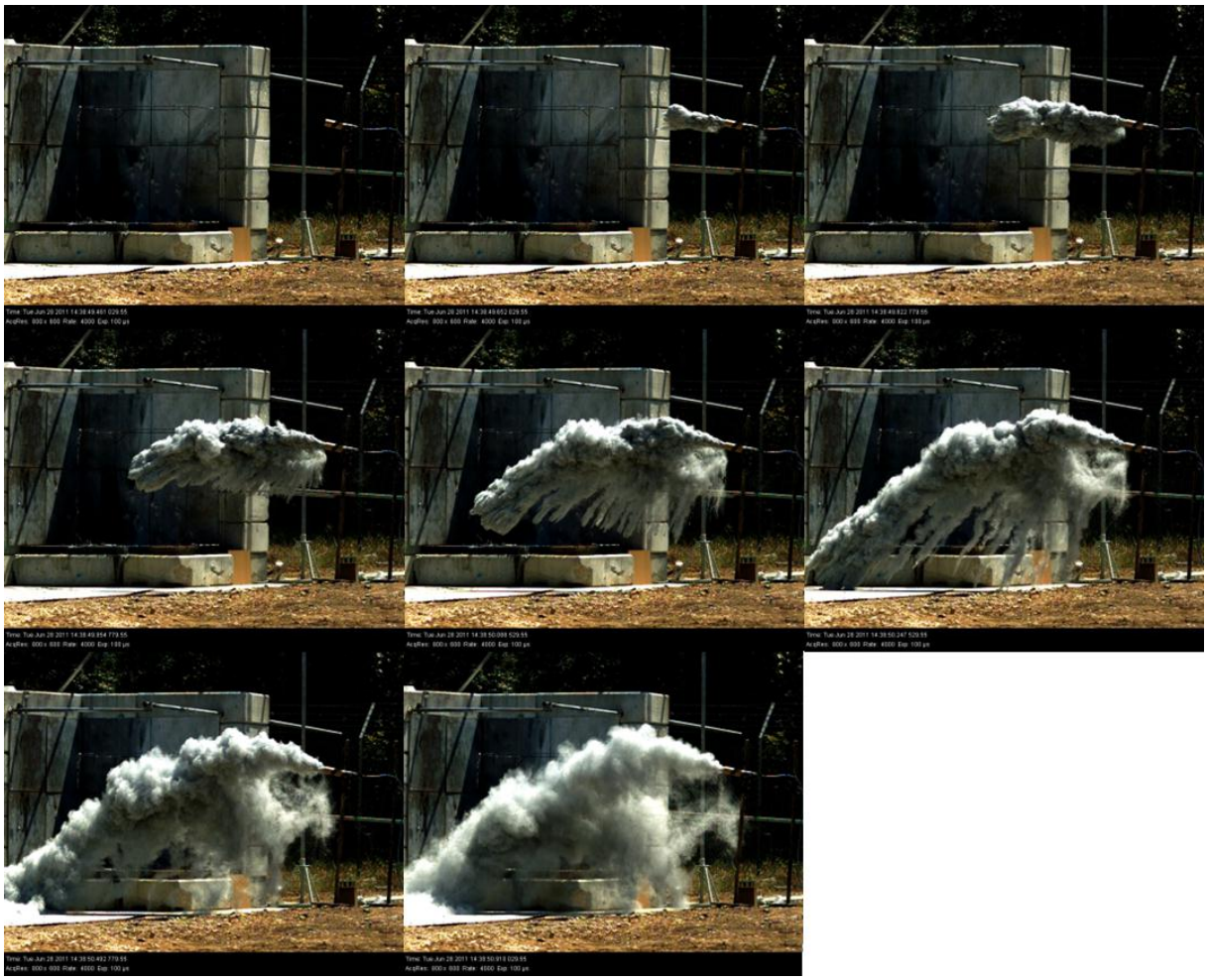

Figure C.F12 : expérience de dispersion pneumatique

Bibliographie

1. **G.F.C.** Les mots de la combustion. *Groupement Français de Combustion - Section Française du Combustion Institute.* Edition G.F.C. 1993.

2. **Ingignoli, W.** *Etude de la formation et de le propagation des détonations dans des suspensions de particules d'aluminium en atmosphère oxydante ou réactive.* 1999. Thèse de doctorat, ENSMA, Université de Poitiers (France).

3. **Frost, D.L. et Zhang, F.** Effect of Scale on the Blast Wave Generated by a Metallized Heterogeneous Explosive. *Energetic Materials : Reactions of propellants, Explosives and pyrotechnics, 34th Int. Annual Conference of ICT.* 2003.

4. **Frost, D.L. et Zhang, F.** The nature of Heterogeneous Blast Explosives. *Proc. 19th Military Aspects of Blast and Shock.* 2006.

5. **Frost, D.L., Zhang, F. et Murray, S.B.** Critical Conditions for Ignition of Aluminum Particles in Cylindrical Explosive Charges. *14th APS International conference on Shock Compression of Condensed Matter.* 2005.

