



Etude expérimentale et numérique de la dispersion explosive et de la combustion de particules métalliques

Yann Gregoire

► To cite this version:

Yann Gregoire. Etude expérimentale et numérique de la dispersion explosive et de la combustion de particules métalliques. Sciences de l'ingénieur [physics]. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2009. Français. NNT : . tel-00476994

HAL Id: tel-00476994

<https://theses.hal.science/tel-00476994>

Submitted on 27 Apr 2010

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 pour l'Ingénieur et Aéronautique

Secteur de Recherche : Energétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

Yann GREGOIRE

ETUDE EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE DE LA DISPERSION EXPLOSIVE ET DE LA COMBUSTION DE PARTICULES METALLIQUES

Directeurs de Thèse

B. A. KHASAINOV

B. VEYSSIERE

Thèse soutenue le 10 Décembre 2009

devant la commission d'examen

Jury

D. DESBORDES	Professeur Emérite à l'ENSMA, Poitiers
L. HOUAS	Directeur de Recherches CNRS à l'IUSTI de Marseille
B. A. KHASAINOV	Ingénieur de Recherches CNRS au LCD de Poitiers
S. MURRAY	Head of the Threat Assessment Group at Defence R&D Canada (DRDC) Suffield, Canada
M.-O. STURTZER	Chargé de Recherches à l'Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis
B. VEYSSIERE	Directeur de Recherches CNRS au LCD de Poitiers

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier l’Institut franco-allemand de recherches de Saint Louis (ISL) et le Laboratoire de Combustion et de Détonique (LCD) de Poitiers qui sont à l’origine de cette thèse et qui m’ont accueilli pendant ces trois années. Je retiendrai l’accueil chaleureux qui m’a été fait dans ces deux établissements.

Mes remerciements vont en particulier à mes directeurs de thèse au LCD, Boris Khasainov et Bernard Veyssière ainsi qu’à Jean-François Legendre et Michel Sturtzer à l’ISL, qui sont les initiateurs du sujet. J’ai toujours pu compter sur leur soutien administratif comme scientifique et travailler avec une grande autonomie, ce qui m’a permis, entre autres, d’apprécier la grande réactivité de l’équipe de travail du groupe “PCE” de l’ISL. L’encadrement de mes directeurs de thèse Boris et Bernard, et de Michel, mon responsable scientifique à l’ISL, fut excellent. Je les remercie particulièrement pour leur patience et le travail qu’ils ont fourni, notamment lors des phases de relecture et autres corrections du mémoire de thèse et des articles ou présentations que j’ai eu l’opportunité de préparer pour diverses conférences.

Je souhaite également remercier les différents membres du jury : Lazhar Houas et Stephen Murray, les rapporteurs qui ont accepté de juger ce manuscrit ainsi que Daniel Desbordes qui a présidé le jury de soutenance.

J’en profite pour remercier mes autres collègues ou amis qui ont participé et suivi de près ou de loin mes tribulations et sans qui cette aventure aurait été bien triste. Tout le groupe PCE au sein duquel j’ai eu la joie de travailler, mais aussi les personnels scientifiques et techniques du LCD, eux aussi toujours ravis d’apporter leur soutien. En particulier, j’ai apprécié côtoyer les (ex-)doctorants et (ex-)stagiaires de l’ISL et du LCD : Julien, Delphine, Anne, Thomas, Baptiste, Jean-Baptiste, Michael, Kevin, Laurianne, Denis, Alex, Arnaud, Maxime, Raphael, Julie, Emilien, Jean Paul, Vivien et Laetitia.

Enfin, rien n’aurait été possible sans le soutien constant de ma famille, et aussi de mes amis d’ici ou d’ailleurs.

Table des matières

Remerciements	i
Table des matières	iii
Nomenclature.....	vii
Liste des figures	xi
Introduction	1
Chapitre 1. Problématique de l'explosion de charges réactives multiphasiques obtenues par dispersion des composants.....	5
1.1. Introduction.....	5
1.2. Les explosifs et leurs régimes de combustion.....	6
1.2.1. Origines des explosifs condensés	6
1.2.2. Régimes d'explosion	6
1.2.3. Rappels sur la détonation	7
1.3. Dispersion et combustion explosives d'un mélange hétérogène.....	8
1.3.1. Principe de fonctionnement.....	8
1.3.2. Caractéristiques générales de l'explosion hétérogène.....	9
1.4. Choix de la configuration de l'étude.....	18
Chapitre 2. Modélisation des explosions des systèmes hétérogènes.....	23
2.1. Problème d'échelle et limites physiques du problème	23
2.2. Les équations.....	24
2.2.1. Equations constitutives du problème.....	24
2.2.2. Le transfert de masse	26
2.2.3. Le transfert de quantité de mouvement	28
2.2.4. Le flux de chaleur.....	32
2.3. Le code EFAE.....	32
2.3.1. Schéma numérique	33
2.3.2. Adaptation du maillage	33
2.3.3. Interactions entre les particules	34

Chapitre 3. Configuration expérimentale	39
3.1. Introduction.....	39
3.2. La charge hétérogène.....	40
3.2.1. Conception de la charge	40
3.2.2. Les particules solides	41
3.3. Le montage expérimental	46
3.4. Les systèmes de mesure et les méthodes de diagnostic	48
3.4.1. Les capteurs de pression.....	48
3.4.2. Les capteurs de particules	50
3.4.3. La cinématographie	52
3.4.4. La Radiographie X	57
Chapitre 4. Effets induits par l'explosion d'une charge sphérique d'explosif homogène	61
4.1. Introduction.....	61
4.2. Mesures de pression.....	61
4.2.1. Profil global des enregistrements	61
4.2.2. Paramètres caractéristiques au front de choc	63
4.2.3. Profils de pression derrière le front de choc.....	63
4.3. Enregistrements cinématographiques	65
4.4. Modélisation avec EFAE.....	67
4.4.1. Initiation par explosion ponctuelle	68
4.4.2. Initiation par détonation instantanée d'une charge de dimension finie.....	70
4.4.3. Initiation par détonation d'une charge réelle.....	73
4.4.4. Simulations numériques 2D	74
4.5. Synthèse des résultats.....	77
Chapitre 5. Dispersion d'une charge sphérique de particules inertes par explosif.....	81
5.1. Introduction.....	81
5.2. Mesures de pression.....	83
5.2.1. Caractéristiques générales	83
5.2.2. Evolution de la pression générée en champ libre	85
5.2.3. Effet de la masse des particules.....	86
5.2.4. Effet de la granulométrie des particules	87
5.2.5. Niveaux de pression et temps d'arrivée enregistrés	88
5.2.6. Impulsions	89

5.3.	<i>Mesures de vitesses matérielles.....</i>	90
5.3.1.	Observations cinématographiques.....	90
5.3.2.	Trajectoires de l'onde de choc	93
5.3.3.	Trajectoires des particules et des agglomérats	95
5.4.	<i>Enregistrements par Radiographie X.....</i>	99
5.4.1.	Série d'enregistrements en champ proche de la charge	99
5.4.2.	Série d'enregistrements à 1m de la charge.....	101
5.5.	<i>Observation des billes de verre après l'explosion</i>	102
5.5.1.	Recueil des particules dans un tube rempli de glycérine	102
5.5.2.	Recueil de particules dans les blocs de gel	104
5.6.	<i>Comparaison avec les simulations numériques</i>	111
5.6.1.	Remarques préliminaires.....	111
5.6.2.	Cas de référence	112
5.6.3.	Influence de divers paramètres liés aux particules.....	116
5.6.4.	Simulation de la dispersion des particules	119
5.6.5.	Influence de la taille des particules	123
5.6.6.	Simulations bidimensionnelles.....	133
5.7.	<i>Synthèse des résultats.....</i>	137
Chapitre 6. Dispersion et combustion d'une charge sphérique de particules réactives par explosif		141
6.1.	<i>Introduction.....</i>	141
6.2.	<i>Mesures de pression</i>	143
6.2.1.	Existence du précurseur de pression	143
6.2.2.	Pression de crête et temps d'arrivée du choc	144
6.2.3.	Particules d'aluminium atomisé de 200 μ m.....	146
6.2.4.	Particules d'aluminium atomisé de 100 μ m.....	147
6.2.5.	Particules d'aluminium atomisé de 35 μ m.....	148
6.2.6.	Particules d'aluminium atomisé de 5 μ m.....	149
6.2.7.	Cas des particules de type « flocon »	150
6.2.8.	Impulsions de pression	153
6.3.	<i>Vitesses matérielles</i>	155
6.3.1.	Observations générales.....	155
6.3.2.	Résultats concernant les particules atomisées	158
6.3.3.	Radiographies X.....	162

6.3.4. Résultats obtenus avec d'autres types de particules.....	164
6.4. Observation des particules après tir	169
6.4.1. Observation des blocs de gel	169
6.4.2. Analyse des agglomérats	179
6.5. Comparaison avec les simulations numériques	184
6.5.1. Remarques préliminaires.....	184
6.5.2. Simulations avec une seule classe granulométrique	185
6.5.3. Simulations numériques avec plusieurs classes granulométriques de particules....	194
6.5.4. Remarques sur la modélisation de la compaction puis décompaction du lit de particules	197
6.6. Synthèse des résultats.....	199
Chapitre 7. Synthèse, Conclusions de l'étude et perspectives	203
7.1. Synthèse et conclusions	203
7.2. Perspectives.....	208
Annexes	211
Bibliographie	263

Nomenclature

Symboles répertoriés dans le mémoire (hors annexes)

Symbole	Désignation	Unités SI
A_C	Module d'accélération	-
b	Module d'élasticité	Pa
C_d	Coefficient de traînée	-
c_v	Capacité thermique massique à volume constant	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
D	Célérité de détonation	$m.s^{-1}$
d_p	Diamètre de la particule	m
dX_i	Longueur de la maille i dans la direction X	m
E	Energie totale massique pour les gaz	$J.kg^{-1}$
E_a	Energie d'activation des réactions hétérogènes	$J.mol^{-1}$
E_p	Energie totale massique pour les particules	$J.kg^{-1}$
e	Energie interne massique des gaz	$J.kg^{-1}$
e_p	Energie interne massique des particules	$J.kg^{-1}$
f	Force de traînée de la particule	N
g_m	Facteur géométrique pour la loi d'adaptation	-
J	Terme d'échanges massiques	$kg.m^{-3}.s^{-1}$
K	* Constante empirique dans la définition de t_p	$s.m^{-2}$
	* Constante empirique Gladstone Dale (Chapitre 3)	m^3/kg
M	Nombre de Mach	-
n	Indice de réfraction de l'air (Chapitre 3)	-
N	Nombre de mailles	-
Nu	Nombre de Nusselt	-
N_p	Nombre de particules par unité de volume	m^{-3}
P	Pression	Pa
$Q_{mélange}$	Chaleur massique de réaction hétérogène	$J.kg^{-1}$
Q_p	Energie libérée par la particule pendant la phase d'induction	$J.kg^{-1}$
q	Flux de chaleur entre les deux phases	$J.kg^{-1}.s^{-1}$
R	Constante des gaz parfaits (Chapitre 1)	$J.mol^{-1}.K^{-1}$
R ou r	Rayon	m
Re	Nombre de Reynolds	-

T	Température	K
t	Temps	s
t_p	Temps de combustion de la particule	s
$\mathbf{u}$	Vecteur de la vitesse matérielle des gaz	m.s^{-1}
$\mathbf{v}_p$	Vecteur de la vitesse matérielle des particules	m.s^{-1}
X	Abscisse	m
Y	Ordonnée	m
Z_{Arr}	Facteur préexponentiel de la loi d'Arrénhius	m.s^{-1}
α	Coefficient stoechiométrique	-
ε	Emissivité	-
λ	Longueur d'onde	m
μ	Viscosité dynamique	Pa.s
Π_p	Pression inter-particulaire	Pa
ρ	Masse volumique des gaz	kg.m^{-3}
ρ_{Al}	Concentration massique en aluminium gazeux	kg.m^{-3}
ρ_{ox}	Concentration massique en espèces oxydantes	kg.m^{-3}
ρ_p	Masse volumique des particules (du matériau)	kg.m^{-3}
σ	Concentration massique en particules	kg.m^{-3}
σ_{Boltz}	Constante de Boltzmann	J.K^{-1}
Φ	Porosité de l'écoulement ($\Phi=1$ pour l'air seul)	-
Φ_{ox}	Fraction molaire des espèces oxydantes	-

Symboles spécifiques à la configuration expérimentale

Symbole	Désignation
A	Distance entre la Charge C et la feuille F1 (1,5m)
B	Distance entre la Charge C et la caméra V1 (35m)
C	Charge
D3	Capteur de pression (disque) situé à 1m de la charge
F1	Feuille quadrillée située de la charge
G1	Bloc de gel « Varagel », situé à 85cm de la charge
P1	Capteur de pression situé à 60cm de la charge
P2	Capteur de pression situé à 80cm de la charge
P3	Capteur de pression situé à 1m de la charge
P4	Capteur de pression situé à 1,5m de la charge
P5	Capteur de pression situé à 3m de la charge
R	Rayon de propagation (m), du choc ou du nuage des produits
V1	Caméra rapide située à 35m de la charge
X	Abscisse observée sur la feuille (m)

Symboles répertoriés dans les annexes

Symbole	Désignation	Unités SI
D	Célérité de détonation	m.s^{-1}
e	Energie interne massique des gaz	J.kg^{-1}
E	Energie massique des gaz	J.kg^{-1}
h	Enthalpie absolue massique	J.kg^{-1}
h_0	Enthalpie massique dans le milieu amont	J.kg^{-1}
h_1	Enthalpie massique dans le milieu aval	J.kg^{-1}
M_0	Nombre de Mach par rapport au milieu amont	-
$\dot{m}$	Débit massique	kg.s^{-1}
n	Quantité de matière	mol
P	Pression	Pa
P_0	Pression dans le milieu amont	Pa
P_1	Pression dans le milieu aval	Pa
P_{fuel}	Taux de consommation du fuel	$\text{kg.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$
S_{fuel}	Taux de production du fuel	$\text{kg.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$
T	Température	K
u	Vecteur de la vitesse matérielle des gaz	m.s^{-1}
u_0	Vitesse matérielle tangentielle dans le milieu amont	m.s^{-1}
u_1	Vitesse matérielle tangentielle dans le milieu aval	m.s^{-1}
V	Volume spécifique	$\text{m}^3.\text{kg}^{-1}$
v_0	Volume spécifique dans le milieu amont	$\text{m}^3.\text{kg}^{-1}$
v_1	Volume spécifique dans le milieu aval	$\text{m}^3.\text{kg}^{-1}$
v_p	Vitesse tangentielle de la particule	m.s^{-1}
W_0	Vitesse relative à la discontinuité dans le milieu amont	m.s^{-1}
W_1	Vitesse relative à la discontinuité dans le milieu aval	m.s^{-1}
γ	Rapport des capacités calorifiques	-
λ	Taux d'avancement de la réaction chimique	-
ρ	Masse volumique des gaz	kg.m^{-3}
ρ_{fuel}	Concentration en fuel	kg.m^{-3}

Liste des figures

Figure 1.1 Charge sphérique de un litre de nitrométhane (33%) et particules d'aluminium de 10 μm . Images de l'explosion (a) à $t=0.1, 0.5, 1, 2\text{ms}$, (b) à $t=3, 4\text{ms}$, (c) $t=6\text{ms}$ et (d) $t=10\text{ms}$ [18]	12
Figure 1.2 Développement d'instabilités à l'interface de la boule de feu avec l'air lors de l'explosion d'une charge de 1l de nitrométhane saturé avec des particules de zirconium. Images à $t=0, 40, 80, 120, 160, 200, 400, 800$ et $1200\mu\text{s}$ respectivement [19]	13
Figure 1.3 Existence d'un diamètre critique des charges au-delà duquel on observe l'inflammation des particules (charges cylindriques de nitrométhane saturé avec des particules d'aluminium, (a) particules de $114\mu\text{m}$ et charge de diamètre 19mm et (b) particules de $54\mu\text{m}$ et charge de 74mm de diamètre) [22]	14
Figure 1.4 Observation de différents régimes de combustion des particules dispersées par explosif : (a) inflammation retardée du nuage de particules, (b) inflammation rapide et locale du nuage de particules et (c) inflammation rapide et uniforme du nuage de particules [18].....	15
Figure 1.5 Régimes de réaction des particules observés lors de l'explosion de charges constituées de nitrométhane saturé par des particules d'aluminium, pour (a) des géométries cylindriques et (b) des géométries sphériques [18]	16
Figure 1.6 (a) Photographie des capteurs en porte-à-faux utilisés pour évaluer l'impulsion générée par les explosions et (b) et inclinaison de ces capteurs après les tirs [23]	17
Figure 1.7 Schéma de principe des charges sphériques hétérogènes	19
Figure 2.1 Evolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds pour les différentes hypothèses de calcul proposées dans le code EFAE	30
Figure 2.2 Dimension des mailles en fonction de l'abscisse et du numéro de maille. Une courbe toutes les $100\mu\text{s}$. 2500 mailles au total. Seules les 1000 premières sont adaptées au cours du calcul.....	34
Figure 3.1 (a) Booster de 125g de C-4 sphérique (le trou dans l'explosif est destiné à accueillir le détonateur), (b) enveloppe en verre et (c) schéma de la charge	40
Figure 3.2 Billes de verre de $15\mu\text{m}$ observées au MEB (grossissement 100x).....	42
Figure 3.3 Billes de verre de $200\mu\text{m}$ observées à la loupe binoculaire.....	42
Figure 3.4 Photographies des 4 granulométries de particules atomisées de diamètres moyens : (a) $200\mu\text{m}$, (b) $100\mu\text{m}$, (c) $35\mu\text{m}$, (d) $5\mu\text{m}$,	44

Figure 3.5 Flocons d'aluminium observés à la loupe binoculaire.....	44
Figure 3.6 Schéma de la configuration expérimentale, « vue de dessus ».....	46
Figure 3.7 Schéma de la configuration expérimentale, « vue de coté ».....	46
Figure 3.8 Fenêtre d'enregistrement de la caméra rapide.....	47
Figure 3.9 Photographie de la configuration expérimentale	48
Figure 3.10 Schéma des capteurs P_i ($i=1:5$).....	49
Figure 3.11 Sonde de pression effilée P_i ($i=1:5$).....	49
Figure 3.12 Schéma du capteur D3	49
Figure 3.13 Sonde de pression D3	49
Figure 3.14 Enregistrements de pression à 60cm fortement perturbés en aval du pic de pression.....	50
Figure 3.15 Blocs de "Varagel", avant et après un tir de charge aluminisée (diamètre 19cm).....	51
Figure 3.16 Fenêtre d'enregistrement de la caméra rapide.....	53
Figure 3.17 Le traitement numérique des images permet l'observation de l'onde de choc lorsqu'elle passe devant les lignes de la feuille.....	55
Figure 3.18 Disposition du nuage par rapport au système de cinématographie.....	56
Figure 3.19 Photographies de la position de tir R-X.....	57
Figure 4.1 Evolution de pression enregistrée lors d'un tir de 125g de C-4	62
Figure 4.2 Pression enregistrée à 1m par les capteurs P3 et D3 lors d'un tir de 125g de C-4.....	62
Figure 4.3 Comparaison entre abaques et expériences pour la détonation du C-4 dans l'air	63
Figure 4.4 Position des capteurs P_i par rapport aux ondes de choc	64
Figure 4.5 Comparaison des résultats obtenus par les enregistrements cinématographiques et ceux des capteurs de pression avec les valeurs fournies par les abaques, pour un tir de 125g de C-4.....	65
Figure 4.6 Images originales et traitées par méthode de BOS obtenues entre 1250 et 1875 μ s pendant la détonation de 125g de C-4. (Les triangles rouge et bleu ont été placés pour faciliter le repérage de l'onde de choc de tête et respectivement du choc secondaire)	66
Figure 4.7 Comparaison des profils de pression calculés au début de la détente pour différents instants, dans l'hypothèse d'amorçage par point d'explosion.	68
Figure 4.8 Comparaison des valeurs calculées, (a) des pressions de crête et (b) des temps d'arrivée de l'onde de choc, avec les abaques de Kinney-Graham pour 1kg de TNT	69
Figure 4.9 Comparaison des valeurs calculées, (a) des pressions de crête et (b) des temps d'arrivée de l'onde de choc, avec les abaques de Kinney-Graham et les résultats expérimentaux pour 125g de C-4	70

Figure 4.10 Comparaison des valeurs calculées, (a) des pressions de crête et (b) des temps d'arrivée de l'onde de choc, avec les abaques de Kinney-Graham et les résultats expérimentaux pour 125g de C-4, dans l'hypothèse de la détonation instantanée	71
Figure 4.11 (a) Profils de pression expérimentaux et calculés au niveau des capteurs de pression et (b) impulsions de ces pressions.....	71
Figure 4.12 Comparaison des valeurs calculées, (a) des pressions de crête et (b) des temps d'arrivée de l'onde de choc, avec les abaques de Kinney-Graham et les résultats expérimentaux pour 125g de C-4 – hypothèse de la détonation instantanée	72
Figure 4.13 Comparaison des profils de pression expérimentaux avec les profils calculés pour l'hypothèse d'une initiation avec une charge réelle.....	73
Figure 4.14 Isosurfaces de pression calculées pour la détonation du booster situé à 1,5m au-dessus du sol.....	75
Figure 4.15 Comparaison des pressions mesurées au niveau des sondes de pression réelles et virtuelles pour les simulations 1D et 2D.....	76
Figure 5.1 Enregistrement par la caméra rapide de la dispersion d'une charge de 95mm contenant 460g de particules de verre de 200 μ m.....	81
Figure 5.2 Photographie instantanée de la dispersion sphérique de billes de verre par explosif.....	82
Figure 5.3 Evolutions de pression enregistrées par les capteurs pour le tir 419 (95-V-15 μ m-3,4) et mise en évidence des perturbations de type I et de type II.....	84
Figure 5.4 Perturbations de « type II » lors d'un tir de particules inertes sur les enregistrements de pression au niveau des sondes P4 et P5	85
Figure 5.5 Comparaison des signaux de pression enregistrés pour un tir de particules de verre de 200 μ m dans une charge de 120mm (1120g) avec le cas de l'explosion du booster seul.....	86
Figure 5.6 Enregistrements de pression pour (a) le tir 419 (95-V-100 μ m-3,7) et (b) le tir 388 (120-V-100 μ m-8,5).....	87
Figure 5.7 Signaux de pression enregistrés pour des charges contenant les 3 types de billes de verre (a) au niveau de chacun des capteurs de pression et (b) à 3m.....	87
Figure 5.8 (a) signaux d'impulsions calculées et (b) de pression correspondants en fonction de la granulométrie des particules de verre contenues dans les charges de diamètre 95mm.....	89
Figure 5.9 Observation de la formation de dendrites durant la dispersion des particules.....	91
Figure 5.10 Visualisation par méthode de BOS d'un agglomérat se déplaçant en amont de l'onde de choc 3.3ms après la mise à feu pour le tir 601 (120-V-15 μ m-8,0).....	91
Figure 5.11 Image Schlieren d'une sphère de 1,25cm à Mach 1,53 dans l'air [71].....	92
Figure 5.12 Trajectoires des ondes de choc pour des tirs impliquant les 3 granulométries de particules inertes et des charges de diamètre 120mm, comparaison avec le cas du C-4 et les enregistrements de pression pour la charge (120-V-100 μ m-8,5)	94

Figure 5.13 Trajectoires des ondes de choc pour des tirs impliquant des billes de verre de 100µm pour des charges de diamètres 95mm et 120mm et comparaison avec le cas du C-4 seul	94
Figure 5.14 Diagramme x-t pour une charge de 95mm contenant 430g de billes de verre de 15µm (95-V-15µm-3,4).....	96
Figure 5.15 Trajectoires des agglomérats pour des tirs impliquant des billes de verre de 15µm et 200µm pour des charges de diamètres 95mm et 120mm.....	97
Figure 5.16 Image R-X prise 150µs après l'initiation de la charge (95-V-100µm-3,7).	99
Figure 5.17 Image R-X prise 250µs après l'initiation de la charge (95-V-100µm-3,7).	100
Figure 5.18 Image R-X prise 1150µs après la mise à feu de la charge (95-V-100µm-3,7). Le centre de la radio est à 1m du centre de la charge. Le contraste et la luminosité ont été modifiés pour faciliter l'observation des agglomérats, certains sont entourés en blancs.....	101
Figure 5.19 Observations de billes de verre à la loupe binoculaire, avant leur utilisation. ...	103
Figure 5.20 Observation de billes de verre à la loupe binoculaire, récupérées dans un tube rempli de glycérine.....	103
Figure 5.21 Photographie d'un bloc de gel ayant servi à la capture de particules inertes (tir 419, 95-V-100µm-3,7)	104
Figure 5.22 Profil d'un cratère formé par un agglomérat de particules inertes dans le gel suite au tir 419.....	104
Figure 5.23 Résultats de Kitazawa (1999) sur les caractéristiques des cratères formés par des impacts de particules micrométriques hypervéloces dans un aérogel [79].....	106
Figure 5.24 Nombre, profondeur (mm) et diamètre (mm) moyen des cratères observés dans les bocs de gel pour le cas des charges de (a) 95mm, et (b) de 120mm	107
Figure 5.25 Agglomérat de billes de verre de 100µm.....	108
Figure 5.26 Observations au MEB à différents grossissements (12, 100, 300 et 1000) d'un agglomérat de billes de verre de 15µm, fragmenté, récupéré dans le gel. (Le cadre rouge délimite la zone observée au grossissement suivant).....	109
Figure 5.27 Observation au MEB d'un agglomérat de billes de verre avec un réglage qui permet d'accentuer les différences de topographie dans l'échantillon observé.	110
Figure 5.28 Etude de l'influence du module d'élasticité sur les enregistrements de pression obtenus au niveau des jauges numériques (noir : $b=5.10^8$; rouge : $b=10^9$; bleu : $b=5.10^9$).....	112
Figure 5.29 Profils de pression expérimentaux et calculés pour le tir de particules de 100µm avec une charge de (a) 95mm et (b) 120mm au niveau des capteurs de pression P_i ($i=1:5$)	114
Figure 5.30 Profils de pression expérimentaux et calculés avec les différentes hypothèses de calcul du coefficient de traînée, pour le tir de particules de 100µm avec une charge de (a) 95mm et (b) 120mm	117

Figure 5.31 Influence de la chaleur spécifique des particules sur les pressions générées à 60cm, 80cm, 1m, 1m50 et 3m (charge de 120mm, 830g de particules)	118
Figure 5.32 Influence de la masse volumique des particules sur les pressions générées à 60cm, 80cm, 1m, 1m50 et 3m (charge de 120mm, 830g de particules)	119
Figure 5.33 Signaux de pression simulés et densité des particules dans les premiers instants de l'explosion simulée (charge : 120-V-100 μ m-8,5)	120
Figure 5.34 Diagramme x-t pour la dispersion de 1060g de particules de verre de 100 μ m par 125g de C-4 (120-V-100 μ m-8,5)	121
Figure 5.35 Vitesses du gaz entre 1 et 10ms (120-V-100 μ m-8,5)	122
Figure 5.36 Vitesse de la frontière du nuage de particules mesurée sur les vidéos et calculée.....	122
Figure 5.37 Vitesses des particules entre 1 et 10ms (120-V-100 μ m-8,5).....	122
Figure 5.38 Densité apparente en particules entre 1 et 10ms (120-V-100 μ m-8,5).....	122
Figure 5.39 Evolution des profils de pression enregistrés à 60cm (a), 80cm (b), 1m (c) et 1,5m (d) pour différents diamètres de particules.....	124
Figure 5.40 Profils de densité apparente en particules à 60cm (rouge) et 80cm (bleu) pour une explosion impliquant des particules de 5 μ m (ligne continue) ou de 500 μ m (en pointillés).....	125
Figure 5.41 Profils calculés de vitesse (lignes continues) et de concentration (en pointillés) des particules de 5mm à 1, 2, 3 et 4ms après le déclenchement de la charge.....	126
Figure 5.42 Pressions calculées pour des tirs avec les 3 granulométries de billes de verre pour (a) les charges de 95mm et (b) les charges de 120mm	128
Figure 5.43 Influence du diamètre des particules sur les signaux de pression à 1m des charges (a) de 95mm et (b) de 120mm.....	128
Figure 5.44 Profils de pression calculés pour les capteurs de pression P1 à P5, avec l'hypothèse de 50% de particules agglomérées. Comparaison avec les enregistrements expérimentaux (tir 419, 95-V-100 μ m-3,7).....	130
Figure 5.45 Effet de l'ajout de particules agglomérées sur les profils de pression calculés à 60cm, 80cm, 1m, 1m50 et 3m. La courbe rouge est la même que dans la figure précédente	131
Figure 5.46 Profils de pression calculés pour les capteurs de pression P1 à P5, avec l'hypothèse de 50% de particules brisées. Comparaison avec les enregistrements expérimentaux (tir 419, 95-V-100 μ m-3,7).....	131
Figure 5.47 Profils de pression calculés pour les capteurs de pression P1 à P5, avec l'hypothèse de 33% d'agglomérats, 33% de particules brisées et 33% de particules intactes. Comparaison avec les enregistrements expérimentaux (tir 419, 95-V-100 μ m-3,7).....	132
Figure 5.48 Comparaison de l'effet des différentes hypothèses sur l'état des particules de verre sur les profils de pression calculés à 60cm, 80cm, 1m, 1m50 et 3m.	133

Figure 5.49 Comparaison des profils de pression calculés au niveau des sondes de pression de 60cm à 1,5m pour des simulations 1D et 2D	134
Figure 5.50 (a) Isosurfaces de pression calculées pour la l'explosion (95-V-100 μ m-3,7) à t=5ms et (b) même graphique avec superposition du maillage	135
Figure 5.51 Isosurfaces de densité apparente en particules calculées pour la l'explosion d'une charge (95-V-100 μ m-3,7) située à 1,5m au-dessus du sol.....	136
Figure 5.52 Image traitée par la méthode de BOS, de l'état final du nuage dispersé par l'explosion.....	138
Figure 6.1 Photographie de la dispersion sphérique et de la combustion de flocons d'aluminium par explosif (95-Al-flocons-0,9).....	141
Figure 6.2 Apparition de perturbations avant l'arrivée de l'onde de choc pour le tir 584 (95-Al-5 μ m-2,6) au niveau des capteurs de pression.....	144
Figure 6.3 Comparaison entre les signaux de pression obtenus pour une charge de (a) 95mm (tirs 493 et 497) et de (b) 120mm (tirs 597 et 499). Echelles identiques, particules de 200 μ m.....	146
Figure 6.4 Comparaison entre les signaux de pression obtenus pour une charge de (a) 95mm (tirs 419 et 494) et de (b) 120mm (tirs 597 et 602). Echelles identiques, particules de 100 μ m.....	148
Figure 6.5 Comparaison entre les signaux de pression obtenus pour une charge de (a) 95mm (tirs 578 et 583) et de (b) 120mm (tirs 601 et 600). Echelles identiques, particules d'aluminium de 35 μ m et de verre de 15 μ m	149
Figure 6.6 Comparaison entre les signaux de pression obtenus pour une charge (a) de 95mm (tirs 478 et 584) et (b) de 120mm (tirs 601 et 391). Echelles identiques, particules d'aluminium 5 μ m et de verre de 15 μ m.....	150
Figure 6.7 Comparaison des signaux de pression enregistrés lors de l'explosion d'une charge contenant des flocons d'aluminium (tir 554, 95-Al-flocons-0,9) et des particules de magnésium (tir 555, 95-Mg-1,5) avec le cas du C-4 seul	151
Figure 6.8 Comparaison des signaux de pression enregistrés lors de l'explosion d'une charge de 95mm (tir 554, 95-Al-flocons-0,9) et de 120mm (tir 598, 120-Al-flocons-2,2) avec le cas du C-4 seul	152
Figure 6.9 Influence des différentes particules sur les impulsions calculées à 1m pour l'explosion de charges de 95mm	153
Figure 6.10 Influence des différentes particules sur les impulsions calculées à 60cm, 80cm, 1,5m et 3m pour l'explosion de charges de 95mm.....	155
Figure 6.11 Observation grâce au traitement d'image par méthode de BOS des agglomérats et de l'onde de choc durant l'explosion (tir 415, 95-Al-35 μ m-2,6)	156
Figure 6.12 Observation d'une onde réfléchiée sur la feuille quadrillée (zone rouge) durant l'explosion d'une charge contenant des particules atomisées d'aluminium de	

15 μ m (tir 415, 95-Al-35 μ m-2,6). La feuille de papier se détruit derrière cette onde (zone bleue). L'onde de choc de tête est identifiée dans la zone verte.	156
Figure 6.13 Diagramme $x-t$ pour le tir 583 (95-Al-35 μ m-2,6)	157
Figure 6.14 Trajectoires des ondes de choc générées par les charges de 95mm contenant des particules atomisées d'aluminium et comparaison avec le cas du C-4 et le cas des particules inerte	159
Figure 6.15 Trajectoires des ondes de choc générées par les charges de 120mm contenant des particules atomisées d'aluminium et comparaison avec le cas du C-4 et le cas inerte.....	160
Figure 6.16 Trajectoires des agglomérats d'aluminium dispersés pendant les tirs et comparaison avec le cas des agglomérats de particules inertes de 15 μ m pour les charges de 95mm (losanges) et de 120mm (triangles)	161
Figure 6.17 Image R-X prise 150 μ s après la mise à feu de la charge (95-Al-100 μ m-2,9)....	162
Figure 6.18 Image R-X prise 250 μ s après la mise à feu de la charge (95-Al-100 μ m-2,9)....	162
Figure 6.19 Image R-X prise 900 μ s après la mise à feu de la charge (95-Al-100 μ m-2,9). Le centre de la radiographie est situé à 1m du centre de la charge.	163
Figure 6.20 Dendrites et agglomérats en combustion dans le cas des tirs avec des flocons d'aluminium (95-Al-flakes-0,9).....	164
Figure 6.21 Diagramme $x-t$ pour l'explosion d'une charge de 95mm contenant des flocons d'aluminium (tir 554, 95-Al-flakes-0,9).....	165
Figure 6.22 Diagramme $x-t$ pour l'explosion d'une charge de 120mm contenant des flocons d'aluminium (tir 598, 120-Al-flakes-2,2).....	165
Figure 6.23 Diagramme $x-t$ pour l'explosion d'une charge de 95mm contenant des particules de magnésium (tir 555, 95-Mg- 1,5).....	166
Figure 6.24 Diagramme $x-t$ pour l'explosion d'une charge de 95mm contenant le mélange A (tir 556)	167
Figure 6.25 Trajectoires des chocs et des agglomérats pour une charge de 95mm contenant le mélange A. Comparaison avec les cas des flakes seules et le cas des billes de verre seules	167
Figure 6.26 Projection d'agglomérats de couleur jaune clair, incandescents lors de la dispersion du mélange A	168
Figure 6.27 Trajectoires des chocs et des agglomérats pour une charge de 120mm contenant le mélange B. Comparaison avec les cas des particules de 35 μ m seules et le cas des billes de verre seules	168
Figure 6.28 Photographie d'un bloc de gel ayant servi à la capture de particules d'aluminium de 35 μ m (tir 585, 95-Al-35 μ m-2,6).	169
Figure 6.29 Profil d'un cratère du bloc de gel de la Figure 6.28.....	169

Figure 6.30 Photographies d'un cratère dans un bloc de gel observé à la loupe binoculaire : (a) zone d'entrée (b) une traînée qui s'en échappe et (c) un agglomérat au fond du cratère (4mm).....	170
Figure 6.31 Nombre, profondeur (mm) et diamètre moyen (mm) des cratères observés dans les blocs de gel pour des tirs avec des particules d'aluminium atomisé, pour les charges de 95mm.....	171
Figure 6.32 Nombre, profondeur (mm) et diamètre moyen (mm) des cratères observés dans les blocs de gel pour des tirs avec des particules d'aluminium atomisé, pour les charges de 120mm.....	171
Figure 6.33 Vue de dessus des blocs de gel collectés après (a) un tir de billes de verre de 100µm (tir 419, 95-V-100µm-3,7) et (b) un tir de particules d'aluminium de 100µm (tir 497, 95-Al-100µm-2,9)	172
Figure 6.34 Vue de côté des blocs de gel collectés après (a) un tir de billes de verre de 100µm (tir 419) et (b) un tir de particules d'aluminium de 100µm (tir 497).....	172
Figure 6.35 Nombre, profondeur (mm) et diamètre moyen (mm) des cratères observés dans les blocs de gel pour des tirs avec des particules d'aluminium ou de verre de 100µm (charges de 95mm).....	173
Figure 6.36 Photographie d'un bloc de gel recueilli après l'explosion d'une charge de 95mm contenant des flocons d'aluminium (tir 554, 95-Al-flakes-0,9).....	174
Figure 6.37 Nombre, profondeur (mm) et diamètre moyen (mm) des cratères observés dans les blocs de gel pour des tirs avec des flocons d'aluminium	174
Figure 6.38 Photographie d'un bloc de gel recueilli après l'explosion d'une charge de 95mm contenant des particules de magnésium (tir 555, 95-Mg-1,5).....	175
Figure 6.39 Caractéristiques des cratères pour des tirs avec les particules de magnésium, des flocons d'aluminium et des particules atomisées de 5µm (charges de 95mm).....	175
Figure 6.40 Photographie d'un bloc de gel recueilli après l'explosion d'une charge de 95mm contenant le mélange A (tir 556).....	176
Figure 6.41 Photographie d'un cratère représentatif de ceux observés dans le bloc de gel recueilli après le tir 556	176
Figure 6.42 Nombre, profondeur (mm) et diamètre moyen (mm) des cratères pour des tirs impliquant des flocons d'aluminium, des particules de verre de 100µm et le mélange A (charges de 95mm)	177
Figure 6.43 Photographie d'un bloc de gel recueilli après l'explosion d'une charge de 95mm contenant le mélange B (tir 644).....	178
Figure 6.44 Photographie d'un cratère représentatif de ceux observés dans le bloc de gel recueilli après le tir 644	178
Figure 6.45 Nombre, profondeur (mm) et diamètre moyen (mm) des cratères pour des charges de 120mm remplies de particules d'aluminium de 35µm, de billes de verre de 15µm et le mélange B	178

Figure 6.46 Agglomérat de particules d'aluminium de 100 μ m prélevé dans un bloc de gel.....	179
Figure 6.47 Observation aux grossissements 100, 200, 400 et 1000 fois d'un agglomérat de particules d'aluminium de 100 μ m prélevé dans un bloc de gel.	180
Figure 6.48 Les deux types d'agglomérats collectés après la dispersion du mélange A (10% de flocons d'aluminium et 90% de billes verre).....	181
Figure 6.49 Observations au MEB d'un agglomérat collecté dans le gel pour le mélange A.....	182
Figure 6.50 Différents agglomérats prélevés dans les blocs de gel	183
Figure 6.51 Observations au MEB d'un agglomérat collecté dans le gel pour le mélange B	183
Figure 6.52 Pressions enregistrées et calculées avec des particules de 200 μ m, (a) pour une charge de 95mm (497, 95-Al-200 μ m-3,7) et (b) de 120mm (499, 120-Al-200 μ m-8,2).....	185
Figure 6.53 Trajectoires du choc mesurées et calculées pour une charge avec des particules de 200 μ m, (a) pour une charge de 95mm (tir 497) et (b) pour une charge de 120mm (tir 499)	185
Figure 6.54 Pressions enregistrées et calculées avec des particules de 200 μ m, (a) pour une charge de 95mm (tir 494, 95-Al-100 μ m-2,9) et (b) de 120mm (tir 602, 120-Al-100 μ m-7,1).....	186
Figure 6.55 Trajectoires du choc mesurées et calculées avec des particules de 100 μ m, (a) pour une charge de 95mm (tir 494) et (b) pour une charge de 120mm (tir 602).....	186
Figure 6.56 Pressions enregistrées et calculées avec des particules de 35 μ m, (a) pour une charge de 95mm (tir 583, 95-Al-35 μ m-2,6) et (b) pour une charge de 120mm (tir 600, 120-Al-35 μ m-6,6)	187
Figure 6.57 Trajectoires du choc mesurées et calculées avec des particules de 35 μ m, (a) pour une charge de 95mm (tir 583) et (b) pour une charge 120mm (tir 600)	187
Figure 6.58 Pressions enregistrées et calculées avec des particules de 5 μ m, (a) pour une charge de 95mm (tir 584, 95-Al-5 μ m-2,6) et (b) pour une charge de 120mm (tir 391, 120-Al-5 μ m-5,7)	188
Figure 6.59 Trajectoires du choc mesurées et calculées avec des particules de 5 μ m, (a) pour une charge de 95mm (tir 584) et (b) pour une charge de 120mm (tir 391)	188
Figure 6.60 Pressions enregistrées et calculées avec des flocons d'aluminium, (a) pour une charge de 95mm (tir 554, 95-Al-flakes-0,9) et (b) de 120mm (tir 598, 120-Al-flakes-2,2).....	189
Figure 6.61 Trajectoires du choc mesurées et calculées avec des flocons d'aluminium, (a) pour une charge de 95mm (tir 554) et (b) pour une charge de 120mm (tir 598).....	189
Figure 6.62 Evolutions de 0 à 500 μ s de (a) la pression, (b) la concentration des particules, (c) la vitesse des gaz, (d) la vitesse des particules, (e) la température des gaz,	

(f) la température des particules, (g) la fraction massique d'oxydant, (h) la concentration d'aluminium dans les produits de réaction, (i) du taux de combustion, et (j) du rayon des particules pour une charge de 95mm contenant des particules atomisées de 35 μ m	191
Figure 6.63 Diagramme $x-t$ pour le tir 497 (95-Al-200 μ m-3,7).....	193
Figure 6.64 Fraction de particules brûlées dans les simulations	193
Figure 6.65 Pressions enregistrées et calculées en prenant en compte une distribution monomodale ou bimodale de particules pour le tir 583 (95-Al-35 μ m-2,6).....	194
Figure 6.66 Pressions enregistrées et calculées en prenant en compte une distribution monomodale ou bimodale de particules pour le tir 584 (95-Al-5 μ m-2,6).....	195
Figure 6.67 Pressions enregistrées et calculées pour une charge de 120mm contenant le mélange B (tir 644)	196
Figure 6.68 Trajectoires du choc mesurées et calculées pour une charge de 120mm contenant le mélange B (tir 644)	196
Figure 6.69 Pressions enregistrées et calculées pour une charge de 120mm contenant un mélange de 25% de billes de verre de 15 μ m, 25% de particules réactives de 35 μ m et 50% d'agglomérats inertes de 5mm (tir 644).....	197
Figure 6.70 Trajectoires du choc mesurées et calculées pour une charge de 120mm contenant un mélange de 25% de billes de verre de 15 μ m, 25% de particules réactives de 35 μ m et 50% d'agglomérats inertes de 5mm (tir 644).....	197
Figure 6.71 Porosité de l'écoulement au début de la dispersion de billes de verre	198
Figure A.1 Schéma d'une détonation dans la théorie CJ	213
Figure A.2 Représentation des droites de Rayleigh-Michelson (en bleu) et courbe de Crussard (en rouge)	215
Figure A.3 Représentation des droites de Rayleigh-Michelson et des courbes de Crussard et d'Hugoniot	216
Figure B.1 Evolution de la pression enregistrée dans le champ externe lors de la détonation d'un explosif en champ libre.....	219
Figure B.2 Effets externes générés par la détonation d'une charge d'explosif condensé placée au-dessus du sol	220
Figure B.3 Pression enregistrée lorsque le capteur de pression est situé au-dessus du point triple	220
Figure C.1 Schéma d'une charge de référence (dimensions approximatives : hauteur 15cm, diamètre 8-13cm)	223
Figure C.2 Position de tir semi-confinée par deux murs de blocs de béton modulaires	223
Figure C.3 Images caractéristiques enregistrées lors d'un tir d'une charge hétérogène contenant des particules d'aluminium de 5 μ m entre deux murs distants de 3m (délai entre les images : 222 μ s).....	225
Figure C.4 Enregistrement de la lumière émise par l'explosion (a) des particules d'aluminium de 5 μ m et (b) des particules de 315 μ m.	226

Figure C.5 Définition du ratio d'intensité à 487nm.....	227
Figure C.6 Comparaison entre ratio d'intensité à 487 nm et intensité relative à 630 nm.....	227
Figure C.7 Intensités relatives comparées pour le C-4 et les charges aluminisées placées verticalement	228
Figure D.1 Schéma du mécanisme d'inflammation puis de combustion d'une particule sphérique d'aluminium	231
Figure D.2 Estimations de délais d'inflammation de particules d'aluminium dans l'air à 2500K, et comparaison avec les résultats de Tanguay [87]	232
Figure E.1 Répartition en nombre des billes de verre référencées « 1-45 μ m »	235
Figure E.2 Répartition en nombre des billes de verre référencées « 75-150 μ m »	236
Figure E.3 Répartition en nombre des billes de verre référencées « 150-250 μ m »	237
Figure F.1 Répartition granulométrique des différentes particules d'aluminium.....	239
Figure G.1 Image du tir 390, 3.15ms après déclenchement de la charge.....	242
Figure G.2 Image du tir 390 après 3.15ms, traitée par la méthode 1	243
Figure G.3 Image du tir 390 après 3.15ms, traitée par la méthode 2	244
Figure G.4 Image du tir 390 après 3.15ms, traitée par la méthode 3	245
Figure G.5 Passage d'une onde de choc dans le cas d'un tir de C-4 seul	245
Figure G.6 Comparaison des différents traitements numériques sur l'image du tir 390 à 3.15ms, l'image « 0 » est l'image d'origine.....	246
Figure H.1 Illustration de la zone de recherche des pixels voisins (bleus) du pixel « questionné » (rouge) par l'algorithme de recherche.....	249
Figure H.2 Exemple d'extraits de radiographies traitées par l'algorithme de comptage des agglomérats. Chaque extrait d'image originale à gauche est à comparer avec sa version traitée à droite	251

Introduction

La dénomination « Explosions de systèmes hétérogènes » recouvre une grande variété de situations. Il peut s'agir d'explosions accidentelles : c'est la situation rencontrée par exemple dans les accidents dans les mines, ou les explosions de silos à grains, ou dans les activités industrielles mettant en jeu des produits solides pulvérulents ou des liquides sous forme de brouillards. Ce peuvent être aussi des explosions intentionnelles. On sait que l'armée allemande a utilisé vers la fin des années 40 des munitions basées sur une composition explosive hétérogène. C'est vers le milieu des années 1970 que les premières armes utilisant cette technologie ont été mises en service. A cette époque l'OTAN les a désignées sous le nom de « Fuel-Air Explosives ». Elles ont été massivement utilisées dans de nombreux conflits depuis la guerre du Viet Nam, où elles servaient à dégager des espaces dans la jungle pour permettre aux hélicoptères d'atterrir. Ces bombes connues sous le nom de « Daisy Cutter » étaient composées de nitrate d'ammonium, d'un liant et de particules d'aluminium. A la fin des années 1990 ces armes ont commencé à proliférer dans les armées russes, américaines, ainsi que dans les groupes insurgés, du fait de leur mise en œuvre relativement aisée. Elles sont devenues une réelle menace tant pour la sécurité intérieure que pour les forces armées en opérations extérieures.

Le caractère commun à tous ces phénomènes explosifs est qu'ils mettent en jeu un ou plusieurs combustibles, sous forme divisée, 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. Du point de vue des applications militaires, ces systèmes complexes sont développés parce qu'ils présentent des potentialités spécifiques en comparaison de celles des explosifs classiques « homogènes ».

Dans le cas des charges hétérogènes, on cherche à disperser des gouttelettes liquides et des particules métalliques par la détonation d'un mélange explosif condensé pour les mélanger avec l'air, afin de former un nuage explosif et à obtenir son inflammation avec le même dispositif. La réaction de ce nuage est « retardée » par rapport à la détonation initiale de l'explosif homogène. 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'un milieu hétérogène peut générer des surpressions secondaires dues à la combustion des particules dans l'air.

L'explosion retardée du nuage de particules permet de générer dans le milieu connexe (l'air dans notre cas) des effets différents de ceux générés par des charges homogènes conventionnelles. En présence d'un confinement comme un mur ou le sol, les réflexions multiples des ondes de choc mélangent et compriment les gaz chauds, favorisant ainsi la combustion des particules métalliques. Ces phénomènes augmentent le dégagement global d'énergie et les effets de surpressions secondaires sur les structures voisines du nuage. Alors qu'avec les compositions conventionnelles on exploite, en plus de l'onde de souffle, un effet cinétique (projection de fragments, jets de charges creuses...), ces compositions hétérogènes permettent de générer des effets de pression, d'impulsion et de température plus importants et plus longs, parfois qualifiés de « quasi-statiques ». La résistance d'une structure à un choc est directement liée à l'amplitude de ce dernier mais aussi aux effets d'impulsion qui caractérisent ce type d'explosif. C'est pourquoi on désigne souvent ces systèmes explosifs sous les termes « d'explosifs à effet de souffle augmenté » ou « d'explosifs thermobariques ».

Mentionnons au passage que l'utilisation de liquides combustibles dispersés sous forme de brouillard dans une atmosphère oxydante est de plus en plus envisagée actuellement à des fins de propulsion, en particulier pour des systèmes où la combustion s'effectue en régime de détonation.

Le travail exposé dans le présent mémoire fait partie des études scientifiques amont nécessaires pour identifier et comprendre les mécanismes fondamentaux qui gouvernent la dispersion par explosif de fines particules métalliques et la propagation des régimes de combustion dans le nuage hétérogène ainsi formé.

Le mémoire est organisé autour de sept chapitres :

- Le **Chapitre 1** aborde la problématique de l'explosion de charges réactives multiphasiques obtenues par dispersion des composants et définit la configuration retenue pour la présente étude.
- Le **Chapitre 2** traite de la modélisation des explosions hétérogènes.
- Le **Chapitre 3** est consacré à la présentation du dispositif expérimental et des méthodes d'enregistrement et de diagnostics mises en œuvre.
- Le **Chapitre 5** traite de la dispersion par explosif de particules inertes (billes de verre).
- Le **Chapitre 6** est consacré à l'étude des mécanismes de dispersion par explosif et de combustion de particules d'aluminium.
- La synthèse et les conclusions de ce travail font l'objet du **Chapitre 7**.

Chapitre 1.

Problématique de l'explosion de charges réactives multiphasiques obtenues par dispersion des composants

Chapitre 1. Problématique de l'explosion de charges réactives multiphasiques obtenues par dispersion des composants

1.1. Introduction

Les charges hétérogènes qui font l'objet de cette étude sont développées dans le but de générer des effets différents de ceux d'un explosif homogène. Ce type de charge est déjà massivement utilisé par les armées de nombreux pays comme par les groupes insurgés. Elles sont plus souvent de forme cylindrique, composées d'un explosif d'amorçage standard entouré d'une composition hétérogène. Le mélange hétérogène contient un liquide détonable, de fines poudres métalliques et parfois un autre explosif comme du RDX et divers liants, catalyseurs ou gélifiants. Le rôle des particules métalliques est d'augmenter par leur combustion, le dégagement d'énergie. La présence d'un oxydant n'est pas indispensable ici car les particules dispersées peuvent réagir avec l'oxygène contenu dans l'air. Ajouter de l'oxydant dans la charge permet dans certaines conditions d'améliorer ses performances en facilitant la réaction des particules. Lorsqu'on amorce la charge, ce mélange hétérogène est dispersé dans l'air par la détonation de l'explosif solide d'amorçage. En fonction des conditions environnantes, les particules sont susceptibles de s'enflammer dans un régime de déflagration. La contribution de la combustion des particules au dégagement d'énergie permet de générer des effets de pression, d'impulsion et de température plus importants et plus longs que ceux obtenus par la détonation d'une charge d'explosif homogène seul. Les charges hétérogènes sont conçues pour être utilisées dans des espaces confinés où on exploite également les effets des réflexions multiples de l'onde de choc.