6. **Frost, D.L., Ornthanalai, C., Zarei, C., Tanguay, V. et Zhang, F.** Particle momentum effects from the detonation of heterogeneous explosives. *submitted to J. Appl. Phys.* 2006.

7. **Frost, D.L., Zarei, Z. et Zhang, F.** Instability of Combustion Products Interface from Detonation of Heterogeneous Explosives. *Proceedings of the 20th International Colloquium on the Dynamics of Explosion and Reactive Systems.* 2005.

8. **Frost, D.L., Zhang, F. et Murray, S.B.** Critical Condition for ignition of Metal Particles in a Condensed Explosive. *12th Detonation Symposium.* 2002.

9. **Zhang, F., Gerrard, K., Ripley, R. et Tanguay, V.** Unconfined Aluminum Particles-Air Detonation. [éd.] K. Hannemann. *Proceedings of the 26th International Symposium on Shock Waves, Goetingen, Germany.* 2007.

10. **Zhang, F., Frost, D.L., Thibault, P.A. et Murray, S.B.** Explosive dispersal of solid particles. *Shock Waves.* 2001, Vol. 10, pp. 431-443.

11. **Zhang, F., Grönig, H. et Van De Ven, A.** DDT and Detonation Waves in Dust-Air Mixtures. *Shock Waves.* 2001, Vol. 11, 1, pp. 53-71.

12. **Sturtzer, M.O., Gregoire, Y. et Eckenfels, D.** Experimental study of aluminium particle dispersed and ignited by high explosive. *Military Aspects of Blasts and Shocks.* 2010.

13. **Grégoire, Y.** Etude expérimentale et numérique de la dispersion explosive et de la combustion de particules métalliques. *Thèse de doctorat, ENSMA, Université de Poitiers.* 2009.

14. **Kuhl, A.L., Khasainov, B.A. et Bell, J., Beckner, V.** Numerical Simulation of the Combustion of Aluminum Shock-Dispersed-Fuel Charges. *HPCMP Users Group Conference (HPCMP-UGCMP"06).* 2006, pp. 119-123.

15. **McNesby, K.L., Homan, B.E. et Lottero, R.E.** High Brightness Imaging for Real Time Measurement of Shock, Particle and Combustion Fronts Produced by Enhanced Blast Explosives. *Proceedings for the 24th Army Science Conference.* 2005.

16. **Milne, A.M., Longbottom, A.W., Evans, D.J., Haskins, P.J. et Cook, M.D.** The Burning Rate of Aluminum Particles in Nitromethane in Cylinder Tests. *APS.* 2001.

17. **Bates, L.R.** Underwater Explosive Behaviour of Compositions Containing Nanometric Aluminium Powder. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 800, Materials Research Society.* 2004.

18. **Gilev, S.D., Anisichkin, V.F.** Interaction of Aluminum with Detonation Products. *Combustion, Explosion and Shock Waves.* 2006, Vol. 42, 1, pp. 107-115.

19. **Fedorov, A.V. et Khmel, T.A.** Numerical Simulation of Detonation Initiation Entering a Cloud of Aluminum Particles. *Translated from Fizika Goreniya i Vzryva.* 2002, Vol. 38, 1, pp. 114-122.

20. **Zhang, F.** *Heterogeneous detonation.* s.l. : Springer, 2009. Chapter II : Detonation of Gas-Particle Flow.

21. **Frost, D.L., Grégoire, Y., Petel, O., Goroshin, S. et Zhang, F.** Particle jet formation during explosive dispersal of solid particles. *In: Proceedings of the 23rd International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems (ICDERS).* 2011.

22. **Milne, A.M., Parrish, C. et Worland, I.** Dynamic fragmentation of blast mitigants. *Shock Waves.* 2010, 20, pp. 41-51.

23. **Ritzel, D.F., Ripley, R.C., Murray, S.B. et Anderson, J.** Near-field blast phenomenology of thermobaric explosions. *In: Hannemann, K., Seiler, F. (eds.) Proceedings of the 26th International Symposium on Shock Waves.* 2007, pp. 281-286.

24. **Zhang, F., Yoshinaka, A. et Ripley, R.C.** Hybrid detonation waves in metalized explosive mixtures. *In: Proceedings of the 14th International Detonation Symposium.* 2010, pp. 714-723.

25. **Rodriguez, V., Jourdan, G., Mariani, C., Houas, L., Saurel, R., Lapébie, E., Munier, L. et Osmont, A.** Investigation on the jet formation during the dispersion of a cluster of solid

particles submitted to a shock wave. *Proceedings of 22st International Symposium on Military Aspects of Blast and Shock.* 2012.

26. **Ripley, R.C., Donahue, L. et Zhang, F.** Jetting instabilities of particles from explosive dispersal. *In: Proceedings of the Shock Compression of Condensed Matter.* 2011, pp. 1615-1618.

27. **Xu, T., Lien, F.S., Ji, H. et Zhang, F.** Formation of particle jetting in a cylindrical shock tube. *Shock Waves.* 2013, 23, pp. 619-634.

28. **Lanovets, V.S., Levich, V.A., Rogov, N.K., Tunik, Yu.V. et Shamshev, K.N.** Dispersion of the Detonation Products of a Condensed Explosive with Solid Inclusions. *Combustion, Explosion and Shock Waves.* 1993, Vol. 29, 5, pp. 638-641.

29. **Strauss, W.A.** Investigation of the detonation of aluminum powder-oxygen mixture. *AIAA Journal.* 1968, Vol. 6, 9, pp. 1753-1756.

30. **Cybulski, W.B.** Detonation of Coal Dust. *Bulletin of the Polish Academy of Science.* 1971, Vol. 19, pp. 37-41.

31. **Nettleton, M.A. et Stirling, R.** Detonations in Suspensions of Coal Dust Oxygen. *Combustion and Flame.* 1973, Vol. 21, 3, pp. 307-314.

32. **Bartknecht, W.** *Explosionen.* s.l. : Springer Verlag. pp. 5-72.

33. **Peraldi, O. et Veyssiere, B.** Experimental Study of the Detonations in Starch Particles Suspensions with O2/N2, H2/O2 and C2H4/O2 mixtures. *Dynamics of Explosions, Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, New York.* 1986, Vol. 106, pp. 490-504.

34. **Kauffman, C.W., Wolanski, P., Arisoy, A., Adams, P.R., Maker, B.N. et Nicholls, J.A.** Dust, Hybrid, and Dusty Detonations. *Dynamics of Shocks Waves, Explosions and Detonations, Progress in Astronautics and Aeronautics, New York.* 1984, Vol. 94, pp. 221-240.

35. **Wolanski, P.** Deflagration and Detonation Combustion of Dust Mixtures. *Dynamics of Deflagrations and Reactive Systems: Heterogeneous Combustion, Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, New York.* 1991, Vol. 132, pp. 3-31.

36. **Fangrat, J., Glinka, W., Wolanski, P. et Wolinski, M.** Detonation Structure in Organic Dust-Oxygen Mixtures. *Archivum Combusitonis.* 1987, Vol. 7, pp. 321-332.

37. **Tulis, A.J. et Selman, J.R.** Detonation Tube Studies of Aluminum Particles Dispersed in Air. *19th Symposium on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh.* pp. 655-663.

38. **Borisov, A.A., Khasainov, B.A., Veyssiere, B., Saneev, E.L., Fomin, I.B. et Khomik, S.V.** On the detonation of aluminum dust in air and oxygen. *Soviet Journal of Chemical Physics.* 1992, Vol. 10, 2, pp. 369-402.

39. **Gardner, B.R., Winter, R.J. et Moore, M.J.** Explosion Development and Deflagration-to-Detonation Transition in Coal Dust Air Suspensions. *21st Symposium on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh.* 1986, pp. 335-343.

40. **Zhang, F., Greilich, P. et Grönig, H.** Propagation Mechanism of Dust Detonations. *Shock Waves.* 1992, Vol. 2, 2, pp. 81-88.

41. **Zhang, F. et Grönig, H.** Two-Headed Detonation in Reactive Particle-Oxidizing Gas Flow. *Phys. Fluids A 4.* 1992, pp. 2308-2315.

42. **Zhang, F. et Grönig, H.** Spin Detonation in Reactive Particles-Oxidizing Gas Flow. *Phys. Fluids A 3.* 1991, pp. 1983-1990.

43. **Grönig, H.** Dust Detonations. *JSME International Journal Series B 40.* 1997, pp. 1-15.

44. **Zhang, F., Murray, S. et Gerrard, K.B.** Aluminum particles–air detonation at elevated pressures. *Shock Waves.* 2006, Vol. 15, pp. 313–324.

45. **Oved, Y., Eidelman, S. et Burcat, A.** The propagation of blasts from solid explosives to two-phase media. *Propellants and Explosives.* 1978, Vol. 3, pp. 109-115.

46. **Tulis, A.J.** On the Unconfined Detonation of Aluminum Powder-Air Clouds. [éd.] P. Wolanski. *1st International Colloquium on Explosibility of Industrial Dusts, Warsaw, Poland.* 1984, pp. 178-186.

47. **Veyssière, B., Desbordes, D. et Lee, J.H.S.** Preliminary Experiments for Direct Initiation of Spherical Detonations in Two-Phase Mixtures (Oxygen-Solid Particles). *Archivum Combustionis.* 1987, Vol. 7, 1-2, pp. 185-196.

48. **Ingignoli, W., Veyssière, B. et Khasainov, B.A.** Study of detonation initiation in unconfined aluminium dust clouds. [éd.] G.D. Roy, et al. *Gaseous and Heterogeneous Detonations.* Moscow : ENAS Publishers, 1999. pp. 337-350. ISBN 5-89055-015-0.

49. **Zeldovitch, Y.B.** On the theory of the propagation of detonation in gaseous systems. *Journal of Experimental and Theoretical Physics.* 1940 йил, Vol. 10, pp. 542-568.

50. **Von Neumann, J.** Theory of detonation waves. 1942.

51. **Döring, W.** On the detonation process in gases. *Annals of Physics.* 1943, Vol. 43, pp. 421-436.