1.2. Les explosifs et leurs régimes de combustion

1.2.1. Origines des explosifs condensés

L'invention de la poudre est attribuée aux Chinois voici trois ou quatre mille ans. En Europe, c'est au XIII^e siècle que Marcus Groechus et Roger Bacon donnent la composition quantitative de la poudre noire (salpêtre, soufre, charbon) qui n'est autre que la poudre à canon. Les explosifs sont apparus bien plus tard. En 1847, l'italien Sobrero [1] découvre la nitroglycérine qui facilite la construction de tunnels alpins. Cependant son inventeur la délaissera rapidement du fait de son instabilité. En 1875, Alfred Nobel [2] invente la dynamite, une version stabilisée de la nitroglycérine.

On classe les explosifs condensés en 2 catégories : les primaires et les secondaires. Les primaires sont des substances très sensibles qui transitent très rapidement en régime de détonation. Ces explosifs sont utilisés exclusivement dans les détonateurs. Les explosifs secondaires peuvent se décomposer en régime de déflagration s'ils ne sont pas amorcés de manière adéquate (par un détonateur). Les plus sensibles comme la penthrite fine, peuvent être utilisés dans les détonateurs. En général, ces explosifs sont des chaînes carbonées associées à des groupements -NO₂.

1.2.2. Régimes d'explosion

Les termes d'explosion et d'explosifs recouvrent des notions générales assez mal définies. Par explosion, on suppose une réaction de combustion rapide et bruyante. Ce terme peut aussi bien désigner une détonation qu'une déflagration. On parle de l'explosion d'une bombe, d'un volcan ou de moteur à explosion.

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 combustion peut transiter d'un régime à l'autre.

En régime subsonique ou de déflagration des explosifs condensés, lorsque la vitesse de propagation est relativement faible, on utilise parfois le terme de « combustion ». La

« combustion » ainsi dénommée et la déflagration correspondent au même régime : il n'existe pas de séparation entre les deux. La déflagration est caractérisée par sa vitesse qui est subsonique par rapport au mélange des produits frais. Elle est entretenue par la diffusion de la chaleur et des espèces de la zone de réaction vers le mélange frais.

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. Le choc provoque l'initiation thermique des réactions chimiques. Par exemple dans un explosif condensé du type C-4, on mesure une vitesse de détonation supérieure à 8km/s et une pression supérieure à 400kBar. Les explosifs condensés sont définis comme étant des solides ou liquides susceptibles de détoner.

1.2.3. Rappels sur la détonation

En 1881, les deux équipes formées par Berthelot et Vieille, et Mallard et Le Chatelier ont fait la distinction entre les régimes de déflagration et de détonation. Chapman (1899) et Jouguet (1905) établissent le premier modèle mathématique de détonation (appelé modèle Chapman-Jouguet ou CJ, [3], [4]). Le phénomène est présenté comme une discontinuité réactive supersonique monodimensionnelle infiniment mince et adiabatique qui se déplace à la célérité de détonation constante dans le milieu réactif.

En 1900, Paul Vieille proposa un autre modèle : un choc suivi d'une zone de réactions chimiques qui entretiennent le choc qui les a amorcées. S'appuyant indépendamment sur les travaux de Vieille, Zeldovitch [5], Von Neumann [6] et Doering [7] (1940-1943) ont proposé une formulation mathématique du problème (appelée modèle ZND). Un rappel sur les modèles CJ et ZND peut être trouvé en annexe A.

Les explosifs condensés, en particulier les explosifs primaires, sont utilisés en régime de détonation. Dans le problème étudié ici, ils sont utilisés à la fois comme dispositif de dispersion et comme système d'allumage des particules. Dans le cas des nuages explosifs obtenus par dispersion, la connaissance du régime de propagation obtenu après allumage est un enjeu majeur pour l'optimisation de leurs performances et de leurs effets.

La détonation d'un explosif condensé transmet au milieu connexe une onde de choc. Dans l'air, on parle de souffle ou de « blast » quand il s'agit d'étudier les effets de l'onde de choc sur une structure. Le profil typique d'une onde de choc générée par un explosif condensé dans l'air est décrit en annexe B. En raison de l'apport supplémentaire d'énergie apporté par la

combustion des composants dispersés par explosif, les charges hétérogènes dont il est question dans ce mémoire sont aussi qualifiées de « charges à effet de souffle augmenté » ou d'explosifs « thermodariques ».

1.3. Dispersion et combustion explosives d'un mélange hétérogène

1.3.1. Principe de fonctionnement

Il est important de distinguer les explosifs hétérogènes des charges hétérogènes dont il est question dans cette étude. L'« explosif hétérogène » est en général un explosif homogène qui contient des inclusions de particules métalliques dont on souhaite une réaction rapide dans le but d'améliorer directement les performances de l'explosif homogène. Par exemple le tritonal est composé de 80% de TNT et de 20% de particules d'aluminium et a un équivalent TNT de 1.18.

A l'opposé, avec une charge hétérogène on cherche à disperser puis enflammer un nuage explosif contenant des particules métalliques. La réaction est « retardée » et la notion d'équivalent TNT n'est plus valable. C'est l'explosion retardée de ce nuage qui permet de générer 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 conventionnelles. La composition hétérogène à disperser contient les particules métalliques qui sont susceptibles de brûler et libérer de l'énergie dans le milieu connexe. En fonction de leur nature et de leur taille, les particules réagissent à différents stades de l'explosion. Par exemple, une particule sphérique de 200 μ m mettra, a priori, plus de temps qu'une particule de 5 μ m pour atteindre ses conditions critiques d'inflammation dans le même environnement. En présence d'un confinement comme un mur ou le sol, les réflexions multiples des ondes de choc mélangent et compriment les gaz chauds, favorisant ainsi l'inflammation et la combustion des particules métalliques. Ces phénomènes augmentent le dégagement d'énergie global et les effets de surpression quasi-statique sur les structures voisines du nuage.

Le champ de température et de pression généré par une charge explosive métallisée dépend essentiellement, pour une masse donnée de matériaux énergétiques, des trois paramètres suivants :

- Les caractéristiques des particules métalliques parmi lesquelles :

- La nature du métal. La température d'inflammation, l'énergie spécifique de réaction et les mécanismes de combustion de métaux comme le magnésium et l'aluminium sont différents.
- La surface spécifique des particules, qui dépend de la taille et de la forme des particules. En effet s'il y a suffisamment d'oxydant ; des particules de taille suffisamment petite (quelques micromètres voire nanométriques) réagissent rapidement, et l'énergie libérée par leur combustion est susceptible de soutenir la propagation de l'onde de choc. A l'inverse, des particules de grande taille (plusieurs centaines de micromètres) soit peuvent être dispersées sans brûler, soit leur combustion peut n'avoir lieu que tardivement, derrière l'onde de choc, dans l'air environnant (réactions de type « postcombustion »). La forme des particules a également une importance car la vitesse de combustion dépend de la surface spécifique des particules. Des particules sphériques brûlent moins vite que des flocons (particules en formes de paillettes) de même masse.
- La géométrie de la charge explosive, qui va conditionner la dispersion des particules métalliques : le régime de combustion des particules métalliques dépend de la position des particules par rapport aux produits de détonation de l'explosif solide et de l'oxydant disponible. Des études antérieures numériques et expérimentales [8] ont montré l'influence de la géométrie de la charge explosive sur la position des particules dispersées.
- Le confinement environnant: les réflexions multiples des ondes de chocs sur les structures placées autour de la charge peuvent augmenter le taux de combustion des particules métalliques en maintenant la pression et la température à un niveau plus élevé qu'en champ libre. L'efficacité énergétique d'une charge métallisée est dépendante de ces réactions de postcombustion.

1.3.2. Caractéristiques générales de l'explosion hétérogène

1.3.2.1. Contexte bibliographique

L'étude de ces systèmes explosifs a fait l'objet de travaux depuis de nombreuses années, et en particulier depuis les années 1970 lorsque leur utilisation a commencé à se répandre dans les armées. A l'Institut franco-allemand de Recherches de Saint Louis (ISL), où le travail expérimental présenté dans ce mémoire a été réalisé, on retiendra le travail de Sturtzer [9], basé sur l'étude de charges aluminisées de référence et de leurs effets. Au Laboratoire de Combustion et de Détonique (LCD), Veyssière et Khasainov ont étudié les détonations impliquant des particules et publié de nombreux travaux sur la structure des détonations

diphasiques ([10] - [17]). De nombreux résultats connus dans le domaine des explosifs thermobariques ont été apportés par des laboratoires implantés au Canada, comme l'équipe de Murray du DRDC (Defence Research and Development Canada) de Suffield et à l'Université McGill de Montréal. Quelques-uns de leurs travaux peuvent être trouvés dans les références [8] et [18] à [27]. Leurs travaux sur les charges hétérogènes ont été entrepris plusieurs années avant ceux de l'ISL, avec des moyens conséquents. Par exemple, ils ont pu étudier expérimentalement l'explosion de compositions dont la masse dépasse plusieurs tonnes de matériaux énergétiques, alors que le champ de tir de l'ISL impose une limite à quelques dizaines de kilogrammes au maximum. En plus des centres liés à la Défense nationale de divers pays, de diverses équipes disséminées aux Etats-Unis (Kuhl [28], McNesby [29]), au Royaume-Uni (Milne [30], Bates [31]) et en Russie (Gilev [32], Fedorov [33]-[37]) travaillent également sur les explosions multiphasiques. Cette liste n'est bien sûr pas exhaustive ; un livre rassemblant les principaux résultats des travaux sur le sujet a été édité récemment par Zhang en 2009 [27].

1.3.2.2. Détonations hétérogènes

Dans le cadre de notre étude, on s'intéresse à l'interaction d'une onde de choc avec un nuage de particules réactives dispersé par explosif et ses effets sur l'environnement. On peut s'interroger sur la probabilité que la combustion amorcée dans ce nuage transite vers le régime de détonation. Pendant la dispersion, on transforme une couche dense de particules en nuage ; la concentration des particules varie donc fortement durant les premières millisecondes. Atteindre et conserver durant une période non négligeable par rapport à la durée totale de l'explosion les conditions suffisantes à la propagation d'une détonation paraît peu probable. Cependant quelques informations sur les détonations de milieux hétérogènes peuvent être utiles.

Des travaux spécifiques ont été consacrés à l'étude des détonations dans les suspensions de particules solides, en particulier de particules d'aluminium. Les premiers travaux expérimentaux ont été réalisés dans des tubes à choc en 1968 par Strauss [38]. Veyssière a réalisé une synthèse des travaux sur les détonations dans les mélanges gaz-particules [17]. Les détonations peuvent être classées en plusieurs catégories suivant les caractéristiques des composants considérés. Lorsque le gaz contient déjà du combustible et un oxydant, on utilise le terme de détonation hybride (« hybrid detonation ») si les particules solides sont combustibles, et de détonation inertées (« dusty detonation ») si celles-ci sont inertes. Si on est en présence de particules combustibles et d'un gaz uniquement oxydant, on parle de détonation hétérogène (« heterogeneous detonation »). Trois régimes différents de détonation

ont été identifiés dans les mélanges hybrides gaz-particules par Veyssière et Khasainov [15], et définis ainsi :

- Single Front Detonation (SFD), si la propagation du front de détonation est entretenue à la fois par la réaction chimique entre les composants gazeux et par la combustion des particules,
- Pseudo Gaz Detonation (PGD), si la propagation du front de détonation est entretenue uniquement par la réaction chimique entre les composants gazeux et que la combustion des particules a lieu dans l'écoulement instationnaire derrière le plan CJ,
- Double Front Detonation (DFD), si on observe deux fronts de détonation successifs, séparés par un écart constant. Le premier est dû à la réaction chimique des composants gazeux et l'autre à la combustion des particules.

L'étude de la formation et de la propagation de détonations dans les mélanges gaz-particules solides d'aluminium a été poursuivie par les travaux d'Inginoli [39] en 1999.

1.3.2.3. Explosions hétérogènes dans l'air

Des travaux antérieurs ont déjà été effectués sur l'effet de l'addition de particules métalliques au nitrométhane dans le but d'en modifier les caractéristiques de détonation (voir par exemple [40]). L'effet des particules sur la détonabilité de ces mélanges a été examiné. Leur sensibilisation au choc a été mise en évidence par l'étude de l'influence d'hétérogénéités ou d'inclusions (particules inertes ou particules de type microballons) dans ces liquides [41], [42]. Ici, on s'intéresse à des mélanges saturés en particules de taille suffisamment grosse pour pouvoir réagir pour pouvoir réagir seulement après avoir été dispersées dans l'air et ainsi augmenter l'impulsion et l'amplitude de l'onde de choc.. Le type de charge hétérogène le plus fréquemment rencontré dans la littérature est composé 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. La saturation de ces liquides est atteinte lorsqu'ils sont chargés à environ 60% de particules d'aluminium en masse. Les travaux de Frost [18] ont mis en évidence plusieurs effets dus à la présence des particules dans ce type de charges hétérogènes :

1.3.2.3.1. Caractéristiques générales de l'explosion

Un exemple de l'explosion en champ libre d'une charge sphérique de nitrométhane de 1 litre, saturé avec des particules d'aluminium de 13 μ m est représenté sur la Figure 1.1 (d'après [18]). Pendant les deux premières millisecondes de l'explosion (Figure 1.1(a)), on observe la dispersion sphérique d'un nuage de particules par explosif. Ensuite à partir de t=3ms (Figure 1.1(b)), on constate que le nuage continue de se disperser alors qu'une importante émission

lumineuse apparaît au centre de la boule de feu. Cette émission intense est caractéristique de la combustion des particules d'aluminium. A $t=6\text{ms}$ (Figure 1.1(c)), le nuage a quasiment atteint son diamètre maximum, tandis qu'en son centre la boule de feu due à la combustion des particules s'étend. A $t=10\text{ms}$ (Figure 1.1(d)) l'intégralité du nuage est en combustion.

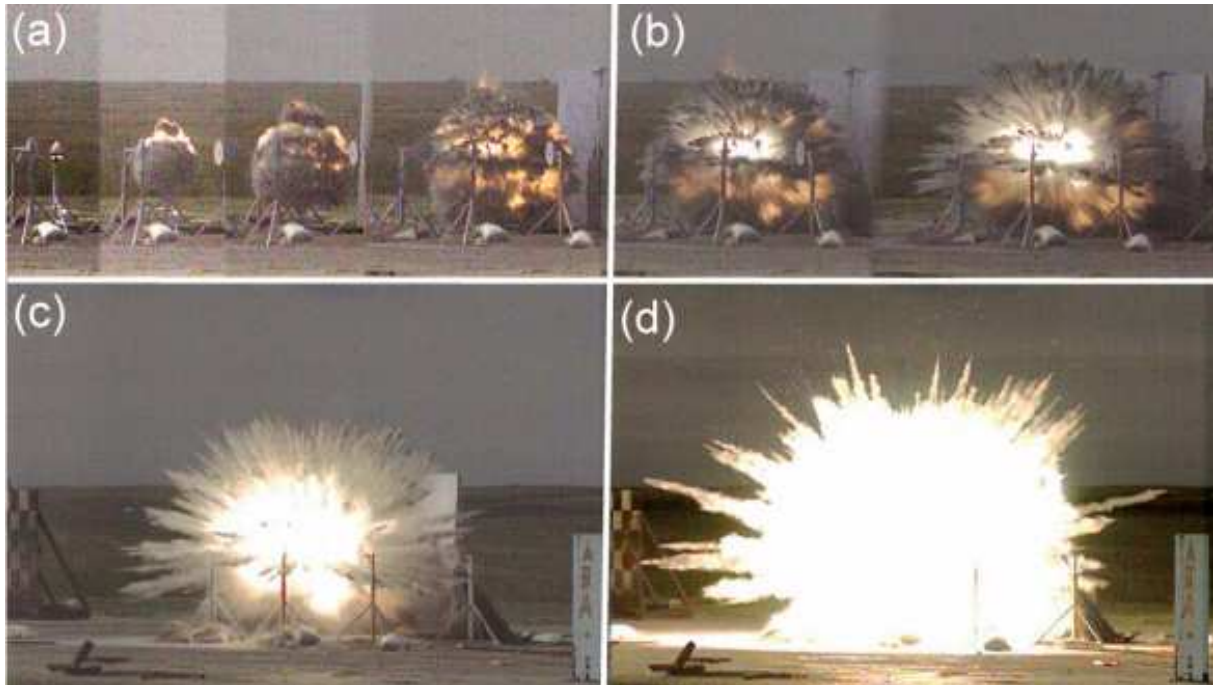


Figure 1.1 Charge sphérique de un litre de nitrométhane (33%) et particules d'aluminium de $10\text{ }\mu\text{m}$. Images de l'explosion (a) à $t=0.1, 0.5, 1, 2\text{ms}$, (b) à $t=3, 4\text{ms}$, (c) $t=6\text{ms}$ et (d) $t=10\text{ms}$ [18]

On observe donc sur cette séquence d'images que l'émission thermique et lumineuse due aux particules en combustion est très intense, elle peut avoir une influence sur les particules encore non réagies et les structures en contact avec la boule de feu. La chaleur et le rayonnement générés par la combustion d'une partie des particules peuvent contribuer à l'inflammation des autres particules ou à l'endommagement des structures situées à proximité.

Lors de l'explosion d'une charge sphérique, on observe le développement d'instabilités à la surface de la boule de feu. Un exemple est montré sur la Figure 1.2 (d'après [19]). Ces instabilités sont caractéristiques de ce type de charges explosives et sont dues aux particules.

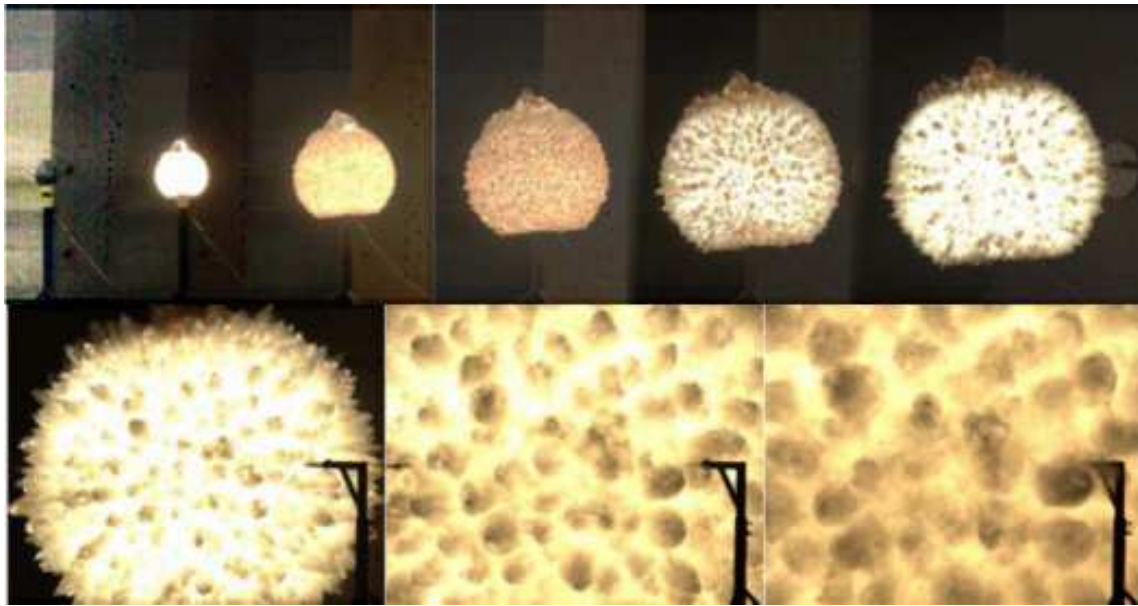


Figure 1.2 Développement d'instabilités à l'interface de la boule de feu avec l'air lors de l'explosion d'une charge de 1l de nitrométhane saturé avec des particules de zirconium. Images à $t=0, 40, 80, 120, 160, 200, 400, 800$ et $1200\mu s$ respectivement [19]

Selon, Frost [19], la présence de particules perturbe l'interface entre les produits de détonation et l'air, ce qui augmente la surface d'échange entre les produits dispersés et le milieu connexe, l'air. Ces irrégularités à la surface de la boule de feu favorisent le mélange des particules et des gaz réducteurs avec l'air oxydant, et contribuent au développement des réactions secondaires de postcombustion.

1.3.2.3.2. Diamètre critique pour l'inflammation des particules

Lors de leurs expériences, les équipes canadiennes du DRDC et de l'Université McGill ont mis en évidence l'existence d'un diamètre critique des charges hétérogènes en dessous duquel on n'observe pas l'inflammation des particules. Ce diamètre critique de la charge pour l'inflammation des particules est à différencier du diamètre critique de détonation des explosifs (qui correspond au diamètre minimum d'explosif en dessous duquel les pertes d'énergie latérales empêchent la propagation d'une onde de détonation dans le milieu explosif).

Dans l'exemple de la Figure 1.3 (extrait des expériences de Frost [22]), on observe que pour une charge cylindrique de diamètre 19mm contenant du nitrométhane saturé avec des particules d'aluminium de $114\mu m$, les particules d'aluminium ne s'enflamment pas. A l'opposé pour un diamètre de charge de 74mm et des particules de $54\mu m$ on observe une réaction des particules.

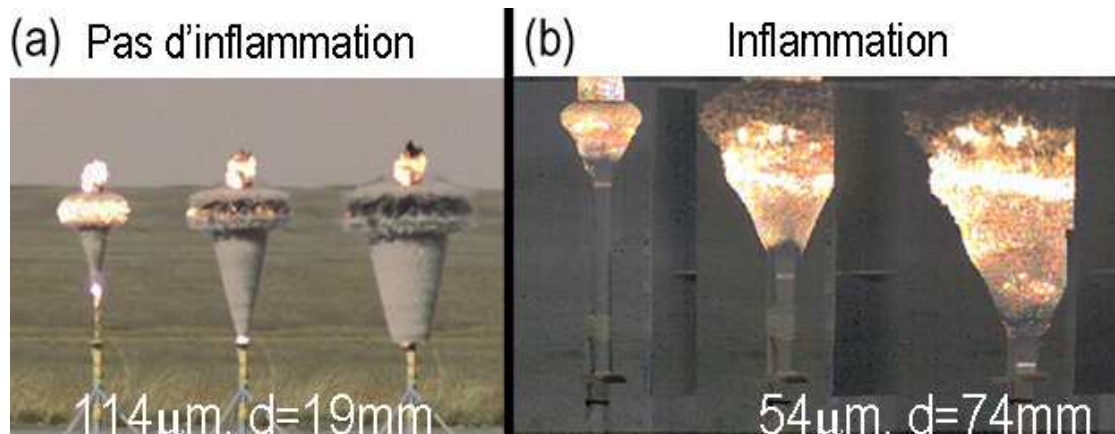


Figure 1.3 Existence d'un diamètre critique des charges au-delà duquel on observe l'inflammation des particules (charges cylindriques de nitrométhane saturé avec des particules d'aluminium, (a) particules de 114µm et charge de diamètre 19mm et (b) particules de 54µm et charge de 74mm de diamètre) [22]

Selon Frost [22], deux phénomènes sont en compétition : les particules sont chauffées par les produits de détonation alors que ceux-ci se refroidissent au cours de leur expansion. Le diamètre critique pour l'inflammation des particules dépend de la nature des composants utilisés, de la géométrie de la charge et de la nature des particules. En effet les pressions et températures des produits de détonation dépendent de l'explosif utilisé, ainsi que leur nature réductrice ou oxydante. Une géométrie sphérique des charges implique un refroidissement plus rapide des produits dispersés qu'une géométrie cylindrique. Enfin des particules fines (quelques micromètres) ou constituées d'un matériau très réactif comme le magnésium s'enflammeront plus facilement que des particules d'aluminium plus grosses (de plusieurs dizaines voire centaines de micromètres).

1.3.2.3.3. Régimes de combustion des particules dispersées par explosif

Différents régimes de réaction des particules ont été observés par Frost [18] : une inflammation très rapide, ou à l'opposé retardée. L'inflammation des particules est qualifiée de rapide lorsque le délai entre l'initiation de la charge et l'inflammation des particules est suffisamment faible, de l'ordre de quelques centaines de microsecondes. Dans ces conditions la combustion des particules peut avoir une influence importante sur la propagation du choc. Par ailleurs on peut observer une boule de feu uniforme dans le nuage de particules ou seulement la combustion locale de particules dans certaines zones du nuage dispersé.

Un exemple est donné sur la Figure 1.4 (d'après [18]). On y observe l'explosion de trois charges sphériques contenant du nitrométhane saturé avec des particules d'aluminium :

- cas (a) : charge de 12,3cm de diamètre et particules de 13µm de diamètre, on observe l'inflammation retardée du nuage de particules,

- cas (b) : charge de 9,3cm et particules de 54 μ m, les particules s'enflamment dès les premiers instants de la dispersion mais la combustion reste localisée dans certaines parties du nuage.
- cas (c) : charge de 12,3cm et particules de 54 μ m, le diamètre de la charge est plus important que dans le cas précédent, on observe une combustion rapide et uniforme des particules dans tout le nuage dispersé

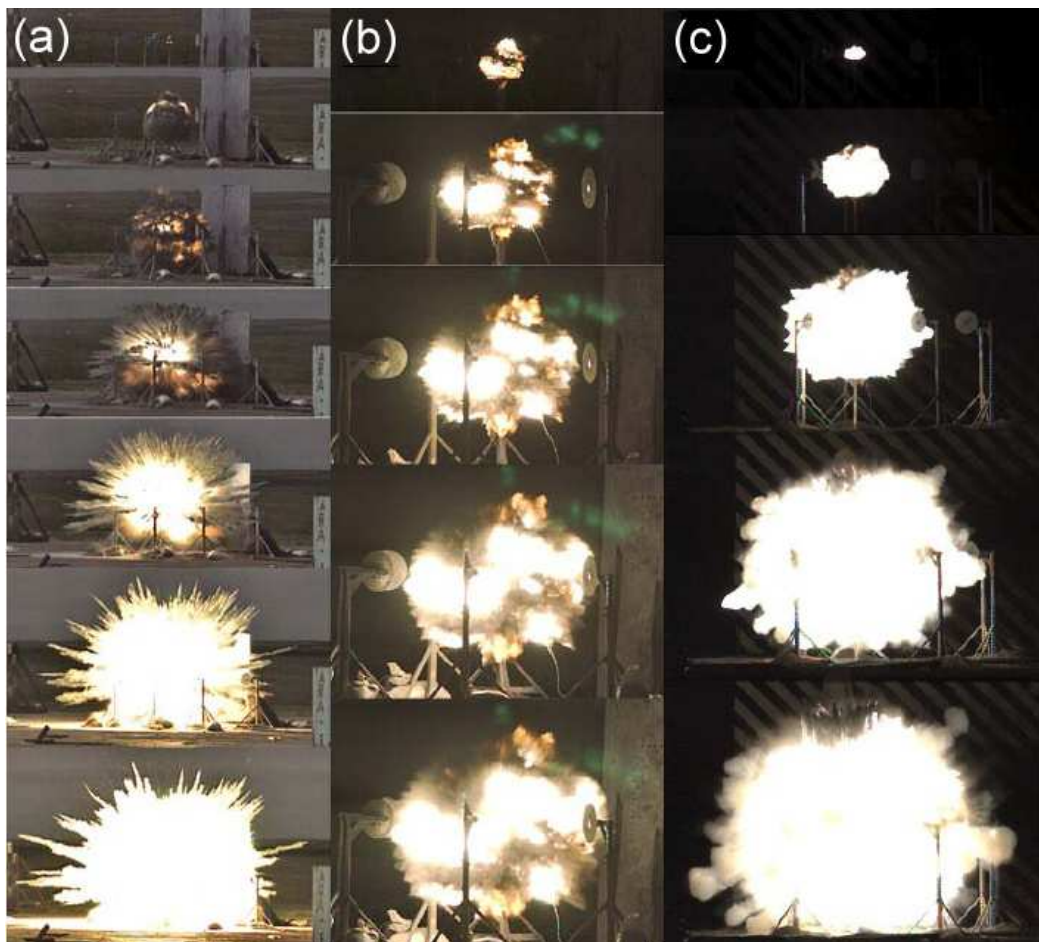


Figure 1.4 Observation de différents régimes de combustion des particules dispersées par explosif : (a) inflammation retardée du nuage de particules, (b) inflammation rapide et locale du nuage de particules et (c) inflammation rapide et uniforme du nuage de particules [18].

Cependant, aucune explication satisfaisante n'a jusqu'à présent été apportée aux différents modes de combustion observés.

1.3.2.3.4. Influence de la taille des particules

La surface spécifique des particules, ou leur diamètre caractéristique pour des particules de même forme, est liée à leur réactivité. Sur la Figure 1.5, sont représentés les régimes de réaction constatés par Frost [18], lors de l'explosion de charges cylindriques et sphériques de nitrométhane saturé avec des particules d'aluminium.

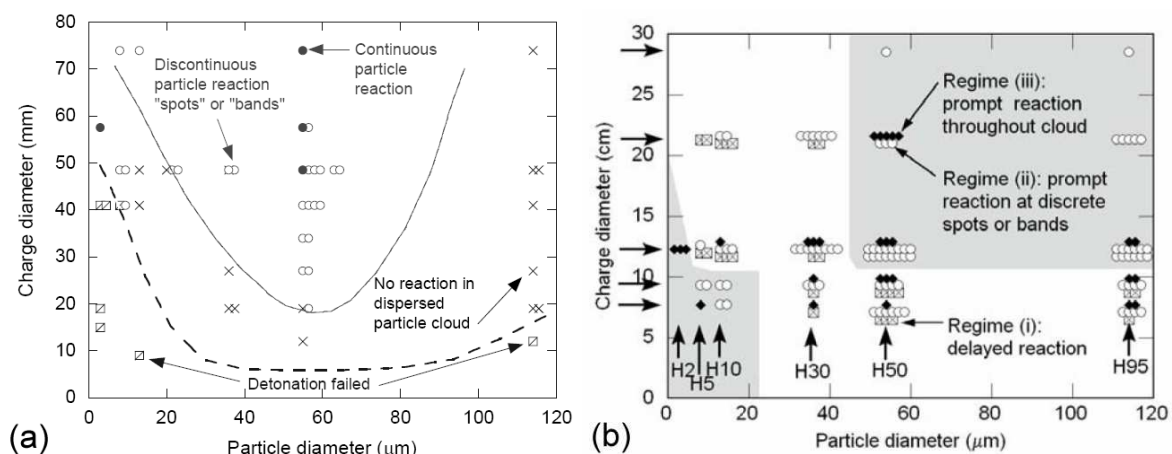


Figure 1.5 Régimes de réaction des particules observés lors de l'explosion de charges constituées de nitrométhane saturé par des particules d'aluminium, pour (a) des géométries cylindriques et (b) des géométries sphériques [18]

D'une part, on constate une réaction plus rapide et plus uniforme du nuage dispersé avec des particules de dimension intermédiaire (30-60μm) qu'avec des particules de faible diamètre caractéristique (inférieur à 20μm). Cette différence de réaction des particules les plus fines est attribuée à la couche superficielle d'alumine qui limite leur réaction. De plus lorsqu'on compare le cas cylindrique (Figure 1.5(a)) au cas sphérique (Figure 1.5(b)), on constate l'absence de diamètre critique dans les charges sphériques contenant de l'aluminium. Dans ce type d'expériences, Frost [18] a systématiquement observé l'inflammation retardée ou incomplète du nuage avec les particules utilisées, ce qui semble indiquer qu'il faudrait utiliser de plus grosses particules pour mettre en évidence le diamètre critique d'inflammation des particules dans le cas sphérique. Lorsque des particules de magnésium sont utilisées, on observe un diamètre critique des charges en dessous duquel certaines particules (plus de 200μm) ne réagissent pas.

1.3.2.3.5. Conséquences sur l'effet de Blast

Les règles de calcul de l'effet de « blast » utilisées pour les explosifs homogènes et basées sur des grandeurs adimensionnées (cf. par exemple Kinney et Graham [43]) ne sont plus valables dans le cas des explosions hétérogènes. En effet, lorsqu'on disperse des particules solides, l'onde de choc générée par l'explosif traverse la couche de particules et perd de son énergie qui est convertie en énergie cinétique et thermique, en conséquence de quoi l'onde de choc est affaiblie et retardée. Lorsque les particules sont réactives, leur combustion libère de l'énergie qui peut renforcer l'onde de choc. En particulier, lorsque les particules réagissent suffisamment rapidement, leur combustion peut soutenir et amplifier l'onde de choc. Certains travaux réalisés avec des nanoparticules ([27], [44]), ont permis de montrer qu'elles peuvent soutenir la propagation de l'onde de détonation dans l'explosif d'amorçage, mais ce n'est pas le cas qui nous intéresse dans notre étude. Si les particules sont plus grosses et réagissent plus

tard pendant l'explosion, on peut observer des accroissements de pression secondaires, en aval du choc. La décroissance du choc ne suit donc plus les lois habituelles de similitude et les règles de calcul du « blast » ne sont pas utilisables.

1.3.2.3.6. Impulsion cinétique des particules

Afin d'évaluer l'impulsion due aux particules lors d'explosion de charges hétérogènes, Frost [23] a utilisé des plaques d'acier, placées en porte-à-faux sur des tiges d'aluminium qui se plient pendant l'explosion. Une photographie de cette métrologie est présentée sur la Figure 1.6(a) : on y observe la plaque d'acier qui a été inclinée par le souffle de l'explosion et par l'impact des particules, ici des billes d'acier de $925\mu\text{m}$ de diamètre. L'angle d'inclinaison final de ces capteurs est présenté sur la Figure 1.6(b), pour quelques exemples de charges contenant des particules ou de l'explosif seul. On constate par exemple que l'ajout de 4,4kg de billes d'acier de $460\mu\text{m}$ à 440g de nitrométhane (NM) permet d'obtenir une inclinaison à 90cm proche de celle générée par la détonation de 1kg de nitrométhane sans particules.

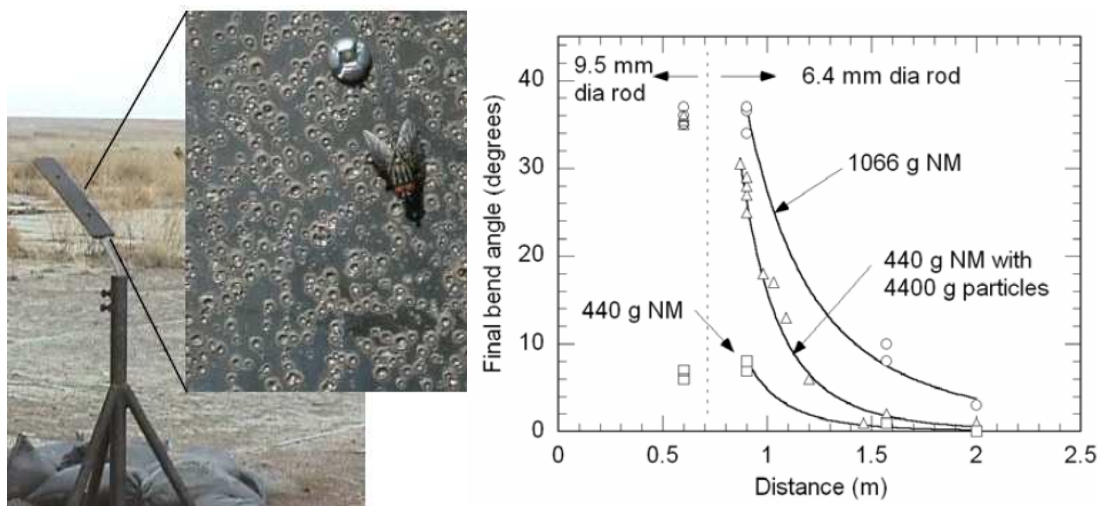


Figure 1.6 (a) Photographie des capteurs en porte-à-faux utilisés pour évaluer l'impulsion générée par les explosions et (b) inclinaison de ces capteurs après les tirs [23]

En plus de l'onde de choc générée par l'explosion, on observe donc un effet d'impulsion cinétique dû au mouvement des particules solides. En effet celles-ci sont accélérées à de très hautes vitesses par l'explosif. Certaines particules ou agglomérats de particules peuvent dépasser l'onde de choc de tête [45]. Elles possèdent une certaine énergie cinétique et peuvent endommager par impact des structures situées à proximité de la charge

Relativement peu de travaux ont été publiés à propos de l'accélération des particules et leur évolution dans l'air durant la dispersion par explosif. On retiendra notamment le travail de Lanovets [45] qui a mis en évidence le possible dépassement de l'onde choc de tête par des particules lors de l'explosion de charges hétérogènes. Zhang [25] a conduit des études

numériques et expérimentales sur la dispersion de particules inertes. Il a observé que les particules accélèrent pendant un courte durée alors qu'elles n'ont parcouru qu'une distance de l'ordre d'un rayon de charge, puis qu'elles évoluent à vitesse quasiment constante, pouvant dépasser les produits de détonation et parfois l'onde de choc de tête, si elles sont suffisamment grosses et que la charge est de géométrie sphérique ou cylindrique.

1.4. Choix de la configuration de l'étude

De ce bref examen des résultats disponibles sur le sujet, il ressort que les effets générés par ces charges hétérogènes dépendent :

- de la nature et de la composition du mélange « particules - liquide oxydant » considéré, qui déterminent les potentialités énergétiques du système.
- de la géométrie de la charge qui influe directement sur la dispersion des particules,
- du confinement environnant, qui modifie de manière significative les effets des charges.

Des informations supplémentaires sur l'explosion de charges hétérogènes semblables à celles utilisées dans les systèmes opérationnels, obtenues par une étude qui a précédé celle-ci, sont fournies en annexe C.

La complexité des phénomènes observés conduit à envisager d'étudier des charges plus simples, de manière à mieux comprendre les mécanismes fondamentaux qui gouvernent la dispersion et la combustion des particules. On a donc cherché à simplifier le problème en étudiant :

- l'explosion en champ libre (absence de confinement externe) des charges de manière à s'affranchir des effets secondaires générés par les ondes de choc réfléchies,
- des compositions simplifiées : un explosif homogène d'amorçage entouré de particules réactives (aluminium) ou inertes (billes de verre) avec des granulométries aussi bien définies que possible,
- une géométrie favorable à la modélisation : à savoir, des charges sphériques préparées avec soin.

D'autre part, on mènera une partie des études avec des particules inertes pour obtenir des informations sur la dispersion de particules par explosif, tandis que l'utilisation de particules réactives permettra d'étudier simultanément les phénomènes de dispersion et de combustion de particules.

Le schéma de principe des charges sphériques est donné sur la Figure 1.7. Plus d'informations sur la configuration expérimentale sont données plus loin dans le Chapitre 3.

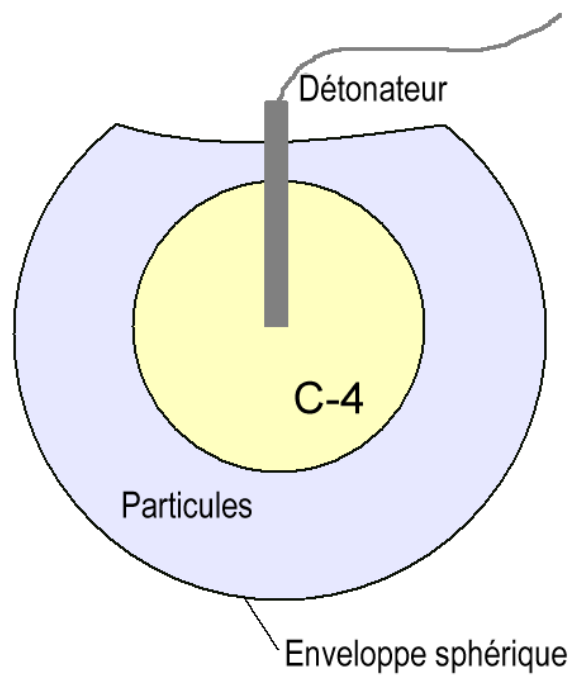


Figure 1.7 Schéma de principe des charges sphériques hétérogènes

Chapitre 2.

Modélisation des explosions des systèmes hétérogènes

Chapitre 2. Modélisation des explosions des systèmes hétérogènes

2.1. Problème d'échelle et limites physiques du problème

Lorsqu'il s'agit de modéliser une explosion en milieu hétérogène, même en se limitant au seul phénomène de l'interaction d'une onde de choc avec des particules, un problème se pose : comment modéliser correctement le comportement des particules et leur évolution dynamique ?

On a choisi une description Eulérienne du problème, ce qui implique, pour les calculs numériques, un coût supplémentaire en mémoire et des schémas de calcul explicites satisfaisant à des conditions de stabilité (par exemple le nombre de Courant inférieur à 0,5). Cette description permet d'accéder aisément aux caractéristiques du milieu en tout point du maillage à chaque pas de calcul.

Pour prendre en compte les propriétés des particules, il faut modéliser un écoulement incluant deux phases. Du point de vue numérique, on a deux possibilités

- soit on utilise un maillage à échelle méso, voire microscopique qui prend en compte chaque élément, chaque particule. Il existe des méthodes de calcul, comme la méthode des éléments discrets développée par Cundall et al. [46] en 1979, capable de simuler la compression de particules ou de grains d'explosifs dans l'air. Cependant les capacités des maillages et des calculateurs nous limitent dans le meilleur des cas à quelques centaines de milliers de particules, sur une distance limitée. Il n'est pas possible, vu les capacités actuelles des ordinateurs, de mailler finement des systèmes biphasiques comme le nôtre de manière à tenir compte de chaque particule, et de réaliser des calculs sur une distance de plusieurs mètres.
- soit on remplace les particules par un nuage de particules, modélisé par un fluide continu, compressible qui se déplacera sur un maillage Eulérien, et qui a sa propre température, vitesse, équation d'état... Avec cette méthode on peut étudier un problème à échelle macroscopique. Cette modélisation est à la base de la théorie des écoulements biphasiques énoncée par Nigmatulin [47]. En particulier elle a été utilisée en 1986 par Baer et Nunziato [48] qui cherchaient à modéliser la transition

déflagration-détonation dans un écoulement diphasique dans le cas d'explosifs condensés, et en 1987 par Khasainov et Veyssière [10] pour modéliser la détonation de suspensions de particules solides dans des milieux gazeux réactifs. Ce modèle est utilisé dans le code EFAE [10] qui est à la base de l'étude numérique présentée dans ce mémoire.

2.2. Les équations

2.2.1. Equations constitutives du problème

Les hypothèses du modèle existant dans le code EFAE (qui a servi de support à nos simulations numériques, cf. paragraphe 2.3) sont les suivantes : la taille moyenne des particules est suffisamment grande devant les distances de la dynamique moléculaire, mais petite devant les autres dimensions caractéristiques du problème. La fraction volumique des particules ainsi que les interactions inter-particules sont prises en compte. Les gradients de température à l'intérieur des particules sont supposés nuls et celles-ci sont considérées comme incompressibles. Le système d'équations permettant de modéliser l'écoulement considéré peut s'écrire de la manière suivante :

a) Trois équations de bilan pour décrire la phase gazeuse :

$$\text{Masse} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = J \quad (2.1)$$

$$\text{Quantité de mouvement} \quad \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot ((\rho \mathbf{u}) \otimes \mathbf{u}) = -\nabla P \Phi + J \mathbf{v}_p - \mathbf{f} \quad (2.2)$$

$$\text{Energie} \quad \frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}(E + P\Phi)) = J(e_p + Q_{\text{mélange}}) - \mathbf{f} \cdot \mathbf{v}_p - q \quad (2.3)$$

b) Trois équations de bilan pour la phase solide :

$$\text{Masse} \quad \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (\sigma \mathbf{v}_p) = -J \quad (2.4)$$

$$\text{Quantité de mouvement} \quad \frac{\partial \sigma \mathbf{v}_p}{\partial t} + \nabla \cdot ((\sigma \mathbf{v}_p) \otimes \mathbf{v}_p) = -\nabla \Pi_p (1 - \Phi) - J \mathbf{v}_p + \mathbf{f} \quad (2.5)$$

Energie
$$\frac{\partial E_p}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}_p E_p + (1 - \Phi) \Pi_p) = -J e_p + \mathbf{f} \cdot \mathbf{v}_p + q \quad (2.6)$$

Ces équations sont couplées entre elles par les termes de transferts de masse J , de quantité de mouvement $\mathbf{f}$ et d'énergie entre les deux phases q . Si certaines parties du domaine considéré ne contiennent pas de particules, on affecte une valeur de concentration minimale à la densité apparente de particules et les termes d'échange J , $\mathbf{f}$ et q sont égaux à zéro (dans les zones sans particules).

Par ailleurs on définit la porosité de l'écoulement, ou fraction volumique des gaz, par la relation (2.7), qui prend la valeur 1 dans l'air pur.

$$\Phi = 1 - \frac{\sigma}{\rho_p} \quad (2.7)$$

c) Trois autres équations de bilan viennent s'ajouter pour le nombre de particules et les espèces réactives

Conservation du nombre de particules
$$\frac{\partial N_p}{\partial t} + \nabla \cdot (N_p \mathbf{v}_p) = 0 \quad (2.8)$$

Bilan de masse de l'aluminium
$$\frac{\partial \rho_{Al}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{Al} \mathbf{u}) = J \quad (2.9)$$

Bilan de masse d'oxydant
$$\frac{\partial \rho_{ox}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{ox} \mathbf{u}) = -\alpha \cdot J \quad (2.10)$$

Dans les équations précédentes :

- l'indice p correspond aux particules,
- N_p est le nombre de particules par unité de volume,
- ρ est la masse volumique des gaz,
- σ est la densité apparente des particules,
- ρ_p est la masse volumique des particules (2700kg/m³ pour l'aluminium),
- $\mathbf{u}$ et $\mathbf{v}_p$ sont leurs vitesses matérielles des gaz et des particules,
- Π_p est la pression inter-particulaire
- ρ_{Al} est la masse volumique d'aluminium dans les produits de réaction,
- ρ_{ox} est la concentration en espèces oxydantes,
- α est le coefficient stœchiométrique de la réaction de combustion de l'aluminium avec le gaz environnant.

E et e sont les énergies totales et internes ($e = c_v T$). Les énergies totales de la phase gazeuse et de la phase solide sont:

$$\text{pour la phase gazeuse : } E = \rho \left(e + \frac{1}{2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \right) \quad (2.11)$$

$$\text{pour la phase solide : } E_p = \sigma \left(e_p + \frac{1}{2} \mathbf{v}_p \cdot \mathbf{v}_p \right) \quad (2.12)$$

Le système d'équations est complété par des équations d'état pour chaque fluide et les relations phénoménologiques permettant d'exprimer les termes d'échange entre les phases : le transfert de masse J , le transfert de quantité de mouvement à travers notamment la force de traînée $\mathbf{f}$ et le transfert d'énergie ou de chaleur, q .

2.2.2. Le transfert de masse

Dans le cas de particules d'aluminium, le terme de transfert de masse J est décrit de deux manières :

2.2.2.1. Le modèle à deux étapes

Dans le modèle à deux étapes développé par Veyssière et Khasainov ([14] et [15]), on considère une période d'induction suivie d'une période de combustion.

La phase d'induction est dominée par le régime cinétique, représenté par une loi d'Arrhenius :

$$\frac{dQ_p}{dt} = \frac{6\sigma}{d_p} Q_{\text{mélange}} Z_{\text{Arr}} \exp \left(-\frac{E_a}{RT_p} \right) \quad (2.13)$$

Dans l'équation précédente, Q_p est l'énergie libérée par les particules durant la phase d'induction. $Q_{\text{mélange}}$ traduit l'effet calorifique des réactions chimiques entre les gaz et les particules. Z_{Arr} est le facteur pré-exponentiel de la loi d'Arrhenius et E_a est l'énergie d'activation des réactions entre les gaz et les particules. R est la constante universelle des gaz. Ce terme est ajouté dans le membre de droite de l'équation de conservation de l'énergie des particules.

On fait l'hypothèse que la phase d'induction est terminée quand la température des particules devient supérieure à une valeur critique considérée comme leur température d'inflammation.

La période d'induction est suivie par la période de combustion des particules. Le transfert de masse entre les gaz et les particules durant cette phase est gouverné par le régime diffusif, il tient compte de la variation des différences de vitesses entre les particules et les gaz :

$$J_{diff} = 3\sigma(1 + 0.276 Re^{0.5})/t_p, \quad t_p = Kd_p^2 / \varphi_{ox}^{0.9} \quad (2.14)$$

t_p correspond ici au temps de combustion des particules auquel le transfert de masse J_{diff} est inversement proportionnel [49]. Il est basé sur une loi classique de type « d^2 », analogue à celle du modèle de combustion d'une goutte, prenant en compte le diamètre des particules, une constante empirique K ($4.10^6 s/m^2$ pour des particules sphériques d'aluminium) et la fraction massique d'oxydant φ_{ox} . Les aspects particuliers de la combustion de l'aluminium sont développés dans l'annexe D.

2.2.2.2. Le modèle hybride

Ce modèle basé sur les travaux de Frank-Kamenetskii [50] a été développé par Zhang et al. [51] dans le cas de détonations particules d'aluminium – air. Il permet de combiner les deux régimes du modèle à deux étapes. Le taux effectif de réaction est contrôlé par l'étape la plus lente. Le terme de transfert de masse s'écrit ainsi :

$$J = \left(\frac{1}{J_{diff}} + \frac{1}{J_{cin}} \right)^{-1} \quad (2.15)$$

Avec

$$J_{cin} = \pi d_p^2 N_p Z_{Arr} \exp\left(-\frac{E}{RT_p}\right) \quad (2.16)$$

Où n_p désigne le nombre de particules par unité de volume.

Ce modèle plus réaliste que le modèle à deux étapes a été intégré au code EFAE récemment par Briand [52]. C'est celui qu'on a choisi pour les simulations réalisées dans le cadre de cette étude.

2.2.3. Le transfert de quantité de mouvement

2.2.3.1. Application de la force de traînée aux particules

Le transfert de quantité de mouvement est effectué par l'intermédiaire de la force de traînée $\mathbf{f}$ qui est de la forme :

$$\mathbf{f} = \frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{\sigma}{d_p} C_d (\mathbf{u} - \mathbf{v}_p) |\mathbf{u} - \mathbf{v}_p| \quad (2.17)$$

C_d est le coefficient de traînée. Par défaut il est modélisé dans le code par la formule de Schiller et Naumann (1935) :

$$C_d = \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4.4}{\sqrt{\text{Re}}} + 0.42 \quad (2.18)$$

Avec le nombre de Reynolds Re :

$$\text{Re} = \rho_p \frac{|\mathbf{u} - \mathbf{v}_p| d_p}{\mu} \quad (2.19)$$

où μ est la viscosité dynamique du fluide.