52. **Nigmatulin, R.I.** Prikl. Matemat. Mekh. 1970. Vol. 34, pp. 1097-1112.

53. **Khasainov, B.A. et Veyssiere, B.** Analysis of the steady double-front detonation structure for a detonable gas laden with aluminum particles. *Archivum Combustionis.* 1987, Vol. 7, 3-4, pp. 333-352.

54. **Lee, D. et Sichel, M.** The Chapman-Jouguet Condition Structure of Detonations in Dust-Oxidizer Mixtures. *Dynamics of Explosions, Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, New York.* 1986, Vol. 106, pp. 501-521.

55. **Benkiewicz, K. et Hayashi, A.K.** Parametric studies of an aluminium combustion model for simulation of detonation waves. [AIAA Journal]. 2006. Vol. 44, 3, pp. 608-619.

56. **Khasainov, B.A. et Veyssière, B.** Initiation of detonation regimes in hybrid two-phase mixtures. [Shock Waves]. 1996. Vol. 6, pp. 9-15.

57. **Veyssire, B. et Khasainov, B.A.** A model for steady, plane, double-front detonation (DFD) in gaseous explosive mixtures with aluminum particles in suspension. *Combustion and Flame.* 1991, Vol. 85, pp. 241-253.

58. **Veyssière, B. et Khasainov, B.** Structure and Multiplicity of Detonation Regimes in Heterogeneous Hybrid Mixtures. *Shock Waves.* 1995, Vol. 4, pp. 171-186.

59. **Veyssière, B., Arfi, P. et Khasainov, B.A.** Detonations of starch suspensions in gaseous O2N2 and stoechiometric H2O2 mixtures. 1999, Vol. 117, pp. 477-492.

60. **Fedorov, A.V.** Structure of heterogeneous detonation of aluminium particles dispersed in oxygen. 1992, Vol. 28, 3, pp. 72-83.

61. **Fedorov, A.V., Fomin, V.M. et Khmel, T.A.** Real detonation waves in oxygen-aluminium mixtures. Bergen, Norway : C. Michelsen research AS, 1996. pp. 4.33-4.45.

62. **Fedorov, A.V., Khmel, T.A. et Fomin, V.M.** Non-equilibrium model of steady detonations in aluminium particles-oxygen mixtures. 1999, Vol. 9, 5, pp. 313-318.

63. **Briand, A.** *Contribution à l'étude de la structure des détonations dans les milieux biphasiques.* 2009. Thèse de doctorat, ENSMA, Université de Poitiers.

64. **Benkiewicz, K. et Hayashi, A.K.** Aluminium dust ignition behind reflected shock wave : two-dimensional simulations. 2002, Vol. 30, pp. 269-292.

65. **Benkiewicz, K. et Hayashi, A.K.** Two-dimensional numerical simulations of multiheaded detonations in oxygen aluminium mixtures using an adaptative mesh refinement. 2003, Vol. 13, pp. 385-402.

66. **Fedorov, A.V. et Khmel, T.A.** Numerical simulation of Formation of Cellular Heterogeneous Detonation of Aluminium Particles in Oxygen. 2005, Vol. 41, 4, pp. 435-448.

67. **Khmel, T.A. et Fedorov, A.V.** Numerical investigation of detonation cell size dependence on flow scales in aluminium particle-oxygen suspensions. International Colloquium on Application of Detonations to Propulsion, pp. 120-124. Moscow Torus Press. St. Petersurg, Russia, 2010.

68. **Khmel, T.A. et Fedorov, A.V.** Formation of plane and cellular heterogeneous detonations in bi-fractional particle-gas mixtures. [auteur du livre] G. et al. Roy. *Pulsed and Continuous Detonations.* Moscow : Torus Press Ltd, 2006.

69. **Fedorov, A.V. et Khmel, T.A.** Cellular detonations in bidispersed gas-particle mixtures. 2008, Vol. 18, 4, pp. 277-280.

70. **Briand, A., Veyssière, B. et Khasainov, B.A.** Modelling of detonation cellular structure in aluminium. *Shock Waves.* 2010, Vol. 20, pp. 521–529.

71. **Veyssière, B. et Khasainov, B.A., Briand, A.** Investigation of detonation initiation in aluminum suspensions. *Proceedings of the 21th International Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive Systems.* 2007, pp. 307-315.

72. **Korobeinikov, V.** Formation of zones with high particle concentrations in dusty gases. Dynamics of Deflagrations and Reactive Systems. 1990, pp. 287-292.

73. **Khasainov, B.A., Virot, F. et Veyssière, B.** Three-dimensional cellular structure of detonations in suspensions of aluminium particles. 2012, Vol. 22, 6.

74. **Trunov, M.A., Schoenitz, E.L. et Dreizin, E.L.** Ignition of Aluminum Powders Under Different Experimental Conditions. 2005, Vol. 30.

75. **Tanguay, V., Goroshin, S., Higgins, A., Yoshinaka, A. et Zhang, F.** Reaction of Metal Particles in Gas-Phase Detonation Products. 2005.