Les caractéristiques du nuage formé lors de la dispersion dépendent de l'accélération des particules par la force de traînée. Il est donc important d'examiner l'influence du coefficient de traînée associé aux particules.

2.2.3.2. Choix du coefficient de traînée

L'évaluation du coefficient de traînée d'une sphère immergée dans un fluide a fait l'objet d'études expérimentales depuis près de 300 ans. En effet, Newton fut le premier à s'y intéresser en 1719. L'estimation du coefficient de traînée est basée sur des relations empiriques, fondées sur des études expérimentales d'écoulements de fluides autour de différents obstacles. Il dépend principalement du nombre de Reynolds de l'écoulement autour des particules. Dans nos conditions expérimentales d'écoulement réactif instationnaire, la connaissance de l'évolution temporelle du nombre de Reynolds en un point donné est impossible.

De nombreuses techniques ont été mises au point pour évaluer le coefficient de traînée dans de larges gammes de nombres de Reynolds et de Mach. Depuis les études sur la chute libre d'une sphère jusqu'aux essais en souffleries sub- et supersoniques, de nombreux résultats ont été obtenus. Cependant la plupart de ces résultats n'est valable que pour un écoulement stationnaire.

Certaines équipes comme celles de Britan [53], Devals [54] ou encore Sun [49] ont étudié l'évolution du coefficient de traînée dans des écoulements instationnaires. En particulier, Igra [56] et Boiko ([57], [58] et [59]) ont conduit une série d'expériences en tubes à choc, sur des sphères de petites dimensions (de l'ordre du millimètre ou micrométriques) dispersées par une onde de choc.

La relation proposée par Igra (équation (2.20)) est valable pour des nombres de Reynolds variant entre 200 et 101000. En dehors de ce domaine on ne dispose que de lois établies en régime stationnaire. Les coefficients a , b , c et d qui interviennent dans la relation (2.20) ont été calculés ([56]) pour une valeur du module d'accélération A_c ($A_c = dv_p/dt^*[D/(u-v_p)^2]$) inférieure à 1. Dans notre cas, le terme $D/(u-v_p)^2$ est voisin de 10^{-8} s/m.

$$\begin{cases} \log_{10} C_d = a + b.\log_{10}(\text{Re}) + c.(\log_{10}(\text{Re}))^2 + d.(\log_{10}(\text{Re}))^3 \\ 200 \leq \text{Re} \leq 101000 \\ a = 7.8231 \quad b = -5.8137 \quad c = 1.4129 \quad d = -0.1146 \end{cases} \quad (2.20)$$

De son côté, Boiko s'est appuyé sur les travaux d'Igra et a utilisé une relation empirique (2.21) fonction des nombres de Reynolds et de Mach pour déterminer le coefficient de traînée C_d . Cette formule s'apparente à la loi de Schiller-Naumann avec un terme correctif ; elle est valable pour un module d'accélération (A_c) inférieur à 1 pour tout le domaine des nombres de Reynolds. En revanche elle n'a été vérifiée que pour des nombres de Mach inférieurs à 2,5.

$$C_D = \left[1 + \exp\left(-\frac{0.43}{M^{4.63}}\right) \right] \left(0.4 + \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}}} \right) \quad (2.21)$$

La Figure 2.1 présente les évolutions du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds pour les différentes hypothèses de calcul présentes dans le code EFAE.

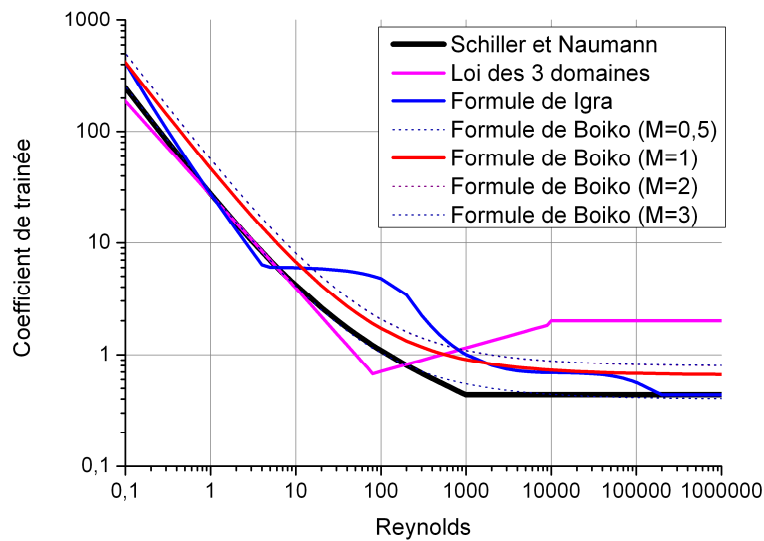


Figure 2.1 Evolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds pour les différentes hypothèses de calcul proposées dans le code EFAE

« La loi des 3 domaines » est une formule de calcul qui était déjà présente dans le code, loi dans laquelle on définit 3 domaines de nombre de Reynolds pour calculer le coefficient de traînée :

- l'état laminaire pour les nombres de Reynolds faibles ($Re < 80$)
- l'état de transition ($Re < 10000$)
- l'état turbulent ($Re \geq 10000$).

Pour chaque domaine une formule de calcul différente est utilisée.

La formule d'Igra (2.20) n'étant valable que pour des nombres de Reynolds compris entre 200 et 101000, on a extrapolé linéairement la courbe à chaque extrémité du domaine, jusqu'à intersecter la courbe calculée par la formule de Schiller et Naumann. A partir des intersections à $Re=5$ et $Re=175000$, on utilise la formule de Schiller et Naumann. Cette interpolation permet d'assurer le calcul du coefficient de traînée sur tout le domaine des nombres de Reynolds, sans discontinuités dans la courbe.

Pour de grands nombres de Reynolds, l'écoulement est turbulent, et le coefficient de traînée est relativement faible, les courbes tendent asymptotiquement vers une constante inférieure à 1, à l'exception de la courbe calculée par la loi des trois domaines, qui prend la valeur 2. Pour les nombres de Reynolds faibles, l'écoulement est laminaire et le coefficient de traînée devient plus important. Dans la zone de transition, le coefficient de traînée peut subir de grandes variations. En effet, on observe que la zone où apparaissent les différences importantes dans les valeurs du coefficient de traînée est le domaine de transition entre les

écoulements laminaires et turbulents, entre $Re=10^3$ et $Re=10^5$. Dans le reste du domaine, son évolution est monotone. L'hypothèse de Boiko conduit à des résultats proches de l'hypothèse de Schiller et Naumann pour les petits nombres de Mach. Pour les grands nombres de Mach, le premier membre de la formule de Boiko (2.21) tend vers 2. La formule d'Igra conduit à des valeurs plus élevées du coefficient de traînée dans la zone de transition.

Au début de la dispersion, les vitesses considérées correspondent à un régime turbulent et donc des nombres de Reynolds élevés, alors que loin en aval de l'onde de choc, le nombre de Reynolds relatif aux particules après dispersion devient faible (les vitesses des gaz et des particules deviennent proches), ce qui entraîne l'augmentation de C_d .

Il existe des formules en régime stationnaire qui permettent de prendre en compte l'effet de la densité locale des particules dans l'écoulement, comme le modèle de Gidaspow [60]. Cependant ces équations sont de forme différente à celles utilisées dans le code EFAE : elles nécessitent l'introduction de nouvelles variables, comme la viscosité locale du fluide, et entraîneraient un allongement des temps de calcul.

2.2.3.3. Prise en compte des interactions entre les particules

Lors des premières phases de la dispersion, à cause de la compaction de la couche de particules, celles-ci entrent en collision les unes avec les autres, lorsque le nuage dispersé est encore proche de la charge. La probabilité de ces collisions augmente avec la densité du mélange de particules. Lors de l'explosion, ces interactions entre particules seront localisées relativement près du rayon initial de la charge. Ce sont des chocs non-élastiques qui se propagent dans la phase solide et sont très difficilement modélisables pour les milieux poreux avec les théories classiques. En effet on se trouve plutôt dans le cadre d'un écoulement dans un canal formé par l'espace interstitiel entre des billes. Les erreurs commises sur cette phase initiale peuvent avoir une grande influence sur les niveaux de pression et température générés en champ proche. Si la porosité du milieu (rapport volumique entre l'air et le matériau condensé pour un système donné) atteint une valeur seuil, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a presque plus de gaz interstitiel, les pores se ferment et la couche de particules devient imperméable à un écoulement de gaz. On parle de limite des faibles fractions volumiques de fluide ou parfois d'écoulement granulaire. Dans un modèle de calcul, il faut prévoir comment gérer cette phase où porosité tend vers 0 du fait de la compaction due à l'onde de choc. Pendant cette phase de compaction excessive de la couche de particules, les niveaux de pression et densité augmentent brutalement, ce qui se traduit par des difficultés numériques insurmontables.

Pour résoudre ce problème, on ajoute une force d'interaction entre les particules qui facilite leur mise en mouvement, empêchant ainsi la densité du mélange de trop s'élever. Cette force se base sur un modèle élaboré par Gidaspow [61]. C'est une force de pression interparticulaire qui augmente avec la concentration des particules, représentée par l'équation (2.22).

$$\Pi_p = b \cdot \ln(\Phi^{-1}) \quad (2.22)$$

Où b est le module d'élasticité et Φ désigne la porosité locale du fluide.

Le module d'élasticité est un paramètre ajusté par l'utilisateur, à partir des abaques pour des matériaux homogènes. Lorsqu'il est trop bas, le calcul s'arrête. Cette force n'est utilisée que si la porosité (ou fraction d'air) du milieu devient trop faible dans une maille (inférieure à 0.5).

2.2.4. *Le flux de chaleur*

Le flux de chaleur q entre les gaz et les particules prend en compte les transferts convectifs et radiatifs par l'intermédiaire de la relation :

$$q = \frac{6\sigma}{\rho_p d_p} \left[\frac{Nu\lambda(T - T_p)}{d_p} + \varepsilon\sigma_{Boltz}(T^4 - T_p^4) \right] \quad (2.23)$$

Nu est le nombre de Nusselt, λ est la conductivité thermique et σ_{Boltz} est la constante de Stephan-Boltzmann.

2.3. *Le code EFAE*

Les simulations numériques présentées dans le cadre de cette thèse ont été effectuées avec le code hydrodynamique EFAE (Enhanced Fuel-Air Explosions), écrit par Khasainov [13]. EFAE permet de modéliser les écoulements de systèmes homogènes et biphasiques réactifs en configuration 1D, 2D ou 3D. La version monodimensionnelle du code ne permet pas de calculs parallélisés. Les calculs sont menés sur le cluster du LCD à Poitiers.

2.3.1. Schéma numérique

Dans le code EFAE, le schéma de résolution numérique est le schéma aux différences finies « FCT », flux corrected transport, développé par Oran et Boris [62], qui résout les équations d'Euler en limitant la diffusion numérique par l'intermédiaire d'un terme non linéaire dit d'anti-diffusion. En effet une 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. En milieu biphasique, une approche purement lagrangienne pour simuler le phénomène de détonation est difficilement acceptable en raison des deux champs de vitesse et du fort gradient de vitesse matérielle au niveau du front de choc, qui engendrerait une trop grande distorsion du maillage et donc des écarts dans les vitesses matérielles. De plus, dans notre cas de nombreuses variables telles que la densité et la température des différentes phases doivent rester strictement positives dans toutes les mailles. Le schéma FCT précis à l'ordre 4 en espace et 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.

2.3.2. Adaptation du maillage

La simulation de l'explosion des charges hétérogènes impose d'effectuer des calculs sur des distances de plusieurs mètres tout en conservant une précision suffisante dans la phase initiale où la charge est amorcée et au niveau du choc. On utilise donc un maillage adaptatif, qui est affiné près du choc et permet d'économiser du temps de calcul dans les mailles sans influence sur les résultats (par exemple les mailles situées « loin » en aval du choc, où on a atteint un état de quasi-équilibre). Lors d'une adaptation, la zone de calcul est allongée et le maillage est redéfini. On retiendra que ce maillage adaptatif ne permet pas de poursuivre les calculs à des distances trop grandes par rapport à la zone de calcul initiale : plus on fait des adaptations de maillage, plus les mailles en aval du choc sont grandes et donc moins les résultats sont précis. Les adaptations ne sont pas réalisées à chaque pas de calcul mais lorsque que le choc se rapproche de la fin du domaine de calcul. La Figure 2.2 illustre l'évolution de la longueur « Δx » des mailles en fonction de l'abscisse ou du numéro de mailles. Sur ces graphiques, un point sur cent a été représenté par un carré. L'espace entre les mailles proches du point

d'initiation augmente vite avec la progression du calcul. Près du choc, dans les cellules les plus éloignées de la zone d'initiation, le maillage reste fin.

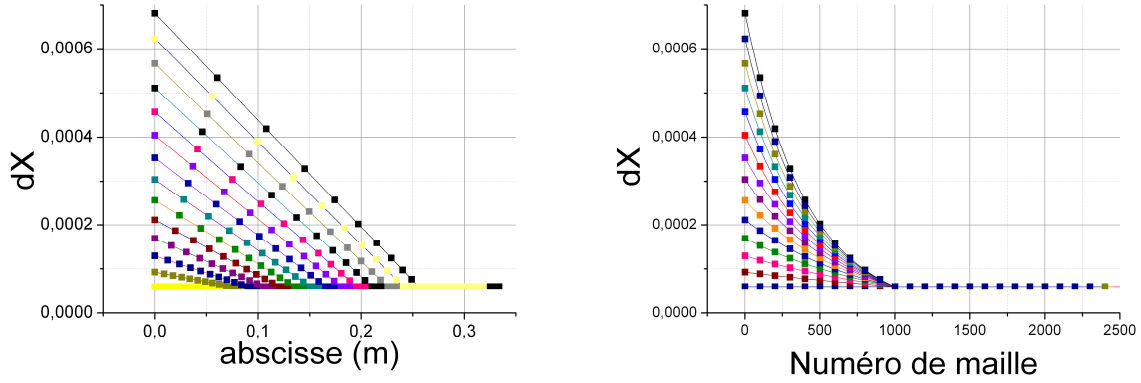


Figure 2.2 Dimension des mailles en fonction de l'abscisse et du numéro de maille. Une courbe toutes les 100 μ s. 2500 mailles au total. Seules les 1000 premières sont adaptées au cours du calcul

La loi d'adaptation du maillage s'exprime simplement par l'équation (2.24) :

$$\frac{dX_i}{dX_{i+1}} = g_m \quad \text{avec} \quad g_m > 1 \quad (2.24)$$

où g_m est le facteur géométrique et i désigne les mailles adaptées qui sont de dimensions variables. Avec la progression du calcul, on augmente le facteur géométrique (qui initialement est un peu supérieur à 1 ($|g_m - 1| < 1$)), jusqu'à des valeurs voisines de 1,5. De plus, la taille des mailles les plus grandes (près du point d'abscisse nulle) est limitée à 1% de la distance parcourue par le choc.

2.3.3. Interactions entre les particules

Le système d'équations pour l'écoulement biphasique avec deux vitesses matérielles et sans collisions entre les particules n'est pas hyperbolique, quand la fraction volumique de la phase solide n'est pas négligeable. Ceci empêche l'utilisation de schémas de type Godunov qui utilisent un solveur de Riemann (le schéma FCT n'en utilise pas). Pour stabiliser l'écoulement dans le milieu biphasique, Nigmatulin [47] propose d'utiliser un modèle de pression dit « pseudo-gaz » dans lequel les particules sont considérées comme les molécules d'un gaz qui entrent en collision. Ceci permet de définir une pression inter-particulaire.

$$P_p = P_{p_0} \left(\frac{\sigma}{\rho_p - \sigma} \right)^x \quad (2.25)$$

Où ρ_p est la densité du matériau et σ la concentration massique en particules. Nigmatulin [47] montre que pour $0 < x < 2$, le système devient hyperbolique et les solutions sont stables même lorsque la concentration de particules s'approche de la valeur concentration maximale ($\rho_p = 2700 \text{ kg/m}^3$ pour l'aluminium). Dans notre modèle, l'approche de Gidaspow [60] pour modéliser l'interaction entre les particules est utilisée. Elle a été décrite dans le paragraphe 2.2.3.3. Cette approche permet de modéliser une pression inter-particulaire qui évite la fermeture des pores, empêchant ainsi une trop forte compaction de la couche des particules, en favorisant l'accélération de la phase solide.

Chapitre 3.

Configuration expérimentale

Chapitre 3. Configuration expérimentale

3.1. Introduction

Comme il a été expliqué à la fin du Chapitre 1, la complexité des phénomènes observés conduit à envisager une étude sur des charges plus simples, de manière à mieux comprendre les mécanismes fondamentaux. On a donc cherché à simplifier le problème en étudiant :

- l'explosion en espace libre de charges sans confinement,
- des compositions simplifiées : un explosif homogène d'amorçage entouré de particules inertes (billes de verre) ou réactives (aluminium) avec des granulométries connues,
- une géométrie favorable à la modélisation : à savoir des charges sphériques préparées avec soin.

On a choisi de réaliser l'étude sur des charges sphériques car cette géométrie semble être le meilleur compromis pour la comparaison entre expériences et simulations numériques. Les configurations d'onde de choc plane ou cylindrique peuvent paraître plus simples, mais expérimentalement cela impose d'avoir un écoulement plan ou cylindrique, bien plus difficile à réaliser. Avec une charge sphérique, on peut faire la comparaison avec le modèle monodimensionnel d'explosion sphérique.

La charge sera positionnée en hauteur de manière à retarder l'effet parasite des réflexions sur le sol.

Une partie des expériences sera réalisée avec des particules inertes pour obtenir des informations sur la dispersion de particules par explosif, tandis que l'utilisation de particules réactives permettra d'étudier simultanément les phénomènes de dispersion et de combustion de particules.

3.2. La charge hétérogène

3.2.1. Conception de la charge

Le principe de base est d'utiliser un explosif homogène, qu'on appellera « booster », entouré d'une couche régulière de particules solides. La détonation du booster a pour but de disperser les particules et d'allumer le nuage formé si les particules sont réactives.



Figure 3.1 (a) Booster de 125g de C-4 sphérique (le trou dans l'explosif est destiné à accueillir le détonateur), (b) enveloppe en verre et (c) schéma de la charge

Le booster est un explosif homogène au centre duquel on place le détonateur. Dans un premier temps, on a utilisé du TNT car il est facile de le mouler pour obtenir la forme désirée. Mais, pour nos faibles diamètres de charge, les effets externes générés par la détonation de sphères de TNT de 115g se sont avérés non reproductibles.

A l'opposé, des tirs successifs de sphères de C-4 ont permis d'obtenir des résultats reproductibles dès 83g (équivalent à 115g de TNT). En moulant le C-4 qui a la consistance d'une pâte à modeler, dans une balle de tennis, on obtient des sphères quasi parfaites de 125g. Ces sphères constituent notre booster de référence. Les pressions ont été enregistrées à différentes distances de la charge pendant l'explosion, les mesures sont conformes aux résultats prédits par les abaques de référence [43]. Plus d'informations sur la détonation de l'explosif C-4 sont données dans le Chapitre 4.

Créer une couche sphérique de particules autour du booster nécessite un récipient sphérique. L'ISL peut fabriquer dans un atelier équipé de manière adéquate, des charges cylindriques en polypropylène mais il ne dispose pas de moule sphérique et, en faire fabriquer un entraînerait des frais prohibitifs. On a donc recherché dans les matériaux en vente dans le commerce un récipient adéquat et relativement bon marché : des ballons de chimie en verre, des ampoules

électriques ou leurs emballages. Pour des raisons de prix, les ballons en verre ont été abandonnés, au profit des ampoules en verre et de leur emballage sphérique. L'inconvénient principal est que l'on est limité au niveau du choix des diamètres. Deux types d'ampoules ont été expérimentés, leurs diamètres sont de 95mm et 120mm.

La configuration retenue est donc constituée de sphères de 125g de C-4 (Figure 3.1.(a)), placées au centre d'ampoules en verre du commerce (Figure 3.1.(b)), ou de leur emballage plastique. Les enveloppes sont ensuite remplies avec des particules (schéma Figure 3.1.(c)).

3.2.2. *Les particules solides*

Lors de nos expériences nous avons choisi de centrer l'étude sur deux types de particules : des particules réactives d'aluminium et des billes de verre. L'aluminium a été choisi car c'est le métal le plus utilisé pour la fabrication de charges à effet de souffle augmenté. On utilise les billes de verre quand on veut s'affranchir des problèmes de réactivité des particules. Utiliser des particules inertes permet d'obtenir des informations sur les seuls phénomènes de dispersion de particules par explosif, tandis qu'utiliser des particules réactives permet d'étudier simultanément les phénomènes de dispersion et de combustion de particules.

3.2.2.1. *Les billes de verre*

Les billes de verre sont composées de quartz SiO_2 , de masse volumique 2,46 (donnée constructeur). Il s'agit d'un verre sodocalcique (soda-lime glass en anglais). C'est un verre de basse qualité (comparé par exemple à du Pyrex) très couramment utilisé, notamment pour les vitrages. La sphéricité des billes de verre est presque parfaite. On dispose de 3 granulométries de particules dont les distributions sont fournies en annexe E. On les distingue par leur diamètre moyen :

- des billes de diamètre variant de 1 à $45\mu\text{m}$, nommées par la suite « billes de verre de $15\mu\text{m}$ »,
- des billes de diamètre compris entre 75 et $150\mu\text{m}$, nommées par la suite « billes de verre de $100\mu\text{m}$ »,
- des billes de diamètre compris entre 150 et $250\mu\text{m}$, nommées par la suite « billes de verre de $200\mu\text{m}$ »,

Pour la granulométrie la plus fine ($15\mu\text{m}$), la distribution des particules est relativement large comparée aux deux autres qui sont centrées sur un pic gaussien à 100 et $200\mu\text{m}$ environ. Une

image de cette granulométrie observée au microscope électronique à balayage (MEB) est donnée sur la Figure 3.2.

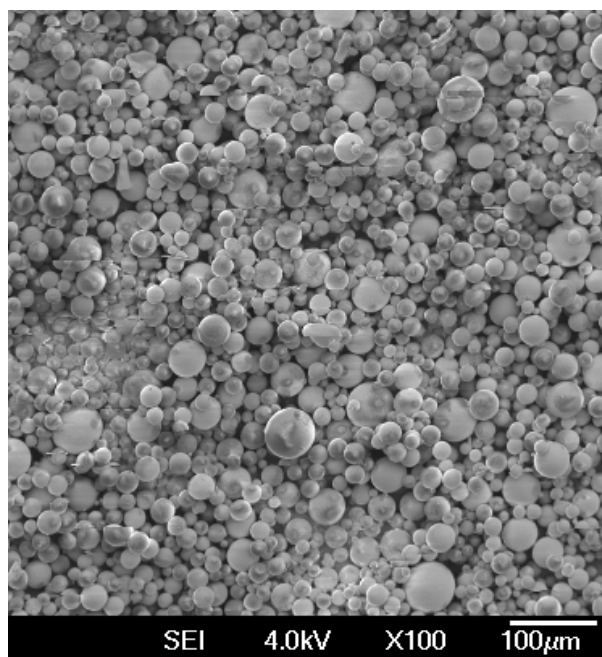


Figure 3.2 Billes de verre de 15µm observées au MEB (grossissement 100x)

Les billes de verre ont une sphéricité quasi-parfaite et sont très lisses ; seules quelques unes sont déformées. La poudre constituée par les billes est blanche mais à la loupe les billes paraissent translucides et réfléchissent bien la lumière. Une photo des billes de verre de 200µm est présentée sur la Figure 3.3.

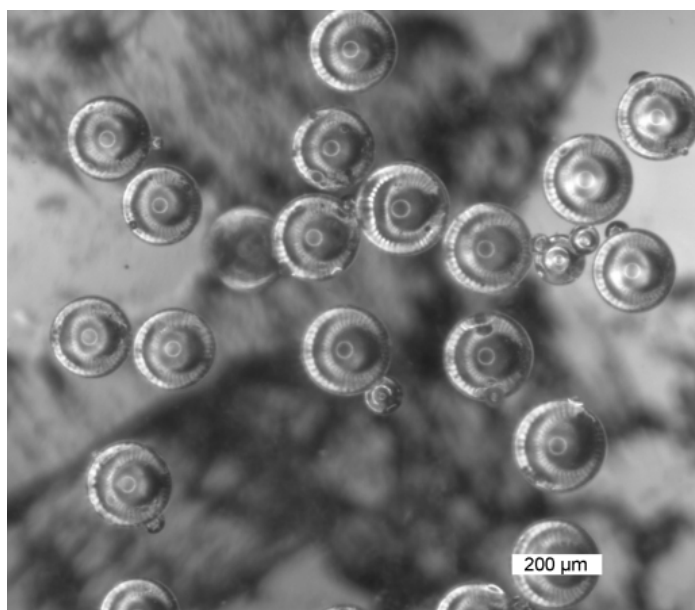


Figure 3.3 Billes de verre de 200µm observées à la loupe binoculaire

La densité apparente du lit de particules dans un volume équivalent à nos charges varie de 1000 kg/m^3 pour les billes les plus fines à 1300 kg/m^3 pour les plus grosses ; sa porosité est donc voisine de 50%.

3.2.2.2. Les particules d'aluminium

On dispose de deux types de particules d'aluminium : des particules atomisées et des flocons. Les particules sont fournies par Ecka Granules, elles sont en aluminium pur à 99,5%. La masse volumique de l'aluminium est de 2,7. Le métal est recouvert d'une fine couche d'oxyde.

a) Les particules atomisées ont des formes de patatoïdes. On dispose de 4 granulométries différentes :

- des particules de diamètre compris entre 3 et $25 \mu\text{m}$, qu'on nomme par la suite « particules d'aluminium de $5 \mu\text{m}$ »
- des particules de diamètre compris entre 6 et $70 \mu\text{m}$, qu'on nomme par la suite « particules d'aluminium de $35 \mu\text{m}$ »,
- des particules de diamètre compris entre 6 et $200 \mu\text{m}$, qu'on nomme par la suite « particules d'aluminium de $100 \mu\text{m}$ »,
- des particules de diamètre compris entre 6 et $600 \mu\text{m}$, qu'on nomme par la suite « particules d'aluminium de $200 \mu\text{m}$ ».

Ces poudres ont des granulométries relativement étalées (cf. annexe F) et ne sont pas centrées sur un pic gaussien précis comme dans le cas des poudres de verre. La densité apparente d'une catégorie de particules d'aluminium dans une charge varie de 800 kg/m^3 (pour les particules de $5 \mu\text{m}$) à 1200 kg/m^3 (pour les particules de $200 \mu\text{m}$). Des photographies, prises à la loupe binoculaire, de ces particules atomisées sont présentées sur la Figure 3.4.

Les trois granulométries les plus grosses se ressemblent beaucoup en dehors de leurs différences de dimension. On observe des particules de forme patatoïdes plutôt mates qui ne réfléchissent la lumière que sous un éclairage adéquat. L'état de surface des plus grosses particules semble néanmoins rugueux. Il est difficile de se prononcer sur ce point pour les autres particules (un examen plus détaillé au MEB serait utile pour en apprendre d'avantage). La granulométrie de particules les plus fines ($5 \mu\text{m}$) a un aspect légèrement différent : la poudre réfléchit moins bien la lumière et les particules semblent se regrouper en paquets.

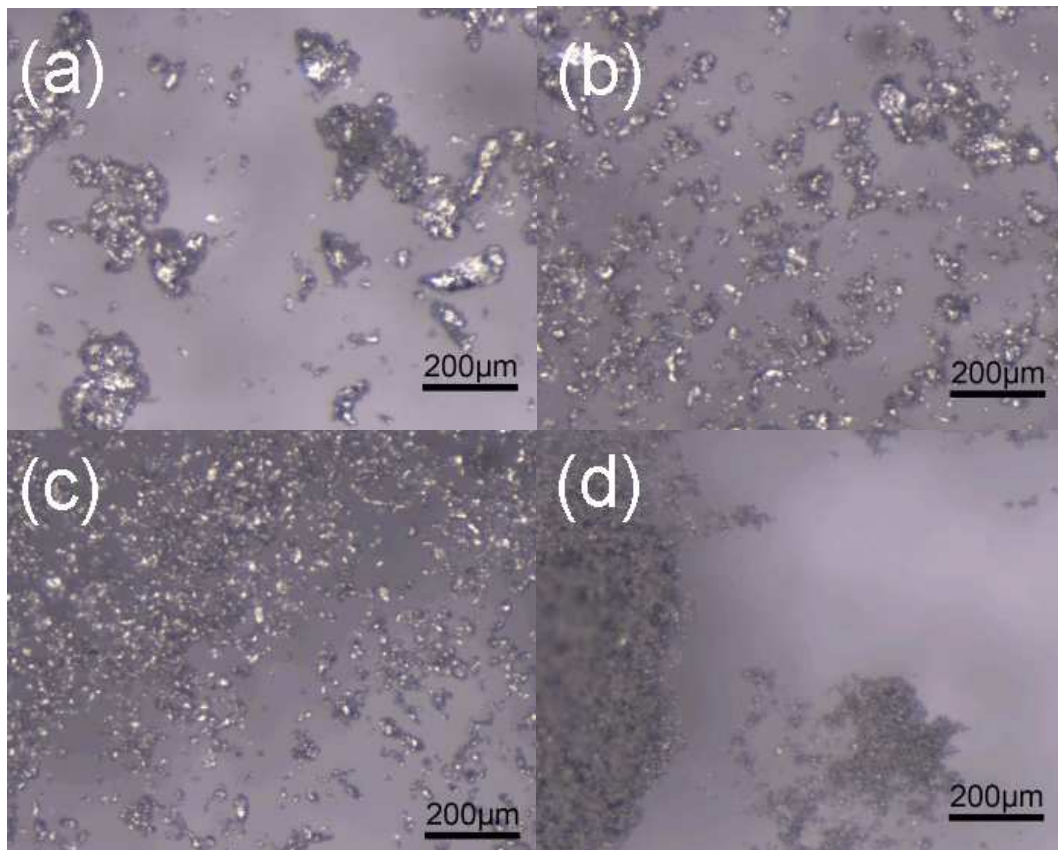


Figure 3.4 Photographies des 4 granulométries de particules atomisées de diamètres moyens : (a) 200µm, (b) 100µm, (c) 35µm, (d) 5µm,

b) Les flocons d'aluminium (Figure 3.5) sont des particules en forme de paillettes, aussi appelés « flakes », dont le diamètre moyen est voisin de 100µm tandis que l'épaisseur n'excède pas quelques microns.

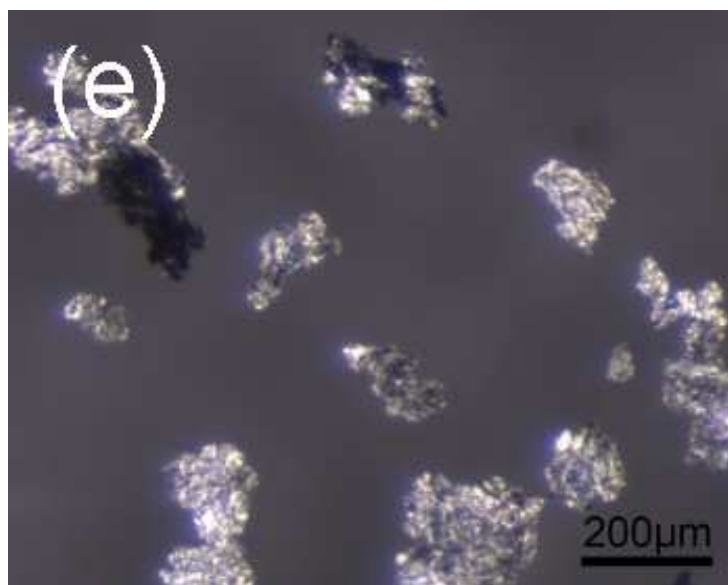


Figure 3.5 Flocons d'aluminium observés à la loupe binoculaire

Ces particules sont connues pour être les plus réactives, du fait de leur grande surface spécifique. Elles se tassent mal et la densité apparente de la poudre versée dans un volume correspondant à celui de nos charges (équivalent à une sphère de diamètre 12cm) est inférieure à 350kg/m^3 . Les flocons sont nettement plus brillants que les autres particules. La majorité d'entre eux a un diamètre voisin de $100\mu\text{m}$ et on observe peu de très petites ou très grosses particules de part et d'autre de cette dimension. La surface de ces particules semble plutôt rugueuse. Elles restent plus facilement en suspension que les particules atomisées, et semblent pouvoir adhérer facilement à toute surface non lisse.

Remarque : Les masses volumiques des deux matériaux verre et aluminium ne sont pas très différentes : 2,46 pour le verre et 2,7 pour l'aluminium. Mécaniquement ils sont assez similaires (même module d'élasticité). Leurs chaleurs spécifiques à 300K sont de 800J/kg/K pour le verre, 910J/kg/K pour l'aluminium. La température de fusion du verre est de 1325K contre 933K pour l'aluminium. Le verre étant déjà considéré comme un liquide, on définit une température de ramollissement puis une température de « liquidus » qui correspond à un état dans lequel tous les éléments qui composent le verre sont liquides.

3.3. Le montage expérimental

La configuration expérimentale est schématisée en « vue de dessus » sur la Figure 3.6 et en « vue de coté » sur la Figure 3.7.

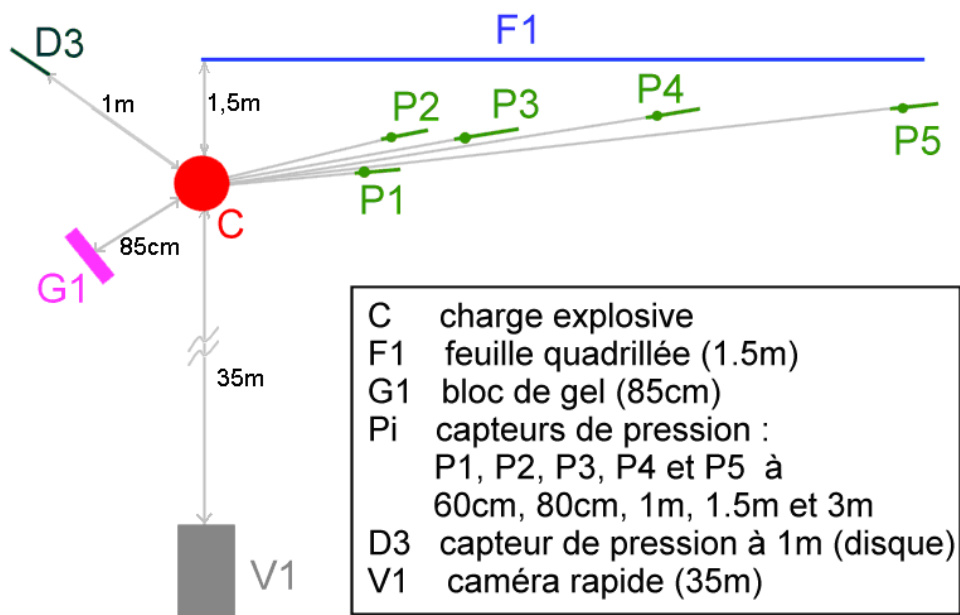


Figure 3.6 Schéma de la configuration expérimentale, « vue de dessus »

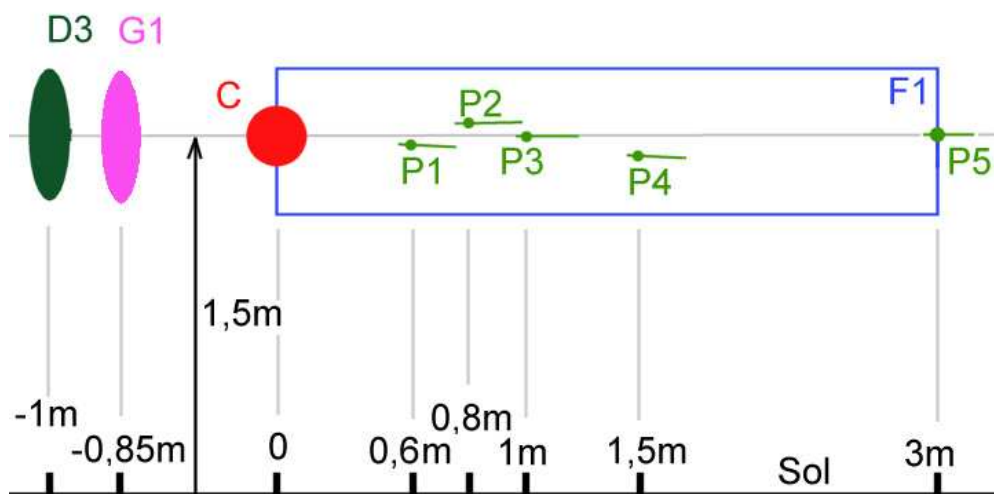


Figure 3.7 Schéma de la configuration expérimentale, « vue de coté »

- La charge C est positionnée à 1,50m de hauteur. Cette élévation au-dessus du sol garantit que même à une distance de 3m, les capteurs de pression enregistrent l'onde de choc incidente et non l'onde de Mach résultant de l'interaction avec le sol.
- Les capteurs de pression P1, P2, P3, P4 et P5 (cf. paragraphe 3.4.1), sont placés à 60cm, 80cm, 1m, 1,5m et 3m de la charge respectivement.
- Un capteur de pression D3 (cf. paragraphe 3.4.1) est placé à 1m de la charge mais à l'opposé du capteur P3. Sa présence a pour but de vérifier l'expansion sphérique de l'explosion.
- Un dispositif G1 de capture des particules dispersées par la charge (cf. paragraphe 3.4.2) est placé à 85cm de celle-ci.
- Un écran de visualisation F1 (cf. paragraphe 3.4.3.1) constitué d'une feuille de papier quadrillée haute de 60cm, longue de 3m, est placé à 1,5m derrière la charge, perpendiculairement à l'axe horizontal charge-caméra (voir Figure 3.6). Un quadrillage (bande noire de 1cm de largeur placée tous les 9cm) facilite le suivi de l'expansion des produits de détonation et du nuage des particules en fonction du temps.
- La caméra rapide (V1) est placée à 35m de la charge. L'explosion étant supposée sphérique et isotrope, on observe sa propagation le long d'un rayon. La zone d'analyse est alors un rectangle de 512x64 pixels centré sur la feuille quadrillée (on garde une légère marge de chaque côté de la feuille). La charge apparaît au centre de la première ligne à gauche de la feuille quadrillée et on suit l'évolution de l'explosion dans la direction de l'autre extrémité de la feuille (cf. Figure 3.8)

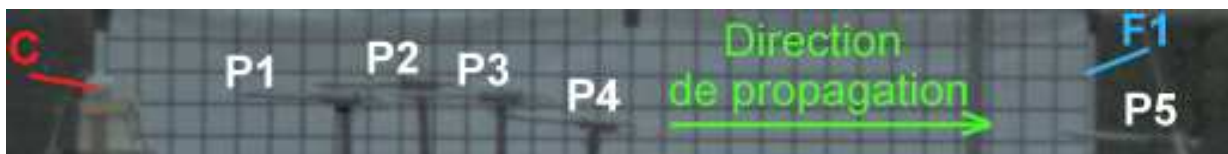


Figure 3.8 Fenêtre d'enregistrement de la caméra rapide

Une vue d'ensemble du montage expérimental est montrée sur la photographie de la Figure 3.9.

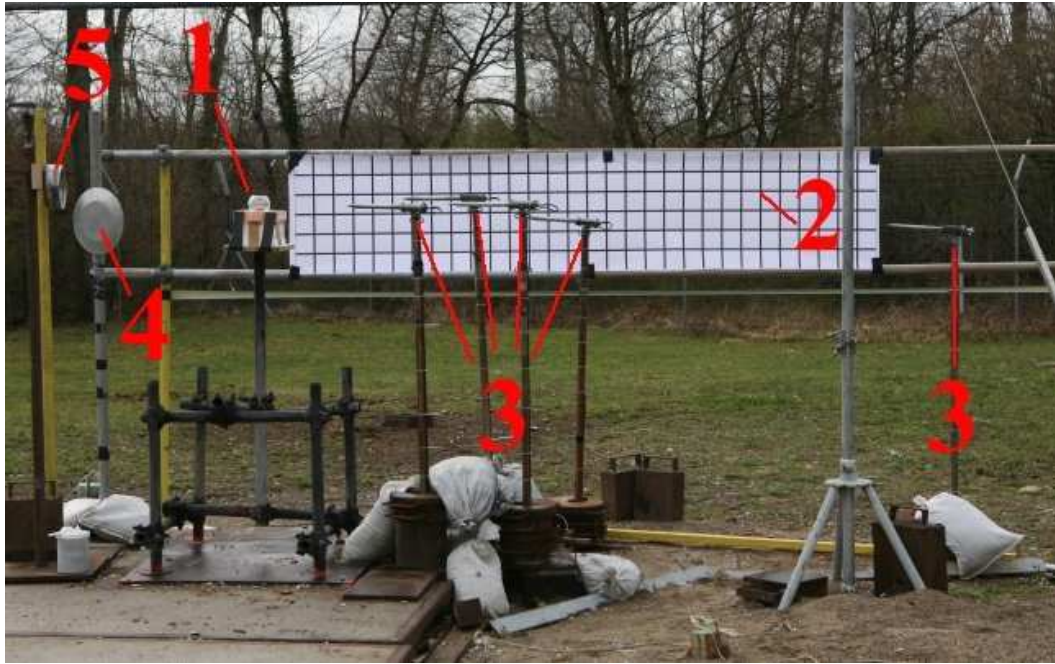


Figure 3.9 Photographie de la configuration expérimentale

- 1 : charge (C) et son support**
- 2 : feuille quadrillée F1**
- 3 : capteurs de pression P1, P2, P3, P4 et P5**
- 4 : capteur de pression D3**
- 5 : capteur de particules G1**

Les informations détaillées sur la métrologie et les méthodes de diagnostic sont présentées dans le paragraphe suivant.

3.4. Les systèmes de mesure et les méthodes de diagnostic

3.4.1. Les capteurs de pression

Les pressions générées par les charges sont mesurées par des capteurs piézo-électriques, PCB 137A de Piezotronics.

Les capteurs de pression P1, P2, P3, P4 et P5, sont montés dans des sondes effilées (Figure 3.10 et Figure 3.11). 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.

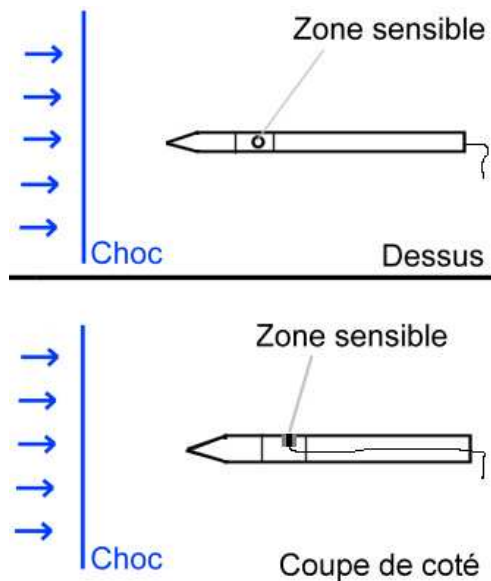


Figure 3.10 Schéma des capteurs P_i ($i=1:5$)



Figure 3.11 Sonde de pression effilée P_i ($i=1:5$)

Le capteur D3 (Figure 3.12) est conçu à l'origine pour fonctionner en impact et enregistrer la pression réfléchiée. C'est pourquoi il est monté au centre d'une plaque (Figure 3.12 et Figure 3.13) sur laquelle l'onde de choc vient se réfléchir. Mais dans nos expériences, cette plaque a été disposée tangentielllement à la propagation de l'écoulement, de sorte que le capteur D3 enregistre aussi l'évolution de la pression statique. Il a été utilisé pour vérifier la symétrie de propagation du choc en contrôlant que l'onde de choc arrive en même temps au niveau des deux capteurs de pression D3 et P3 situés à 1m de la charge dans des directions différentes.

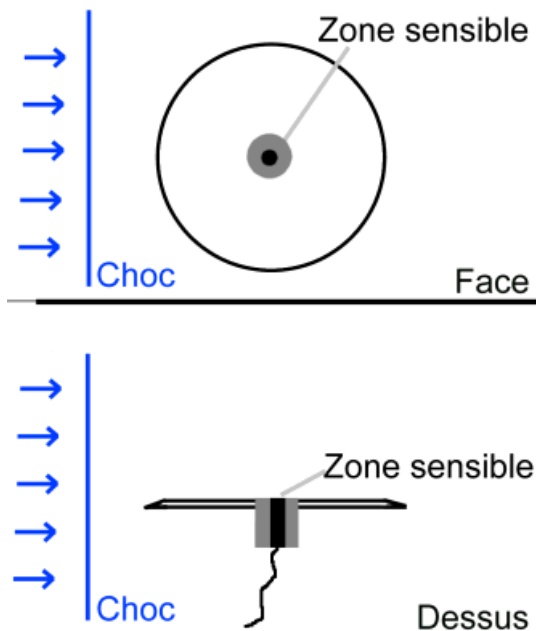


Figure 3.12 Schéma du capteur D3



Figure 3.13 Sonde de pression D3

Pour des raisons liées à la spécificité de l'étude, on désire effectuer des mesures dans le champ proche du point d'initiation. C'est ce qui a déterminé le choix de la position des

capteurs. L'inconvénient est que les capteurs les plus proches P1 et P2 (à 60 et 80cm) se trouvent sollicités par la boule de feu générée par la détonation du booster (voir Chapitre 4) et donc soumis à des températures élevées pendant des temps caractéristiques beaucoup plus longs (jusqu'à 25ms) que celui du choc. Pour minimiser la dérive thermique et les protéger des éclats, on recouvre la surface sensible de ces capteurs avec une couche de silicone. Cependant, malgré cette protection, le capteur P1 situé à 60cm enregistre souvent de fortes perturbations parasites (cf. Figure 3.14), qui sont probablement dues à une isolation thermique insuffisante ou des impacts d'agglomérats de particules sur la sonde support du capteur.

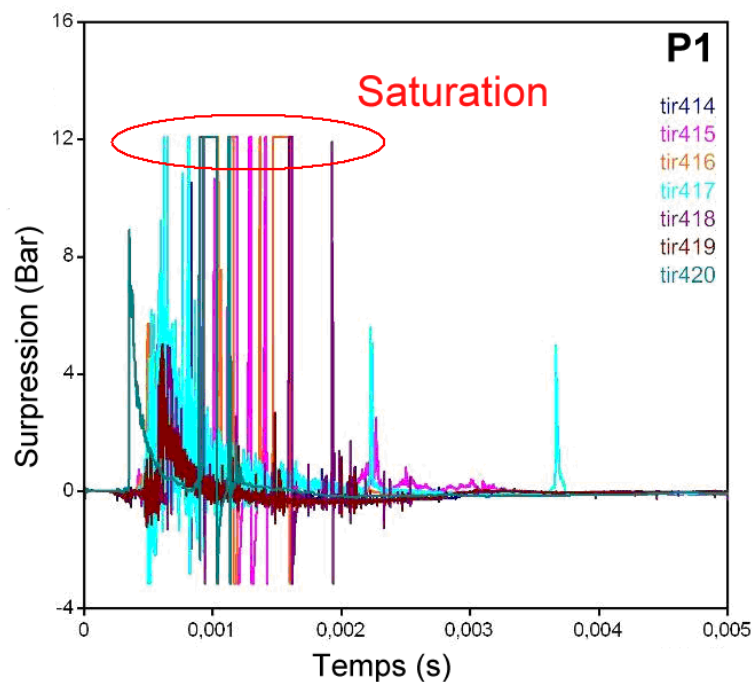


Figure 3.14 Enregistrements de pression à 60cm fortement perturbés en aval du pic de pression

3.4.2. Les capteurs de particules

3.4.2.1. Configuration expérimentale

L'analyse des résidus de particules recueillis après un tir peut apporter des informations sur des événements qui ont eu lieu pendant l'explosion. En plaçant un système de piégeage des particules sur une surface placée à une distance choisie de la charge, on capture des particules qui peuvent être analysées après extraction. Le but est d'obtenir des informations sur la masse de particules dispersées par la charge, la fraction massique d'aluminium réagi, les phénomènes d'agglomération ou de fracture des particules pour valider des simulations numériques.

Différents dispositifs de capture de particules ont été testés :

- Tout, d'abord, on a utilisé des plaques de cuivre couvertes de vaseline et placées à différentes positions par rapport à la charge, mais ce système présente de trop nombreux inconvénients : tout ce qui touche la plaque peut s'y coller et s'en décoller relativement facilement. En conséquence, les échantillons obtenus étaient fortement pollués et donc difficilement exploitables.
- Ensuite, on a utilisé des tubes d'aluminium fermés par un bouchon en plastique, dont les parois étaient couvertes de gelée alimentaire ou de glycérine. On a pu ainsi capturer des particules. Mais dans la plupart des cas, les tubes n'ont pas résisté au souffle de l'explosion : les bouchons ont été éjectés et l'intérieur des tubes a été soufflé.
- Enfin, on s'est orienté vers un capteur cylindrique, de 19cm de diamètre et 5cm d'épaisseur, rempli d'un gel transparent (Figure 3.15). Ce gel à base de paraffine, de marque "Varagel", a une densité d'environ 0,9, et son point de fusion est voisin de 80°C. Il est possible de le mouler dans un récipient. Une fois les particules piégées dans ce gel, on peut observer les cratères formés, leur répartition spatiale et les profondeurs de pénétration [63]. On peut ensuite dissoudre le gel et récupérer les particules, les peser et les analyser.



Figure 3.15 Blocs de "Varagel", avant et après un tir de charge aluminisée (diamètre 19cm)

3.4.2.2. Analyse des échantillons

Après démoulage, les blocs de gel sont photographiés : on repère les positions des cratères, leurs diamètres et leurs profondeurs pour faire une étude statistique sur les produits dispersés qui pénètrent dans le gel.

Un protocole a été développé pour l'extraction des particules capturées. Les blocs de gel sont découpés avec un fil chaud et chaque morceau est alors dissout dans de l'heptane pour

recupérer les particules (qui sont insolubles et ne réagissent pas avec ce dernier). Cette manipulation nécessite l'utilisation d'heptane agité et chauffé à 65°C, et donc, d'une colonne de refroidissement des vapeurs et d'une hotte aspirante, ainsi que la surveillance permanente de l'expérience. La masse d'heptane utilisée pour la dissolution doit être environ 1,5 fois supérieure à la masse de gel à dissoudre. Sous ces conditions, la dissolution d'un échantillon d'une centaine de grammes de gel se fait en 15mn. La solution est ensuite filtrée et les produits solides dégazés avec une pompe à vide pour récupérer la partie insoluble. Les matériaux récupérés sont observés à la loupe binoculaire ou au microscope électronique à balayage (MEB).

Une analyse chimique des particules pour accéder au taux de combustion est envisageable mais le protocole expérimental de cette analyse n'a pas pu être développé, faute de temps. Cette analyse chimique reposerait sur la dissolution dans de l'acide chlorhydrique des particules d'aluminium pour former du chlorure d'aluminium et de l'hydrogène.

3.4.3. La cinématographie

3.4.3.1. L'enregistrement de l'explosion

A partir de l'instant d'amorçage de l'explosif homogène, l'ensemble du phénomène est enregistré à l'aide d'une caméra vidéo rapide, de type Photron FastCam APX (V1), capable d'enregistrer 2000 images par seconde avec une résolution 1024x1024 pixels ou 120000 images par seconde avec une résolution de 128x16 pixels. La caméra est placée à 35m de la charge (cf. Figure 3.6), dans une tour blindée pour la protéger.

Le phénomène étudié présentant une symétrie sphérique, on étudie la propagation de l'explosion le long d'un rayon. Réduire ainsi le champ de visualisation permet de limiter le nombre de pixels à enregistrer et donc d'atteindre une plus grande vitesse d'acquisition avec la caméra, en conservant une résolution acceptable. La zone d'analyse est un rectangle centré sur la feuille quadrillée (F1) avec une marge de chaque côté de la feuille. On enregistre un rectangle de 512x64 pixels, à la vitesse d'acquisition de 40000 images par seconde. La charge est placée au centre de la première ligne verticale à gauche de la feuille quadrillée (F1) et on suit l'évolution de l'explosion en direction de l'extrémité opposée de la feuille (cf. Figure 3.16)

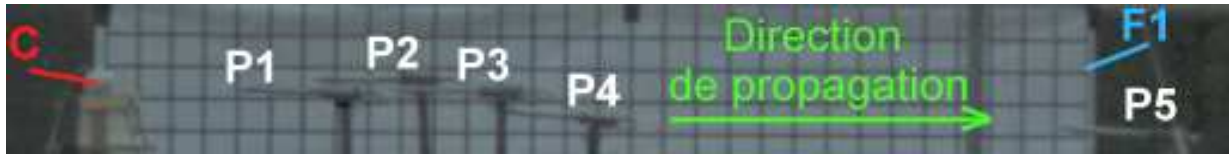


Figure 3.16 Fenêtre d'enregistrement de la caméra rapide

La feuille quadrillée placée derrière la charge a un double rôle :

- Le fond principalement blanc et régulier permet de bien distinguer les phénomènes générés par la charge.
- L'espacement régulier des lignes sur le quadrillage à raison d'une ligne noire de 1cm d'épaisseur suivie de 9cm de « blanc » permet de mesurer les distances par simple comptage. On a choisi 10cm entre chaque ligne pour faciliter les mesures visuelles. L'épaisseur de 1cm par ligne est choisie de telle sorte qu'il y ait au moins un pixel entier pour matérialiser la position d'une ligne sur l'image vidéo.

3.4.3.2. Le traitement numérique des images

L'utilisation d'une feuille quadrillée placée derrière la charge permet, lorsque le contraste est bon, d'observer l'onde de choc générée lors du tir. Mais en raison de la faible résolution spatiale et de la netteté aléatoire des vidéos (car dépendant notamment de la météo pour les explosions les moins lumineuses), l'analyse directe des images ne fournit qu'une quantité limitée d'informations. Un traitement numérique s'avère nécessaire pour extraire les informations permettant d'identifier clairement la position du choc et des particules. Pour cette raison les enregistrements par vidéo rapide sont traités par des méthodes de Background Oriented Schlieren (BOS) [64].

Les méthodes de BOS sont basées sur la variation de l'indice de réfraction d'un fluide. Une modification locale de l'indice de réfraction de l'air se traduit par une déviation des rayons lumineux. La relation de Gladstone-Dale [65] relie la densité de l'air et son indice de réfraction.

$$n - 1 = K \cdot \rho \quad (3.1)$$

K est la constante de Gladstone-Dale qui dépend de :

- la nature du milieu
- la longueur d'onde

$K = 0.226 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$ dans l'air pour $\lambda = 630 \text{ nm}$

La BOS est une méthode numérique qui consiste à soustraire une image témoin à l'image étudiée pour extraire les déviations des rayons lumineux entre les deux images (ce qui conduit à effacer l'arrière plan).

Originellement, cette méthode était utilisée pour mesurer les variations de densité de l'air liées aux évolutions de température ou de pression. Dans notre cas, les variations de l'indice de réfraction de l'air sont dues au passage des ondes de choc. Du fait de la faible résolution de nos vidéos et du bruit de fond, la détermination des variations d'indice entre l'image étudiée et l'image témoin reste qualitative.

Le traitement numérique des images est réalisé avec le logiciel libre Scilab associé à la librairie SIVP qui permet de traiter des images. Dans ce code, une image de résolution 512x64 pixels peut être importée et traduite sous forme d'une hypermatrice de dimension 3, 64 lignes, 512 colonnes et 3 étages en profondeur correspondant aux couches de couleurs RGB (Red, Green, Blue). D'autres codages tels HSV (hue, saturation, value) peuvent être utilisés, mais cela ne change pas la nature de l'hypermatrice. La méthode de traitement repose sur des soustractions d'images entre elles et leur multiplication par des constantes. A la fin du traitement, on génère une image en niveaux de gris car les couleurs soustraites artificiellement n'ont pas de signification physique ; on ne s'intéresse qu'aux variations de luminosité. L'image en noir et blanc est une matrice formée par une combinaison linéaire des 3 étages de l'hypermatrice « couleur » associée.

Le traitement d'une séquence d'images, effectué sur un PC cadencé à 1.6GHz avec 512Mo de RAM pour une vidéo comprenant 4000 images se fait en moins de 15 minutes. Trois types de traitement ont été utilisés [66] :

- Une méthode copiée de la BOS : on retire à chaque image du tir, l'image obtenue juste avant le tir (l'arrière plan).
- Une méthode qui consiste à faire la différence directe entre deux images consécutives.
- Une méthode mixte dans laquelle on ajoute à la différence entre deux images consécutives, une autre image de l'explosion

La description complète des algorithmes de traitement des images par les méthodes de BOS est fournie en annexe G. On résume ici quelques résultats importants.

La méthode qui donne les meilleurs résultats dans notre cas est la deuxième :

- La première méthode se base sur une image témoin prise avant l'amorçage de l'explosion, mais l'éclairage de la feuille par la boule de feu rend l'image traitée très différente de l'image témoin et empêche l'observation des plus petites différences (dont peut faire partie l'onde de choc).

- Dans les cas de la deuxième et troisième méthode, on amplifie la différence entre deux images consécutives, ce qui permet d'éliminer les grandes variations de luminosité par rapport à l'image d'origine.
- La seconde méthode est plus précise car on ne superpose pas des informations supplémentaires, comme dans la troisième méthode. Le résultat se limite à la différence entre deux images consécutives. Avec nos réglages, cette méthode agit comme un filtre passe-haut sur la vitesse : on supprime les pixels qui se déplacent moins vite que 270m/s (un pixel correspond à 6,7mm et deux images consécutives sont séparées de 25µs). Toutefois le bruit numérique est important.

Pour résumer de manière simplifiée, on peut dire qu'on calcule la différence entre deux matrices, et on multiplie le résultat par un coefficient d'amplification adapté. Le schéma de la Figure 3.17 illustre ce principe.

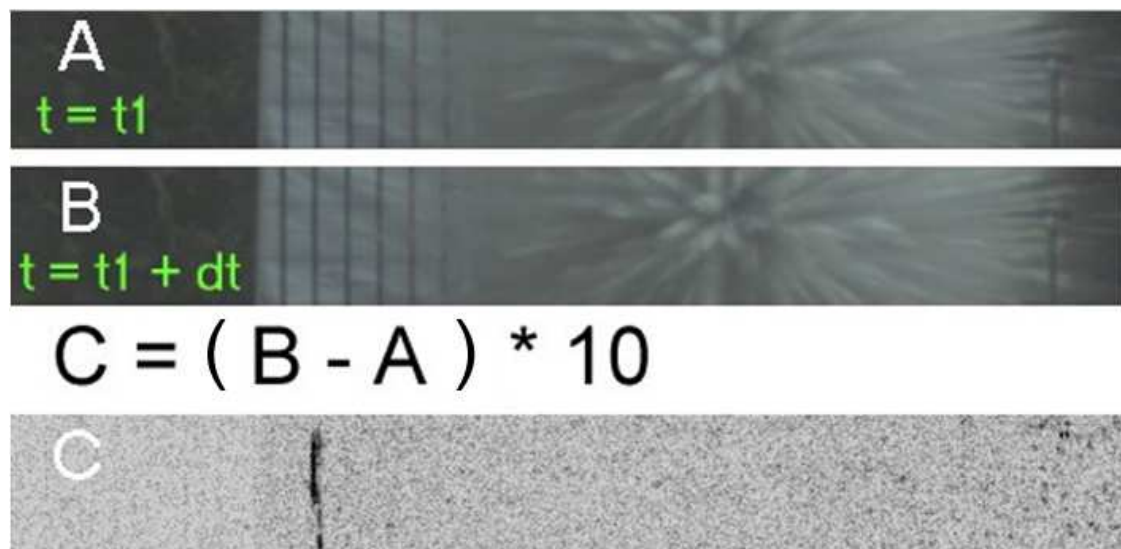


Figure 3.17 Le traitement numérique des images permet l'observation de l'onde de choc lorsqu'elle passe devant les lignes de la feuille.

L'œil étant plus sensible au mouvement, lorsqu'on regarde une vidéo on peut voir parfois sans traitement l'onde de choc se déplacer, mais il est difficile de faire une mesure précise de sa position. Ces méthodes de BOS apportent une aide souvent indispensable pour exploiter correctement les vidéos des tirs et leur précision est remarquable.

3.4.3.3. Précision de la méthode

Après traitement par les méthodes de BOS, la position de l'onde de choc est déterminée par les relevés effectués sur la feuille quadrillée. La Figure 3.18 montre le principe de cette détermination.

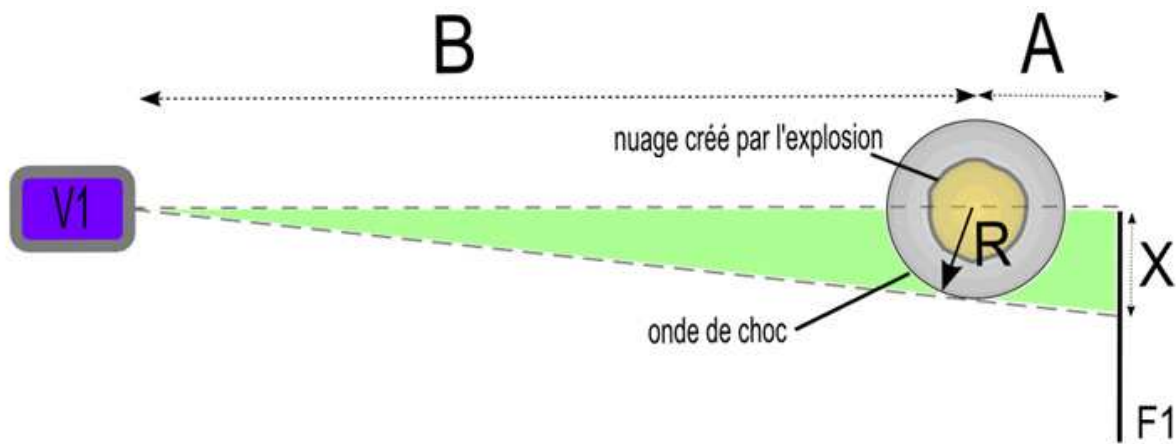


Figure 3.18 Disposition du nuage par rapport au système de cinématographie

L'abscisse sur la feuille quadrillée déterminée par l'observation des vidéos ne correspond pas directement à la distance parcourue par l'onde de choc ou les produits de détonation (voir Figure 3.18). La distance de propagation réelle est obtenue en apportant la correction indiquée par la relation (3.2) qui tient compte des positions respectives de la charge et de la feuille quadrillée.

$$R = \frac{X \cdot B}{\sqrt{X^2 + (A + B)^2}} \quad (3.2)$$

En factorisant par B dans l'équation (3.2), on obtient la relation (3.3).

$$R = \frac{X}{\sqrt{\frac{X^2 + A^2}{B^2} + \frac{2A}{B} + 1}} \quad (3.3)$$

Dans notre cas X et R varient entre 0 et 3m environ. La distance A est de 1,5m et la distance B de 35m environ. Sous cette forme, on observe qu'une erreur commise sur la valeur de A, B ou X au dénominateur aura peu d'effet sur la valeur de R. Par exemple, en divisant B par deux (B=17.5m) ou en multipliant A par deux (A=3m), l'erreur commise sur la valeur de R sera inférieure à 5%. En ce qui concerne X, sachant qu'un pixel fait moins de 7mm, et que les lignes du quadrillage ont une largeur de 1cm, l'erreur sur la valeur de X ou R ne dépasse pas 2cm.

Une autre source d'incertitude est liée à la détermination du temps correspondant à une position donnée du choc, ce temps est déterminé par un numéro d'image. Une erreur à ce niveau entraîne une incertitude de 50μs

3.4.4. La Radiographie X

3.4.4.1. Principe

Pour déterminer la position des particules à certains instants caractéristiques de l'explosion, des enregistrements par radiographie X ont été effectués. Le principe de la méthode est d'observer l'image instantanée imprimée sur une plaque sensible de l'écoulement éclairé par un flash de rayons X. Les rayons X sont absorbés par les matériaux denses alors qu'ils traversent plus facilement ceux qui sont de densité faible.

3.4.4.2. Position de tir « Radiographies »

Sur une position de tir spécifique dédiée uniquement aux enregistrements par radiographie X, l'ISL dispose de canons à rayons X (Figure 3.19(a)). Les charges hétérogènes sont préparées et positionnées de manière identique à celles de la configuration de référence expérimentale. On place derrière la charge dans l'axe du canon R-X, un film dans une cassette, protégée par plusieurs épaisseurs de plexiglas. La charge est décalée (Figure 3.19(b)) sur un côté de la cassette pour éviter de détruire la plaque (onéreuse) à chaque tir. Le canon à rayons X est déclenché à un instant prédéterminé. Après développement du film, on obtient une radiographie de l'écoulement.

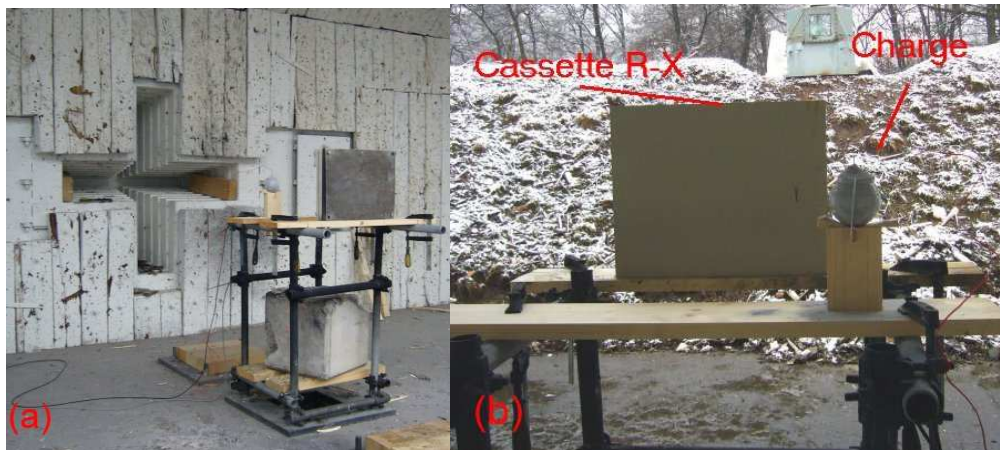


Figure 3.19 Photographies de la position de tir R-X

L'instant de déclenchement du flash par rapport à l'instant d'origine est déterminé à $1\mu\text{s}$ près. Cependant l'initiation de nos détonateurs n'est pas instantanée, il existe un délai de mise à feu, appelé « jitter », variable d'un détonateur à l'autre, à cause duquel l'instant où on déclenche la charge par un signal électrique et l'instant où le détonateur fonctionne, sont séparés de quelques microsecondes. Ce n'est pas un problème pour les tirs réalisés sur la

position de référence car on a vu que l'erreur commise sur l'observation des évènements est de 50 μ s (cf. paragraphe 3.4.3.3). Par contre, comme on choisit l'instant de fonctionnement du flash R-X à 1 μ s près, il est nécessaire de connaître l'instant d'initiation de la charge avec une plus grande précision. Une sonde est donc placée dans l'explosif C-4, environ 1cm sous sa surface, elle indique par un signal électrique quand le booster détone. L'onde de détonation traversant la sphère de 125g de C-4 en un peu plus de 3 μ s, la position de la sonde dans l'explosif permet de connaître l'instant d'initiation à 2 μ s près.

3.4.4.3. Analyse des enregistrements

Des agglomérats de particules sont visibles à l'œil nu sur les radiographies. Mais leurs contours sont flous, d'autant qu'ils apparaissent sur un fond non-uniforme : on observe des zones foncées, voire noires, qui correspondent à une absence de matière et des zones plus claires, voire blanches, qui indiquent la présence d'un matériau relativement dense.

En l'absence d'algorithme capable de séparer correctement le fond des amas de particules, on a développé un algorithme simple en Scilab (voir en annexe H), dont la fonction est de compter la proportion de pixels foncés (vide) par rapport à une valeur seuil choisie par l'utilisateur. On travaille sur des morceaux d'image plutôt que sur la radiographie complète. Les pixels considérés comme foncés sont remplacés par des pixels noirs, les autres étant colorés en blanc. Pour être considéré comme clair (présence de matière), le pixel étudié doit être adjacent à un certain nombre d'autres pixels clairs (le nombre est arbitraire, il dépend de la résolution de l'image et est choisi par l'utilisateur). Ceci permet de sélectionner les zones où il y a de la matière et d'effacer celles où il n'y a que du bruit. Grâce à cet algorithme, on extrait une nouvelle image que l'on compare avec l'image originale. Si les deux sont en bon accord, on peut en déduire une densité de particules, sinon il faut modifier la valeur du seuil et éventuellement recadrer l'image dans des zones où le fond est plus uniforme. Malheureusement, les résultats fournis par l'algorithme restent trop aléatoires et les images obtenues sont souvent trop différentes de l'image d'origine. L'optimisation de cet algorithme est nécessaire pour fournir des résultats fiables.

Chapitre 4.

Effets induits par l'explosion d'une charge sphérique d'explosif homogène

Chapitre 4. Effets induits par l'explosion d'une charge sphérique d'explosif homogène

4.1. Introduction

La première étape de notre travail consiste à étudier les effets induits par l'explosion d'une charge sphérique d'explosif homogène seul, afin de caractériser la situation de référence qui servira de base de comparaison pour évaluer l'influence des particules sur les effets de l'explosion.

L'aspect important de cette étude est le choix du modèle d'initiation permettant de simuler numériquement, de manière aussi rapide et précise que possible, l'allumage provoqué la détonation de l'explosif d'amorçage.

4.2. Mesures de pression

4.2.1. Profil global des enregistrements

Les enregistrements typiques de pression réalisés lors de la détonation en champ libre d'une sphère de 125g de C-4 sont présentés sur la Figure 4.1. L'évolution de pression dans le champ entourant la charge présente toutes les caractéristiques d'une onde de souffle classique.

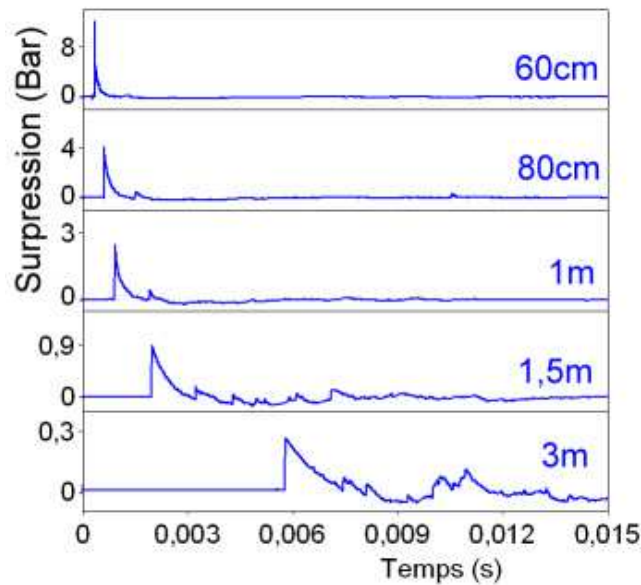


Figure 4.1 Evolution de pression enregistrée lors d'un tir de 125g de C-4

L'onde de choc de tête est suivie d'une décroissance rapide et d'une partie négative. L'amplitude du front de choc décroît avec la distance parcourue. Les profils enregistrés sur les sondes les plus proches de la charge (P1, P2 et P3) sont très similaires au profil de l'onde de choc idéale décrite dans l'annexe B. De plus la comparaison des temps d'arrivée de l'onde de choc incidente sur les deux capteurs de pression situés à 1m (P3 et D3) permet de vérifier que la propagation de l'onde se fait bien de manière sphérique (Figure 4.2). Cependant, on observe l'existence de perturbations, particulièrement dans la partie négative de l'enregistrement, dont l'importance croît au fur et à mesure de la propagation.

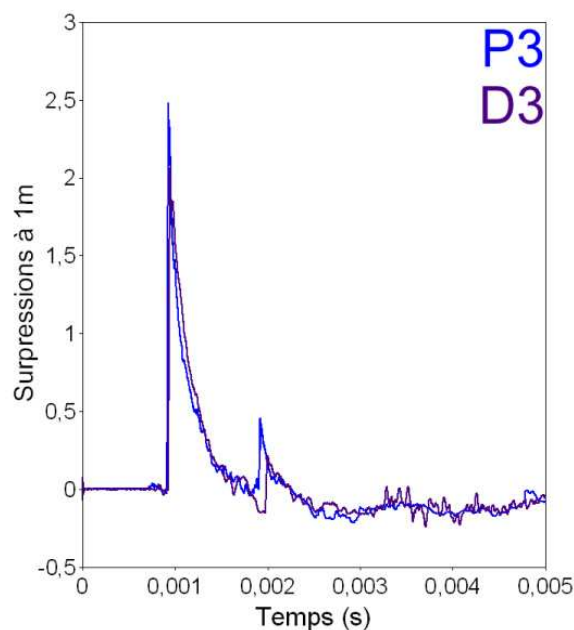


Figure 4.2 Pression enregistrée à 1m par les capteurs P3 et D3 lors d'un tir de 125g de C-4

4.2.2. Paramètres caractéristiques au front de choc

Les valeurs du pic de pression et les temps d'arrivée de l'onde de choc extraites de nos enregistrements sont comparées avec les valeurs fournies par les des abaques de Kinney et Graham [43] sur la Figure 4.3.

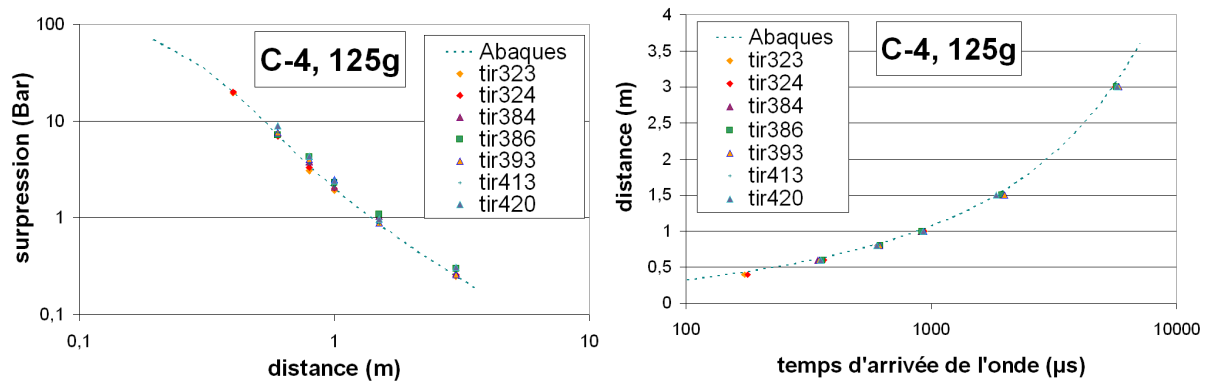


Figure 4.3 Comparaison entre abaques et expériences pour la détonation du C-4 dans l'air

On observe que la dispersion des points expérimentaux est faible au niveau de chaque capteur de pression. Les valeurs mesurées sont en bon accord avec celles fournies par les abaques, ce qui permet de garantir la fiabilité des résultats expérimentaux concernant la position et l'amplitude du choc incident. Le booster détone de manière reproductible et conformément aux prédictions des abaques : il est donc bien adapté pour nos expériences.

4.2.3. Profils de pression derrière le front de choc

On a observé (Figure 4.1 et Figure 4.2) un pic secondaire en aval du pic principal sur les signaux de surpression enregistrés par les capteurs de pression, il est dû à la détonation en champ libre de la sphère d'explosif condensé. Cette surpression retardée reste toutefois d'amplitude faible par rapport au pic principal de pression.

Les perturbations derrière le front de choc peuvent aussi être dues à des réflexions de l'onde de choc de tête sur des éléments proches de la charge. Mais il ne s'agit pas de la réflexion sur le sol. En effet la charge étant suspendue à 1,5m au-dessus du sol, il faut environ 2ms à l'onde de choc pour parcourir cette distance (voir Figure 4.1). Or le pic secondaire de pression est détecté 2ms après la mise à feu de la charge, au niveau des capteurs P3 et D3, situés à 1m. Il est donc impossible que ce pic secondaire soit dû à la réflexion du choc sur le sol.

La réflexion du choc sur le sol arrive vraisemblablement 10ms après la mise à feu, au niveau du capteur P5. Elle se traduit plutôt par une « bosse » qu’une discontinuité sur ce capteur de pression. Cette onde réfléchi est difficile à détecter sur les autres capteurs pour en raison de l’atténuation subie au cours de la distance parcourue avant d’atteindre ces capteurs (voir Figure 4.4).

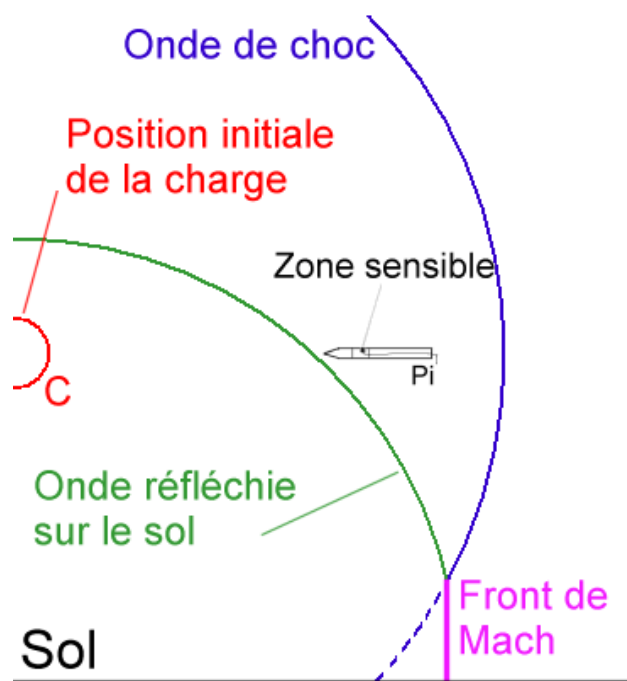


Figure 4.4 Position des capteurs P_i par rapport aux ondes de choc

Une surpression secondaire pourrait aussi être observée suite à une réaction retardée dans la boule de feu. En effet, le C-4 est un explosif pauvre en oxygène : une partie des produits de sa réaction peut donc réagir avec l’oxygène de l’air. On définit la balance en oxygène des explosifs pour savoir dans quelle mesure ils sont susceptibles de réagir ou non avec d’autres oxydants. La balance en oxygène se calcule à partir de la masse molaire de la molécule explosive et des nombres d’atomes de carbone, d’hydrogène, de métal et d’oxygène qui le composent. Par exemple la balance en oxygène du TNT est de -72% tandis que celle du perchlorate d’ammonium est de 20%. Cela signifie que le TNT produit beaucoup de gaz réducteurs qui pourront réagir ensuite avec l’air, tandis que l’explosion de perchlorate d’ammonium produit des gaz oxydants. Dans l’idéal, il faudrait avoir une balance en oxygène égale à 0 pour avoir une réaction complète de l’explosif. Dans le cas du C-4 (la formule utilisée pour décrire le C-4 étant $C_{1,82}H_{3,54}N_{2,46}O_{2,51}$ pour une masse molaire de 100,043g/mol), la balance en oxygène est de -46%.

4.3. Enregistrements cinématographiques

L'analyse des images obtenues lors de la détonation de 125g de C-4, à l'aide de la méthode de BOS, permet de tracer des diagrammes $x-t$ pour chaque expérience. Un exemple est donné sur la Figure 4.5. On remarque que l'accord entre les résultats des abaques (de Kinney et Graham [43]) et les résultats expérimentaux tirés des observations cinématographiques est excellent. Sur la Figure 4.5, on a reporté aussi les temps de passage de l'onde de choc incidente relevé sur les enregistrements de pression. On constate qu'il y a un très bon accord avec les valeurs mesurées sur les enregistrements cinématographiques.

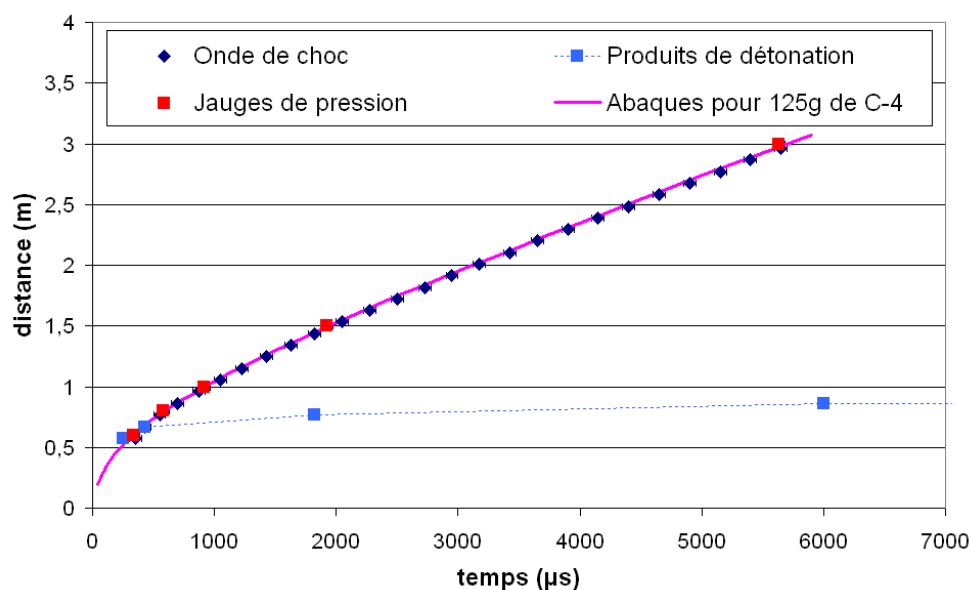


Figure 4.5 Comparaison des résultats obtenus par les enregistrements cinématographiques et ceux des capteurs de pression avec les valeurs fournies par les abaques, pour un tir de 125g de C-4

La reproductibilité de ce diagramme pour les différents tirs de C4 seul et l'accord des résultats expérimentaux avec les abaques sont excellents. Ainsi, la méthode d'analyse par BOS fournit des résultats précis et permet d'accéder aux temps d'arrivée de l'onde de tête à des endroits où on ne dispose pas de capteurs de pression.

On a vu au paragraphe 4.2.3 que des pics de pression secondaires sont observés en aval du choc. Les analyses par méthodes de BOS mettent également en évidence la présence d'ondes de choc « secondaires » qui suivent l'onde de choc de tête. On a reporté sur la Figure 4.6 certaines images de la vidéo du tir correspondant à la Figure 4.2.

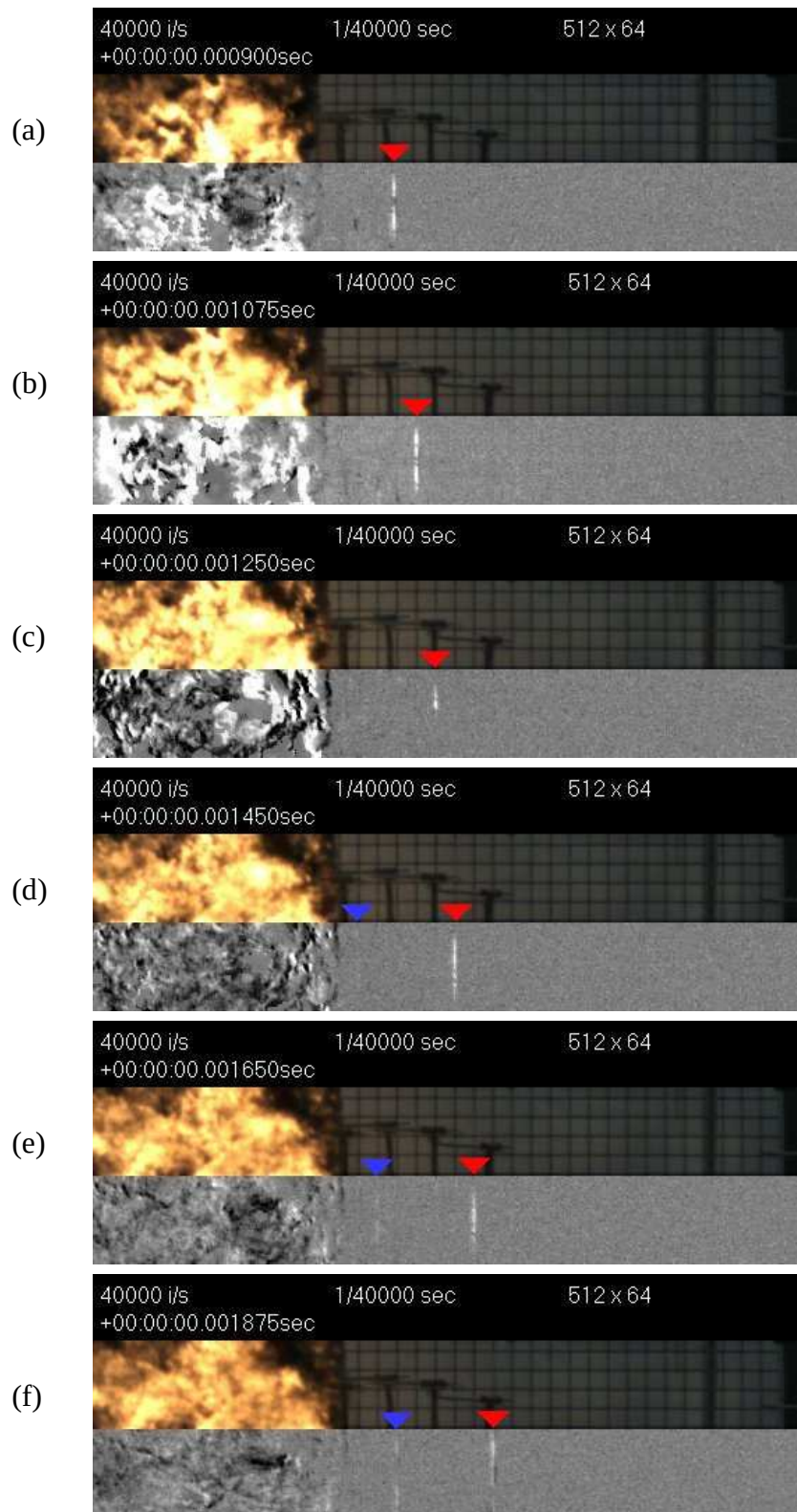


Figure 4.6 Images originales et traitées par méthode de BOS obtenues entre 1250 et 1875 μ s pendant la détonation de 125g de C-4. (Les triangles rouge et bleu ont été placés pour faciliter le repérage de l'onde de choc de tête et respectivement du choc secondaire)

Les images choisies correspondent au passage du choc (repéré par les flèches rouges sur la Figure 4.6) devant les bandes de la feuille quadrillée situées entre 1m et 1,50m (et

correspondent à un rayon d'expansion de l'onde compris entre 0,95 et 1,44m, à 2cm près, compte tenu des indications du paragraphe 3.4.3.3). L'onde secondaire observée après 1m de propagation (repéré par les flèches bleues sur la Figure 4.6(d) (e) et (f)) a un retard de 1ms environ ($975\mu s \pm 50\mu s$) sur l'onde de choc de tête. Ce résultat est en accord avec l'observation effectuée sur la Figure 4.2 où sur les capteurs P3 et D3 on observe un décalage d'environ 1ms entre l'onde de choc de tête et la surpression secondaire. Par ailleurs, sur les images traitées (a), (b) et (c) de la Figure 4.6, on constate que la boule de feu est parsemée de zones claires voire blanches, traduisant des augmentations locales de luminosité. Le choc secondaire dû à la détonation de la sphère d'explosif se propage d'abord dans la boule de feu, provoquant une augmentation locale de sa luminosité, puis dans l'air.

4.4. Modélisation avec EFAE

Dans cette partie, nous présentons les résultats des calculs exécutés avec le code EFAE pour simuler les tirs effectués avec l'explosif homogène seul. Dans un premier temps, les simulations ont été effectuées en configuration monodimensionnelle sphérique, sans confinement.

Pour les simulations on fait les hypothèses suivantes :

- Le rayon du booster (pour représenter les 125g de C-4) est égal à 2.63cm
- L'air occupe tout le domaine autour du booster. Il s'agit d'une hypothèse simplificatrice selon laquelle les propriétés de produits de détonation du booster sont les mêmes que celles de l'air. Il semble raisonnable de commencer par un cas simple. Mais le code EFAE offre la possibilité de modéliser de manière plus réaliste les produits de détonation du C-4.
- Les capteurs de pression ont été placés aux mêmes positions que dans les expériences.

Les résultats des simulations numériques dépendent du choix des conditions initiales de l'explosion. Nous avons examiné trois modèles d'initiation :

- l'explosion ponctuelle
- la détonation instantanée d'une charge de dimensions finies. Dans ce cas on a examiné deux possibilités :
 - les produits de détonation sont assimilés à de l'air
 - les propriétés thermodynamiques des produits de détonation sont prises en compte
- l'initiation par détonation d'une charge réelle.

4.4.1. Initiation par explosion ponctuelle

Dans ce modèle, on fait l'hypothèse que toute l'énergie du booster est libérée instantanément en un point positionné au centre de la charge, à $r=0$. En théorie les paramètres comme la pression ou la température sont donc infinis au point d'abscisse 0.

a) Le pas de temps du calcul est déterminé par la valeur maximale de la célérité du son dans une maille. Si on ne limite pas cette valeur, on obtient une célérité quasi-infinie et un pas de temps infiniment petit. La célérité du son est donc ici limitée artificiellement à 10000m/s. Dans les premières phases de la détente de l'onde de choc, lorsque la densité du fluide est très grande comparée à celle de l'air environnant, on vérifie que les profils de pression sont auto-semblables (Figure 4.7) : les paramètres de l'écoulement dépendent de la position considérée et du temps, et les profils sont superposables par similitude pour des instants différents, en utilisant des coordonnées adimensionnées P/P_{choc} et r/r_{choc} (Stanyukovitch, [67]).

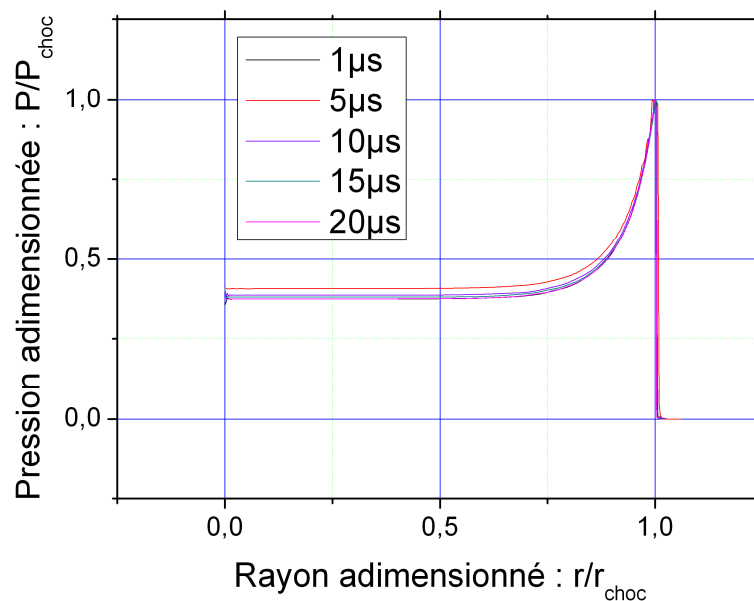


Figure 4.7 Comparaison des profils de pression calculés au début de la détente pour différents instants, dans l'hypothèse d'amorçage par point d'explosion.

b) La valeur de l'énergie d'initiation est estimée de la manière suivante : 1g de TNT libérant 4850J, en tenant compte d'un équivalent TNT de 1,37 pour le C-4, l'énergie libérée par 125g de C-4 est environ 780kJ. Avec le code TDS [68], l'énergie d'explosion calculée pour 125g de C-4 est de 778kJ. De plus, cet explosif est composé d'environ 90% de RDX (un explosif militaire couramment utilisé) et de divers liants afin d'en faire une pâte malléable. La densité de la composition varie donc légèrement en fonction du fabricant de (1,59 à 1,66).

Les informations des abaques et équivalents TNT dont nous disposons pour le C-4 correspondent à un matériau de densité 1,59, mais celui que nous avons utilisé a une densité de 1,65. Ceci peut être une cause d'incertitude lors des comparaisons des simulations numériques avec les valeurs tabulées.

c) On vérifie au préalable l'accord entre simulations numériques et courbes tabulées pour un explosif de référence : le TNT. Pour cela, on considère la détonation en champ libre de 1kg de TNT. La comparaison entre les abaques de Kinney et Graham et les simulations numériques avec l'hypothèse du point d'explosion sont présentées sur la Figure 4.8.

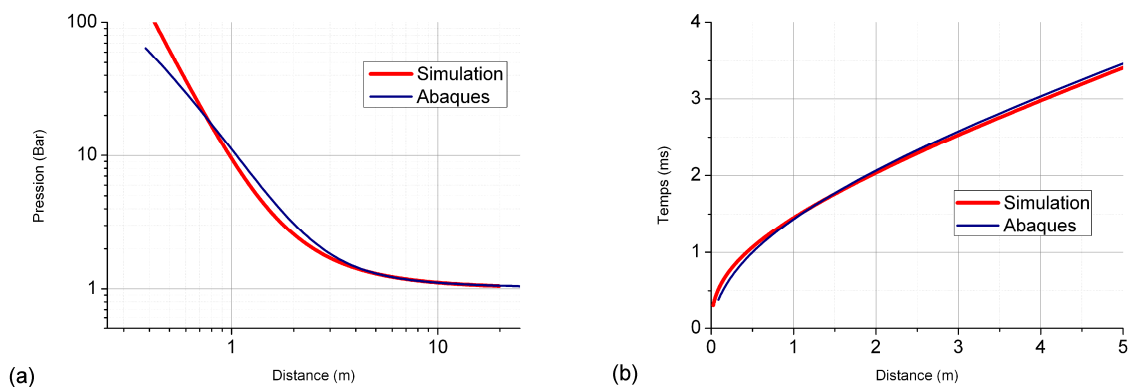


Figure 4.8 Comparaison des valeurs calculées, (a) des pressions de crête et (b) des temps d'arrivée de l'onde de choc, avec les abaques de Kinney-Graham pour 1kg de TNT

L'accord entre les abaques et les simulations numériques semble spécialement bon au delà d'un délai d'environ 2ms ou d'une distance de 2m, ce qui est normal, car près du point d'explosion, la modélisation numérique du problème est peu physique. Le code EFAE aboutit donc à des résultats proches du cas réel pour l'explosif de référence TNT.

d) L'explosion du booster de 125g de C-4 est simulée par une libération d'énergie instantanée de 780kJ. La quantité d'énergie libérée est ensuite ajustée à 850kJ pour avoir la meilleure coïncidence possible (avec des conditions initiales dans l'air de 1atm et 300K).

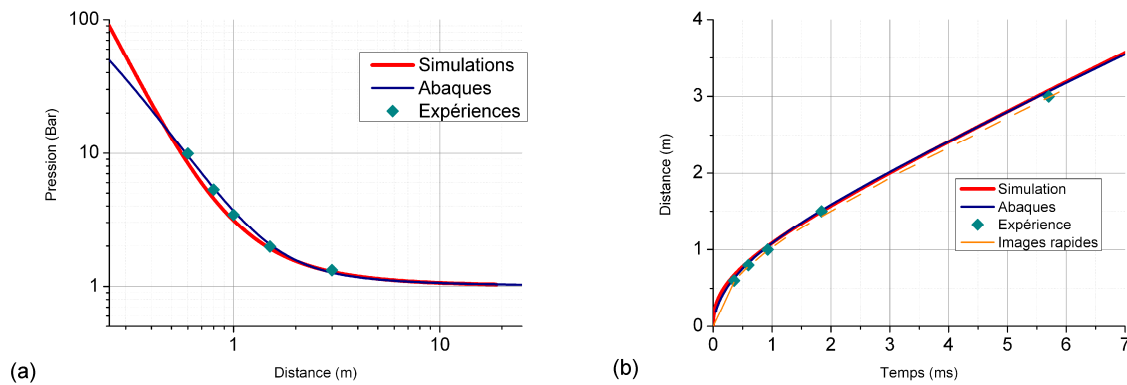


Figure 4.9 Comparaison des valeurs calculées, (a) des pressions de crête et (b) des temps d'arrivée de l'onde de choc, avec les abaques de Kinney-Graham et les résultats expérimentaux pour 125g de C-4

Ici encore on note que l'accord des simulations numériques avec les résultats expérimentaux est optimal pour les distances supérieures à 1m ou après 1ms. Un avantage indéniable de ce modèle d'initiation est son faible coût en temps de calcul, de l'ordre de l'heure pour une simulation effectuée sur le cluster du LCD (2500 mailles sur une zone initiale de 25cm, suivie d'adaptations successives jusqu'à atteindre une distance de propagation de 7m). Ce modèle reste néanmoins peu adapté pour représenter l'écoulement dans le champ proche de la charge. Nous verrons de plus au Chapitre 5 que des difficultés numériques importantes apparaissent lorsqu'on ajoute des particules autour du C-4.

4.4.2. Initiation par détonation instantanée d'une charge de dimension finie

Dans ce modèle basé sur les travaux de Stanyukovitch [67], on considère que l'explosif se transforme instantanément en ses produits de détonation dont la densité initiale est identique à celle de l'explosif solide. Cela revient à faire l'hypothèse que la célérité de détonation initiale, dans l'explosif condensé est infinie. L'explosif condensé est donc remplacé par un palier de pression et de température qui va se détendre dans l'air ambiant. Pour assurer un accord optimal avec les résultats expérimentaux enregistrés lors de la détonation dans l'air d'une sphère de 125g de C-4, le palier de pression est ajusté dans notre cas à 35kbar et le palier de température à 2700K. Ils sont situés entre l'origine et le point d'abscisse 2.63cm. La pression du palier a été ajustée pour approcher au mieux sur les résultats expérimentaux, sa température correspond à la température des produits de détonation du C-4 dans les conditions CJ.

4.4.2.1. Les produits de détonation sont assimilés à l'air

Dans ce cas on fait l'hypothèse simplificatrice que les propriétés physiques des produits de détonation de la charge d'explosif homogène sont assimilables à celles de l'air. Les résultats de simulation sont présentés avec les résultats expérimentaux et les valeurs tabulées sur la Figure 4.1. On notera que même si l'accord n'est pas parfait dans la première phase de propagation, cette hypothèse de détonation instantanée donne des résultats meilleurs que l'hypothèse du point d'explosion. Ce modèle reste relativement peu coûteux en ressources (moins de 2 heures de temps de calcul sur le cluster du LCD avec 2500 mailles sur 25cm) et permet de conserver des calculs stables lorsqu'on ajoute des particules (voir Chapitre 4).

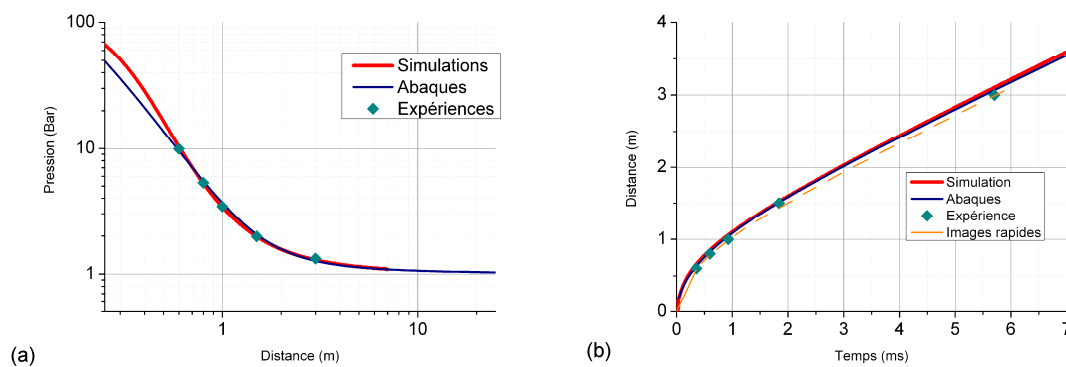


Figure 4.10 Comparaison des valeurs calculées, (a) des pressions de crête et (b) des temps d'arrivée de l'onde de choc, avec les abaques de Kinney-Graham et les résultats expérimentaux pour 125g de C-4, dans l'hypothèse de la détonation instantanée

Le code permet de simuler la réponse des capteurs de pression virtuels aux mêmes distances que dans le cas expérimental. Les profils de pression enregistrés et simulés, ainsi que leurs impulsions sont représentés sur la Figure 4.11.

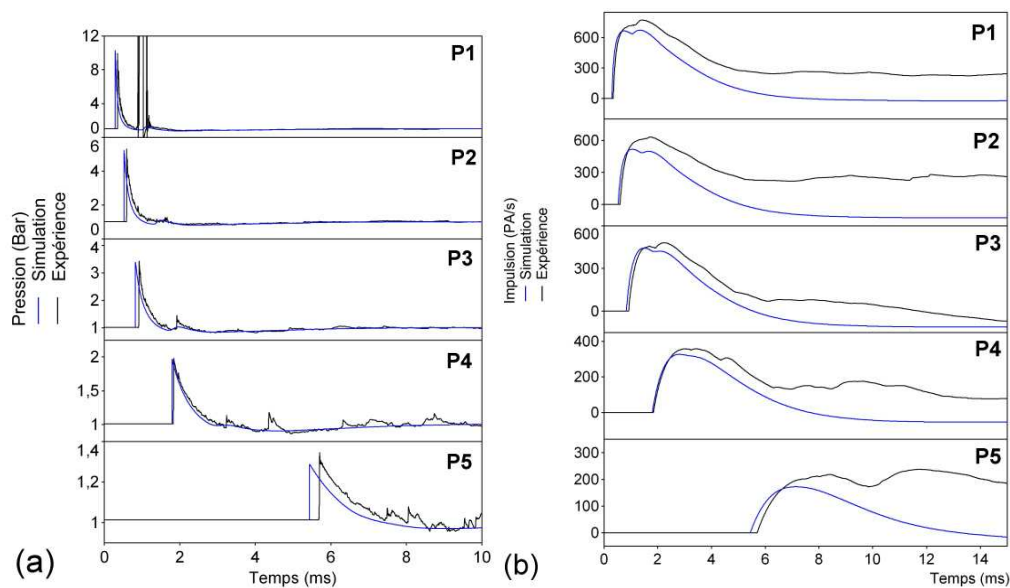


Figure 4.11 (a) Profils de pression expérimentaux et calculés au niveau des capteurs de pression et (b) impulsions de ces pressions

On constate qu'il y a un bon accord entre les profils de pression calculés et les profils expérimentaux. Cet accord est moins bon dans le cas des courbes d'impulsion. Toutefois, on observe un accord qualitatif satisfaisant en ce qui concerne les temps où les maxima d'impulsion sont observés. Comme il a été dit dans le paragraphe 3.4.1, les capteurs de pression sont soumis à une dérive thermique, ce qui explique probablement pourquoi on observe une différence entre impulsions expérimentales et calculées sur les capteurs les plus proches de la charge.