76. **Bruno, C., Ingenito, A. et Cuoco, F.** Using Powdered Aluminium for Space Propulsion. November-December 2004, Vol. 20, 6.

77. **Rai, A., Lee, D., Park, K. et Zachariah, M.R.** Importance of Phase Change of Aluminum in Oxidation of Aluminum Nanoparticles. 2004, Vol. B, 108, pp. 14793-14795.

78. **Dreizin, E.L.** Experimental study of stages in aluminum particle combustion in air. 1996, Vol. 105, pp. 541-556.

79. **Sarou-Kanian, V.** *Etude expérimentale de la combustion de gouttes d'aluminium en convection forcée : influence de l'atmosphère gazeuse, Thèse présentée à l'université d'Orléans le 18 décembre 2003.*

80. **Beckstead, M.W.** Correlating Aluminum Burning Times. 2005, Vol. 41, 5, pp. 55-69.

81. **Glassman, I.** *Metal Combustion Processes.* New-York : American Rocket Society Preprint 938-59, 1959.

82. **Brzustowski, T.A. et Glassman, I.** Vapor phase diffuson flames in combustion of magnesium and aluminum : II. Experimental observations in oxygen atmospheres. *Progress in Aeronautics and Astronautics, AIAA.* 1964, Vol. 15, pp. 41-73.

83. **Friedman, R. et Macek, A.** Ignition and combustion of aluminum particles in hot ambient gases. *Combustion and Flame.* 1962, Vol. 6, pp. 9-19.

84. **Pokhil, P.F., Belyayev, A.F., Frolov Yu, V., Logachev, V.S. et Korotkov, A.I.** Combustion of Powdered Metals in Active Media. *Nauka, FTD-MT-24-551-73 (English translation).* 1972.

85. **Frolov, Yu.V., Pokhil, P.F. et Logachev, V.S.** Ignition and Combustion of Powdered Aluminum in High-Temperature Gaseous Media and ina Composition of Heterogeneous Condensed Systems. *Combustion, Explosion & Shock Waves.* Vol. 8, 2, pp. 168-187.

86. **Micheli, P.L. et Schmidt, W.G.** *Behavior of Aluminum in Solid Rocket Motors.* s.l. : Aerojet Solid Propulsion Co., 1977. Vol. II. AFRPL-TR-77-29.

87. **Glassman, I., Mellor, A.M., Sullivan, H.F. et Laurendeau, N.M.** A Review of Metal Ignition and Flame Models. *AGARD Conference Proceedings.* 1970, 52, pp. 19.1-19.30.

88. **Price, E.W., Kraeutle, K.J., J.L., Prentice, Boggs, T.L., Crump, J.E. et Zurn, D.E.** Behavior of Aluminum in Solid Propellant Combustion. *NWC TP 6120, Naval Weapons Center.* 1982.

89. **Price, E.W.** Combustion of metalized propellants. *Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, New York.* 1984, Vol. 90, pp. 479-513.

90. **Beckstead, M.W.** A summary of Aluminum Combustion. *Internal Aerodynamics in Solid Rocket Propulsion.* 2002.

91. **Brewer, L. et Searcy, A.W.** The gaseous species of the Al-Al2O3 system. *Journal of the American Society.* 1951, Vol. 73, 5308-5314.

92. **Bartlett, R.W., Ong Jr, J.N., Fassell Jr, W.M. et Papp, C.A.** Estimating aluminum particle combustion kinetics. *Combustion and Flame.* 1963, Vol. 7, 1, pp. 227-234.

93. **Kuehl, D.K.** *Ignition and combustion of small - diameter aluminum wires.* Western States Combustion Institute. 1964. Papers WWS/CI 64-21.

94. **Mellor, A.M. et Glassman, I.** Vapor - phase diffusion flames in the combustion of magnesium and aluminum ; part III. Experimental observations in carbon dioxide atmospheres. *Progress in Aeronautics and Astronautics.* 1964, Vol. 15, pp. 159-176.

95. **Gurevich, M.A., Ozerova, G.E. et Stepanov, A.M.** Heterogeneous ignition of an aluminum particle in oxygen and water vapor. *Fizika Goreniya i Vzryva.* 1970, Vol. 6, 3, pp. 326-335.

96. **Merzhanov, A.G., Grigorijev, Yu.M. et Gal'Chenko, Yu.A.** Aluminum ingition. *Combustion and Flame.* 1977, Vol. 29, pp. 1-14.

97. **Bransford, J.W.** Ignition and combustion temperatures determined by laser heating. [éd.] Benning M.A. *Flammability and sensitivity of materials in oxygen - enriched atmospheres.* ASTM STP 910, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1986, Vol. 2, pp. 78-97.

98. **Belyaev, A.F., Frolov, Y.V. et Korotkov, A.I.** Combustion and ignition of particles of finely disperse aluminum. *Fizika Goreniya i Vzryva.* 1968, Vol. 4, 3, pp. 323-329.

99. **Pokhil, P.F., Logachev, V.S. et Mal'tsev, V.M.** The mechanism of metal particle combustion. *Fizika Goreniya i Vzryva.* 1970, Vol. 6, 3, pp. 407-410.