4.4.2.2. *Prise en compte des propriétés thermodynamiques des produits de détonation du C-4*

Contrairement au cas précédent, on considère deux zones : une zone contenant les produits de détonation gazeux du C-4, entourée et une seconde zone contenant l'air ambiant. Les produits de détonation sont considérés comme un gaz brûlé ($\gamma=3,27$ et $M=0,0208\text{g/mol}$, alors que pour l'air $\gamma=1,4$ et $M=0,029\text{g/mol}$) ; leur pression et température initiales sont celles données par le saut de pression. Les résultats de simulation sont comparés avec les résultats expérimentaux et les valeurs fournies par les abaques de Kinney et Graham [43] sur la Figure 4.12

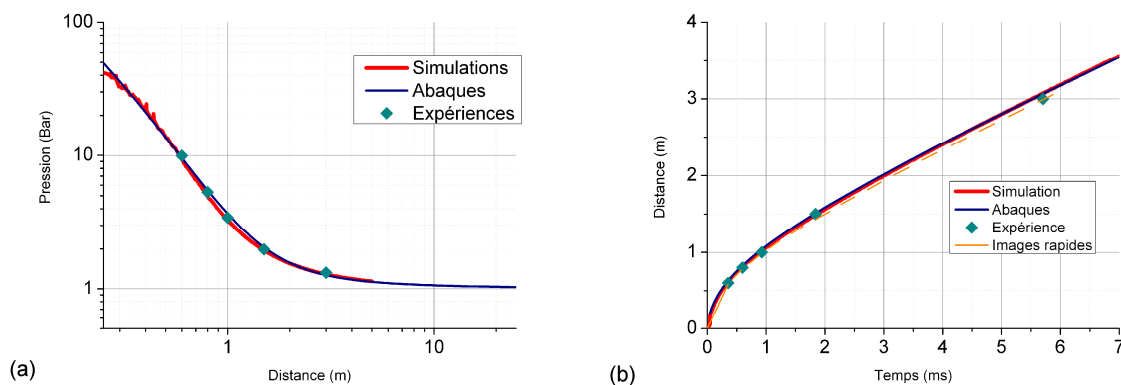


Figure 4.12 Comparaison des valeurs calculées, (a) des pressions de crête et (b) des temps d'arrivée de l'onde de choc, avec les abaques de Kinney-Graham et les résultats expérimentaux pour 125g de C-4 – hypothèse de la détonation instantanée

L'accord avec l'expérience est très bon sur toute la zone étudiée, meilleur que dans le cas précédent mais avec un temps de calcul plus long de 2h. On notera la présence de fluctuations au niveau des pressions de crête en champ proche de la charge, dans les 30 premiers centimètres (sur la Figure 4.12(a)). Elles pourraient être dues au mélange des 2 gaz en début de propagation (ultérieurement l'effet des gaz brûlés devient négligeable du fait de leur faible quantité en comparaison de la quantité d'air).

4.4.3. Initiation par détonation d'une charge réelle

La détonation d'une charge d'explosif condensé a été également simulée. Les calculs ont été effectués en prenant en compte l'équation d'état mHOM (« modified HOM » [13] inspirée du modèle de Mader [69]) pour les produits de détonation du C-4 [68]. De plus, derrière le front de détonation, dans la zone de réaction dont la longueur est voisine de 1mm pour les explosifs condensés, il faut avoir au moins une dizaine de mailles de calcul, ce qui impose d'avoir un maillage très fin. Les résultats calculés par cette méthode sont présentés sur la Figure 4.13 pour les profils de pression et comparés aux résultats expérimentaux. Sur cette figure, l'échelle des temps est identique pour les capteurs situés à 60cm, 80cm et 1m (P1, P2, P3), mais a été contractée pour les capteurs situés à 1,5m et 3m (P4 et P5), afin de faciliter la représentation sur une même figure.

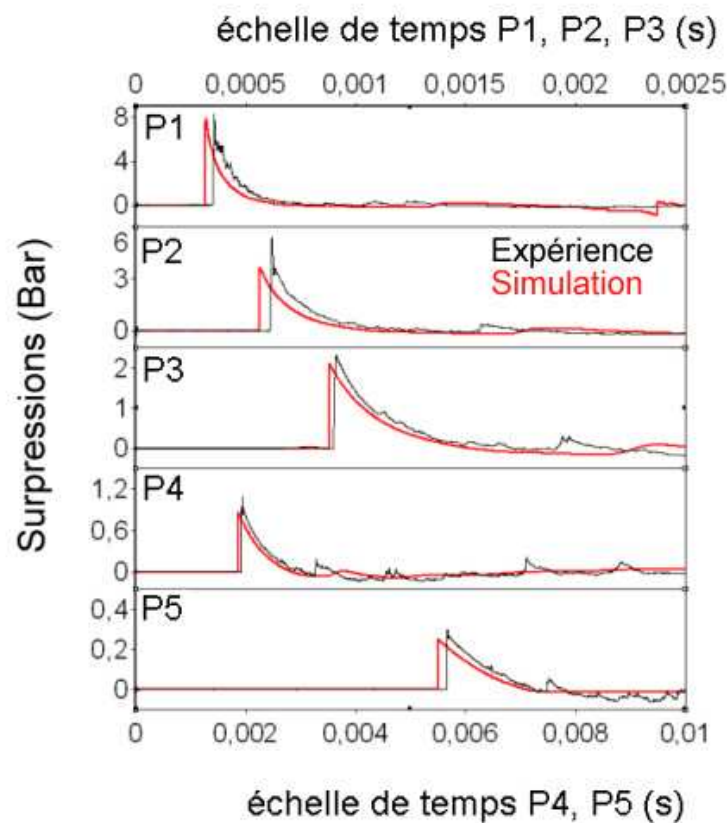


Figure 4.13 Comparaison des profils de pression expérimentaux avec les profils calculés pour l'hypothèse d'une initiation avec une charge réelle

L'accord avec les résultats expérimentaux est satisfaisant, même si la coïncidence en temps n'est pas complète. Une amélioration pourrait être obtenue en ajustant les coefficients dans l'équation d'état ou en utilisant une autre équation d'état. Le C-4 est un explosif très étudié du fait de son utilisation fréquente, notamment par les armées, et de nouvelles équations d'état

pour décrire son fonctionnement sont régulièrement publiées, par exemple le modèle présenté récemment par Kuhl [70]. Toutefois le calcul avec ce modèle entraîne un allongement du temps de calcul de plus d'une dizaine d'heures. Compte tenu des très faibles différences constatées avec le modèle d'initiation instantanée, il ne nous a pas semblé nécessaire d'utiliser ce modèle dans nos calculs ultérieurs, en dépit de son caractère plus réaliste.

4.4.4. *Simulations numériques 2D*

4.4.4.1. *Contraintes numériques*

Quelques simulations numériques ont été effectuées en configuration bidimensionnelle (2D). Le passage à des simulations 2D introduit des contraintes supplémentaires d'ordre numérique. La première concerne la taille mémoire nécessaire à la précision des calculs. Dans le cas monodimensionnel, pour 2500 mailles dans la direction radiale avec adaptation du maillage, on atteint une précision satisfaisante. Si on veut effectuer le même calcul en 2D, on a besoin de 6,25 millions de mailles, ce qui multiplie le temps de calcul par 2500. Cependant la parallélisation du code pour le cas 2D permet théoriquement de diviser ce temps par 8. Malheureusement, en pratique il faut aussi tenir compte des échanges entre les processeurs et des temps d'écriture dans les fichiers. En définitive, pour un calcul qui prenait cinq heures en configuration 1D, il faudra presque trois mois en 2D. De plus les calculs peuvent devenir instables et il peut être nécessaire de les redémarrer plusieurs fois au cours de leur progression en y apportant des modifications, par exemple sur le nombre de Courant ou la viscosité numérique. Le code EFAE permet de reprendre un calcul à partir d'un point de sauvegarde, mais cette sauvegarde représente un fichier de plus de 2Go de données pour un maillage de 2500x2500 mailles. Le nombre d'instantanés de sauvegarde doit donc être aussi réduit que possible.

4.4.4.2. *Simulation de la détonation du booster dans l'air*

Une simulation numérique 2D cylindrique a été effectuée pour une charge de 125g de C-4 (rayon=2,63cm) placée à 1,5m au dessus du sol (les coordonnées initiales du centre de la charge sont donc ($x=0$; $y=1,5$)). On utilise un maillage de 1000x1500. Le code EFAE ne permet de faire un maillage adaptatif que sur un seul axe de coordonnées. C'est pourquoi, sur l'axe des X, on utilise 1000 mailles pour résoudre la zone comprise entre 0 et 1m. Sur l'axe des Y, 1000 mailles sont réservées pour résoudre la zone comprise entre 1 et 2m. Les 500 mailles restantes sont réparties à égalité entre les zones comprises entre 0 et 1m, et entre 2m et

6,5m. L'axe Y est un axe de symétrie cylindrique dans cette configuration. On présente sur la Figure 4.14, l'évolution de la pression à différents instants.

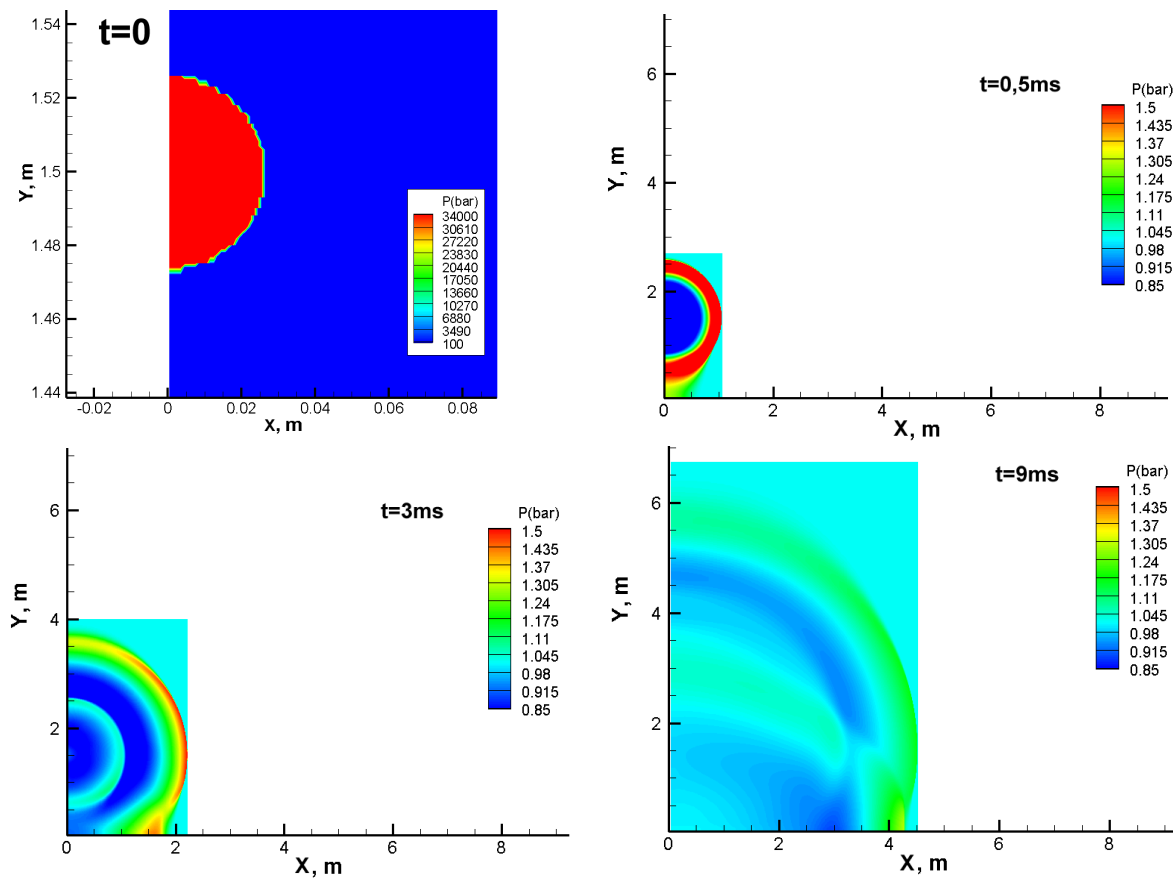


Figure 4.14 Isosurfaces de pression calculées pour la détonation du booster situé à 1,5m au-dessus du sol

Sur la Figure 4.14, on observe que :

- à $t=0,5\text{ms}$, le choc se propage dans l'air mais de manière dissymétrique : près du sol la pression a commencé à augmenter légèrement avant l'arrivée du choc en raison d'un problème de diffusion numérique amplifié par la longueur plus importante des mailles dans cette zone. Le gradient de pression caractéristique du choc reste toutefois bien marqué
- à $t=3\text{ms}$, le calcul met en évidence la formation d'une onde de Mach près du sol. L'amplitude du choc est également plus faible au-dessus de la charge (suivant l'axe Y) que suivant la direction X, en raison, là aussi, d'un problème dû à la dissymétrie dans la longueur des mailles
- à $t=9\text{ms}$ l'onde réfléchiée est située à 3 mètres du point d'initiation, alors que l'onde de choc de tête est 1,4m plus en avant. Ceci confirme que sur la sonde de pression P5, on enregistre bien l'onde de choc et non le front de Mach

- à $t=9\text{ms}$, on remarque également une importante diffusion des niveaux de pression sur l'axe Y, conséquence du fait que seules les mailles entre 1 et 2m sont finement résolues

Des sondes de pression virtuelles ont été placées à l'ordonnée $Y=1,5\text{m}$ du sol, les résultats sont comparés avec ceux des calculs monodimensionnels et les enregistrements expérimentaux sur la Figure 4.15

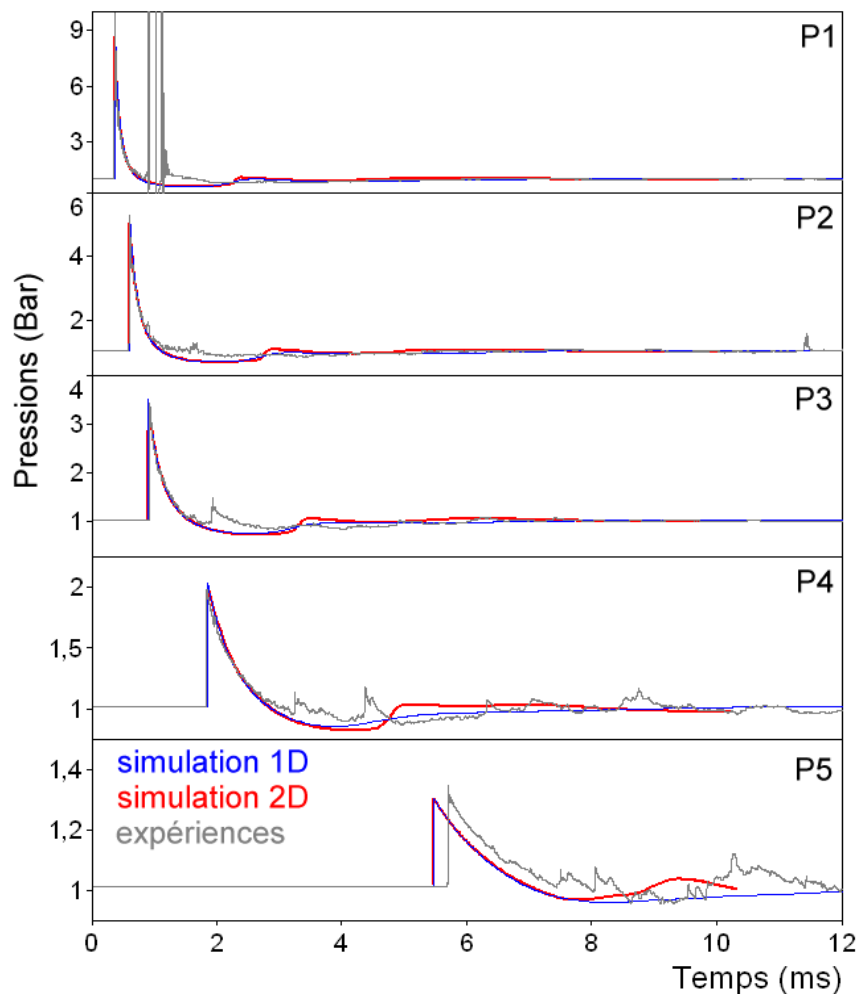


Figure 4.15 Comparaison des pressions mesurées au niveau des sondes de pression réelles et virtuelles pour les simulations 1D et 2D

Les profils de pression calculés pour les simulations 1D et 2D sont superposables dans la phase positive, mais divergent dans la phase négative, et dans le cas des simulations 2D, on observe l'onde provenant de la réflexion sur le sol.

L'onde de retour, après réflexion sur le sol, est à peine observable sur les signaux de pression expérimentaux enregistrés avant 3m. Au niveau de la sonde P5, l'onde réfléchie calculée est en avance sur l'onde correspondante des enregistrements expérimentaux. De plus on devrait

observer une discontinuité plutôt qu'une « bosse ». Il s'agit là, encore, d'un problème lié à la longueur trop importante des mailles. En effet sur l'axe Y, entre 0 et 1m le maillage est moins fin qu'entre 1m et 2m. De plus suivant la direction X, on utilise le maillage adaptatif qui permet d'avoir un maillage fin dans la zone avant et au niveau du choc. En tout état de cause, il apparaît qu'on peut simuler la détonation du booster avec le code EFAE, mais la précision des résultats nécessite d'utiliser des maillages beaucoup plus fins.

4.5. Synthèse des résultats

L'ensemble des résultats expérimentaux et des simulations numériques permet de dégager les conclusions suivantes :

- les expériences effectuées avec une charge sphérique de 125g de C-4 montrent une excellente reproductibilité,
- l'onde de souffle obtenue présente les caractéristiques qui sont prédites par les abaques classiques telles que celles de Kinney et Graham [43],
- les enregistrements cinématographiques et les signaux de pression permettent de tracer avec précision la trajectoire de l'onde de choc,
- les simulations effectuées avec le code EFAE en adoptant l'hypothèse de la détonation instantanée du booster sont en bon accord avec les enregistrements expérimentaux.

Chapitre 5.

Dispersion d'une charge sphérique de particules inertes par explosif

Chapitre 5. Dispersion d'une charge sphérique de particules inertes par explosif

5.1. Introduction

Dans ce chapitre on étudie la dispersion de particules inertes par l'explosion d'une charge sphérique. On utilise des billes de verre pour obtenir des informations sur la dispersion de particules par explosif, tandis que l'utilisation de particules réactives abordée dans le chapitre suivant permettra d'étudier les phénomènes de dispersion et de combustion de particules.

Une séquence typique de dispersion de particules de verre est reproduite sur la Figure 5.1 (125g de C-4 et 460g de billes de verre de $200\mu\text{m}$).

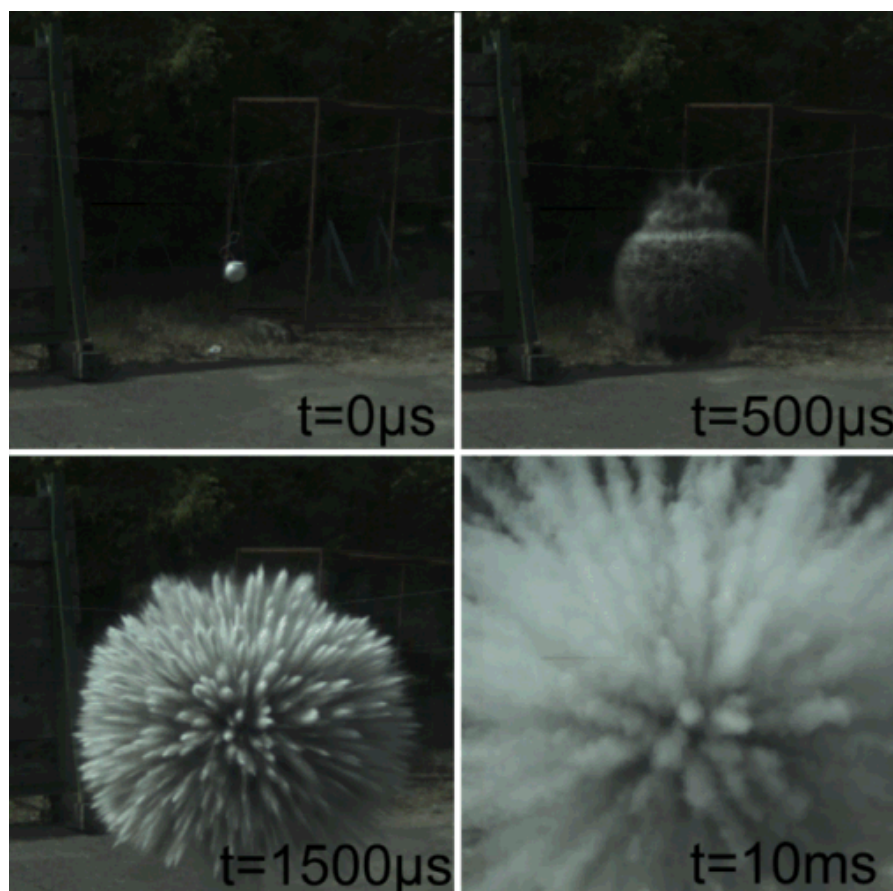


Figure 5.1 Enregistrement par la caméra rapide de la dispersion d'une charge de 95mm contenant 460g de particules de verre de $200\mu\text{m}$

Sur la Figure 5.1, on observe que le nuage se développe sous forme sphérique, excepté à la partie supérieure, en raison de la perturbation engendrée par le détonateur qui est détectée jusqu'à $500\mu s$. Au delà, le nuage a une forme quasi-sphérique mais sa frontière présente un aspect discontinu d'où s'échappent des jets qui donnent des formes caractéristiques de dendrites. La boule de feu créée par l'explosion du détonateur (voir paragraphe 4.3) est ici masquée par l'opacité du nuage de particules.

Cette forme caractéristique de nuage hérissé de dendrites peut aussi être observée sur la Figure 5.2 qui a été obtenue à l'aide d'un appareil photo de type Reflex utilisé en mode rafale. Le temps d'exposition de la photographie est de $125\mu s$.



Figure 5.2 Photographie instantannée de la dispersion sphérique de billes de verre par explosif

L'instant de capture de cette photo est inconnu. La Figure 5.2 permet de distinguer les différents systèmes d'analyse et d'enregistrement (capteurs, feuille quadrillée, ...) par rapport au nuage.

Pour analyser le processus de dispersion, nous examinerons successivement les enregistrements de pression, les résultats du traitement des enregistrements cinématographiques traités par la méthode de BOS, les produits solides recueillis après l'explosion et nous comparerons ces résultats avec ceux fournis par les simulations numériques.

Tous les tirs effectués dans le cadre du travail de thèse sont détaillés en annexe I. Dans ce chapitre, on s'intéresse en particulier à 7 tirs : un pour chaque granulométrie de particules de verre, dans chaque diamètre de charge, ainsi que le tir de référence du booster seul. Ils sont présentés dans le Tableau 5-1.

Tir #	Enveloppe	Type de particules	Masse de particules (g)	Ratio en masses de particules/explosif
420	*	C-4 seul	*	*
578	95mm	verre 15µm	430	3,4
419	95mm	verre 100µm	460	3,7
493	95mm	verre 200µm	460	3,7
601	120mm	verre 15µm	1000	8,0
388	120mm	verre 100µm	1060	8,5
597	120mm	verre 200µm	1120	9,0

Tableau 5-1 Résumé des tirs étudiés dans ce chapitre

Les ratios des masses de particules sur la masse d'explosif (identique pour tous les tirs, 125g de C-4) varient de 3,4 à 9,0. On retiendra notamment qu'il y a environ 2 fois plus de particules dans les charges de 120mm que dans les charges de 95mm. Les particules les plus fines se tassent moins bien que les grosses mais les masses de particules utilisées pour un même diamètre de charge restent similaires.

Dans la suite de ce mémoire, on définit une nomenclature qui permet d'identifier rapidement une charge par : « diamètre de la charge – matériau - taille des particules - ratio des masses d'explosif et de particules ». On symbolisera le matériau verre par la lettre V et l'aluminium par Al (Chapitre 6).

Par exemple le tir 578 présenté ci-dessus sera nommé : « 95 – V- 15µm - 3,4 »

5.2. Mesures de pression.

5.2.1. Caractéristiques générales

Une séquence typique d'enregistrements de pression par les capteurs de pression disposés dans le champ autour de la charge est représentée sur la Figure 5.3.

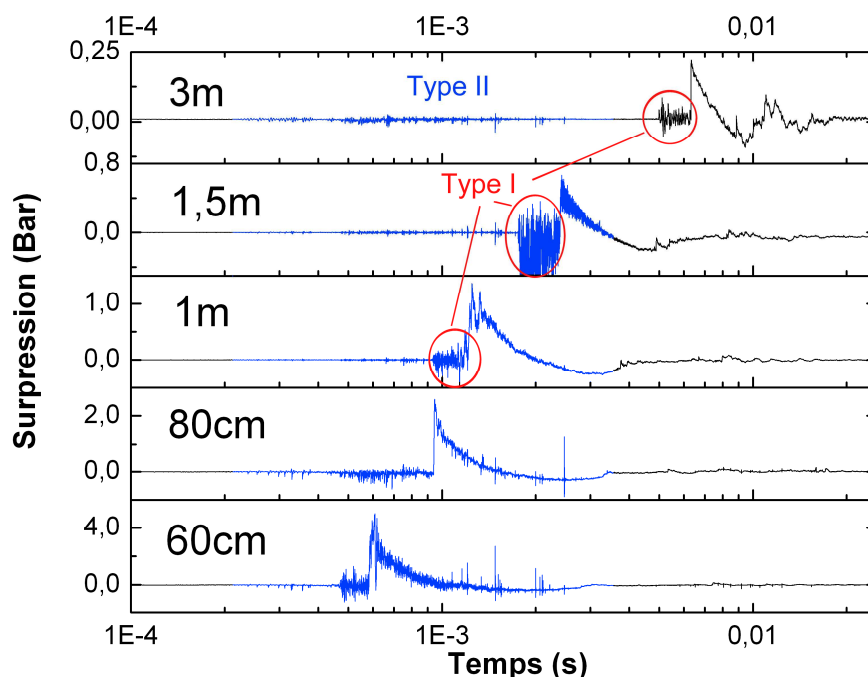


Figure 5.3 Evolutions de pression enregistrées par les capteurs pour le tir 419 (95-V-15µm-3,4) et mise en évidence des perturbations de type I et de type II

Ces signaux présentent des similarités avec ceux obtenus dans le cas de la détonation du C-4 seul. La comparaison détaillée des effets de pression générés en présence de particules par rapport au cas du C-4 seul est effectuée dans les paragraphes suivants. En revanche on s'intéresse ici aux perturbations caractéristiques de l'addition de particules de verre qui apparaissent sur ces signaux. Elles sont de 2 types, qu'on note simplement « type I » et « type II » :

- des fluctuations qui apparaissent au pied du front de choc (notées de type I sur la Figure 5.3). En l'absence de particules dans la charge, on n'observe aucune perturbation. On verra lors de l'étude cinématographique (paragraphe 5.3) que certaines des particules dispersées sont agglomérées ou forment des paquets et peuvent se déplacer avant le front du choc. Elles sont susceptibles de perturber les capteurs de pression. Vu l'orientation des capteurs par rapport à l'explosion (cf. Chapitre 3), il est impossible que des particules puissent heurter la zone sensible des capteurs. En effet la densité de particules à 3m est plus de 300000 fois inférieure à la densité initiale du lit de particules, du fait de l'expansion sphérique. En revanche, elles peuvent tout à fait impacter le support des capteurs (tube effilé qui protège la zone sensible) ou plus vraisemblablement perturber la sonde en la frôlant (les particules en avant de l'onde de tête ont des vitesses supersoniques, et doivent elles même générer un cône de Mach, mais qui est invisible dans notre expérience).
- des fluctuations de plus faible amplitude (notées de type II sur la Figure 5.3) qui se présentent comme un parasite du signal de pression. La fréquence d'échantillonnage

de nos capteurs de pression est de 2,5MHz (un point toutes les 400ns) et ce parasite est pour un même tir, identique en temps d'arrivée et en fréquence sur tous les capteurs, quelle que soit la distance (Figure 5.4). Ce parasite s'étale sur une certaine durée, d'environ 5ms dans l'exemple donné sur la Figure 5.4 et c'est pourquoi il est superposé au choc sur les signaux enregistrés par les sondes de pression situées de 60cm à 1,5m de la charge. Il n'apparaît que lors de tirs impliquant des particules de verre, avec un booster de C-4 ou de TNT. Lors d'un tir de particules réactives (Chapitre 6) ou d'explosif homogène seul, ce parasite n'est pas enregistré. Sa fréquence propre varie autour de 400kHz. Il nous semble donc qu'il ne s'agit pas d'un parasite, mais d'une onde électromagnétique due à un phénomène physique lié aux particules de verre qui sera analysé au paragraphe 5.5.

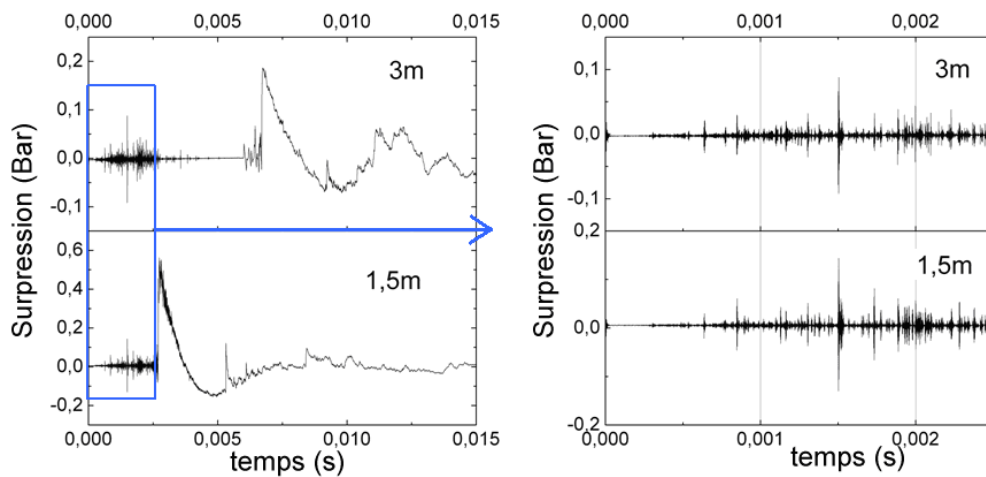


Figure 5.4 Perturbations de « type II » lors d'un tir de particules inertes sur les enregistrements de pression au niveau des sondes P4 et P5

5.2.2. Evolution de la pression générée en champ libre

Les enregistrements de pression obtenus dans le cas d'une charge de 120mm contenant des particules de verre de 200 μ m (120-V-200 μ m-9,0) sont comparés sur la Figure 5.5 avec les pressions générées par l'explosion du booster seul. Sur cette figure, l'échelle des temps est identique pour les capteurs situés à 60cm, 80cm et 1m (P1, P2, P3), mais a été contractée pour les capteurs situés à 1,5m et 3m (P4 et P5), afin de faciliter la représentation sur une même figure.

On constate que les particules de verre ont pour effet de diminuer de manière importante l'amplitude de la pression au front de choc et de retarder l'arrivée de celui-ci. Au niveau des capteurs les plus proches de la charge (60cm et 80cm), la forme du profil de pression est très

différente du profil généré par l'explosion du booster seul ou de tout autre explosif homogène. On observe un quasi-palier, ce qui indique que la présence de particules ralentit la détente qui a lieu derrière le pic de pression. Cet effet est dû aux échanges de quantité de mouvement et d'énergie entre les particules et l'air au niveau du choc. Il est moins marqué pour les charges de 95mm qui contiennent deux fois moins de particules.

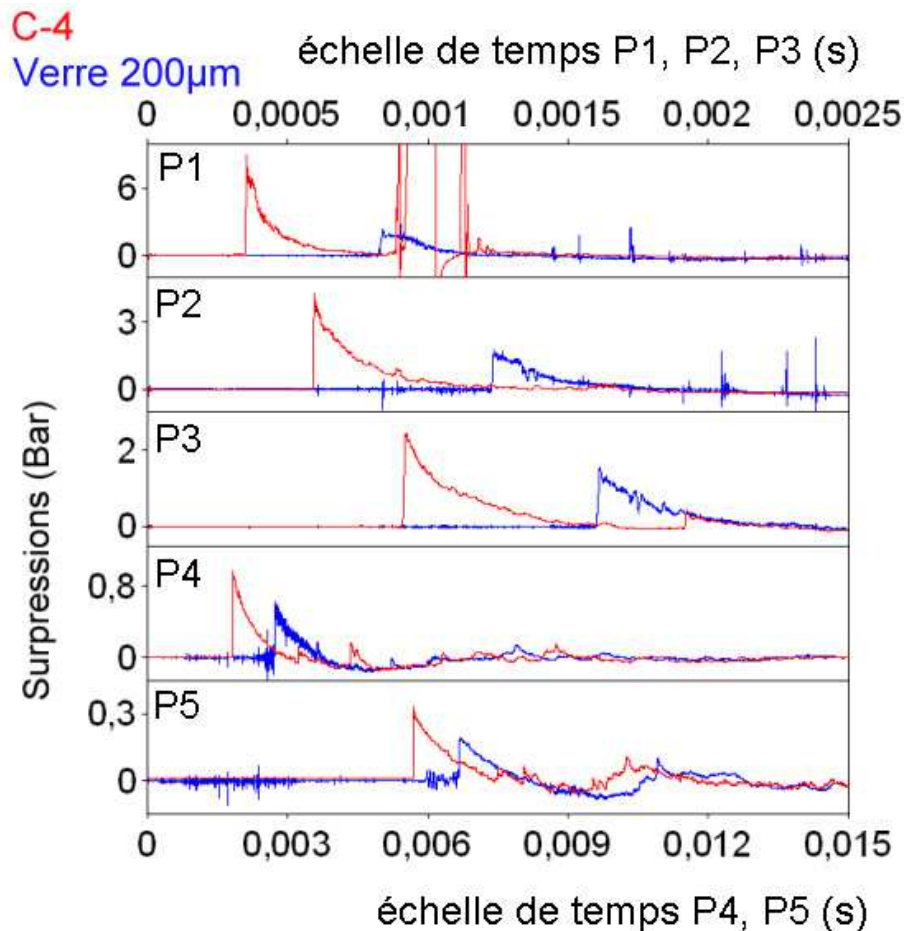


Figure 5.5 Comparaison des signaux de pression enregistrés pour un tir de particules de verre de 200µm dans une charge de 120mm (1120g) avec le cas de l'explosion du booster seul

5.2.3. Effet de la masse des particules

Lorsqu'on augmente la masse des particules (charges de 120mm), les perturbations de type II susmentionnées (au paragraphe 5.2.1) sont souvent plus marquées sur les capteurs les plus proches de la charge, rendant la mesure de pression de crête délicate. Une interpolation est parfois nécessaire pour estimer un niveau de pression de crête. Cependant, la détermination du temps d'arrivée de l'onde est plus aisée et vérifiable par comparaison avec les vidéos rapides (voir paragraphe 5.3). Un exemple d'enregistrement de pression effectué dans le cas

de charges de 95mm et 120mm contenant des particules de verre de 100 μ m est montré sur la Figure 5.6.

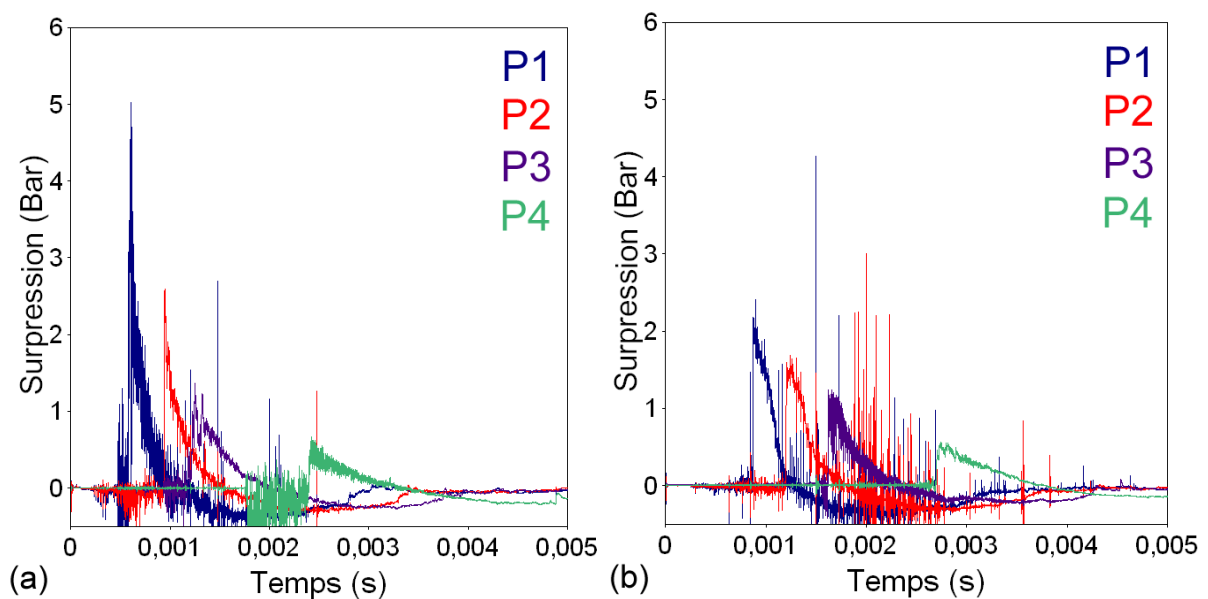


Figure 5.6 Enregistrements de pression pour (a) le tir 419 (95-V-100 μ m-3,7) et (b) le tir 388 (120-V-100 μ m-8,5)

5.2.4. Effet de la granulométrie des particules

Lorsqu'on change la granulométrie des billes de verre, les courbes de pression sont peu modifiées (Figure 5.7(a)) en particulier, les courbes de pression enregistrées à 3m sont tout à fait superposables (Figure 5.7(b)).

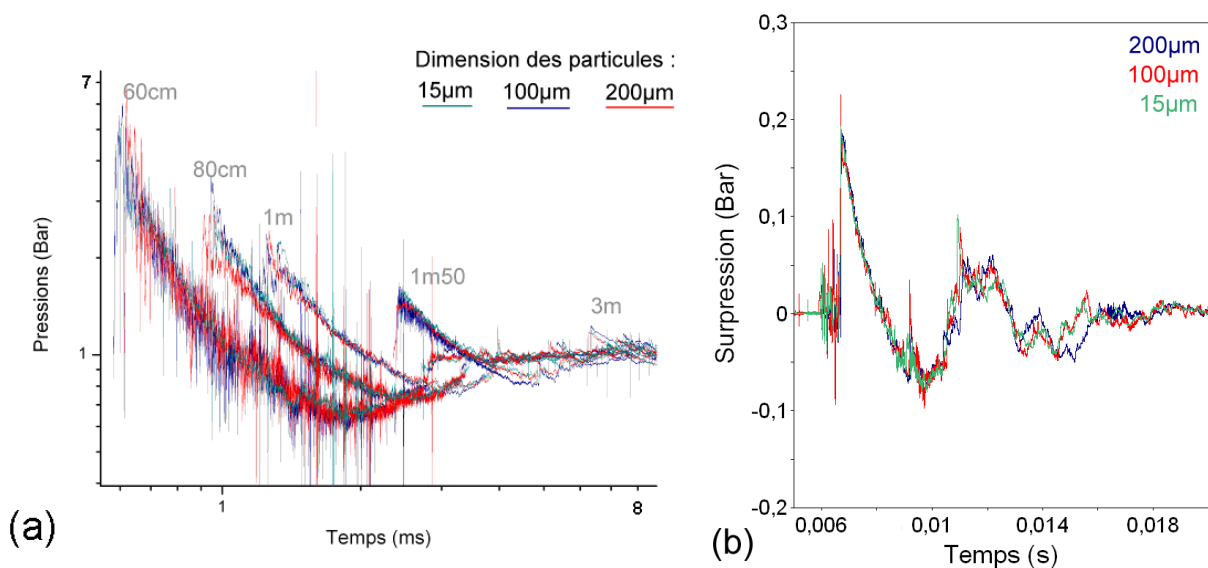


Figure 5.7 Signaux de pression enregistrés pour des charges contenant les 3 types de billes de verre (a) au niveau de chacun des capteurs de pression et (b) à 3m

5.2.5. Niveaux de pression et temps d'arrivée enregistrés

Les valeurs mesurées sur nos enregistrements des pressions au front de choc et des temps d'arrivée de l'onde de choc en fonction de la taille des particules de verre ont été rassemblées sur le Tableau 5-2 (charges de 95mm) et le Tableau 5-3 (charges de 120mm). Les résultats sont donnés à 0,05 bars près et 10µs près, ces tableaux sont également rappelés en annexe J.

Surpressions (Bar)	charge	60cm	80cm	1m	1,5m	3m
tir420	C4	8,95	4,30	2,40	0,95	0,30
tir578	verre 15µm	3,05	1,90	1,25	0,55	0,20
tir419	verre 100µm	3,25	2,30	1,40	0,55	0,20
tir493	verre 200µm	3,70	1,85	1,40	0,60	0,20

Temps d'arrivée (µs)	charge	60cm	80cm	1m	1,5m	3m
tir420	C4	350	600	920	1840	5700
tir578	verre 15µm	600	950	1310	2440	6350
tir419	verre 100µm	600	950	1250	2430	6340
tir493	verre 200µm	620	910	1260	2430	6260

Tableau 5-2 Pressions de crête et temps d'arrivée de l'onde de choc mesurés lors des tirs de particules inertes pour les charges de diamètre 95mm et comparaison avec le tir de référence de C-4 seul

Surpressions (Bar)	charge	60cm	80cm	1m	1,5m	3m
tir420	C4	8,95	4,30	2,40	0,95	0,30
tir601	verre 15µm	2,30	2,00	1,50	0,65	0,25
tir388	verre 100µm	2,20	1,60	1,25	0,55	0,20
tir597	verre 200µm	2,30	1,75	1,55	0,60	0,20

Temps d'arrivée (µs)	charge	60cm	80cm	1m	1,5m	3m
tir420	C4	350	600	920	1840	5700
tir601	verre 15µm	850	1230	1630	2720	6690
tir388	verre 100µm	870	1210	1620	2740	6750
tir597	verre 200µm	840	1230	1610	2730	6690

Tableau 5-3 Pressions de crête et temps d'arrivée de l'onde de choc mesurés lors des tirs de particules inertes pour les charges de diamètre 120mm et comparaison avec le tir de référence de C-4 seul

Le comportement de l'onde de choc est globalement similaire pour les charges dans les deux gammes de diamètre : l'ajout de particules inertes atténue et ralentit le choc. Plus il y a de particules, plus le temps d'arrivée de l'onde de choc est retardé. Cependant on notera que pour des distances supérieures à 1m les niveaux de pression observés sont similaires pour les deux types de charges, alors que la masse des particules dans les charges de diamètre 120mm est le double de celle des charges de diamètre 95mm.

5.2.6. Impulsions

Les impulsions associées à chacun des signaux de pression ont été calculées pour chaque capteur de pression et pour chaque tir. La Figure 5.8(a) présente les résultats obtenus dans le cas des charges les plus petites (enveloppe 95mm). Les particules de 100 μ m permettent d'obtenir une impulsion plus importante à 60cm, 80cm, 1m et 3m de la charge, mais pas à 1,5m de celle-ci. D'après les signaux de pression (Figure 5.8(b)) cette baisse ne semble pas logique. Elle est probablement due aux incertitudes de calcul engendrées par les perturbations mentionnées au paragraphe 5.2.1. L'analyse des courbes d'évolution d'impulsions reste donc qualitative. Ces courbes d'impulsion seront néanmoins utiles à la comparaison avec celles obtenues dans le cas de particules réactives.

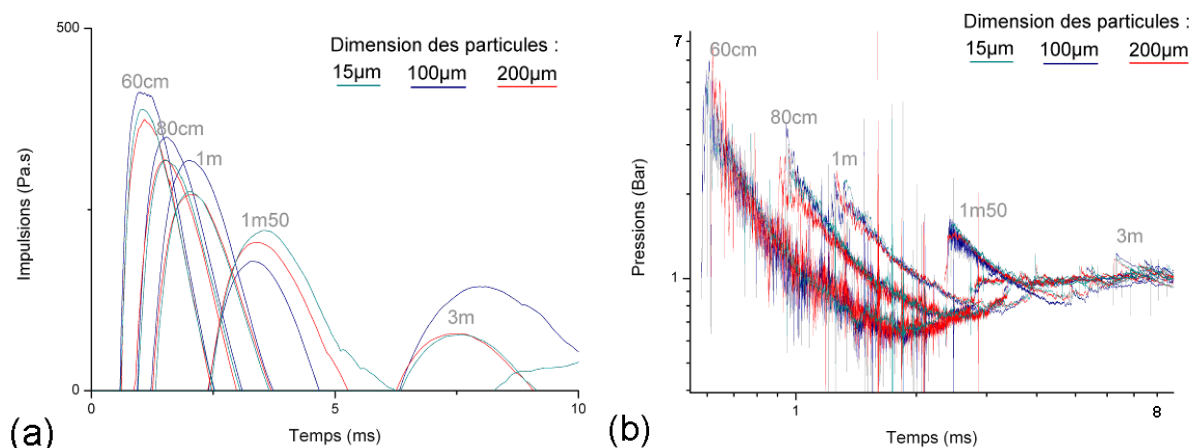


Figure 5.8 (a) signaux d'impulsions calculées et (b) de pression correspondants en fonction de la granulométrie des particules de verre contenues dans les charges de diamètre 95mm

5.3. Mesures de vitesses matérielles

5.3.1. Observations cinématographiques

Après avoir effectué des enregistrements du phénomène global de dispersion (Figure 5.1), nous avons procédé à des observations cinématographiques plus détaillées dans le champ délimité par la feuille quadrillée (paragraphe 3.4.3), ceci afin d'étudier les trajectoires de l'onde de choc et des produits dispersés.

Les images sont traitées par une méthode de type BOS (3.4.3.2). Un exemple est montré sur la Figure 5.9, où pour différents instants de la propagation sont reproduits à la fois l'image originale et celle obtenue après traitement par la méthode de BOS.

Sur la Figure 5.9 on observe la déformation du front du nuage de particules et l'apparition des dendrites, celles-ci apparaissent à une distance d'environ 60cm. On rappelle que la formation de dendrites est caractéristique de l'explosion de ces charges hétérogènes [18] et qu'on a présenté des images du phénomène global dans le paragraphe 5.1. Dans la première milliseconde, alors que le nuage s'est étendu sur 80cm, on commence à distinguer des « grains » qui se détachent du nuage, puis dépassent le choc et se déplacent devant celui-ci. On se rend mieux compte du phénomène sur la Figure 5.10, capturée 3,3ms après initiation de la charge.

On peut voir ces « grains » se déplacer sur les images traitées par BOS. Leurs dimensions caractéristiques dépassent rarement quelques pixels. Un pixel correspond à un peu moins de 7mm en réalité et pour être visible sur les images, un élément isolé doit occuper au moins la moitié de la surface d'un pixel. Il s'agit donc d'agglomérats ou de paquets de particules. Par « agglomérat » on désigne un solide constitué de particules collées entre elles tandis qu'un « paquet » désigne un amas de particules non liées qui se déplacent ensemble.

On observe notamment sur la Figure 5.9 que certains agglomérats ou paquets de particules évoluent à la tête des dendrites. On se rend toutefois mieux compte de ce phénomène sur une vidéo que sur ces images fixes, l'œil étant plus sensible au mouvement.

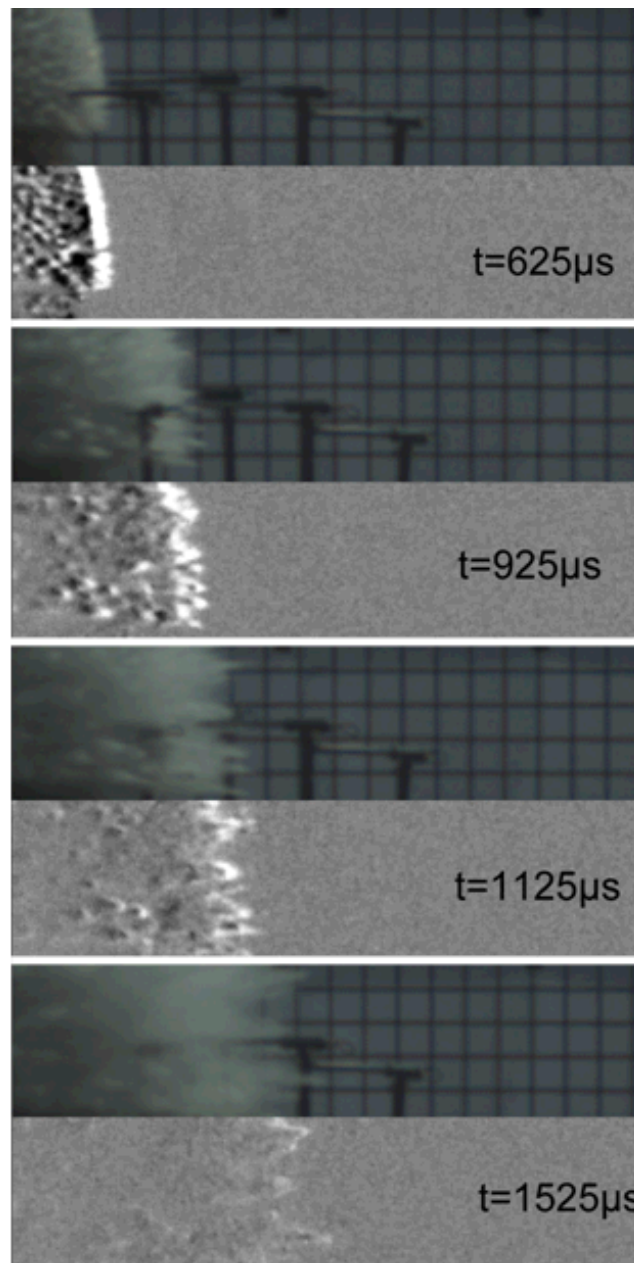


Figure 5.9 Observation de la formation de dendrites durant la dispersion des particules

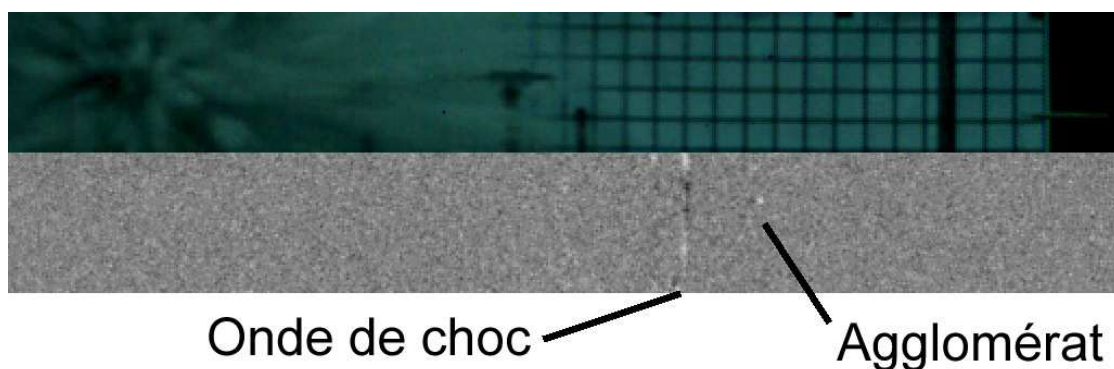


Figure 5.10 Visualisation par méthode de BOS d'un agglomérat se déplaçant en amont de l'onde de choc 3.3ms après la mise à feu pour le tir 601 (120-V-15μm-8,0)

Sur la dernière image de la Figure 5.9, vers le bas de l'image, la vitesse instantanée de la dendrite la plus longue est de 765m/s. On est devant l'onde de choc, la dendrite avance dans de l'air non choqué dans lequel la célérité du son est voisine de 343m/s. Le cône de Mach pour une telle vitesse dans l'air a un angle d'ouverture de :

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{c_{son}}{V_{solide}}\right) = \arcsin\left(\frac{343}{765}\right) \Rightarrow \alpha = 27^\circ$$

L'angle de Mach α est le demi-angle contenu entre les ondes de choc obliques générées par le déplacement supersonique dans l'air de l'agglomérat. Sur les images rapides on ne peut pas voir de chocs aussi faibles. On voit seulement une traînée blanche probablement constituée de particules dont l'angle est contenu dans le cône de Mach formé par le projectile. L'angle d'ouverture de la dendrite est de 25° environ. Dans notre cas d'étude, les dendrites seraient causées par les agglomérats ou paquets de particules, suivis d'un nuage de particules plus fines qui restent dans le milieu choqué par l'agglomérat. Une image strioscopique d'une sphère dans l'air à Mach 1,53 est présentée sur la Figure 5.11 (d'après [71]) qui semble justifier notre hypothèse selon laquelle des particules suivraient l'agglomérat dans la zone perturbée par ce dernier pour former les dendrites.

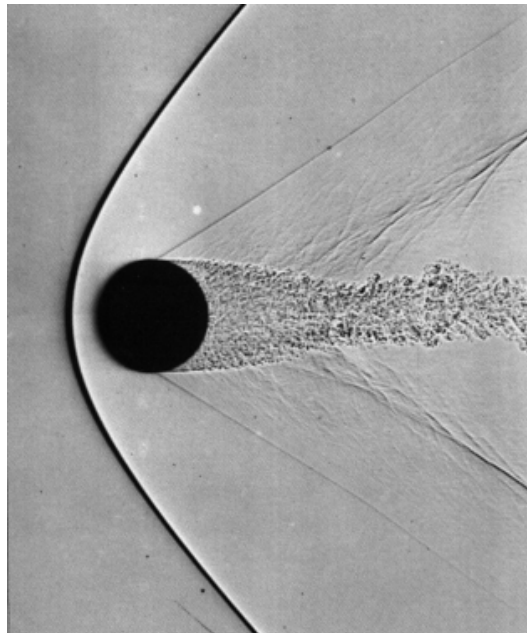


Figure 5.11 Image Schlieren d'une sphère de 1,25cm à Mach 1,53 dans l'air [71]

Frost et Zhang [18] proposent trois causes possibles pour la formation des dendrites qui sont les effets de Rayleigh-Taylor [72], de Richtmyer-Meshkov ([73], [74]) et un effet de traînée dû à des grosses particules qui entraînent des petites particules. Les instabilités de Rayleigh-Taylor apparaissent lorsque qu'un fluide léger pousse un fluide plus lourd. Les instabilités de Richtmyer-Meshkov sont dues à l'interaction de ce dernier phénomène avec une onde de

choc. Dans notre cas, on suggère donc que c'est l'effet de traînée dû aux agglomérats qui est responsable de l'apparition des dendrites.

Si on examine une autre dendrite, par exemple la plus haute sur la dernière image, l'analyse par BOS permet de mesurer la vitesse de l'agglomérat à 545m/s, ce qui donne un angle de 39° pour le cône de Mach. Sur l'image on mesure un angle d'ouverture de la dendrite de 37° , ce qui reste une fois de plus en accord avec notre hypothèse. Cependant pour confirmer cette hypothèse, il faudrait « voir » l'écoulement de près, et accéder au champ de vitesses derrière l'agglomérat. Pour obtenir ce type de résultats, il faudrait mettre en œuvre des méthodes de strioscopie ou de PIV (Particle Image Velocimetry) qui ne sont malheureusement pas applicables dans notre cas à cette échelle (manque de résolution des images et grande distance imposée entre la caméra et l'explosion).

5.3.2. Trajectoires de l'onde de choc

5.3.2.1. Remarques préliminaires

La qualité des enregistrements sur lesquels nous avons travaillé n'était pas toujours la même d'un essai à l'autre en raison des problèmes suivants :

- une mauvaise météo réduit la visibilité de la feuille (pluie, brouillard) ou peut l'endommager (vent). Il arrive qu'on ait du mal à suivre l'onde de choc et à plus forte raison les agglomérats de particules devant celle-ci à cause d'une météo dégradée.
- lors des tirs de particules inertes, la luminosité des gaz de détonation du booster est masquée, les images restent sombres, il est plus difficile de suivre les mouvements des particules et des ondes de choc. Après un certain délai, il devient difficile de clairement déterminer la limite entre l'air et le nuage de particules dispersées en raison de la dissipation des dendrites.

5.3.2.2. Trajectoire de l'onde de choc

La trajectoire de l'onde de choc est obtenue en traçant le diagramme $x-t$ de la position de l'onde de choc relevée sur les enregistrements vidéo en fonction du temps (une image toutes les 25 μ s). Des exemples sont donnés sur la Figure 5.12 et la Figure 5.13 pour diverses granulométries de billes de verre (paragraphe 3.2.2.1) et dans le cas des deux diamètres de charges. Sur ces deux figures, on a aussi représenté le diagramme $x-t$ obtenu avec le C-4 seul (paragraphe 4.3) ainsi que les valeurs mesurées à l'aide des capteurs de pression (sur la Figure

5.12). On a indiqué celles concernant une charge de diamètre 120mm, remplie de 1kg de particules de verre de 100 μ m de diamètre moyen. (120-V-100 μ m-8,5)

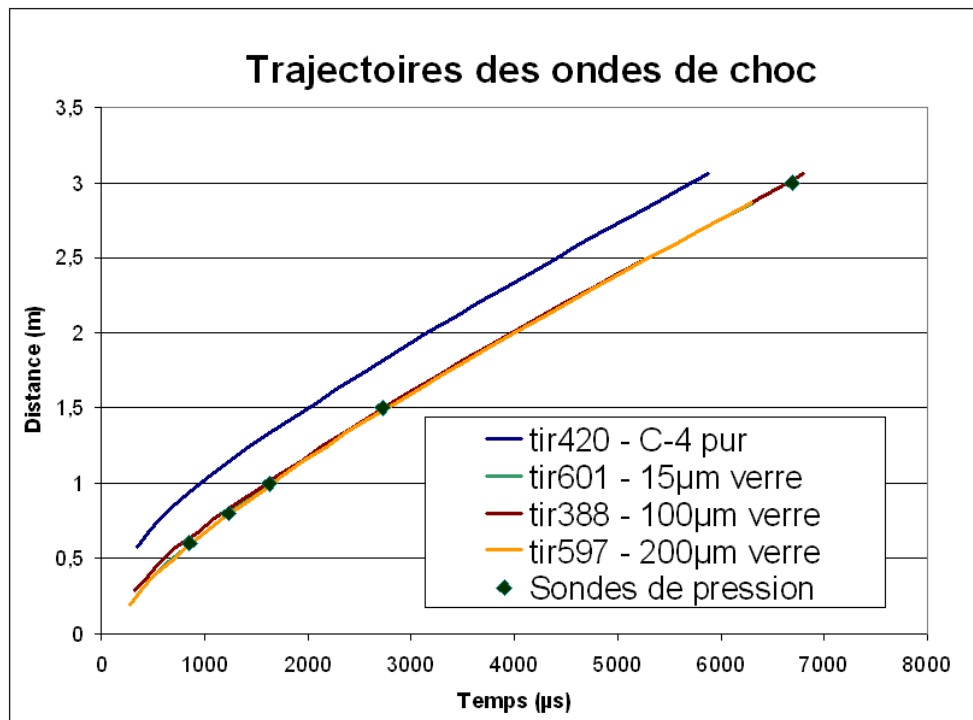


Figure 5.12 Trajectoires des ondes de choc pour des tirs impliquant les 3 granulométries de particules inertes et des charges de diamètre 120mm, comparaison avec le cas du C-4 et les enregistrements de pression pour la charge (120-V-100 μ m-8,5)

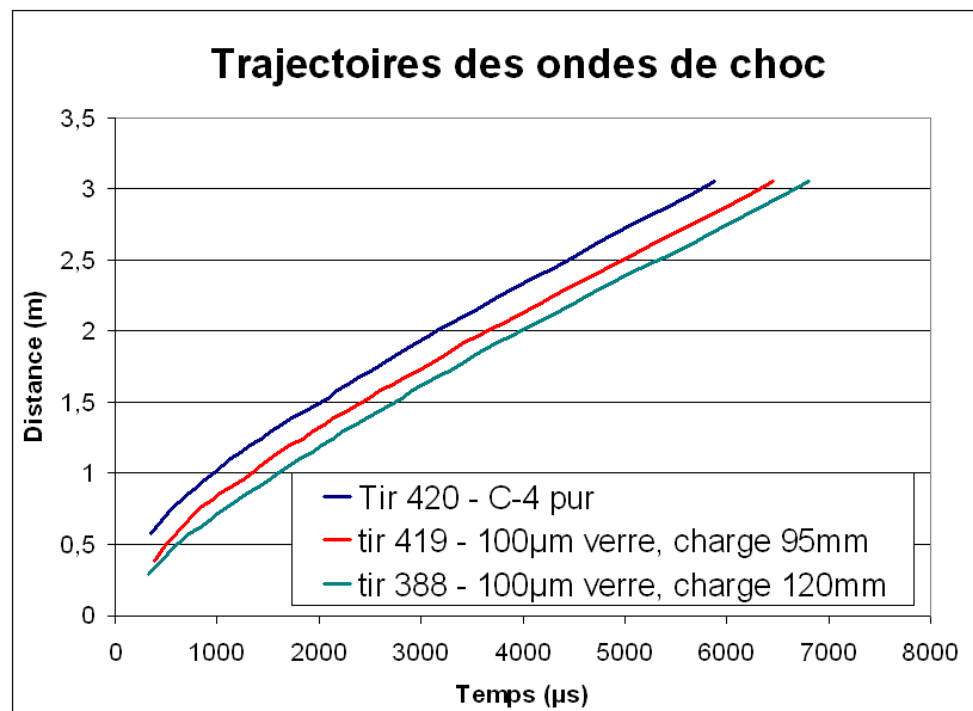


Figure 5.13 Trajectoires des ondes de choc pour des tirs impliquant des billes de verre de 100 μ m pour des charges de diamètres 95mm et 120mm et comparaison avec le cas du C-4 seul

Sur la Figure 5.12 et la Figure 5.13, on constate que :

- les temps d'arrivée des chocs mesurés par les capteurs de pression sont en excellent accord avec les valeurs obtenues par les enregistrements cinématographiques,
- en présence de particules de verre, les temps d'arrivée de l'onde de choc de tête sont nettement plus longs que ceux enregistrés dans le cas du C-4 seul (700 μ s de retard à 1m),
- à taille de charge constante (à masses de particules similaires), la granulométrie des particules a peu d'influence sur la trajectoire du choc (Figure 5.12),
- à granulométrie constante, l'augmentation de la masse de particules se traduit par un ralentissement plus important de l'onde de tête (Figure 5.13),
- les ondes générées par l'explosion du C-4 seul, et par l'explosion des charges de diamètre 95mm et 120mm (Figure 5.13) semblent avoir une vitesse similaire (environ 425m/s) après 1,5m de propagation. Le décalage dans les temps d'arrivée des chocs serait principalement dû à ce qu'il se passe dans les premières phases de l'explosion, pendant la première milliseconde. Après 1 à 2ms, si l'onde n'est plus perturbée par des particules sa détente dans l'air devient similaire à celle générée par l'explosif homogène seul.
- Avec ces trois derniers points, on retrouve les résultats observés lors de l'examen des enregistrements de pression (paragraphe 5.2) : après 1m les ondes de choc générées par les tirs impliquant des particules inertes sont similaires et légèrement décalées les unes par rapport aux autres.

Les différences principales entre les trajectoires des chocs générés par les charges d'un même diamètre apparaissent dans les premières phases de l'explosion, pendant les deux premières millisecondes tout au plus et on peut dire qu'à notre échelle de travail (environ 1kg de particules micrométriques pour 125g de C-4), la granulométrie des particules inertes n'a pas d'influence significative sur la propagation de l'onde de choc. C'est la masse de particules à disperser plus que leur diamètre qui a un effet sur le choc.

5.3.3. Trajectoires des particules et des agglomérats

5.3.3.1. Diagramme de marche

On a mis en évidence dans le paragraphe 5.3.1, l'apparition, sur les vidéos traitées, d'agglomérats de particules qui semblent sortir des dendrites puis, pour certains, se déplacent devant l'onde de choc de tête. La trajectoire des premiers agglomérats dispersés par les

charges est obtenue à partir des enregistrements cinématographiques traités par une méthode de BOS. Un exemple est montré sur la Figure 5.14 dans le cas d'une charge de diamètre 95mm, remplie de 430g de particules de verre de 15 μ m de diamètre (95-V-15 μ m-3,4). La trajectoire théorique du choc pour la détonation de 125g de C-4 dans l'air [43] a été superposée au graphique de la Figure 5.14

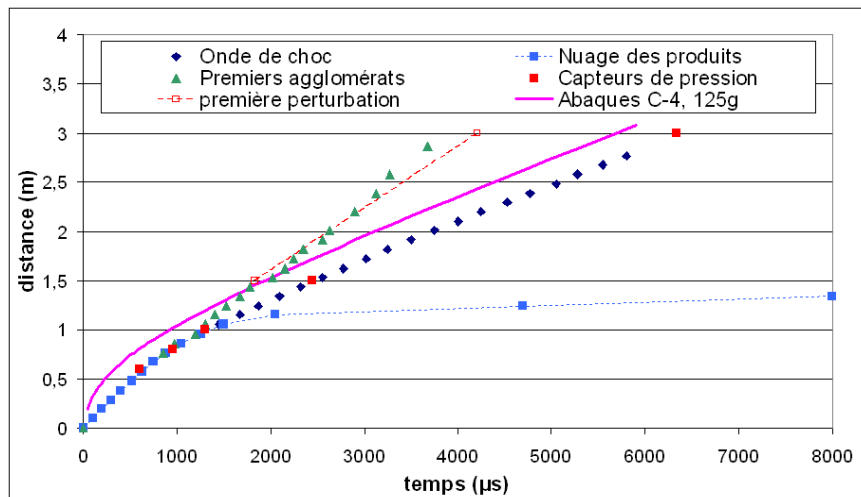


Figure 5.14 Diagramme x-t pour une charge de 95mm contenant 430g de billes de verre de 15 μ m (95-V-15 μ m-3,4)

On constate que :

- avant $x=40$ cm, le nuage de particules masque l'onde de choc de tête, qui n'est identifiable sur la vidéo qu'à partir de ce point. L'onde est au même niveau que le front du nuage et ne s'en détache qu'à $x=85$ cm
- à partir de $x=70$ cm, on parvient à identifier des agglomérats à la frontière du nuage de particules, certains sont au niveau du choc
- entre $x=70$ cm et $x=130$ cm, le nuage des produits ralentit fortement, sa vitesse passe de 510m/s à 40m/s environ. La vitesse du choc passe de 590m/s à 450m/s. La vitesse des premiers agglomérats reste voisine de 700m/s
- les premiers agglomérats sont également plus rapides que l'onde de choc obtenue par la détonation de l'explosif homogène seul
- les agglomérats atteignent la fin de la zone d'observation environ 1500 μ s avant le choc, ou avec 80cm d'avance,
- le nuage des produits s'étend sur jusqu'à une distance de 1,4m environ

A partir de l'instant où les agglomérats se détachent du nuage des produits et apparaissent sur la vidéo, leur dispersion semble se faire à vitesse quasiment constante, ils sont très peu ralentis par l'air (sur une distance de 3m). Cette faible variation de vitesse indique que les agglomérats ont beaucoup plus d'inertie que les particules qui composent le nuage.

5.3.3.2. Interaction des agglomérats avec les capteurs de pression

Sur la Figure 5.14, on a également indiqué les temps d'arrivée de la perturbation de type I (5.2.1), enregistrée par les capteurs de pression et détectée au pied du pic de pression.

La comparaison avec la trajectoire des agglomérats fait apparaître un accord raisonnable entre l'arrivée de la perturbation de type I et l'arrivée des premiers agglomérats. Ce résultat est observable pour tous les tirs impliquant des particules inertes. On peut donc supposer que l'arrivée de cette perturbation correspond à l'arrivée des premiers agglomérats au niveau du capteur de pression. Cette constatation a un caractère aléatoire car elle dépend des interactions des agglomérats de particules avec la zone sensible des capteurs de pression. Il arrive qu'on puisse voir des agglomérats se déplacer sur la vidéo, sans enregistrer de perturbation en avance sur le signal de pression sur les capteurs.

5.3.3.3. Influence de la taille et de la masse des particules sur les trajectoires des agglomérats

On peut évaluer l'influence respective de la granulométrie des particules et de la taille des charges sur les trajectoires des agglomérats sur la Figure 5.15. On y a reporté les trajectoires des agglomérats des tirs impliquant des billes de verre de 15 μ m et 200 μ m pour des charges de diamètres 95mm et 120mm.

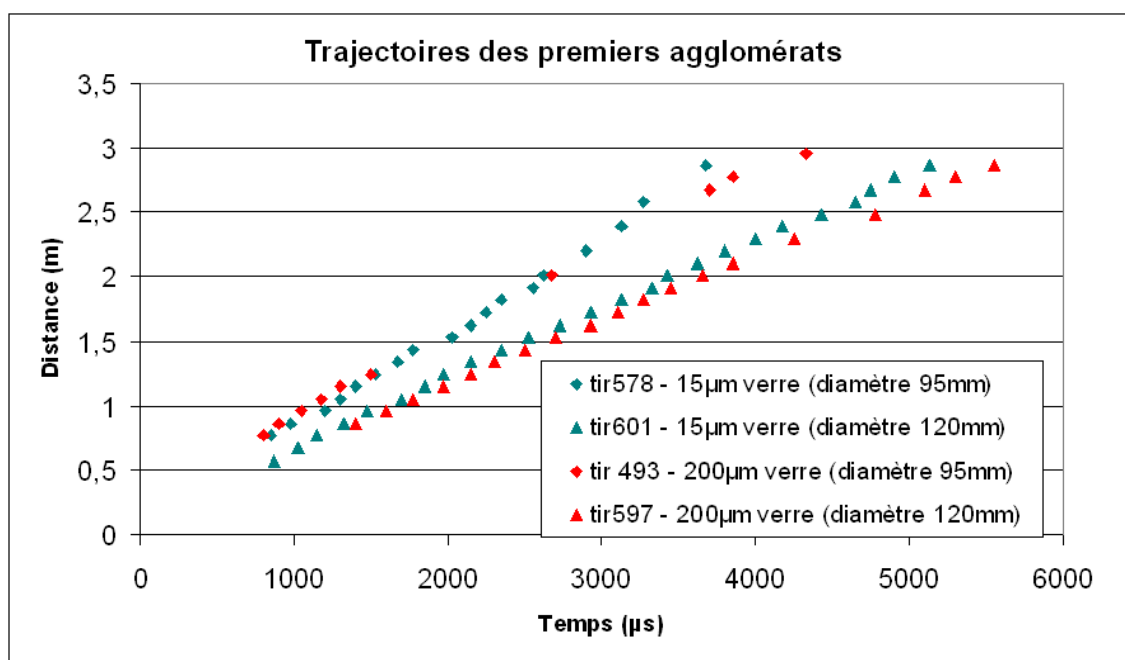


Figure 5.15 Trajectoires des agglomérats pour des tirs impliquant des billes de verre de 15 μ m et 200 μ m pour des charges de diamètres 95mm et 120mm

On observe que :

- la vitesse moyenne des agglomérats avoisine les 700m/s pour les charges de diamètre 95mm contre 600m/s pour les charges de diamètre 120mm. Pour les charges de 95mm le choc généré par la charge est plus fort et plus rapide que pour les charges de 120mm.
- l'effet de la granulométrie des particules sur les trajectoires des agglomérats n'est pas significatif. Seule une faible différence est constatée après 3ms : les agglomérats formés à partir des particules les plus grosses se déplacent à une vitesse légèrement plus faible (de moins de 30m/s) que ceux formés par les particules les plus fines. Ceci indique qu'ils auraient une moins grande inertie. La collecte et l'analyse de ces agglomérats dans les blocs de gel permet de confirmer cette hypothèse, on le verra dans le paragraphe 5.5.

Par ailleurs on a observé dans les paragraphes précédents que la granulométrie des particules de verre dans une charge d'un diamètre donné, a peu d'influence sur le choc généré par l'explosion. On peut donc supposer que si l'écoulement est le même quelque soit la granulométrie et si les trajectoires des agglomérats sont quasiment les mêmes, alors les agglomérats ne sont pas ou peu différents d'un cas à l'autre.

5.3.3.4. Remarques complémentaires

On notera que le suivi des agglomérats est rendu difficile dans le cas inerte car, la plupart du temps, on manque de contraste, ce qui empêche de suivre avec précision les petites variations d'intensité lumineuse induites par ces derniers. On rappelle que l'œil humain étant plus sensible au mouvement, on arrive bien à les distinguer sur une vidéo mais moins sur une image fixe (par exemple sur la Figure 5.10).

Enfin il est difficile de dire si certaines explosions ont généré plus d'agglomérats que d'autres par simple observation des vidéos. Les particules les plus fines semblent générer légèrement plus d'agglomérats, ce résultat sera confirmé lors de l'étude des blocs de gel (paragraphe 5.5). Il est de même impossible de mesurer ces derniers sur les enregistrements cinématographiques traités par méthodes de BOS. On peut seulement dire que s'ils sont visibles, c'est qu'ils remplissent plus de la moitié de la surface d'un pixel (7x7mm).

5.4. Enregistrements par Radiographie X

Quelques expériences, en nombre limité, effectuées sur une position de tir équipée d'un système de détection par la radiographie X (paragraphe 3.4.4), ont permis d'obtenir des renseignements complémentaires sur la position des particules.

5.4.1. Série d'enregistrements en champ proche de la charge

Une première série d'enregistrements a été effectuée à proximité d'une charge de 95mm, le centre des radiographies est situé à 25cm du centre de la charge. On observe la dispersion des particules dans les quarante premiers centimètres adjacents à la charge, à $t=150\mu\text{s}$ après l'initiation de la charge (Figure 5.16).

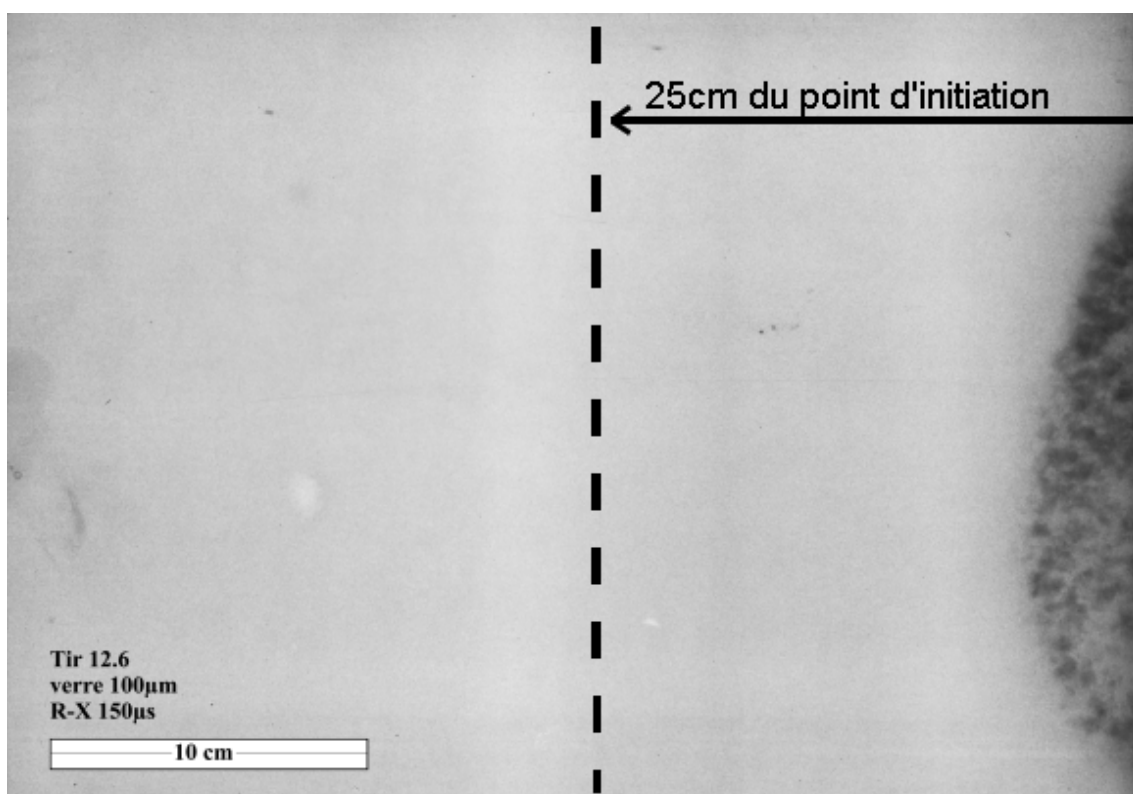


Figure 5.16 Image R-X prise 150µs après l'initiation de la charge (95-V-100µm-3,7).

Le flash R-X met en évidence des zones sombres de dimensions comprises pour la plupart entre 3mm et 1cm sur un fond gris non uniforme : ce sont des amas de particules. Il est difficile de dire si à certains endroits la couleur du fond est modifiée par la présence de particules ou s'il s'agit d'un « bruit » du système d'enregistrement. Toutefois on devine des particules dans certaines zones. En revanche, les agglomérats sont bien visibles et sont déjà

formés à $t=150\mu\text{s}$ après l'initiation. Ce délai peut paraître très court mais la célérité de l'onde de détonation dans le C-4 est de l'ordre de 8000m/s , ce qui signifie que l'onde traverse les $2,6\text{cm}$ d'explosif et atteint les particules en $3\mu\text{s}$. A $150\mu\text{s}$, les premiers agglomérats ont parcouru moins de 10cm .

La dispersion des particules inertes dans les quarante premiers centimètres adjacents à la charge, à également été observée à $t=250\mu\text{s}$ après l'initiation de la charge (Figure 5.17).

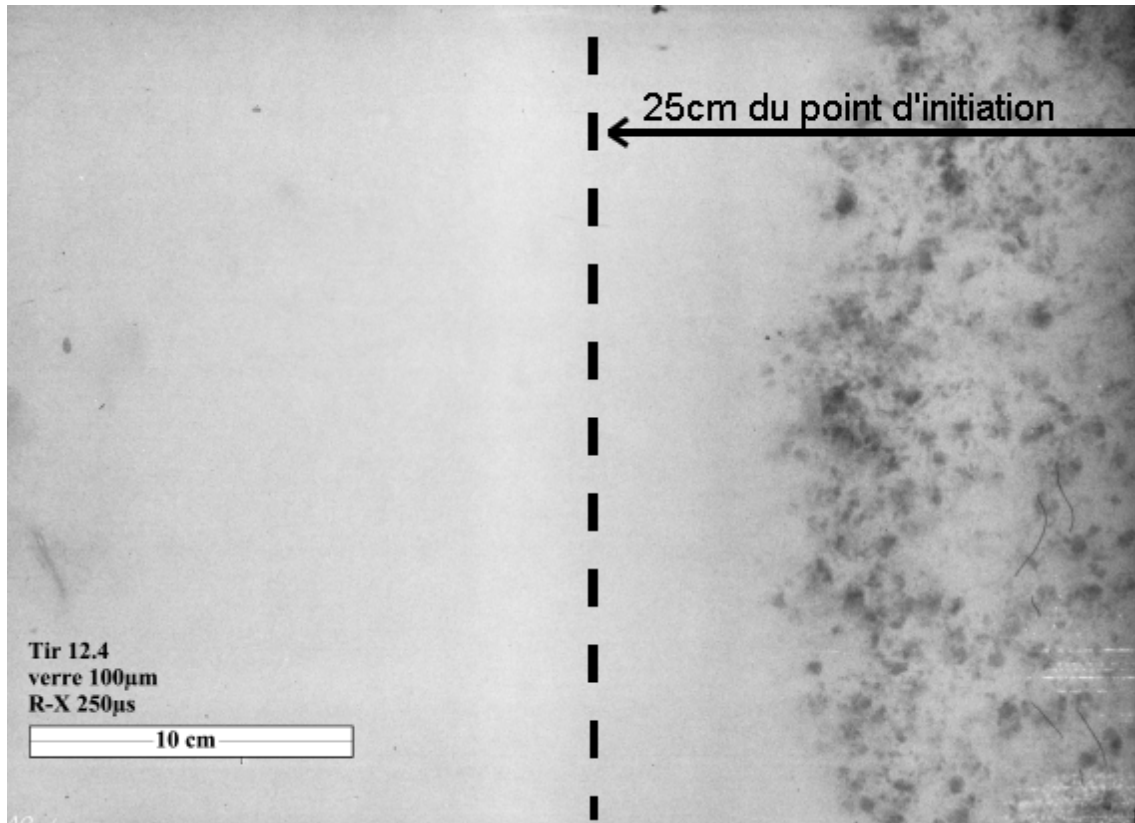


Figure 5.17 Image R-X prise $250\mu\text{s}$ après l'initiation de la charge (95-V-100 μm -3,7).

Entre $t=150\mu\text{s}$ et $t=250\mu\text{s}$, le front de particules a avancé de 5cm environ. Le fond non uniforme rend impossible tout comptage numérique précis des agglomérats. Toutefois on peut en choisir arbitrairement certains, les mesurer et accéder à une dimension moyenne. Les plus gros agglomérats ont des tailles de l'ordre du centimètre tandis que les plus petits, visibles sur ces clichés, mesurent 1 ou 2mm de diamètre. Un comptage manuel sur plusieurs zones de plusieurs clichés révèle un diamètre moyen légèrement supérieur à 4mm .

La position du choc par rapport aux particules n'est pas connue dans ce cas car on ne dispose pas d'images de la vidéo rapide à une distance si proche de la charge, notamment à cause du rayonnement intense de l'explosif.

On estime par les simulations que le choc à parcouru 22cm après 150 μ s et 34cm à 250 μ s. On rappelle que le centre de la radiographie est situé à 25cm du centre de la charge. Cependant on a vu dans le chapitre précédent que l'hypothèse de la détonation instantanée utilisée dans nos simulations donne de bons résultats en champ lointain de la charge. Une distance de 20cm correspond seulement à 4 fois le diamètre du booster, des mesures expérimentales sont donc nécessaires pour vérifier les prédictions numériques.

5.4.2. Série d'enregistrements à 1m de la charge

Une seconde série d'expériences a été réalisée en positionnant les plaques d'enregistrement à 1m du centre de la charge. En effet, la position du choc est connue avec une bonne précision (de l'ordre de quelques centimètres) lorsqu'on est à plus de 80cm de la charge, ainsi que la position des premiers agglomérats, grâce aux méthodes de BOS. On a donc tenté d'observer les agglomérats à 1m de distance de la charge avec les méthodes d'ombroscopie R-X (Figure 5.18). L'expérience a été réalisée avec des billes de verre de 15 μ m cette fois car c'est avec ces particules qu'on a observé le plus d'agglomérats.

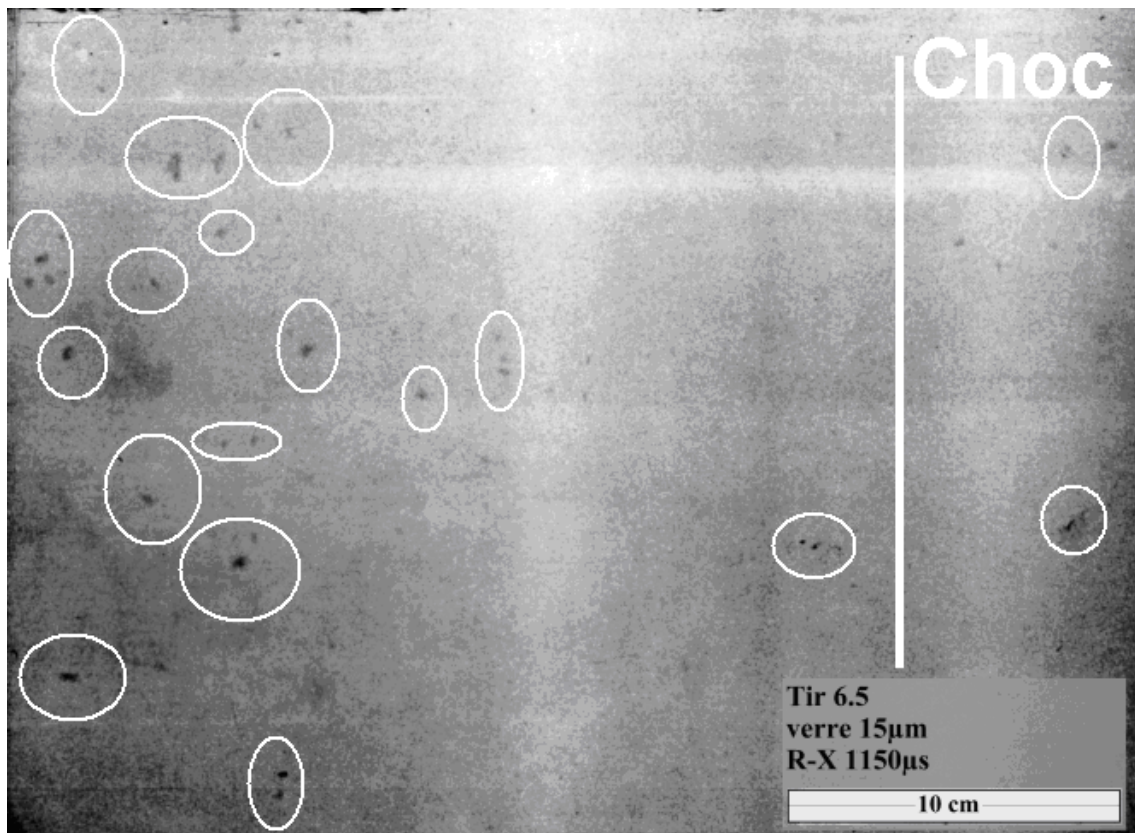


Figure 5.18 Image R-X prise 1150 μ s après la mise à feu de la charge (95-V-100 μ m-3,7). Le centre de la radio est à 1m du centre de la charge. Le contraste et la luminosité ont été modifiés pour faciliter l'observation des agglomérats, certains sont entourés en blancs

L'instant de capture de l'image a été choisit en se basant sur les diagrammes $x-t$ obtenus à partir des enregistrements cinématographiques. On observe sur la Figure 5.18 des agglomérats de billes de verre principalement sur la gauche de l'image, on attendait les agglomérats à 1m de la charge, au centre de la radiographie. Quelques agglomérats évoluent également derrière le choc qui a parcouru 90cm. Il est probable qu'on ait manqué l'arrivée des premiers agglomérats sur ce cliché mais cette expérience n'a pu être tentée qu'une seule fois.

Le manque de contraste des images vidéo dû au masquage par les particules de la lumière émise par le C-4 ne permet pas de savoir s'il existe des agglomérats plus en amont de ceux détectés ici. En tout état de cause, ces expériences confirment qu'à la distance de 1m, un certain nombre d'agglomérats a dépassé le choc. Le diamètre moyen de ces agglomérats est légèrement supérieur à 4mm.

5.5. Observation des billes de verre après l'explosion

5.5.1. Recueil des particules dans un tube rempli de glycérine

Les premiers essais de capture de particules ont été réalisés avec des tubes en aluminium de longueur 17cm et de diamètre de 2cm, remplis avec de la glycérine. Cependant les bouchons des tubes étaient régulièrement emportés par le choc avec la glycérine contenant les particules récupérées. Bien que ces tubes constituent une métrologie peu adaptée, ils ont permis d'obtenir quelques résultats. En effet, en récupérant la glycérine, puis en la séchant dans une étuve à 100°C, on a pu observer quelques échantillons après explosion.

Sur la Figure 5.19 on peut observer la sphéricité quasiment parfaite des particules de 200 μ m, la granulométrie est une dimension précise (voir annexe E). Sur la Figure 5.20, on constate que les billes de verre récupérées ont été presque toutes brisées en morceaux au moins 5 fois plus petits que les particules initiales.

Toutefois, cet examen n'a pu être réalisé qu'une fois, pour un échantillon de particules de verre de 200 μ m, utilisées dans une charge de 95mm. Plus d'expériences sont donc nécessaires pour confirmer la validité de l'hypothèse de fracture des particules.

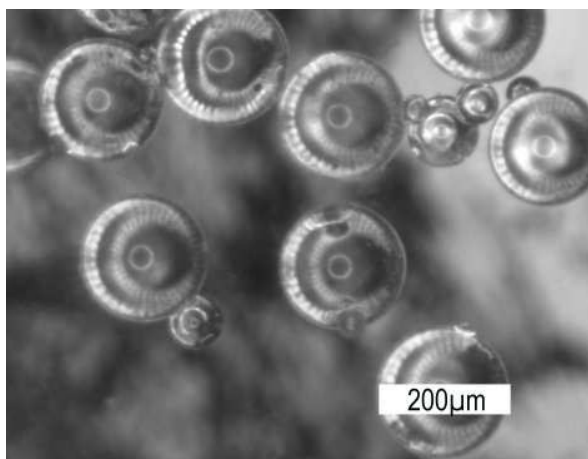


Figure 5.19 Observations de billes de verre à la loupe binoculaire, avant leur utilisation.

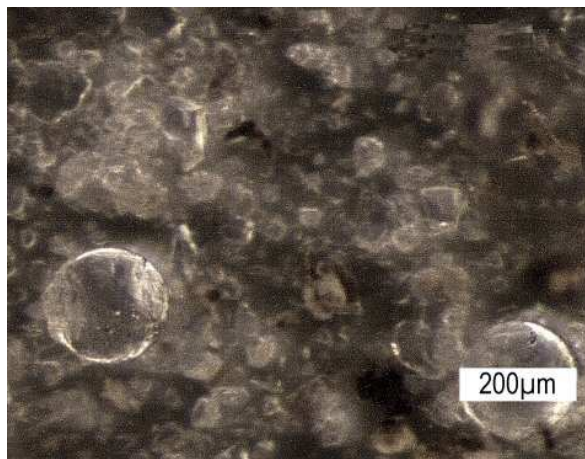


Figure 5.20 Observation de billes de verre à la loupe binoculaire, récupérées dans un tube rempli de glycérine

Ces observations sont à rapprocher des perturbations de pression de type II enregistrées sur les capteurs de pression (paragraphe 5.2.1). Dans des expériences comparables, Frost et Zhang [75] ont observé un parasite similaire lors de leurs expériences impliquant des particules inertes. Ils l'attribuent à une charge électrique des particules lors de l'explosion. Lorsqu'il y a une boule de feu au niveau des particules, le milieu devient conducteur et le parasite disparaît. Ceci explique pourquoi on observe ce parasite uniquement lors de la dispersion de particules inertes.

Il nous semble que l'origine de ce phénomène peut être recherchée ailleurs. En effet il semble possible de relier l'apparition de ces perturbations à la fracture des particules de verre. Cette hypothèse nous a été suggérée par quelques recherches bibliographiques sur les thèmes de la sismologie et de la fracture de matériaux. En effet Jin [76] a observé l'émission d'ondes électromagnétiques similaires lors de la détonation d'un explosif (TNT) dans un sol riche en quartz. Or le quartz, SiO_2 , est le principal constituant de nos particules et sa fracture semble générer des ondes électromagnétiques dans des fréquences de l'ordre de la centaine de kHz jusqu'à quelques dizaines de MHz. Liu [77] a étudié le mécanisme de formation de ces ondes lors d'un tremblement de terre : elles sont formées lors de la fracture du matériau et peuvent être amplifiées par des effets de polarisation des particules ou un effet piézoélectrique, que l'on retrouve dans le quartz. Il a montré que ce type d'ondes apparaît lorsque les matériaux brisés sont fragiles plutôt que ductiles. Dans notre cas il faudrait effectuer des expériences conduisant à la fracture des billes de verre par d'autres moyens qu'une dispersion par explosif pour valider cette hypothèse. Par exemple, on pourrait étudier l'impact d'un faisceau laser suffisamment puissant sur des particules de verre.

Misra [78] a proposé un modèle théorique pour l'émission d'ondes électromagnétiques lors de la fracture de matériaux métalliques. Selon sa théorie, l'aluminium émettrait également une

onde électromagnétique dont la fréquence serait comprise entre 15MHz et 150GHz, suivant la contrainte appliquée au matériau et les dimensions des particules. La détection de telles ondes dans nos expériences pourrait permettre de mettre en évidence la fracture de particules dans l'explosion hétérogène. En effet les particules d'aluminium utilisées ont, avant le tir, une forme de patatoïdes et sont susceptibles de se briser, de s'agglomérer, de réagir ou de ne subir aucun changement. On ne peut pas conclure sur leur état de fracture à partir de leur observation après l'explosion. A l'opposé les billes de quartz sont inertes et initialement parfaitement sphériques, il est donc possible de voir après le tir si elles sont cassées, agglomérées ou dans leur état original. La justification de cette hypothèse d'émission d'une onde électromagnétique pendant la fracture des billes de verre pourrait donc nous aider à obtenir plus d'informations sur l'état des particules.

5.5.2. *Recueil de particules dans les blocs de gel*

La Figure 5.21 est une photographie d'un bloc de gel placé à 85cm de la charge lors du tir 419 (95-V-100 μ m-3,7).

Les blocs présentent en surface de nombreux cratères de dimensions très diverses dus à l'impact des particules. Certains ont un diamètre de plusieurs millimètres. Lorsqu'on les observe dans leur épaisseur (Figure 5.22), on constate que la profondeur de ces cratères peut atteindre plusieurs centimètres et que le fond des cratères est rempli par des agglomérats de particules. Si pour les petits cratères on se pose la question de savoir s'ils ont été formés par l'impact de particules de 100 μ m, ce n'est pas le cas des grands tels que ceux montrés sur la Figure 5.22 qui sont formés par des agglomérats ou des paquets de particules.



Figure 5.21 Photographie d'un bloc de gel ayant servi à la capture de particules inertes (tir 419, 95-V-100 μ m-3,7)

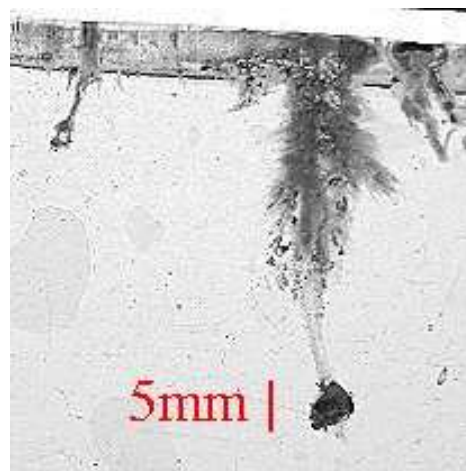


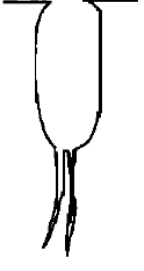
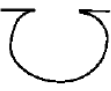
Figure 5.22 Profil d'un cratère formé par un agglomérat de particules inertes dans le gel suite au tir 419.

On observe sur la Figure 5.22 un agglomérat de billes de verre au fond du cratère, qui avoisine les 5mm de diamètre. Dans la cheminée qui le surmonte, de nombreux petits agglomérats ou particules semblent provenir de ce même gros agglomérat et avoir été dispersés dans le gel. On peut supposer que le milieu qui est presque aussi dense que de l'eau (densité de 0,9 par rapport à l'eau) provoque la désintégration des agglomérats inertes lors de leur pénétration. En effet pour la plupart des essais, on ne retrouve pas d'agglomérat au fond du cratère comme on le voit sur la Figure 5.22. En revanche on retrouve régulièrement la cheminée qui surmonte l'agglomérat présenté dans cet exemple (Figure 5.22). On suppose donc que certains agglomérats sont entièrement détruits et dispersés à leur entrée dans le gel.

5.5.2.1. Particularités des cratères formés dans le gel

Nos expériences peuvent être interprétées en s'appuyant sur des travaux effectués pour le domaine spatial concernant les impacts de micro-débris spatiaux hypervéloces. Des aérogels sont utilisés pour ce type d'étude [79]. Un aérogel est un solide poreux de très faible densité (environ 100kg/m^3), obtenu à partir d'un gel dont on a remplacé la phase liquide par de l'air. Des blocs d'aérogel sont placés sur certaines parties d'engins spatiaux, exposés à l'impact de poussières cosmiques. Les échantillons sont recueillis et analysés. Ces aérogels sont capables d'arrêter sur quelques millimètres, des particules de quelques microns se déplaçant à plusieurs kilomètres par seconde, et ce, sans trop endommager les particules. La mise en œuvre de ces aérogels reste néanmoins délicate et coûteuse. Kitazawa et al. [79] ont conduit une série d'expériences sur ces aérogels, en observant les cratères formés par des tirs de particules. Le tableau de la Figure 5.23 présente quelques résultats obtenus par Kitazawa sur les caractéristiques de ces cratères.

La forme des profils de pénétration dépend notamment de l'angle d'impact et de la vitesse des projectiles. Les formes de cratère observées par Kitazawa dans les aérogels présentent de grandes similarités avec celles observées dans notre cas. Ceci suggère qu'on pourrait conduire une série de tirs de particules calibrées à des vitesses connues dans le gel que nous utilisons pour analyser la réponse de celui-ci. On pourrait par exemple utiliser un canon à gaz. Les profils des cratères obtenus avec ce gel pourraient ainsi nous permettre d'obtenir des informations sur le comportement des particules au moment de l'impact.

(T/D_{ent})	$T/D_{ent} \gg 10$		$T/D_{ent} \sim 10$	$T/D_{ent} < 10$
Name of the feature	Carrot-shaped		Spindle-shaped	Crater-shaped
Examples of Shape of Penetration Tracks	Impact Velocity < 3~4km/s	Impact Velocity > 3~4km/s		
				
Characteristic	• Many branches around track and bottom of the track. (Similar shape as pricking aerogel with needle)	• Few branches around the "trunk" of the track • Small branches or Cracks surrounding the bottom of the track and just before the bottom • Bottom Shape fits Particle Shape	• Several branches at the bottom of some of the tracks (In some cases, fragmented projectiles are found in each branch)	• Few projectiles are captured

$$(T/D_{ent}) = \text{Track length} / \text{Track diameter at entrance}$$

Figure 5.23 Résultats de Kitazawa (1999) sur les caractéristiques des cratères formés par des impacts de particules micrométriques hypervéloces dans un aérogel [79].

5.5.2.2. Etude statistique sur les caractéristiques des cratères

Nous avons fait une étude statistique de la répartition, des diamètres et des profondeurs des cratères observés dans les gels pour les différents tirs de particules inertes. Toutefois, cette étude n'est que partielle du fait d'un manque de données expérimentales. En effet, la mise en œuvre des blocs de gel s'est faite tardivement et il faudrait refaire certains tirs pour confirmer ces résultats, afin que cette étude statistique soit plus fiable.

La Figure 5.24(a) présente les nombres, profondeurs et diamètres moyens des cratères observés dans les blocs de gel pour des tirs effectués avec des particules de verre dans le cas des charges de 95mm. La Figure 5.24(b) présente les mêmes paramètres dans le cas des charges de 120mm. Les résultats portent sur 7 tirs seulement : un pour chaque granulométrie plus l'un des tous premiers tirs réalisés avec le gel et des particules de 15 μ m dans une charge de 95mm.

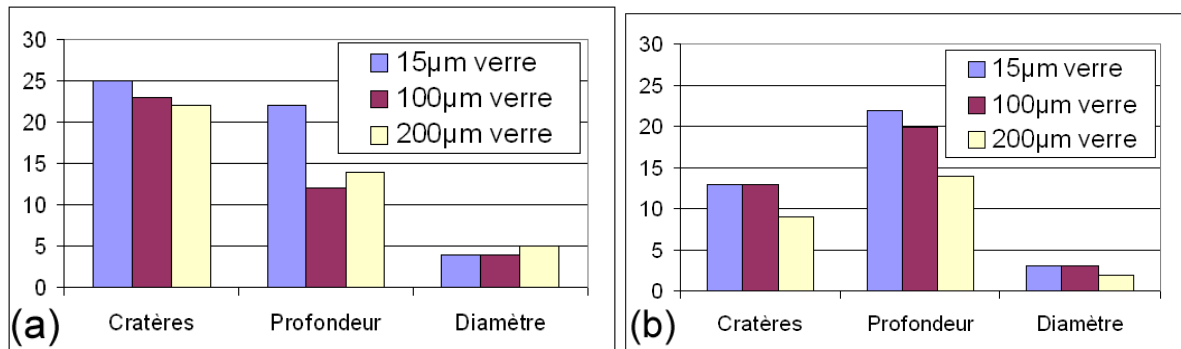


Figure 5.24 Nombre, profondeur (mm) et diamètre (mm) moyen des cratères observés dans les bocs de gel pour le cas des charges de (a) 95mm, et (b) de 120mm

Les cratères retenus ici sont ceux dont le diamètre d'entrée est supérieur à 1mm. Ils correspondent nécessairement à un impact d'agglomérats ou paquets de particules et non d'une particule seule.

Le nombre de cratères semble inversement proportionnel au diamètre initial des particules. Les particules de 15µm forment un peu plus d'agglomérats (on observe plus de fragments dans le gel, au fond des cratères), ce résultat est conforme aux observations cinématographiques. Deux facteurs peuvent en être responsables :

- les plus petites particules sont plus rapides à s'échauffer et à passer à l'état liquide,
- la répartition granulométrique très dispersée des particules de 15µm se traduit par des surfaces de contact plus grandes que dans le cas des particules de diamètre 100µm ou 200µm (cf. annexe E).