100. **Bouriannes, R.** *Contribution à l'étude de la combustion de l'aluminium dans les mélanges oxygène-argon, dans l'azote et dans l'air.* 1972. Thèse de doctorat es Sciences Physiques, (Université de Poitiers).

101. **Law, C.K.** A Simplified Theoretical Model for the Vapor-Phase Combustion of Metal Particles. *Combustion Science and Technology.* 1973, Vol. 7, pp. 197-212.

102. **Turns, S. R., Wong, S. C. et Ryba, E.** Combustion of Aluminum-Based Slurry Agglomerates. *Combust. Sci. and Tech.* 1987, Vol. 54, pp. 299-318.

103. **Brooks, K.P. et Beckstead, M.W.** Dynamics of aluminum combustion. *Journal of Propulsion and Power.* 1995, Vol. 11, 4, pp. 769-780.

104. **Bhatia, R. et Sirignano, W.A.** Metal Particle Combustion With Oxide Condensation. *Combustion Science & Technology.* 1993.

105. **Beckstead, M.W., Liang, Y. et Pudduppakkam, K.V.** Numerical Simulation of Single Aluminum Particle Combustion. *Combustion, Explosion and Shock Waves.* 2005, Vol. 41, 6, pp. 622-638.

106. **Boiko, V.M., Lotov, V.V. et Papyrin, A.N.** Ignition of gas suspensions of metallic powders in reflected shock waves. *Fizika Goreniya i Vzryva.* 1989, Vol. 25, 2, pp. 67-74.

107. **Fox, T.W. et Nicholls, J.A.** *Shock wave ignition of metal powders.* 1979. NASA Grant NGR 23-005-536.

108. **Borisov, A.A., Gelfand, B.E. et Timofeev, E.I.** Ignition of dust suspensions behind shock waves. *Progress in Astronautics and Aeronautics, Dynamics of Shock Waves, Explosions and Detonations, AIAA.* 1983, Vol. 94, pp. 332-339.

109. **Roberts, T.A., Burton, R.L. et Krier, H.** Ignition and combustion of aluminum / magnesium alloy particles in O2 at high pressures. *Combustion and Flame.* 1993, Vol. 92, pp. 125-143.

110. **Frank-Kamenetzkii, D.A.** Diffusion and Heat Transfer in Chemical Kinetics. *Plenum Press.* 1969.

111. **Igra, O. et Takayama, K.** Shock tube study of the drag coefficient of a sphere in a nonstationary flow. [éd.] K. Takayama. *Proceedings of the 18th International Symposium of Shock Waves.* 1991, pp. 491-497.

112. **Boiko, V.M., Kiselev, V.P., Kiselev, S.P., Papyrin, A.N., Poplavskii, S.V. et Fomin, V.M.** Interaction of a Shock Wave with a Cloud of Particles. *Combustion, Explosion and Shock Waves.* 1996, Vol. 32, 2.

113. **Boiko, V.M. et Poplavski, S.V.** Drag of Nonspherical Particles in a Flow behind a Shock Wave. *Combustion, Explosion and Shock Waves.* 2005, Vol. 41, pp. 71-77.

114. **Boiko, V.M. et Poplavski, S.V.** Particle and Dropp Dynamics in the Flow behind a Shock Wave. *Fluid Dynamics.* 2007, Vol. 42, 3, pp. 433-441.

115. **Nigmatulin, R.I., Vainshtein, P.B. et Akhatov, I.Sh.** Transition of powdered explosive convectie combustion into detonation. *Combustion, Explosion and Shock Waves.* 1983, Vol. 19, 5, pp. 618-621.

116. **Van Der Waals, J.D.** *On the Continuity of the Gaseous and Liquid States.* s.l. : Dover Phoenix Editions, Edited and with an Introduction by J.S. Rowlinson, 2004.

117. **Lee, E., Hornig, H.C. et Kury, J.W.** Adiabatic expansion of high explosive detonation products. *Lawrence Livermore National Laboratory Report UCRL-50422.* 1968.

118. **Baudin, G. et Serradeill, R.** Review of Jones-Wilkins-Lee equation of state. *EPJ Web of Conferences, New Models and Hydrocodes for Shock Wave Processes in Condensed Matter.* 2010, Vol. 10.

119. **Mader, C.L.** *Numerical Modelling of Explosives and Propellants.* Second Edition. s.l. : Boka Raton & New York : CRC Press LLC, 1998.

120. **Trotsyuk, A. V., Khasainov, B. A., Presles, H. N., Damamme, G. et Missionier, M.** Numerical Study of Lead Azide Detonation Initiation and Propagation. *Europyro .* 2011.

121. **Meyers, M.A.** *Dynamic Behaviour of Materials.* s.l. : John Wiley and Sons, Inc.

122. **Walsh, J.M. et Christian, R.H.** Equation of state of metals from shock waves measurements. *The Journal of Chemical Physics.* 1955, Vol. 97, 6, pp. 1544-1556.

123. **Victorov, S.B. and Gubin, S.A.** A double-front structure of detonation wave as the result of phase transition. *Shock Waves.* 2006 йил, Vol. 15, 2, pp. 113-128.

124. **Baer, M.R. et Nunziato, J.W.** A two-phase mixture theory for de deflagration-to-detonation transition (DDT) in reactive granular materials. *International Journal of Multiphase Flow.* 1986, Vol. 12, pp. 861-889.

125. **Powers, J.M., Stewart, D.S. et Krier, H.** Theory of Two-phase Detonation -part I and II. *Combustion and Flame.* 1990, Vol. 80, pp. 264-279 et 280-303.

126. **Kapila, A.K., Menikoff, R., Bdzil, J.B., Son, S.F. et Stewart, D.S.** Two-Phase Modeling of DDT in Granular Materials: Reduced Equations. *Physics of Fluids.* 2001, Vol. 13, p. 3002.

127. **Gidaspow, D., Syamlal, M., Austing, J.L., Tulis, A.J., Buhrmaster, E. et Heberlein, D.C.** The explosive dissemination of particulate pyrotechnic and explosive powders. *Proceedings of the 13th International Pyrotechnics Seminar.* 1988.

128. **Fedorov, A.V. et Khmel, T.A.** Description of shock wave preocesses in dense gas suspensions using the molecular-kinetic collisional model. *Heat Transfer Research.* 2012, Vol. 43, pp. 95-107.

129. **Romenski, E. et Toro, E.F.** Compressible Two-Phase Flows: Two-Pressure Models and Numerical Methods. *Comput. Fluid Dyn. J.* 2004, Vol. 13, pp. 403-416.

130. **Abgrall, R. et Saurel, R.** Discrete equations for physical and numerical compressible multiphase mixtures. *Journal of Computational Physics.* 2003, Vol. 186, pp. 361-396.

131. **Verhaegen, J., Massoni, J., Daniel, E. et Saurel, R.** Développement d'Algorithmes Multiphasiques capables de traiter la dispersion d'un mélange multiphasique (liquide/vapeur+ partictules solides) dans l'air, son évolution lors de l'interaction avec les gaz de détonation d'une charge explosive, ainsi que la réaction de décomposition du mélange résultant avec l'air (décomposition chimique, déflagration ou détonation hétérogène). *CCTP n°2003-022606.DGA/DET/CEG - Rapport intermédiaire. Décembre* 2008. Rapport 2.

132. **Saurel, R., Massoni, J., Daniel, E., Le Métayer, O., Favrie, N., Petipas, F., Verhaegen, J. et Gavrilyuk, S.** Développement d'algorithmes multiphasiques dans le cadre du PEA Averti et intégration dans un code de calcul. *Marché 06.25.052.00.470.46.51.* 2009.

133. **Khasainov, B.A., Kuhl, A.L., Victorov, S.B. et Neuwald, P.** Model of non premixed-combustion of aluminium-air mixtures. *Shock Compression of Condensed Matter.* 2005.

134. **Oran, E.S. et Boris, J.P.** *Numerical Simulation of Reactive Flow.* Amsterdam : Elsevier Science Publishing Co., Inc., 1987.

135. **Gregoire, Y., Sturtzer, M-O., Khasainov, B.A. et Veyssière, B.** Investigation on the Explosion-Driven Dispersion and Combustion of Aluminium Particles. *Proceedings of the 22nd International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems.* 2009.

136. **Sturtzer, M-O., Eckenfels, D. et Legendre, J-F.** Experimental study of explosively dispersed and ignited metal particles. *Proceedings of 22st International Symposium on Military Aspects of Blasts and Shock.* 2012.

137. **Kinney, G.F. et Graham, K.J.** *Explosive shocks in air.* s.l. : Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York Tokyo, 1985.

138. **Lee, E.L. et Tarver, C.M.** Phenomenological model of shock initiation in heterogeneous explosives. *Phys. Fluids.* 1980, 23, pp. 2362-2372.

139. **Urtiew, P.A., Vandersall, K.S., Tarver, C.M., Garcia, F. et Forbes, J.W.** Shock initiation of composition B an C-4 explosives : Experiments and modeling. *Russian Journal of Physical Chemistry B.* 2008, Vol. 2, 2, pp. 162-171.

140. **Dobratz, B.M. et Crawford, P.C.** *LLNL Explosives Handbook: Properties of chemical explosives and explosive simulants.* 1985. Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL - 52997 Change 2.

141. **Presles, H.N., Bauer, P., Guerraud, C. et Desbordes, D.** Study of the head on detonation wave structure in gaseous explosives. *Journal de physique, Colloque C4, supplément au n°9, Tome 48.* 1987.

142. **Lee, J.H.S.** *The Detonation Phenomenon.* s.l. : Cambridge University Press, 2008.

143. **Gamezo, V.N., Desbordes, D. et Oran, E.S.** Two-dimensional reactive flow dynamics in cellular detonation waves. *Shock Waves.* 1999, 9, pp. 11-17.

144. **Berthelot, M. et Vieille, P.** Sur la propagation des phénomènes explosifs dans les gaz. *C.R. Ac. des Sc.* 1881, Vol. 93, pp. 223-273.