Les diamètres moyens des cratères semblent assez proches pour les trois types de particules. En revanche les profondeurs moyennes observées sont supérieures dans le cas des plus petites particules, c'est aussi dans ce cas qu'on aperçoit le mieux les résidus d'agglomérats au fond des cratères.

Dans le cas des charges de 120mm, pour des blocs de gel placés à la même distance ($x=85\text{cm}$), on observe deux fois moins de cratères. On retrouve toutefois les mêmes tendances ce qui laisse supposer que les agglomérats ont les mêmes caractéristiques dans les deux cas. La différence entre les charges de 95mm et de 120mm se traduirait donc uniquement par la quantité d'agglomérats produite (par ailleurs les vitesses des agglomérats mesurées sur les enregistrements cinématographiques sont similaires autour de 1m de propagation, de l'ordre de 700m/s pour les charges de 95mm et 650m/s pour les charges de 120mm, cf. Figure 5.15).

5.5.2.3. Observation des agglomérats

Une fois l'étude statistique réalisée, on a découpé certains blocs de gel pour observer des cratères caractéristiques dont on a extrait des agglomérats de particules avec une pince. Un échantillon typique observé à la loupe binoculaire est reproduit sur la Figure 5.25. L'agglomérat est fragile : il est endommagé pendant l'extraction avec la pince plate. Il est de couleur blanche, teintée de gris. Il réfléchit bien la lumière, est légèrement brillant et translucide.

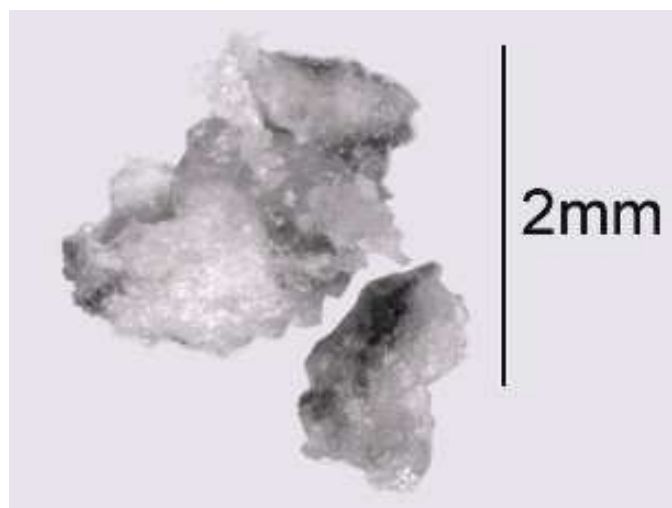


Figure 5.25 Agglomérat de billes de verre de 100µm

Les échantillons ont ensuite été recouverts d'un alliage or-palladium pour les rendre conducteurs, afin de les observer au microscope électronique à balayage (MEB). Quelques photos d'un agglomérat de billes de verre, récupéré dans le gel et observé au MEB sont présentées sur la Figure 5.26. L'agglomérat s'est fragmenté en une dizaine de morceaux (Figure 5.26(a)) lors de son nettoyage (bain à ultra-sons rempli d'heptane).

Avec un faible grossissement, on distingue deux types caractéristiques de ces agglomérats :

- sur leur périphérie, une zone marquée de stries, qui correspond probablement à une érosion de l'agglomérat lors de sa pénétration dans le gel.
- dans les parties non érodées on observe la structure interne de l'agglomérat qui paraît poreuse : il y semble y avoir beaucoup de vide. Avec des grossissements plus forts (100 fois et plus, Figure 5.26(b), (c) et (d)), on observe des formes de patatoïdes mais il est difficile de voir s'il s'agit de particules ou des espaces vides. La dimension initiale des particules était inférieure à 45µm, il est donc improbable qu'on puisse observer des particules sur cette image. Il s'agit plutôt de bulles d'air, les particules ayant complètement fondu et constituent la matrice de l'agglomérat. On vérifie cette hypothèse en examinant l'agglomérat aux grossissements 100 et 300 (Figure 5.26(b) et (c)) : à la limite de la surface de l'agglomérat, on observe plus facilement une

différence entre la matière et les zones de vide. Une estimation par calcul de la température des particules confirme cette interprétation : elles atteignent pendant les premières microsecondes de l'explosion des températures supérieures à 1500K, ce qui est suffisant pour obtenir du verre complètement liquide. Cela signifie également qu'une partie des particules peut se fragmenter en plusieurs morceaux ou gouttelettes non seulement à cause d'une interaction avec le choc mais aussi suite au passage des gaz chauds (à 2700K pour le C-4).

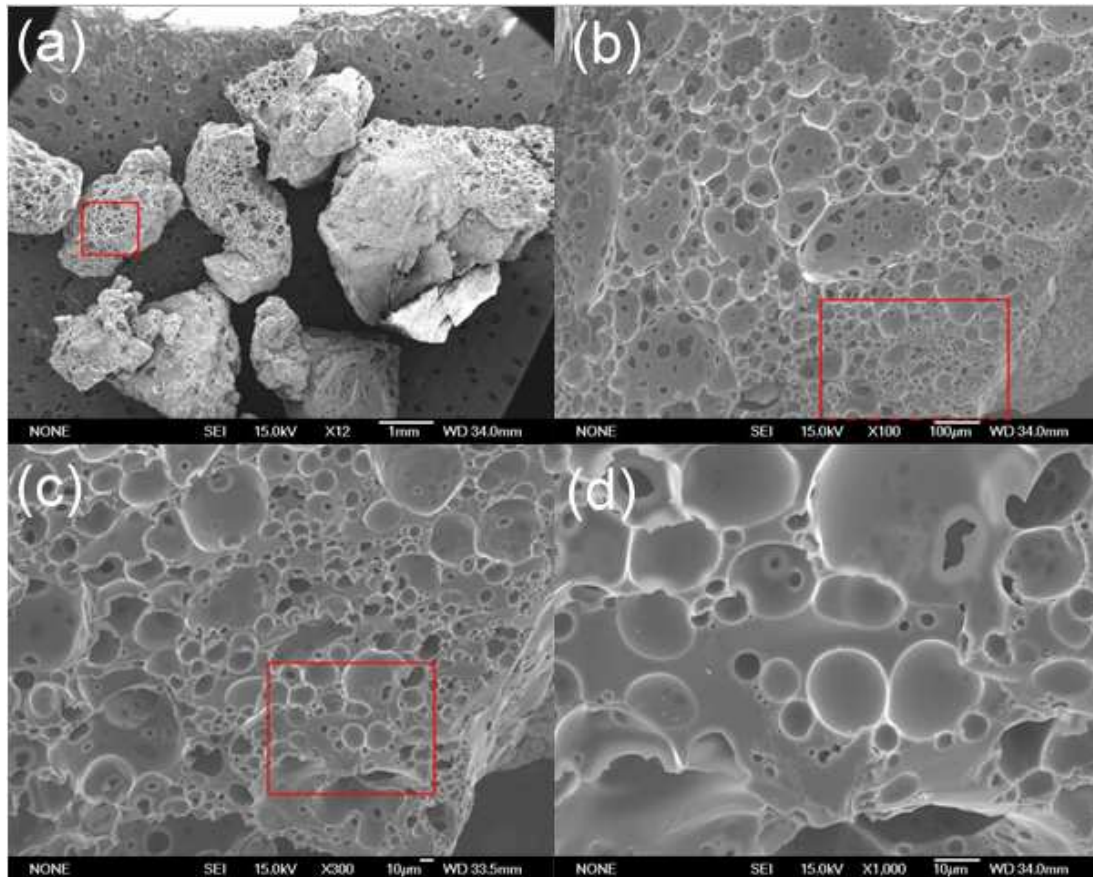


Figure 5.26 Observations au MEB à différents grossissements (12, 100, 300 et 1000) d'un agglomérat de billes de verre de 15µm, fragmenté, récupéré dans le gel. (Le cadre rouge délimite la zone observée au grossissement suivant)

La Figure 5.27 permet de distinguer clairement la structure poreuse de l'agglomérat. On y observe également mieux la surface érodée par le gel.

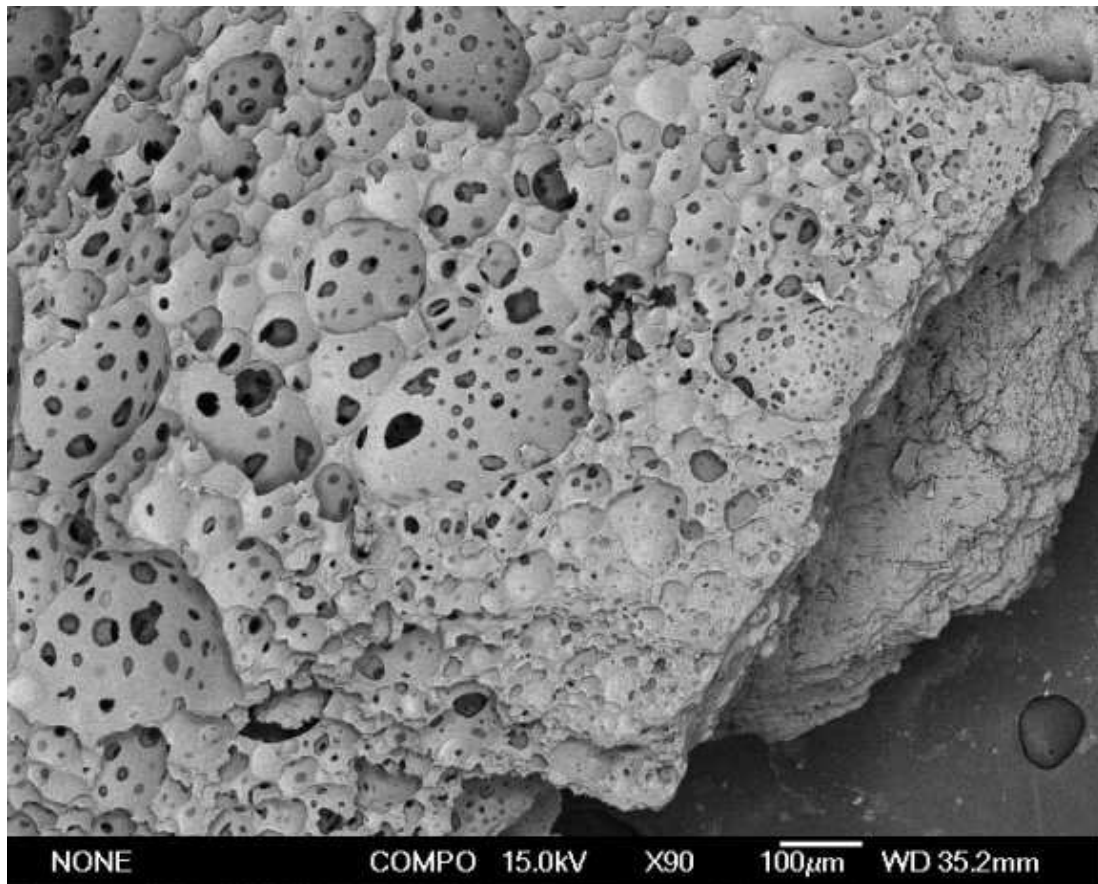


Figure 5.27 Observation au MEB d'un agglomérat de billes de verre avec un réglage qui permet d'accentuer les différences de topographie dans l'échantillon observé.

Ce type de bulles d'air peut apparaître dans du verre liquide lors de phénomènes de cavitation, ce qui indiquerait que l'agglomérat est soumis à des forces de compression mais également de traction durant sa formation. On peut aussi suggérer que l'agglomérat s'est formé par collision de nombreuses particules fondues. Les agglomérats de billes de verre ont une structure poreuse, similaire à une éponge, ce qui explique leur fragilité. Ils sont peu denses par rapport aux billes de verre elles-mêmes. Leur masse volumique a été estimée à 1200kg/m^3 tandis que celle des particules originales était de 2460kg/m^3 (donnée du fournisseur), ce qui correspond à une porosité du solide d'environ 50%.

Certains trous ont des formes de bulles bien lisses comme il peut en apparaître dans un liquide. Mais d'autres trous présentent des contours discontinus, qui font plus penser à des trous dus à la pénétration d'un objet dans un matériau solide. Ceci suggère que l'agglomérat serait perforé par des projectiles plus petits pendant l'explosion, par exemple d'autres particules ou fragments de particules.

5.6. Comparaison avec les simulations numériques

5.6.1. Remarques préliminaires

5.6.1.1. Modélisation de l'explosion du booster

Pour simuler l'explosion des charges hétérogènes et de leurs effets, trois phases différentes doivent être traitées par les calculs

- la détonation de l'explosif condensé d'initiation
- la compaction suivie de la décompaction du lit de particules qui entoure la charge d'explosif
- la dispersion des particules et la détente de l'onde de choc

Si on utilise pour l'initiation l'hypothèse de libération d'énergie ponctuelle, le calcul devient très instable dès que la concentration de particules traversée par le choc devient trop importante. Dans notre cas, la couche de particules présente dans nos plus petites charges est de 430g pour une densité apparente de 1150kg/m^3 , ce qui est déjà une concentration de particules trop importante. Le modèle de l'explosion ponctuelle ne convient donc pas à notre cas spécifique.

Cependant l'onde de détonation se propage dans tout l'explosif condensé en moins de $3\mu\text{s}$, à une célérité proche de 8000m/s tandis que la dispersion des particules semble se faire à des vitesses comprises entre 400 et 700m/s . Il est donc raisonnable de modéliser l'explosif d'amorçage avec l'hypothèse de la détonation instantanée (modèle de Stanyukovitch [67]) décrite au Chapitre 4, c'est-à-dire un saut de pression se détendant dans l'air. Cette approche a été utilisée par Khasainov et al. [13], pour décrire des expériences de microcalorimétrie avec 1g de particules d'aluminium dans une bombe de 6 litres.

5.6.1.2. Prise en compte des interactions inter-particulaires

L'interaction de ce saut de pression avec la couche de particules adjacente au booster génère une forte compaction des particules qui se traduit par des difficultés numériques insurmontables lorsque les interactions inter-particulaires sont négligées. C'est pourquoi on a ajouté une force de pression intergranulaire (cf. paragraphe 2.2.3.3). On étudie son effet sur le résultat des simulations. Cette pression s'exprime sous la forme de l'équation (5.1) :

$$\Pi_p = b.\ln(\Phi^{-1}) \quad (5.1)$$

Où b est le module d'élasticité et Φ désigne la porosité locale du fluide. La Figure 5.28 présente les profils de pression calculés à 60cm, 80cm, 1m, 1.5m et 3m lors de 3 simulations de l'explosion d'une charge de 125g de C-4 entourée d'un lit de 360g de particules de verre, pour 3 valeurs du module d'élasticité différentes : 5.10^8 , 10^9 et 5.10^9 Pa. Pour un module d'élasticité de 10^8 , ce calcul n'aboutit pas.

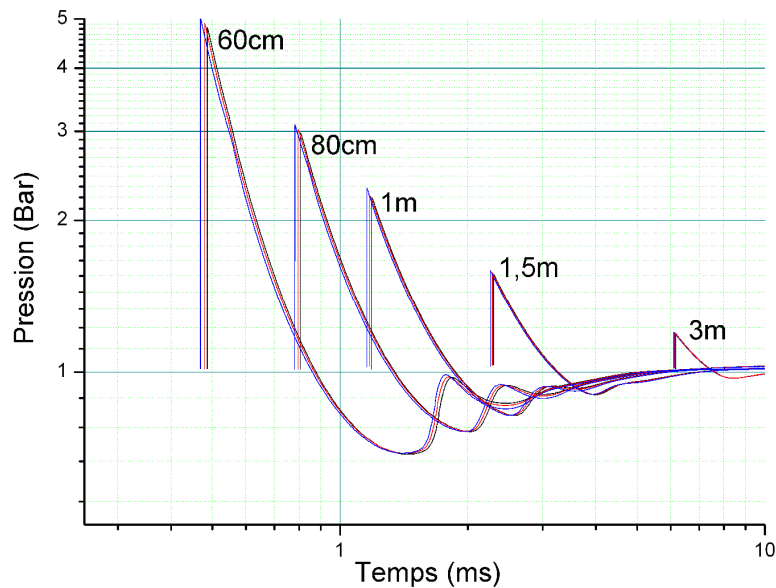


Figure 5.28 Etude de l'influence du module d'élasticité sur les enregistrements de pression obtenus au niveau des jauges numériques (noir : $b=5.10^8$; rouge : $b=10^9$; bleu : $b=5.10^9$)

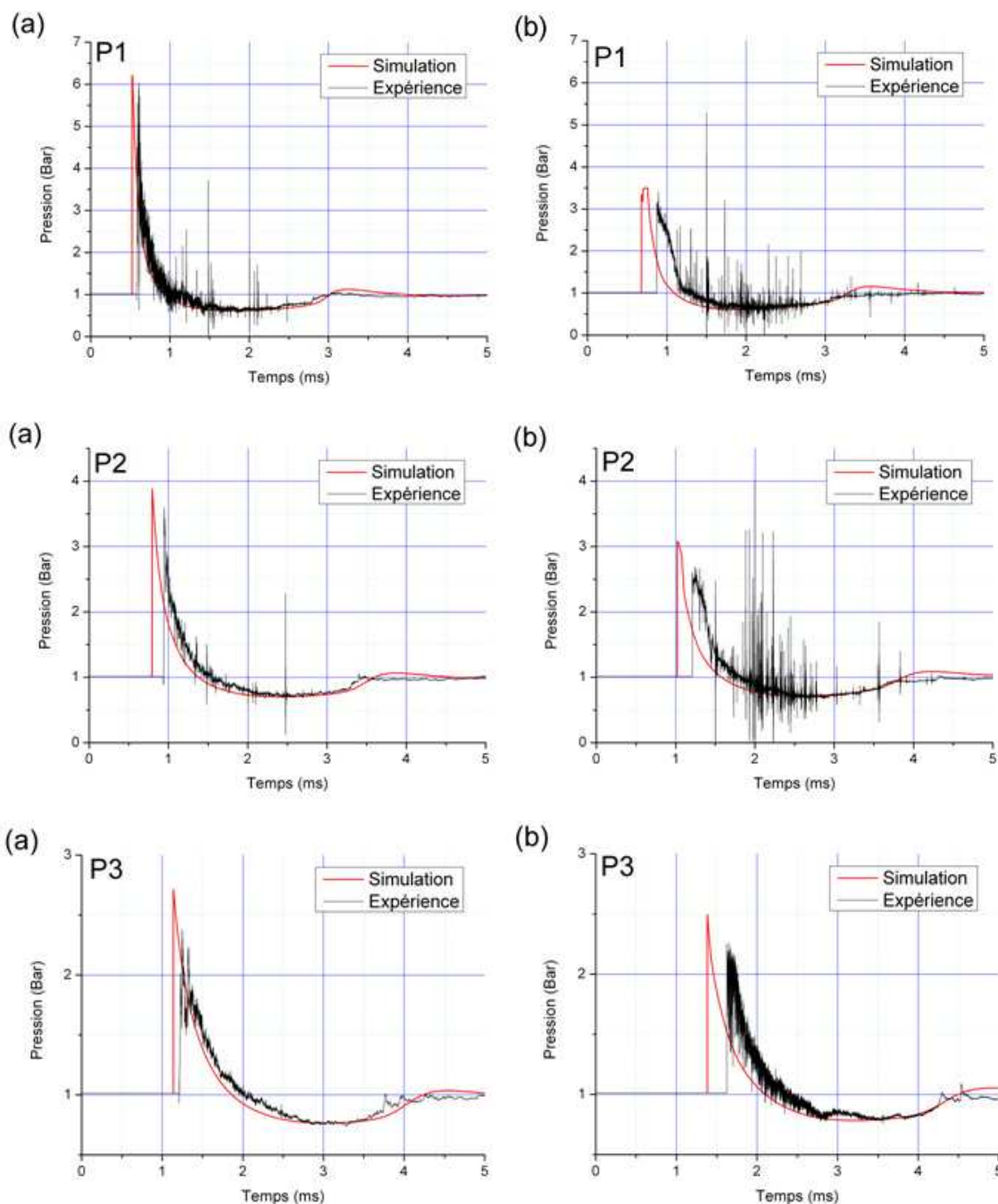
Les résultats sont relativement peu sensibles à de grandes variations du module d'élasticité. Cela signifie que la durée d'activation de cette pression reste modérée, elle n'a pas de grande influence sur l'état final. Pour un module d'élasticité plus grand on observe un choc plus fort et plus rapide. C'est un résultat attendu car le rôle de cette pression est de faciliter la mise en mouvement des particules (le module d'élasticité n'est pas indiqué directement sur le graphique pour des raisons de lisibilité).

5.6.2. Cas de référence

Les simulations sont effectuées avec des billes de verre de $100\mu\text{m}$ (tirs 419 et 602 pour les charges de 95mm et 120mm). Le coefficient de traînée est calculé à partir de la formule de Schiller et Naumann (paragraphe 2.2.3.2). Pour faciliter la lisibilité des résultats, les courbes de pression expérimentales utilisées pour la comparaison avec les courbes calculées, ont été

filtrées en amont de l'onde de choc (pour éliminer les perturbations dues au parasite électromagnétique et au parasite précurseur dû aux agglomérats devant le choc).

Les courbes de pression expérimentales et calculées sont rassemblées sur la Figure 5.29, pour les distances correspondant à la position des capteurs de pression, pour les deux diamètres de charge : (a) 95mm et (b) 120mm. Sur la Figure 5.29, on garde en ordonnée les mêmes échelles de pression au niveau de chacun des capteurs, pour comparer le cas de la charge de 95mm (a) avec le cas de la charge de 120mm (b). Pour les trois premiers capteurs de 60cm à 1m, on conserve en abscisse la même échelle de temps.



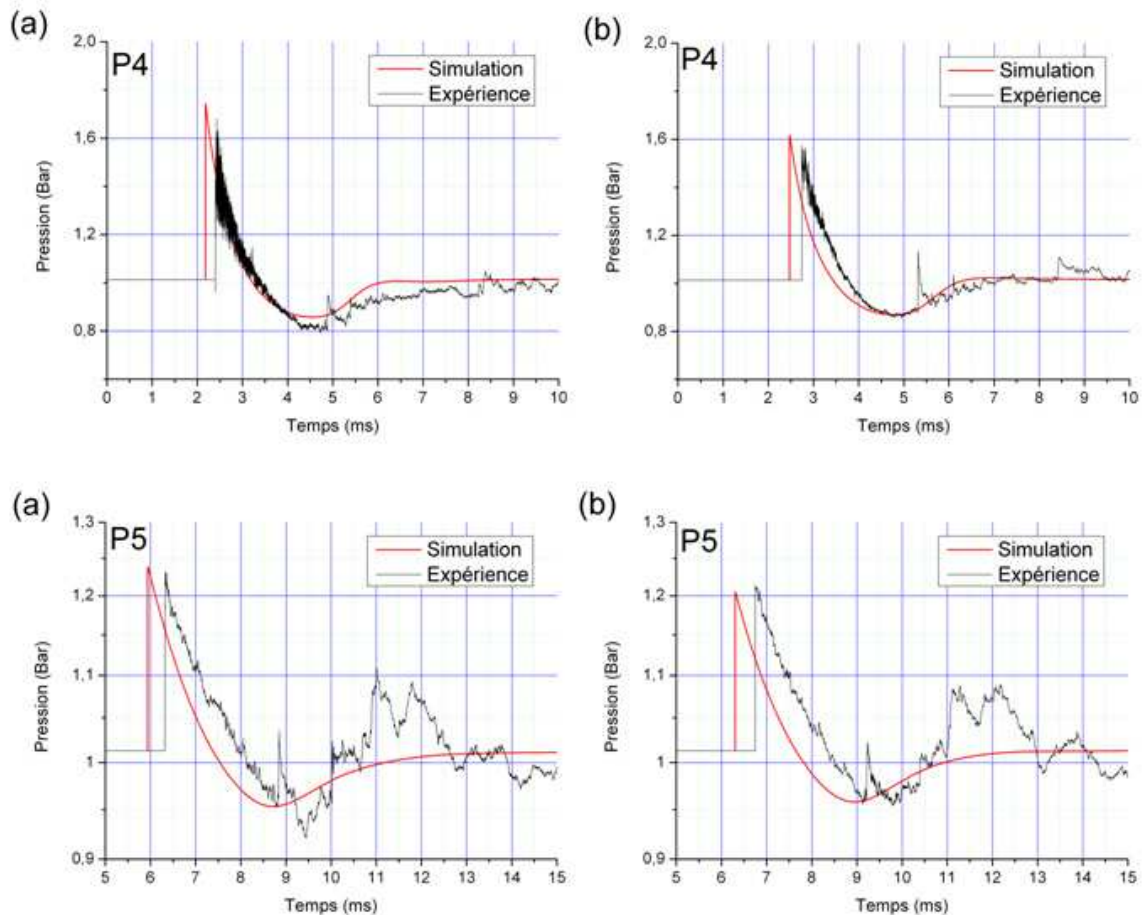


Figure 5.29 Profils de pression expérimentaux et calculés pour le tir de particules de 100 μ m avec une charge de (a) 95mm et (b) 120mm au niveau des capteurs de pression P_i ($i=1:5$)

L'examen de ces courbes permet de faire les constatations suivantes :

- A 60cm (P1), l'accord entre expériences et simulations dans le cas de la charge de 95mm est satisfaisant, les courbes sont pratiquement superposées, les pressions de crête sont très proches mais le temps d'arrivée de l'onde calculée est légèrement inférieur à celui de l'expérience. Dans le cas de la charge de 120mm, l'écart en temps entre les courbes expérimentales et simulées est plus grand, ainsi que l'écart entre les pressions de crête, mais ils restent limités. Cette augmentation des écarts peut être attribuée à l'accroissement de la masse de particules (environ 2 fois plus) et à une sous-estimation du coefficient de traînée par la loi de calcul utilisée. La zone de dépression semble correctement simulée.
- A 80cm (P2) l'écart en temps d'arrivée et en amplitude du choc augmente pour les deux diamètres de charge entre les courbes simulées et expérimentales. La sous-estimation de la force de traînée induit une différence de plus en plus grande entre les ondes calculées et expérimentales à mesure que le choc avance. La forme de la courbe simulée pour la charge de 95mm reste toutefois très proche de celle obtenue expérimentalement. Les écarts en temps d'arrivée, niveau de pression et forme générale sont plus importants dans le cas de la charge de 120mm.

- A 1m (P3), on observe que les formes des courbes simulées et expérimentales restent similaires, la zone de dépression paraît bien représentée en durée et en amplitude. La phase positive des courbes simulées est toujours en légère avance sur les courbes expérimentales et son maximum est également supérieur. L'écart sur les temps d'arrivée continue de s'accroître, celui sur les pressions de crête est de l'ordre de 10 et 15% respectivement pour les charges de 95mm et 120mm. De plus la différence de pression de crête entre les deux types de charge qui était significative à 80cm (environ 1bar) semble considérablement atténuée à 1m.
- A 1,5m (P4) de la charge, les courbes simulées et expérimentales restent en accord satisfaisant. Il y a toujours une avance relative qui tend à s'accroître dans les temps d'arrivée des courbes simulées sur les courbes expérimentales, mais les niveaux de pression de crête calculés sont en meilleur accord avec l'expérience. Les phases de dépression derrière le choc sont correctement simulées. La durée de la phase positive de l'onde calculée dans les deux cas est en bon accord avec l'expérience.
- A 3m (P5), on constate toujours l'avance des courbes de pression calculées sur les courbes expérimentales. On observe clairement l'arrivée de l'onde réfléchi au sol sur les enregistrements expérimentaux (après 10-11ms). Cette réflexion n'apparaît pas, bien sûr, dans notre simulation monodimensionnelle. Les niveaux de pression de crête ainsi que les valeurs de pression minimales de la zone de dépression restent en accord raisonnable avec l'expérience.

Pour résumer, on observe que la simulation numérique donne les résultats les plus proches de l'expérience aux grandes distances de propagation de l'onde de choc. Ainsi on observe au niveau des capteurs de pression qu'après une distance de 1m, les pressions de crête enregistrées diffèrent peu entre une charge de 95mm ou de 120mm. En dépit de la plus faible accélération des particules (dans les simulations numériques), les chocs calculés sont proches des enregistrements expérimentaux. Une fois dispersées (après 1m de propagation du choc), les particules ont peu d'influence sur l'évolution de l'onde de choc

Pour des distances inférieures à 1m, les plus grandes différences apparaissent dans le cas de la charge de 120mm, laquelle contient une masse environ 2 fois plus importante de particules. De même pour ces faibles distances de propagation, la présence des particules affaiblit plus fortement l'onde de choc dans les expériences que dans les simulations.

Les expériences comme les simulations montrent qu'une augmentation de la masse de particules à disperser entraîne une augmentation des temps d'arrivée du choc au niveau des capteurs de pression. Cependant cet effet est plus faible dans les simulations que dans le cas expérimental. On peut donc penser que la loi de calcul du coefficient de traînée sous-estime la force de traînée et donc son effet sur l'accélération des particules.

5.6.3. Influence de divers paramètres liés aux particules

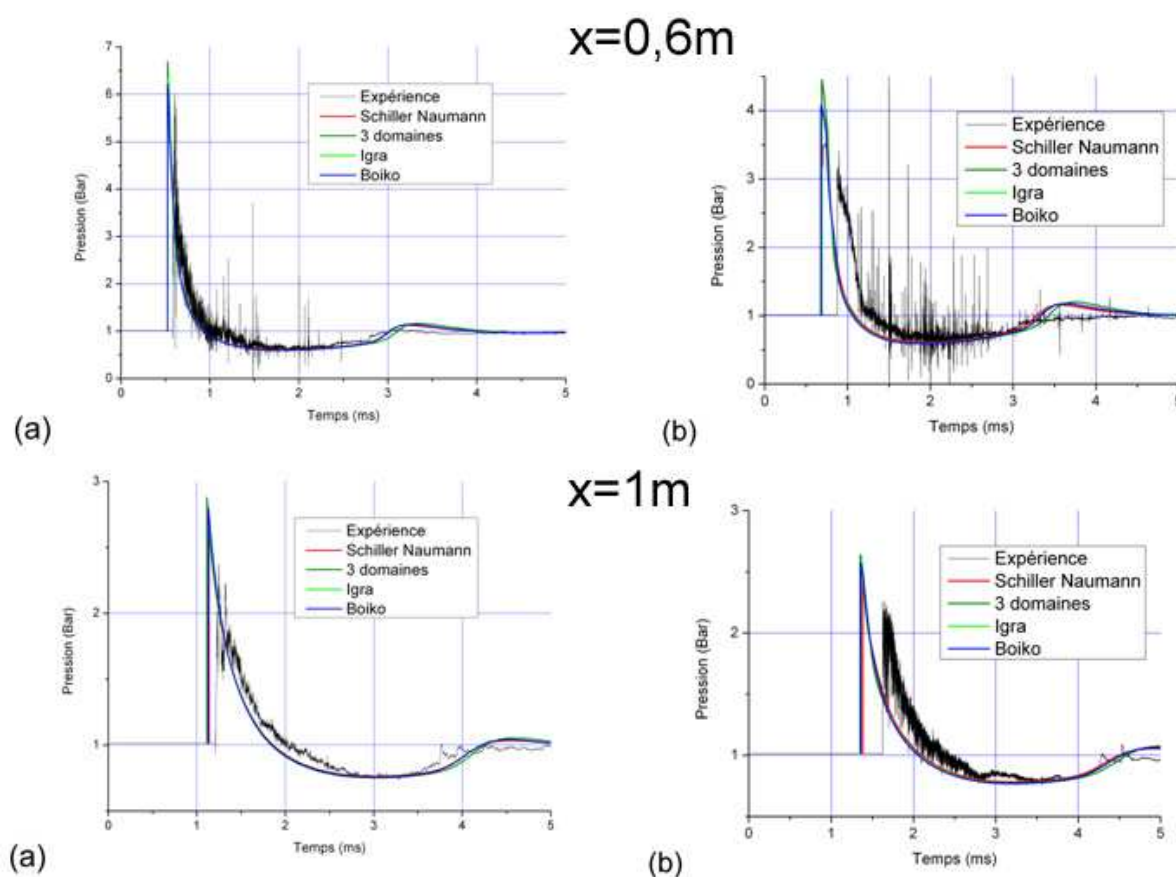
Dans ce paragraphe, on examine l'influence de la valeur du coefficient de traînée, de la chaleur spécifique et de la densité des particules sur les profils de pression obtenus par le calcul. Cette influence est examinée pour le cas de référence du paragraphe précédent (5.6.2 ; particules de $100\mu\text{m}$)

5.6.3.1. Influence de la valeur du coefficient de traînée

On a effectué des simulations numériques en substituant à la formule de Schiller-Naumann utilisée pour les calculs du paragraphe 5.6.2, trois autres formules basées sur des résultats expérimentaux [80] (et décrites dans le paragraphe 2.2.3.2) :

- la formule des 3 domaines
- la formule d'Igra – équation (2.20)
- la formule de Boiko – équation (2.21)

Les résultats sont rassemblés sur la Figure 5.30.



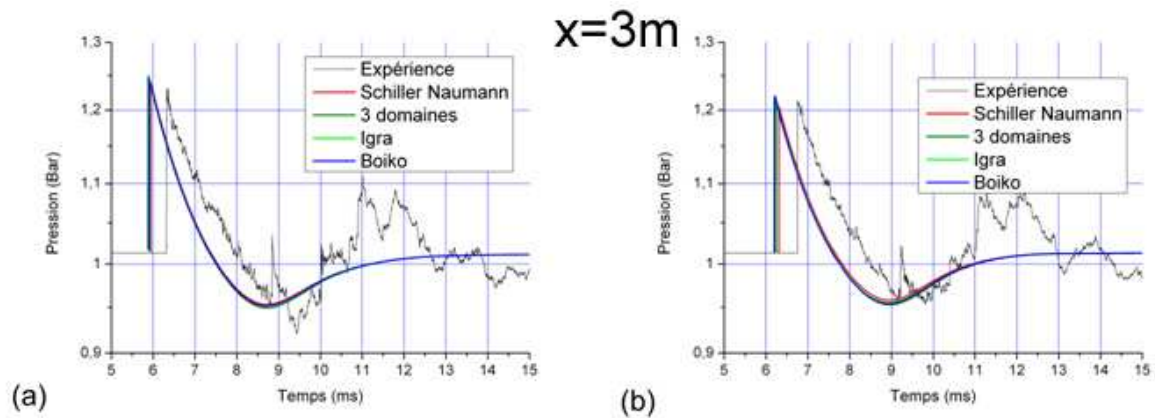


Figure 5.30 Profils de pression expérimentaux et calculés avec les différentes hypothèses de calcul du coefficient de traînée, pour le tir de particules de $100\mu\text{m}$ avec une charge de (a) 95mm et (b) 120mm

On présente les résultats à 60cm, 1m et 3m du point d'initiation. Sur le capteur le plus proche on observe l'effet du coefficient de traînée après les premières phases de la dispersion. A 1m, on est dans la zone où les agglomérats sortent du nuage des produits alors que ce dernier ralentit fortement. Sur le capteur le plus éloigné on observe l'effet de l'hypothèse de calcul du coefficient de traînée dans le champ lointain.

Les différentes hypothèses de calcul du coefficient de traînée n'ont pas d'impact significatif sur les résultats. Les simulations effectuées aboutissent à des courbes de pression quasiment superposables. Les principales différences apparaissent sur le capteur le plus proche de la charge, ce qui paraît normal. En effet le calcul du coefficient de traînée est lié aux variations de la vitesse relative des particules par rapport au gaz, et c'est au début de l'explosion que cette vitesse varie le plus.

Toutefois les modèles d'Igra et Boiko sont basés sur des expériences impliquant l'interaction de particules avec des ondes de choc. Elles semblent plus adaptées à notre cas que les lois empiriques de Schiller et Naumann établies en 1935 pour des écoulements subsoniques et stationnaires. Par la suite, on utilisera donc la loi de Boiko, plus récente que celle d'Igra [53] et pour laquelle on dispose de plus d'informations dans la littérature ([57], [58] et [59]). Le cas de référence est celui obtenu avec la formule de Boiko, pour les charges de 95mm et 120mm.

5.6.3.2. Influence de la chaleur spécifique des particules

La température des particules est liée à leur énergie interne par leur chaleur spécifique. On ne dispose pas d'informations précises sur la valeur de ce coefficient à hautes températures pour ce type de verre. Toutefois les chaleurs spécifiques du verre et de l'aluminium à 300K sont

proches (800J/kg/K pour le verre et 910J/kg/K pour l'aluminium). Pour l'aluminium à 1000K, la chaleur spécifique approche de 1200J/kg/K. On vérifie l'influence de ce paramètre sur l'explosion. On compare le cas de référence ($C_v \approx 1200\text{J/kg/K}$) avec une simulation dans laquelle on remplace la valeur de la chaleur spécifique de l'aluminium par celle du verre à 300K (environ 800J/kg/K). On considère une charge de diamètre 120mm, la quantité de particules y étant plus importante. Les signaux de pression enregistrés à 60cm, 80cm, 1m, 1,5m et 3m sont présentés sur la Figure 5.31.

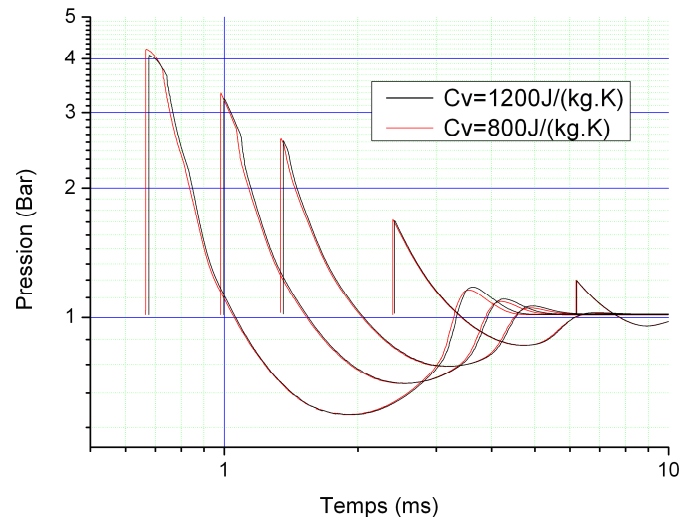


Figure 5.31 Influence de la chaleur spécifique des particules sur les pressions générées à 60cm, 80cm, 1m, 1m50 et 3m (charge de 120mm, 830g de particules)

Une variation modérée de la valeur de la chaleur spécifique des particules a un impact négligeable sur l'onde de choc. La température des particules est plus élevée de quelques degrés lorsque la chaleur spécifique est plus basse, ce qui est sans importance dans notre cas car les particules sont inertes. Comme on manque d'informations sur la chaleur spécifique du verre considéré à hautes températures et que son influence sur les profils de pression est limitée, on poursuivra les calculs avec la valeur présente par défaut dans le code, c'est-à-dire celle de l'aluminium.

5.6.3.3. Influence de la masse volumique des particules

La différence des masses volumiques entre le verre et l'aluminium est peu importante : 2.46 et 2.7 respectivement. En revanche on a vu que les agglomérats de billes de verre ont une forte porosité (50% environ), donc une densité apparente plus faible que celle du verre homogène. Pour cette raison, on étudie l'influence de ce paramètre sur les caractéristiques de l'explosion. Pour tenir compte des grandes variations expérimentales, on fait varier la masse volumique des particules sur une grande plage de valeurs : de 1,2g/cm³ à 7,8g/cm³. La valeur 7,8g/cm³

correspond à la densité de l'acier, un matériau dense et au comportement inerte, parfois projeté par explosif pour exploiter l'effet cinétique des particules. On considère que la masse de particules (830g environ) correspond à l'instant initial à une densité apparente du lit de 1000kg/m^3 .

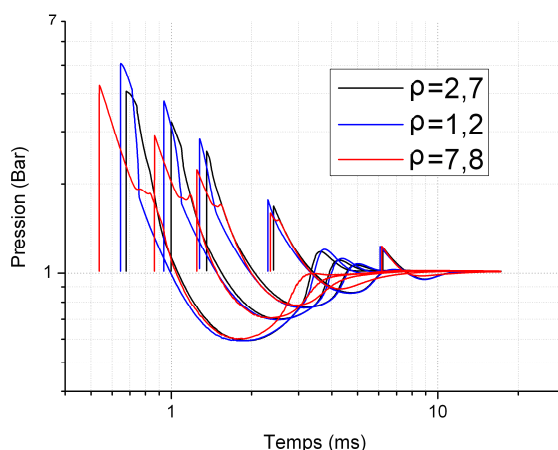


Figure 5.32 Influence de la masse volumique des particules sur les pressions générées à 60cm, 80cm, 1m, 1m50 et 3m (charge de 120mm, 830g de particules)

Les résultats rassemblés sur la Figure 5.32 indiquent que pour une même masse de particules dispersées, les temps d'arrivée et les amplitudes des chocs varient avec la masse volumique des particules mais cette influence dépend de la distance. A 80cm pour la densité la plus forte ($7,8\text{g/cm}^3$), l'amplitude du choc est plus faible que pour la densité moyenne ($2,7\text{g/cm}^3$) mais le choc arrive en avance sur les capteurs de pression P1 ou P2. A grande distance (3m), l'effet des particules sur le choc est le même pour les trois valeurs de la masse volumique. Comme on l'a observé dans l'étude du cas de référence au paragraphe 5.6.2, l'influence des particules est faible dans le champ lointain. Pour modéliser les agglomérats de verre, on tiendra compte d'une masse volumique nettement inférieure à celle du matériau brut (1,2 selon nos estimations).

5.6.4. Simulation de la dispersion des particules

5.6.4.1. La phase initiale

Au cours de cette phase, le choc généré par l'explosif conduit à la compaction suivie par la décompaction du lit de particules qui l'entoure. Les simulations numériques ont été effectuées dans le cas de la charge de diamètre 120mm contenant des billes de verre de $100\mu\text{m}$ (120-V-

100 μ m-8,5). On observe ce qu'il se passe dans les premiers instants de l'explosion : les résultats sont rassemblés sur la Figure 5.33, où on a indiqué avec les profils de pression correspondants, les profils de densité apparente du lit de particules

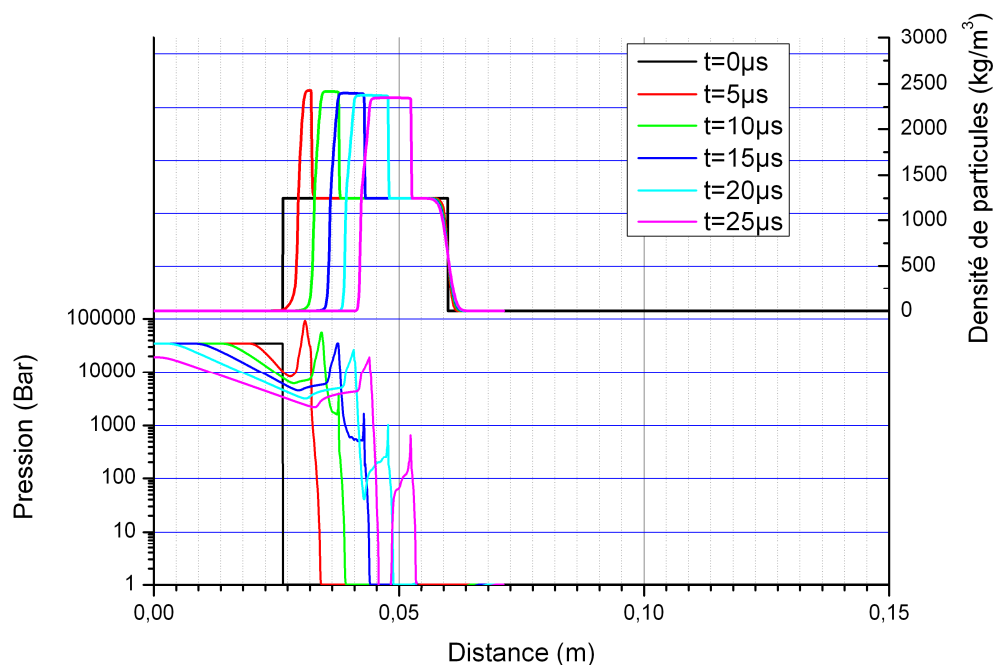


Figure 5.33 Signaux de pression simulés et densité des particules dans les premiers instants de l'explosion simulée (charge : 120-V-100 μ m-8,5)

Durant les premières phases de la décroissance du choc, on observe une augmentation significative de la pression et de la densité de la couche de particules. Cette onde de compaction des particules et l'onde de choc dans le gaz sont simultanées. Il se forme une sorte de « bouchon » qui se propage vers l'extérieur du lit de particules. La modification de la frontière externe du lit initial est due à la viscosité numérique. On peut diminuer le paramètre de viscosité numérique pour faire disparaître ce phénomène mais on rencontre des difficultés pour la simulation d'explosions avec des particules plus fines. C'est pourquoi on a gardé une viscosité numérique de 3% afin de faire des simulations avec des particules de 1 μ m de diamètre. Par ailleurs la valeur théorique maximale de la densité en particules de verre est de 2460kg/m³. Lorsqu'on atteint cette valeur, il n'y a plus d'air entre les particules. Dans ce cas, le pas de temps du calcul qui est lié à la célérité du son dans une maille, devient nul, et le calcul s'arrête. Pour effectuer les calculs, dans ce cas de la limite des faibles fractions volumiques de fluide (cf. paragraphe 2.3), on a ajouté une pression d'interaction entre les particules (cf. paragraphe 2.2.3.3) qui est prise en compte quand la concentration en particules devient trop importante. Ainsi on évite ce problème de crash du calcul en permettant à la

densité en particules de prendre des valeurs proches de la valeur théorique maximale sans jamais l'atteindre.

5.6.4.2. La phase de dispersion

Sur le diagramme $x-t$ issu de l'expérience correspondant aux conditions de la présente simulation numérique (Figure 5.34), on observe que les produits dispersés ralentissent beaucoup après 1m ou 2ms de propagation et qu'ils semblent s'arrêter à environ 1,4m de la charge au bout de durées de l'ordre de 8ms. Cependant plus on s'éloigne du centre de la charge plus il devient difficile de faire la différence entre le nuage des produits et l'arrière plan, c'est pourquoi la position du nuage des produits après 2ms est une grandeur indicative relativement imprécise (par contre le choc et les agglomérats dispersés sont clairement identifiables tout au long de l'enregistrement avec une précision de $\pm 2\text{cm}$). Les particules non agglomérées sont dans ce nuage de produits gris-blanc qu'on observe sur les vidéos, mélangées avec les gaz de détonation du C-4 (cf. Figure 5.1).

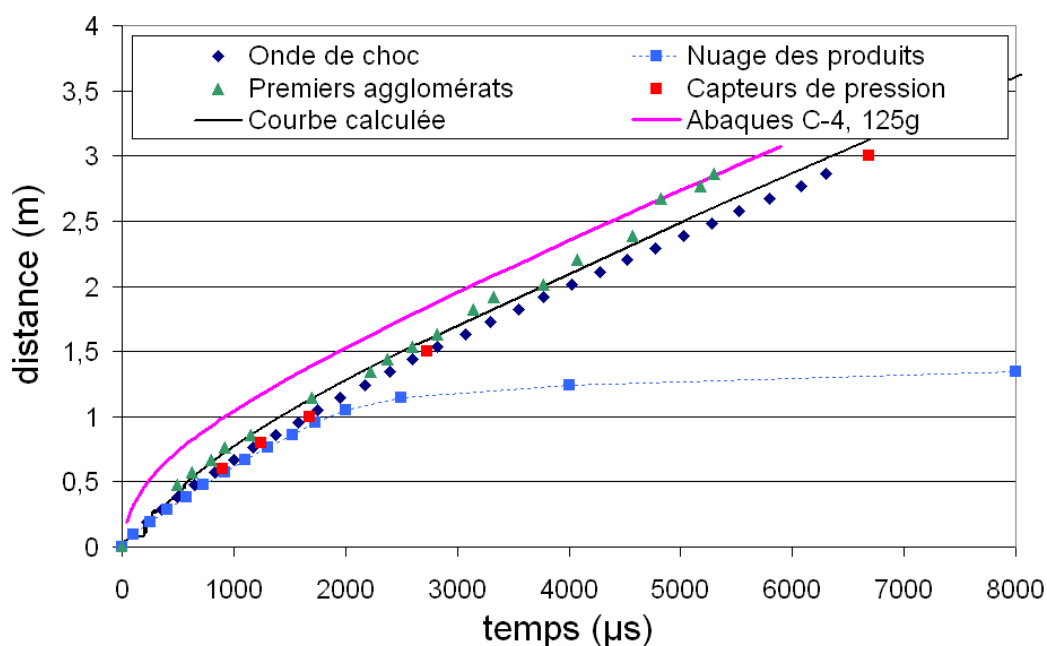


Figure 5.34 Diagramme $x-t$ pour la dispersion de 1060g de particules de verre de $100\mu\text{m}$ par 125g de C-4 (120-V- $100\mu\text{m}$ -8,5)

L'évolution de la vitesse des gaz obtenue par le calcul est représentée sur la Figure 5.35, tandis que la vitesse de la frontière du nuage des particules mesurée expérimentalement et calculée est donnée sur la Figure 5.36.

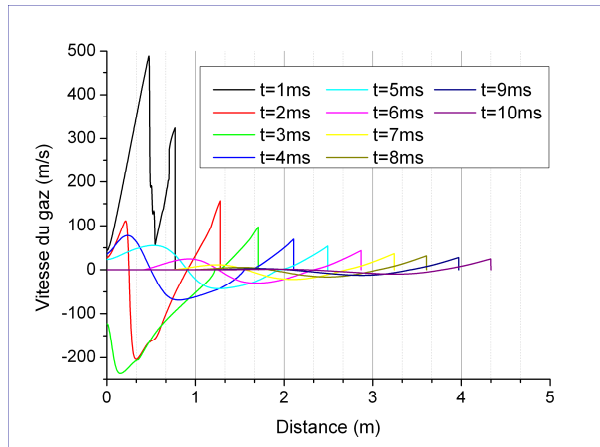


Figure 5.35 Vitesses du gaz entre 1 et 10ms (120-V-100 μ m-8,5)

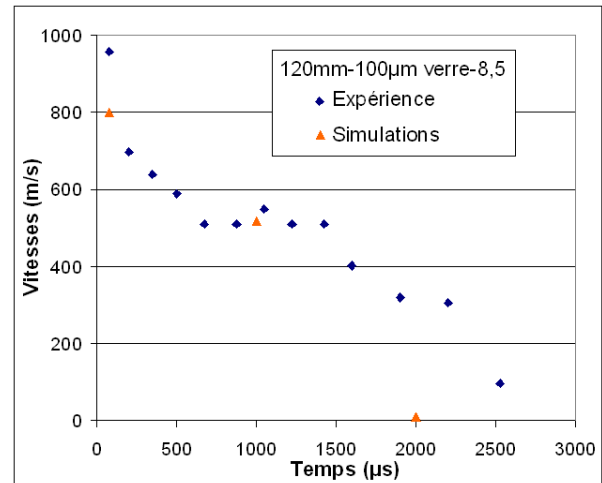


Figure 5.36 Vitesse de la frontière du nuage de particules mesurée sur les vidéos et calculée

On observe de même que sur la Figure 5.34 que la vitesse du nuage de particules devient très faible au delà de 2,5ms. On trace pour différents instants entre 1ms et 10ms, l'évolution de la vitesse des particules (Figure 5.37) et de leur concentration (Figure 5.38).