145. **Berthelot, M.** Sur l'onde explosive. *C.R. Ac. des Sc.* 1882, Vol. 94, pp. 149-152.

146. **Mallard, E. et Le Chatelier, H.** Sur les vitesses de propagation et l'inflammation dans les mélanges gazeux et explosifs. *C.R. Ac. des Sc.* 1881, Vol. 93, pp. 145-148.

147. **Chapman, D.L.** On the rate of explosion in gases. *Philosophical Magazine.* 1899, Vol. 47, pp. 90-104.

148. **Jouguet, J.C.E.** Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz. *Journal des Mathématiques Pures et Appliquées, série 6.* Vol. 1 et 2, pp. 347-425 et 5-85.

149. **Zel'dovitch, Y.B.** On the theory of the propagation of detonation in gaseous systems. *Journal of Experimental and Theoretical Physics.* 1940, Vol. 10, pp. 542-568.

150. **Chase, M.W., Davies, C.A., Davies, J.R., Fulrip, D.J., McDonald, R.A. et Syverud, A.N.** JANAF Thermochemical Tables. *Journal of Physical and Chemical Reference Data.* Vol. 14.

151. **Campbell, C. et Woodhead, D.N.** Striated photographic records of explosion waves (the ignition gases by explosion waves: Part I. Carbon monoxide hydrogen mixture). *Journal of the Chemical Society.* 1927, pp. 1572-1578.

152. **Denisov, Y.N. et Troshin, Y.K.** Pulsating and spinning detonations in channels. *Dokl. Akad. Nauk. S.S.S.R.* 1959, Vol. 125, p. 110.

153. **Virot, F.** *Contribution à l'étude expérimentale et numérique du régime hélicoïdal de détonaton dans les systèmes H2, CH4, C2H6-O2 dilués ou non par N2 ou Ar.* 2009. Thèse de doctorat, ENSMA, Université de Poitiers (France).

RESUME :

Pour une meilleure compréhension des mécanismes d'explosions de nuages réactifs hétérogènes, la dispersion de particules solides par choc ainsi que la détonabilité des mélanges diphasiques aluminium-oxygène ont été étudiés expérimentalement et numériquement.

La dispersion des particules solides est réalisée par l'explosion en champ libre de charges sphériques composées d'un explosif solide central entouré par une couche de particules solides inertes. Les données expérimentales sont obtenues à l'aide de capteurs de pression, d'un piège à particules et d'une caméra rapide.
La compaction puis la décompaction de la couche est suivie de la formation d'agglomérats, tandis que certaines particules sont brisées par le choc. Le choc frontal est retardé et l'effet de souffle nettement réduit. Les particules sont réparties dans le nuage en fonction de leur taille. Les simulations numériques 1D sont en accord raisonnable avec les résultats expérimentaux.

La détonabilité de mélanges diphasiques oxygène-particules d'aluminium en suspension a été étudiée en initiant une détonation divergente non confinée, dont on enregistre l'évolution temporelle de la pression et la structure cellulaire. Lors d'un amorçage avec 200-250g d'explosif solide (C4), la détonation se forme à une distance ~ 1,6m. Les caractéristiques maximales sont observées à une distance de 2,3m (limite du nuage expérimental) et sont en accord avec les caractéristiques théoriques CJ. La structure cellulaire a été mise en évidence pour la première fois dans ce type de mélange ; sa taille est 10-15cm. Les simulations numériques 2D cylindriques, effectuées avec le code EFAE, donnent une taille de cellule légèrement supérieure.

SUMMARY:

Explosive dispersal of solid particles and detonability of two-phase oxygen-aluminum particles mixtures have been investigated experimentally and numerically in order to get a better understanding of the mechanisms governing the explosion of reactive heterogeneous mixtures.

Solid particles were dispersed by the free-field explosion of spherical charges made of a central booster of solid explosive surrounded by a loose-packed density shell of inert particles. Pressure gauges, a particles trap and a high frame rate camera were used to gather experimental data. Compaction and decompaction of the layer are followed by the formation of particle agglomerates, whereas some other particles are burst by the shock. The leading shock is delayed and the blast effect is strongly damped. Particles are spread into the cloud accordingly to their size. 1D numerical simulations agree in general with the experimental results.

The detonability of two-phase oxygen-aluminum particles mixtures was studied by initiating an unconfined diverging detonation, during which the temporal pressure evolution and the cellular structure were recorded. The detonation wave formed at 1,6m. With an ignition charge of 200-250g C4, the maximal values of pressure and velocity recorded at a radial distance of 2,3m (corresponding to the border of the cloud) are consistent with the CJ values. The cellular structure was observed for the first time in this kind of mixture with a cell size of 10-15cm. The cell size calculated with a 2D cylindrical simulation (performed with the EFAE code) is slightly larger.

MOTS-CLES :

Effet de souffle/Blast effect, Ondes de choc/Shock waves, Combustion/Combustion, Particules (matière)/Particles, Aluminium/Aluminium, Simulation par ordinateur/Computer simulation, Structure cellulaire (physique)

Détonation, Milieux diphasiques, Détonabilité, Dispersion par explosif