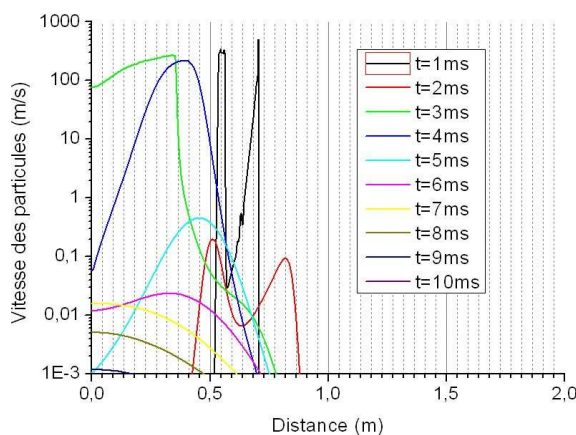


Figure 5.37 Vitesses des particules entre 1 et 10ms (120-V-100 μ m-8,5)

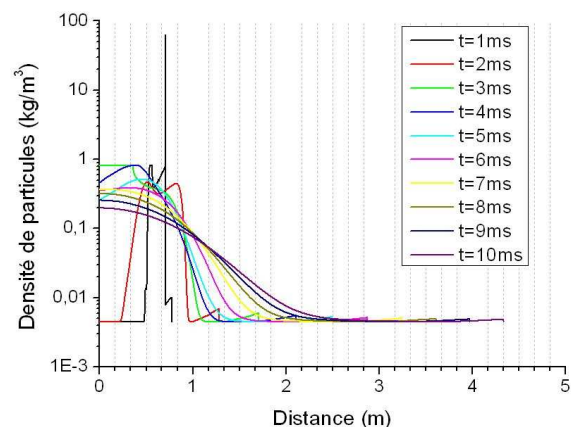


Figure 5.38 Densité apparente en particules entre 1 et 10ms (120-V-100 μ m-8,5)

A partir de 2ms, on observe un ralentissement de la frontière du nuage de particules, ce qui semble cohérent avec le résultat expérimental (Figure 5.36). Avant $t=1$ ms, les vitesses du front mesurées expérimentalement et calculées sont équivalentes, mais la frontière du nuage s'arrête plus tôt dans le calcul (vers 2ms) que dans l'expérience (vers 3ms).

De 2 à 5ms, les simulations indiquent encore des vitesses non négligeables à l'intérieur du nuage. Jusqu'à 4ms la vitesse d'une partie des particules à l'intérieur du nuage est supérieure à 100m/s. La courbe de densité en particules a l'apparence d'une gaussienne (centrée sur l'abscisse 80cm à 1 et 2ms) qui se décale vers le centre de la charge après 3ms, donc dans le sens inverse de la propagation du choc. La vitesse du gaz (Figure 5.35) en partie négative

derrière le choc, est à l'origine de ce déplacement de particules vers le centre de la charge. Cette évolution du profil de densité des particules témoigne de l'arrêt du nuage.

Pendant les expériences, après l'arrêt du nuage, les particules se dispersent complètement dans l'air jusqu'à ce qu'on ne les distingue plus. Dans les simulations, ce critère de non-visibilité des particules n'existe pas. Sans critère de sélection pour indiquer à partir de quelle densité on ne « voit » plus les particules, on ne peut pas dire où le nuage s'est arrêté. En comparant les courbes calculées avec la propagation du nuage observé sur la vidéo, on peut en déduire qu'on n'est pas capable de voir des particules dans l'air en dessous d'une concentration de 50g/m^3 . (Il ne s'agit pas de la sensibilité de l'œil mais de la sensibilité de la caméra et du traitement de ses images par les techniques de BOS).

En conclusion, à partir des simples hypothèses de dispersion des particules par un saut de pression se détendant dans l'air, le calcul monodimensionnel sphérique permet d'aboutir à des résultats en bon accord avec l'expérience, dans le cas des billes de verre de $100\mu\text{m}$.

5.6.5. Influence de la taille des particules

5.6.5.1. Evolution des profils de pression en fonction de la taille des particules

On a effectué des simulations numériques en faisant varier la taille des particules dans une large plage de diamètres. Les résultats sont rassemblés sur la Figure 5.39 pour une charge de 120mm contenant la même masse (830g , lit de particules de densité 1000kg/m^3) de particules.

On observe :

- qu'à 60cm , les chocs générés en présence de particules les plus grosses (de $250\mu\text{m}$ à $1000\mu\text{m}$) arrivent en avance par rapport aux chocs générés en présence de particules plus fines ($5\mu\text{m}$ à $100\mu\text{m}$). On observe donc une perte d'énergie inférieure lors de la dispersion des (très) grosses particules.
- que certains chocs générés avec des grosses particules arrivent à 60cm plus tôt mais avec une amplitude plus faible que ceux générés avec des particules plus fines. L'amplitude d'un choc est proportionnelle au carré de sa célérité, ce résultat ne paraît donc a priori pas normal. Par exemple avec des particules de $500\mu\text{m}$ le choc arrive $120\mu\text{s}$ avant le choc généré avec des particules de $5\mu\text{m}$ mais son amplitude est plus faible de $0,6\text{Bar}$

- que l'effet de la taille des particules varie avec la distance de propagation. En effet, à plus grandes distances, les chocs calculés avec les plus grosses particules sont plus ralentis et affaiblis que les chocs générés en présence de particules fines.

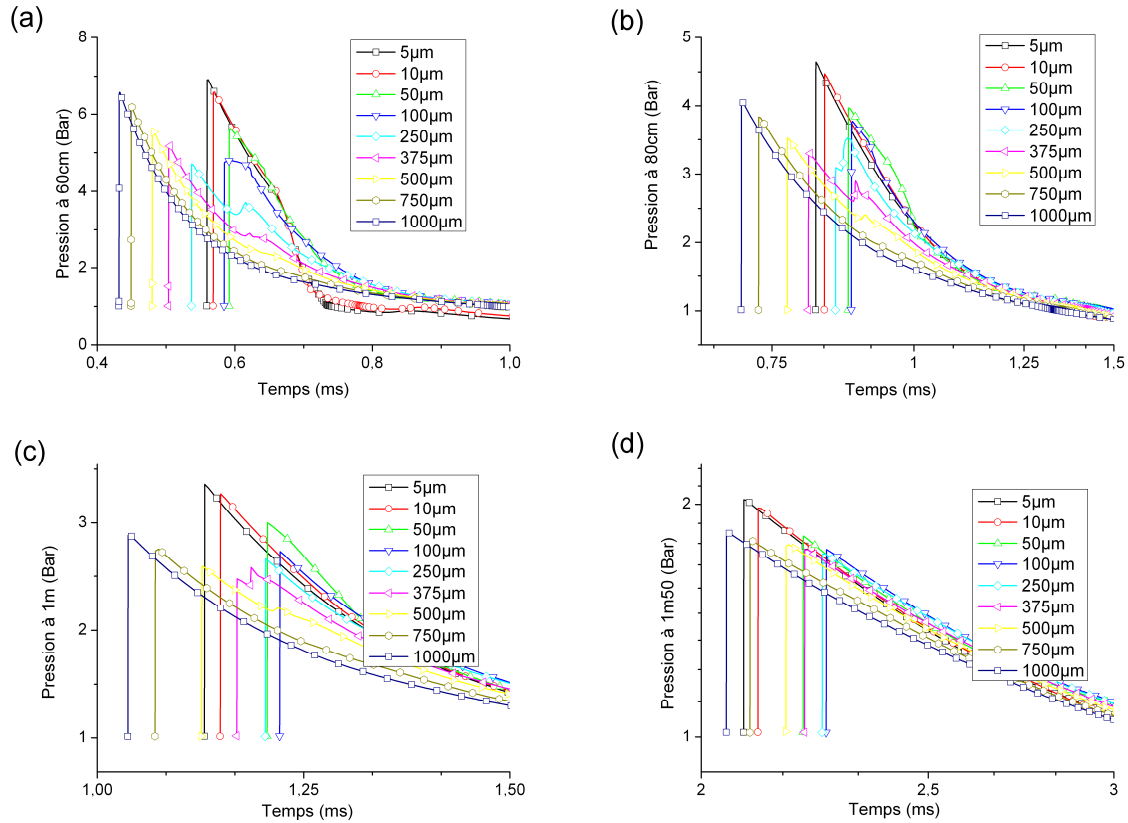


Figure 5.39 Evolution des profils de pression enregistrés à 60cm (a), 80cm (b), 1m (c) et 1,5m (d) pour différents diamètres de particules

5.6.5.2. Etude de la position des particules

Afin d'obtenir plus d'informations sur l'effet des particules sur le choc, on étudie leur position et leur concentration en fonction de leur diamètre au niveau des premiers capteurs de pression. On présente les profils de concentrations en particules à 60cm et 80cm pour une explosion impliquant des particules de 5 μ m ou de 500 μ m sur la Figure 5.40.

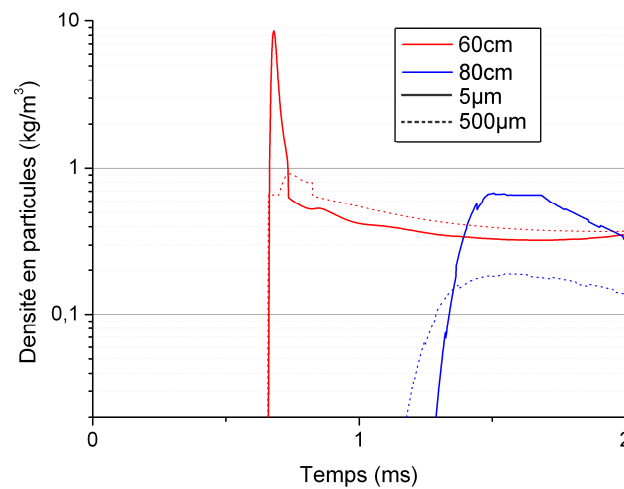


Figure 5.40 Profils de densité apparente en particules à 60cm (rouge) et 80cm (bleu) pour une explosion impliquant des particules de 5 μ m (ligne continue) ou de 500 μ m (en pointillés)

On constate à 60cm que près de dix fois plus de particules suivent le choc lorsqu'on a des particules de 5 μ m plutôt que des particules de 500 μ m. A 80cm il y a quatre fois plus de particules fines. Ainsi, relativement peu de particules de 500 μ m semblent se déplacer derrière le choc. Dans ce cas, les échanges d'énergie entre le choc et les particules sont limités aux premières phases de la dispersion. Après une certaine distance de propagation qui est plus grande pour les particules les plus fines, les particules n'ont plus qu'un effet limité sur l'onde de tête.

5.6.5.3. Le problème de la formation des agglomérats

Les simulations numériques effectuées dans le cadre de cette étude sont basées sur l'hypothèse d'une taille unique et constante des particules. Or les expériences mettent en évidence la formation d'agglomérats de tailles très importantes (plusieurs millimètres) au cours de la dispersion. Ce processus peut être aussi lié à l'existence de dendrites à la frontière du nuage de particules (5.3.1). Ces agglomérats sont à la tête des dendrites, d'après les observations cinématographiques, et entraînent beaucoup d'autres particules derrière eux. A l'opposé, on vient de constater dans le paragraphe précédent que les grosses particules dans les simulations restent proches de leur position initiale. On a simulé la dispersion de 1kg de particules de verre de densité 1,2 et de diamètre 5mm initialement au repos dans une charge de 120mm. Les profils de vitesse et de concentration des particules jusqu'à $t=4ms$ sont représentés sur la Figure 5.41.

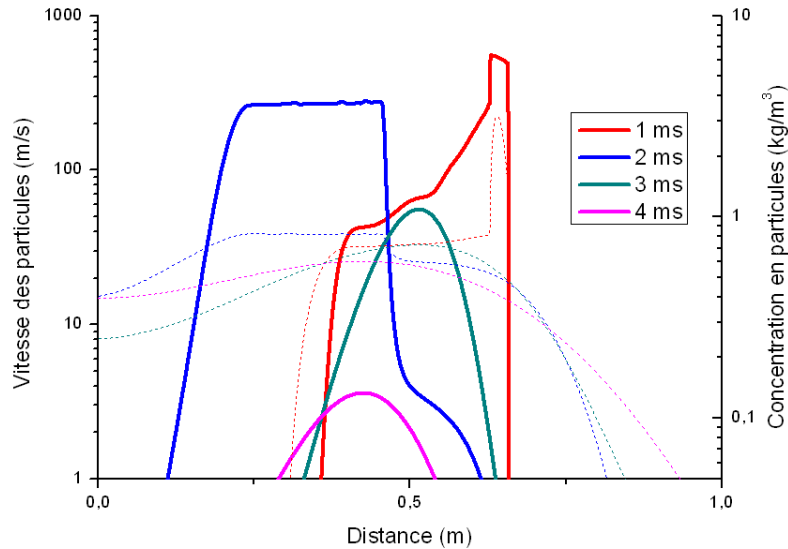


Figure 5.41 Profils calculés de vitesse (lignes continues) et de concentration (en pointillés) des particules de 5mm à 1, 2, 3 et 4ms après le déclenchement de la charge

A $t=1\text{ms}$, la vitesse des premiers agglomérats est voisine de 500m/s mais à $t=5\text{ms}$ la vitesse maximale de ces grosses particules est inférieure à 1m/s . Ce résultat ne correspond manifestement pas aux observations expérimentales. La raison est due au fait que nos simulations numériques ne prennent pas en compte la formation et l'accélération d'agglomérats au cours du processus de compaction et décompaction, mais suppose que toutes les particules sont accélérées individuellement.

L'accélération des particules ne commence qu'après l'interaction du lit de particules avec les gaz mis en mouvement par le choc, elle se fait par le biais de la force de traînée. Dans notre étude, les coefficients de traînée calculés à l'origine à partir de formules vérifiées pour le cas statique ont été corrigés pour correspondre aux observations faites dans les cas dynamiques, par les modèles d'Igra [53] et Boiko [57].

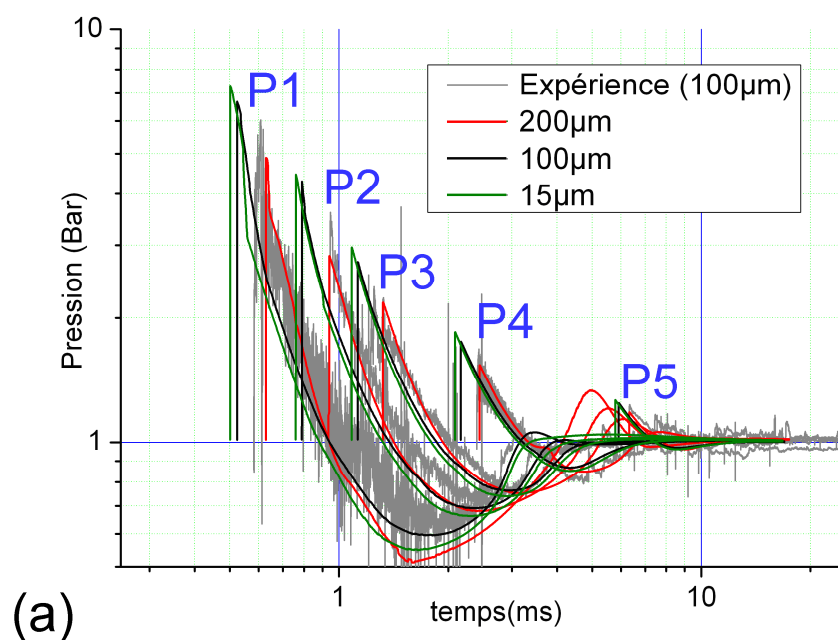
Cependant au début de l'explosion la zone contenant les particules est très dense et ces lois ne sont pas probablement pas suffisantes pour calculer la mise en mouvement des particules. Les grosses particules accélèrent lentement et c'est ici que le modèle n'est pas adapté, il faudrait prendre en compte une interaction onde de choc - particules plutôt que se limiter à la seule force de traînée. Selon Ripley et al. [81], il faut également prendre en compte les interactions, collisions entre les particules. Ripley et al. ont travaillé sur des charges semblables à celles étudiées dans ce mémoire, ils ont utilisé des sondes pour mesurer la densité du flux de particules et sont arrivés au résultat que le transfert de quantité de mouvement aux particules se fait au début de la dispersion quand le nuage des produits n'a avancé que d'un rayon de charge initiale, soit $47,5$ ou 60mm dans nos cas.

C'est pourquoi dans les simulations, les « agglomérats » se sont arrêtés avant 1m de propagation dans l'air, le choc dépasse les grosses particules qui rapidement n'interagissent plus avec celui-ci. Dans les expériences, on observe un comportement opposé : les agglomérats sont fortement accélérés puis ralentissent moins vite que l'onde pour la dépasser après 1m ou environ 1ms de propagation.

Compte tenu de ce problème, il n'est pas possible en l'état actuel du modèle de simuler correctement le phénomène de dépassement du choc par les agglomérats. Les quelques tentatives numériques effectuées ont en outre mis en évidence de sérieuses difficultés numériques.

5.6.5.4. Comparaison avec les expériences

Sur la Figure 5.42, on a rassemblé les profils de pression expérimentaux et calculés pour les trois tailles de particules testées, dans le cas des deux charges de diamètre 95mm et 120mm. Il convient de souligner que la masse de particules à disperser est variable, suivant le diamètre des particules : pour les charges de 95mm, la masse de particules varie de 430g à 460g et pour les charges de 120mm, elle varie de 1000g à 1120g (cf. Tableau 5-1). En revanche on a vu expérimentalement que les signaux de pression enregistrés lors de l'explosion de charges de diamètre identique sont quasi-superposés. Pour éviter de surcharger les graphiques, la référence expérimentale sera toujours le tir de particules de 100 μ m pour des charges de 95mm (tir 419) ou de 120mm (tir 388).



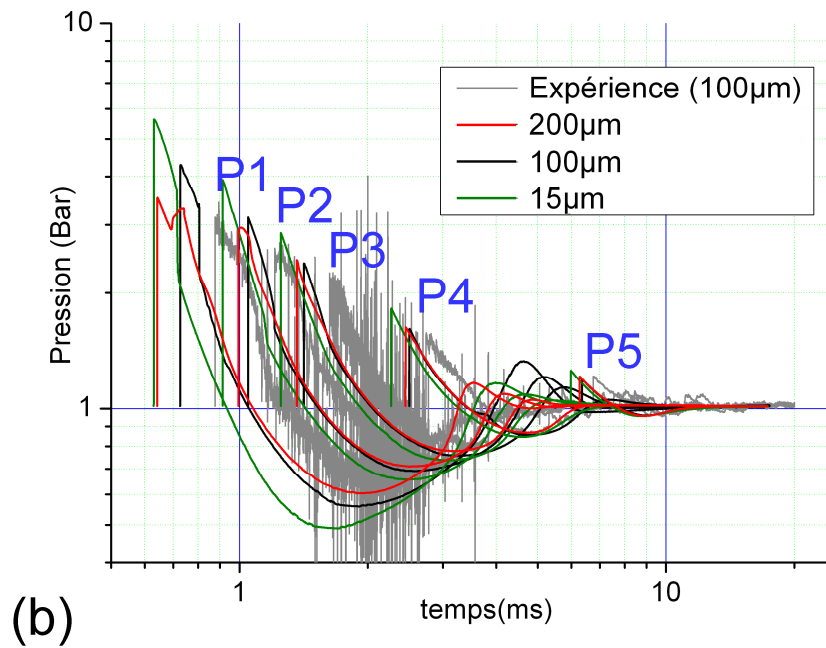


Figure 5.42 Pressions calculées pour des tirs avec les 3 granulométries de billes de verre pour (a) les charges de 95mm et (b) les charges de 120mm

Sur la Figure 5.42, on observe que l'accord entre les simulations et les expériences est assez satisfaisant. On constate que les écarts sont plus importants dans le cas des charges de 120mm, ce qui est normal car les échanges de quantité de mouvement et d'énergie entre l'air et les particules dépendent non seulement de la taille mais aussi de la masse des particules.

Ce point peut être observé plus clairement sur les profils de pression à 1m (Figure 5.43) où on observe un décalage plus important des temps d'arrivée des chocs pour les particules les plus fines et pour les charges les plus grosses (qui contiennent environ deux fois plus de particules).

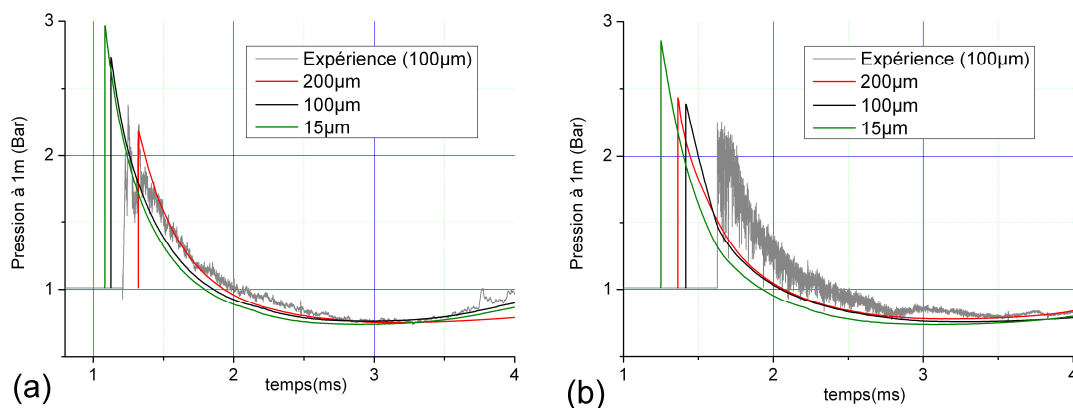


Figure 5.43 Influence du diamètre des particules sur les signaux de pression à 1m des charges (a) de 95mm et (b) de 120mm

En ce qui concerne l'amplitude du front de choc, un accord satisfaisant est obtenu avec les expériences en considérant des particules de granulométrie comprise entre 100 et 200 μm . Dans le champ lointain, la concordance entre les résultats expérimentaux et numériques est meilleure.

5.6.5.5. *Prise en compte d'une granulométrie multimodale des particules*

5.6.5.5.1. *Introduction*

On a vu dans les expériences que certaines particules s'agglomèrent tandis que d'autres se brisent. On peut aussi penser qu'une partie des particules conserve leur taille originale. Malheureusement les expériences n'ont pas permis jusqu'à présent d'accéder aux proportions de particules brisées ou agglomérées. Cependant on peut supposer, compte tenu des observations expérimentales, que ces fractions de particules brisées ou agglomérées ne sont pas négligeables. Dans cette partie, on modélise des explosions prenant en compte plusieurs fractions de particules. Les simulations impliquant une seule fraction de particules avec 1000 mailles nécessitent une dizaine d'heures, pour les particules les plus fines. Lorsqu'on simule plusieurs fractions de particules, les temps de calculs augmentent à environ 25 heures pour 2 fractions de particules et 65 heures pour 3 fractions de particules. De plus lorsqu'on a de grandes différences de tailles entre les particules, le calcul est plus difficile, et il faut régulièrement modifier certains paramètres comme la longueur des mailles, la viscosité numérique, le nombre de Courant, etc. pour pouvoir optimiser l'avancement du calcul. Ce problème arrive en général dans les premières phases de la dispersion lorsqu'on utilise plusieurs fractions de particules. Cette phase peut correspondre à un temps de calcul d'une dizaine d'heures, ce qui nécessite un contrôle régulier de son évolution.

Pour la mise en œuvre de ces simulations on garde les mêmes paramètres que pour les simulations précédentes. Pour simuler les agglomérats de verre on affecte aux grosses particules une masse volumique de 1200kg/m³, alors que la masse volumique des particules de verre originales et des particules brisées est de 2460kg/m³. Comme on manque de données expérimentales sur les proportions de billes agglomérées ou brisées, on simule 3 cas simples (deux impliquant 2 fractions de particules et un impliquant 3 fractions de particules) basés sur les observations de l'explosion d'une charge de 95mm contenant des particules inertes :

- Cas1 : la moitié (en masse) des particules (de 100 μm à l'origine) s'est agglomérée en billes de 5mm et de masse volumique 1200kg/m³
- Cas2 : la moitié des particules s'est brisée en particules de 10 μm
- Cas3 : un tiers des particules est resté dans son état original, un tiers des particules s'est brisé en particules de 10 μm et le dernier tiers s'est transformé en agglomérats de 5mm et de densité 1200kg/m³

5.6.5.5.2. Cas 1 :50% agglomérats 5mm – 50% particules 100 μ m

Les profils de pression calculés avec cette hypothèse sont comparés avec les profils de pression enregistrés par les capteurs de pression sur la Figure 5.44.

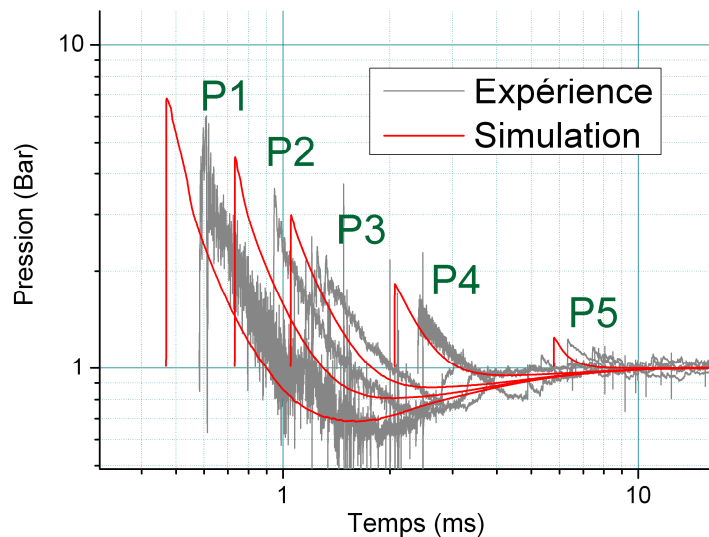


Figure 5.44 Profils de pression calculés pour les capteurs de pression P1 à P5, avec l'hypothèse de 50% de particules agglomérées. Comparaison avec les enregistrements expérimentaux (tir 419, 95-V-100 μ m-3,7)

On observe que l'onde de choc de tête est légèrement moins affaiblie par le mélange de particules que lors de la simulation impliquant seulement des particules de 100 μ m. L'onde calculée a une amplitude plus élevée que l'onde expérimentale et arrive en avance. Bien que les agglomérats soient deux fois moins denses que les particules initiales, ils sont 50 fois plus gros que celles-ci. Ils sont donc difficiles à mettre en mouvement. Ils doivent interagir pendant un délai relativement court avec le choc, c'est probablement ce qui explique pourquoi l'accord avec le cas expérimental était meilleur lorsqu'on a simulé l'expérience avec une seule fraction de particules.

A titre indicatif, on donne sur la Figure 5.45 les pressions calculées quand on a 100% de particules agglomérées dans la charge : l'écart avec les résultats expérimentaux est encore plus important.

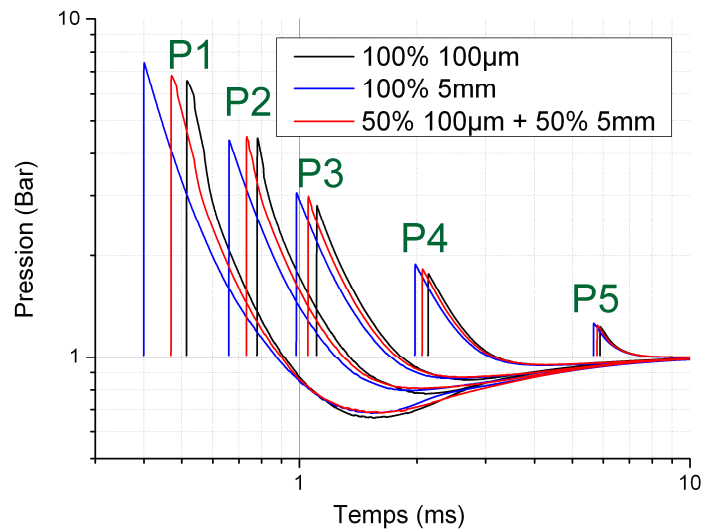


Figure 5.45 Effet de l'ajout de particules agglomérées sur les profils de pression calculés à 60cm, 80cm, 1m, 1m50 et 3m. La courbe rouge est la même que dans la figure précédente

5.6.5.5.3. Cas 2 : 50% particules brisées 10µm – 50% particules 100µm

Les résultats obtenus avec cette hypothèse sont montrés sur la Figure 5.46.

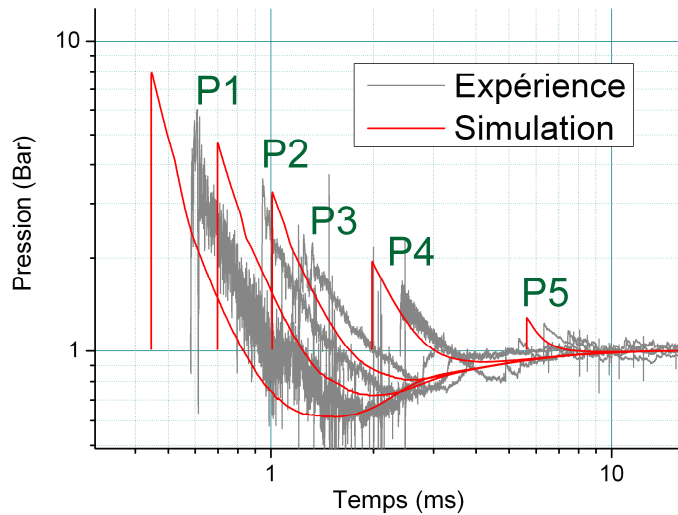


Figure 5.46 Profils de pression calculés pour les capteurs de pression P1 à P5, avec l'hypothèse de 50% de particules brisées. Comparaison avec les enregistrements expérimentaux (tir 419, 95-V-100µm-3,7)

De nouveau, l'onde calculée est nettement en avance sur l'onde expérimentale et les niveaux de pression sont supérieurs à ceux de l'expérience.

5.6.5.5.4. Cas 3 : 33% agglomérats 5mm – 33% particules brisées 10 μ m – 33% particules 100 μ m

Les résultats obtenus avec cette hypothèse sont présentés sur la Figure 5.47.

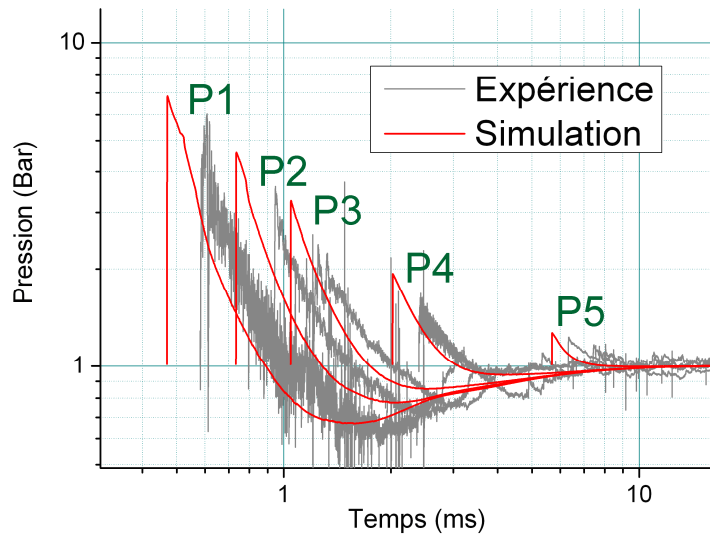


Figure 5.47 Profils de pression calculés pour les capteurs de pression P1 à P5, avec l'hypothèse de 33% d'agglomérats, 33% de particules brisées et 33% de particules intactes. Comparaison avec les enregistrements expérimentaux (tir 419, 95-V-100 μ m-3,7)

On constate qu'avec cette hypothèse on a généré une onde trop forte, qui rend moins bien compte de la réalité que l'onde calculée dans le cas le plus simple avec une seule fraction de particules.

La Figure 5.48 reprend les courbes simulées pour les quatre cas envisagés dans cette étude.

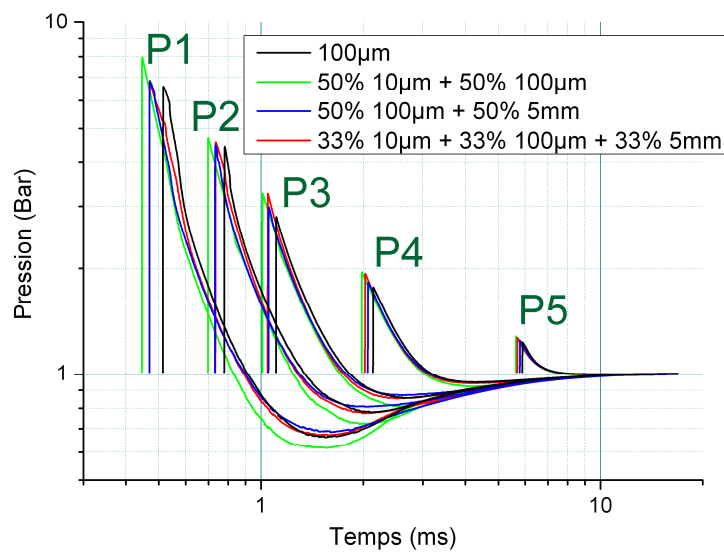


Figure 5.48 Comparaison de l'effet des différentes hypothèses sur l'état des particules de verre sur les profils de pression calculés à 60cm, 80cm, 1m, 1m50 et 3m.

En conclusion, on peut affirmer que la simulation de la dispersion de mélanges de particules de plusieurs granulométries est possible avec le code EFAE. On obtient des résultats différents de ceux observés lorsqu'on ne prend en compte qu'une seule fraction de particules. Ces calculs avec plusieurs fractions de particules peuvent permettre d'améliorer les résultats mais il est nécessaire d'obtenir plus d'informations sur les proportions de particules brisées ou agglomérées.

Pour améliorer l'accord entre les enregistrements expérimentaux et les résultats fournis par les simulations, il est nécessaire de disposer d'informations plus précises sur les modifications de la taille des particules pendant l'explosion. En effet, les choix effectués ici sur la proportion des particules brisées ou agglomérées, sont arbitraires et basés sur des considérations qualitatives. De plus il faut prendre en compte l'énergie échangée avec le choc pour briser ou agglomérer les particules et modifier l'équation de conservation du nombre de particules.

5.6.6. Simulations bidimensionnelles

Les simulations bidimensionnelles (2D) en géométrie cylindrique (avec l'axe des ordonnées Y comme axe de symétrie), de la détonation du booster ont permis de mettre en évidence un problème d'affinage du maillage à « grande » distance de la charge (paragraphe 4.4.4.2). De nouvelles simulations numériques ont été effectuées en ajoutant autour du booster une couche de particules inertes. La configuration est la même que celle du cas de référence du

paragraphe 5.6.2 : une charge de 95mm contenant des billes de verre de 100 μ m (tir 419, 95-V-100 μ m-3,7).

Les pressions calculées en configuration 2D au niveau des capteurs situés de 60cm à 1,5m de la charge (et à 1,5m de hauteur) sont comparées avec celles obtenues pour la simulation monodimensionnelle sur la Figure 5.49. Le maillage est exactement le même que celui utilisé pour simuler la détonation du booster seul (dans le paragraphe 4.4.4.2) : 1000 mailles sur X, adaptées au cours de la simulation, 1000 mailles « fines » sur Y entre 1m et 2m et seulement 500 mailles pour le reste du domaine sur l'axe Y (de 0 à 1m et de 2m à 6,5m).

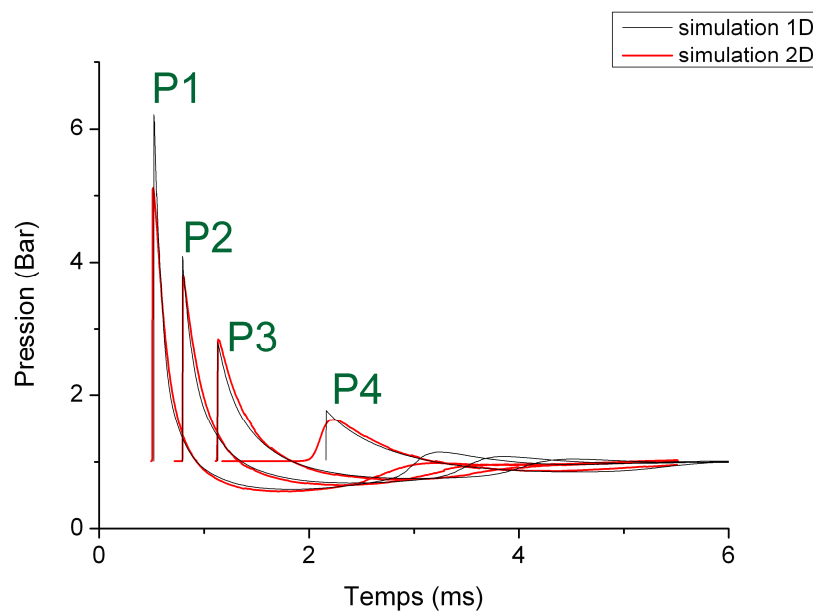


Figure 5.49 Comparaison des profils de pression calculés au niveau des sondes de pression de 60cm à 1,5m pour des simulations 1D et 2D

On observe sur la Figure 5.49 que de 60cm à 1m, les profils calculés pour les cas 1D et 2D se superposent relativement bien, à l'exception des différences d'amplitude des pics de pression enregistrés à 60cm. En revanche à 1,5m de la charge, dans le cas 2D on ne retrouve plus le profil caractéristique du choc, pourtant observé dans la simulation 1D, mais une compression dont l'arrivée du maximum correspond approximativement à l'arrivée du choc dans la simulation 1D. Pour expliquer ce problème, on a tracé des isosurfaces de pression générées par la charge à $t=5$ ms sur la Figure 5.50(a) et on a superposé le maillage à ce graphique sur la Figure 5.50 (b)

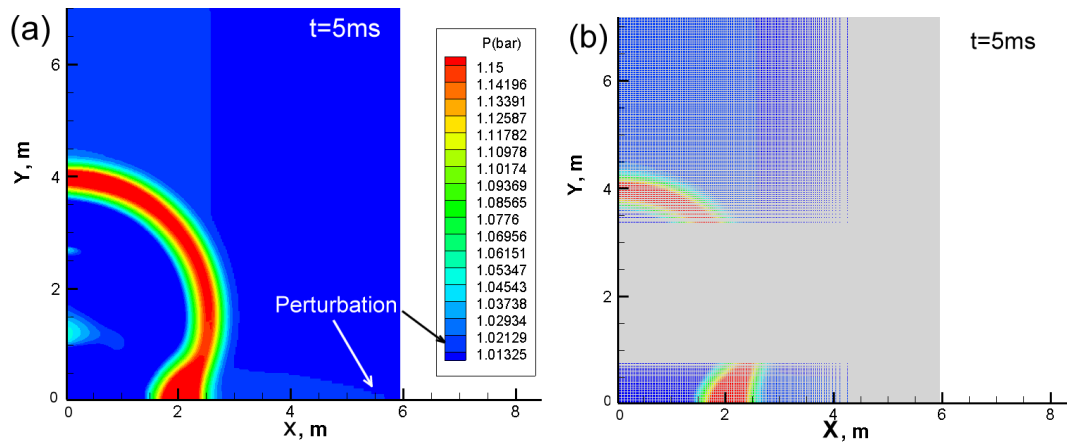
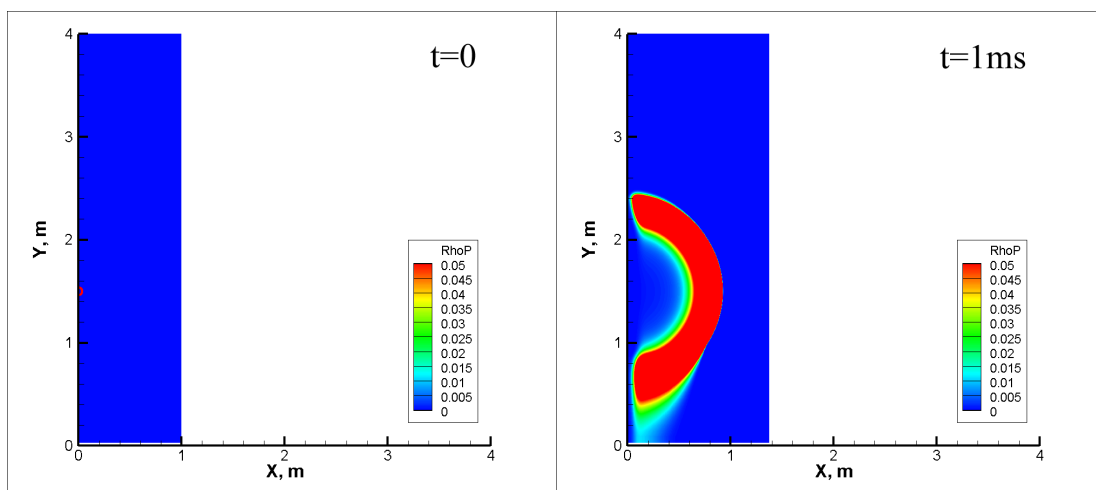


Figure 5.50 (a) Isosurfaces de pression calculées pour la l'explosion (95-V-100µm-3,7) à t=5ms et (b) même graphique avec superposition du maillage

On observe sur la Figure 5.50 (a) que la présence des particules a généré dans la simulation une faible perturbation près de l'axe X, qui se propage devant le choc, principalement le long du sol. En conséquence, le maillage a été adapté en fonction de l'avancée de cette petite perturbation, comme on peut le voir sur la Figure 5.50 (b) (les zones complètement grisées indiquent un maillage plus fin). A 1,5m de hauteur, dans la zone où se trouve le choc (à environ 2,5m sur X), le maillage est finement résolu sur Y mais pas sur X. Les mailles sont devenues trop grandes dans la zone où se trouve le choc et c'est pourquoi on ne peut pas estimer correctement ses caractéristiques.

D'un point de vue qualitatif, on peut tout de même identifier certains phénomènes comme par exemple la dispersion et l'arrêt du nuage de particules. On a vu dans le paragraphe 5.6.3 qu'avec une concentration de particules de 50g/m^3 , on ne parvient plus à suivre l'évolution du nuage de particules sur les vidéos. On trace sur la Figure 5.51 des isosurfaces de densité apparente en particules comprises entre 0 et 50g/m^3 pour savoir où sont les particules à différents instants de la dispersion. Une zone rouge correspond à une concentration supérieure à 50g/m^3 , ce qui donne une estimation des caractéristiques du nuage.



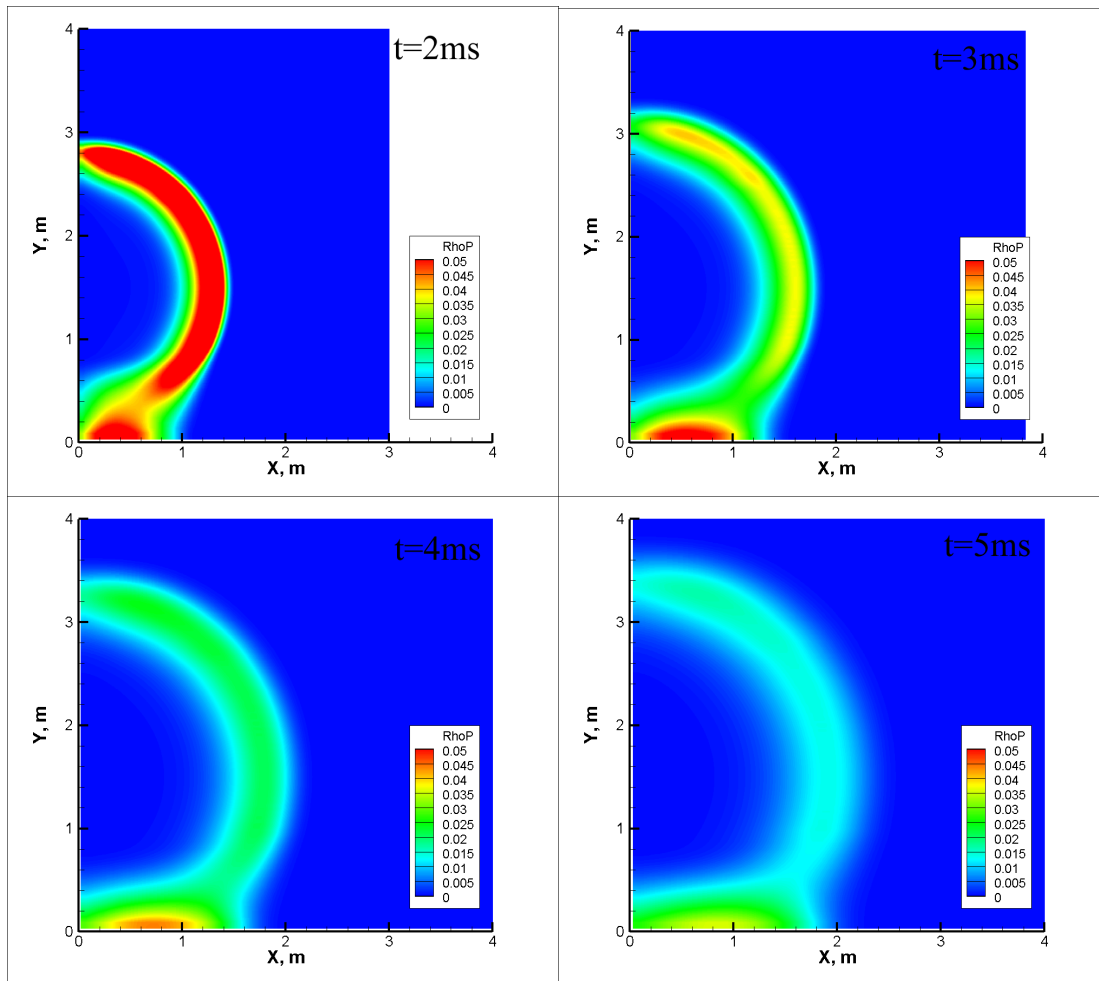


Figure 5.51 Isosurfaces de densité apparente en particules calculées pour la l'explosion d'une charge (95-V-100µm-3,7) située à 1,5m au-dessus du sol

Sur la Figure 5.51, on observe que le nuage s'arrête entre 2 et 3ms (disparition des zones rouges au niveau du front de particules), ce qui est cohérent avec les résultats expérimentaux. A 3ms, l'avancée du nuage est stoppée, il mesure un peu plus de 2m de diamètre, par rapport à l'axe Y, puis se dissipe progressivement dans l'air. On notera quelques problèmes dans la forme du nuage près de l'axe Y en particulier, mais ces difficultés apparaissent dans les zones où le maillage est le plus gros ($X=0$ et $Y<1$ ou $Y>2$), donc ce résultat étonne peu.

En revanche cette simulation met en avant un phénomène qu'on ne peut pas observer expérimentalement : la concentration en particules faible à l'intérieur du nuage. En effet, en raison de la symétrie du problème, dans les expériences, les enregistrements cinématographiques ne permettent de voir que la bordure du nuage mais pas son intérieur. Si on compare ce résultat avec les simulations 1D (Figure 5.38), on constate l'existence d'un gradient de concentration en particules jusqu'à environ 5ms. La concentration tend ensuite à s'uniformiser. La simulation 2D semble indiquer la même tendance, malgré une précision insuffisante qui a généré une forte diffusion numérique. Il faudrait poursuivre cette simulation pendant des temps plus longs pour observer la dispersion complète du nuage de particules.

Cette simulation a mis en évidence un problème lié à une diffusion numérique importante, qui a engendré des adaptations anticipées du maillage puis des problèmes de résolution de ce dernier dans des endroits critiques de la zone de calcul (près du choc). Ce problème doit être résolu afin de poursuivre l'étude du phénomène par des simulations 2D et 3D.

5.7. Synthèse des résultats

Les résultats, tant expérimentaux que numériques, obtenus en étudiant la dispersion des particules de verre par une charge de 125g de C-4 permettent de tirer les conclusions suivantes :

- les particules inertes ralentissent la propagation de l'onde de choc générée par le C-4 et diminuent fortement la pression de crête. Cet effet de mitigation est d'autant plus important que la masse de particules à disperser est grande. En revanche, les résultats expérimentaux indiquent que la granulométrie des particules a peu d'influence sur l'atténuation de l'onde de choc.
- des agglomérats de billes de verre sont formés dès les premiers instants de la dispersion. Ils ont un diamètre caractéristique de 4mm et se propagent à une vitesse de 600-700m/s. Les enregistrements cinématographiques et par radiographie X montrent qu'une partie de ces agglomérats dépasse l'onde de choc à une distance d'environ 80cm du point d'initiation de l'explosion et se propage ensuite en avant de celle-ci. La quantité de particules de verre formant ces agglomérats n'a pas pu être déterminée dans le cadre de cette étude. Le reste des particules est dispersé derrière l'onde de choc, sous forme d'un nuage dont le rayon d'expansion maximal est d'environ 1,5m.
- les échantillons de produits solides recueillis après les expériences indiquent que la plupart des billes de verre sont brisées par le choc généré par le C-4 en fragments de dimension au moins 5 fois inférieures à celles des particules originales. Toutefois, cet examen n'a pu être réalisé que pour un échantillon de particules de verre de 200 μ m, plus d'expériences sont nécessaires pour confirmer cette hypothèse. L'examen des agglomérats amène à la conclusion qu'ils sont le résultat de la fusion d'un grand nombre de billes de verre.
- les capteurs de pression enregistrent deux types de perturbations liées à la présence de particules de verre. Celles de type I, au pied du front de choc, sont provoquées par les agglomérats qui ont dépassé l'onde de choc. Celles de type II sont dues à un rayonnement électromagnétique dont la cause reste incertaine, mais qui pourrait être

due à la fracture des billes de verre. Les perturbations de type I peuvent être utilisées comme moyen de détection des agglomérats précédant le choc de tête.

- Les simulations numériques sont en bon accord avec les enregistrements expérimentaux dans le champ lointain. Dans le champ proche, l'accord est moins bon. La raison doit être recherchée du côté d'une modélisation insuffisamment réaliste de la compaction puis de la décompaction du lit de particules et de la formation des agglomérats. La prise en compte dans les simulations numériques d'une répartition granulométrique polydispersée des particules n'entraîne pas de changements importants des résultats.

En revanche il est nécessaire de modéliser de manière plus réaliste l'interaction de l'onde de choc issue du booster avec le lit de particules. La dispersion sphérique par explosif d'un lit de particules de verre dans nos conditions expérimentales (125g de C-4 au centre d'un lit sphérique de diamètre 95mm ou 120mm, de billes de verre) peut être résumée ainsi : la détonation du C-4 provoque la compaction du lit de particules suivie de sa décompaction et la formation d'agglomérats de verre. Jusqu'à 60-80cm de propagation, les particules opèrent un fort effet de mitigation sur l'onde de choc. Dans la zone de 80cm-1m, une partie des agglomérats dépasse l'onde de choc et se propage devant elle. L'expansion du nuage de particules s'arrête à une distance d'environ 1,5m, certains agglomérats se propageant jusqu'à 3m. On peut voir une illustration de cet état final du nuage sur la Figure 5.52 qui correspond au traitement par méthode de BOS de l'image instantanée de la Figure 5.2 (temps d'exposition de 125 μ s). On constate qu'à cet instant (estimé à 9ms), le choc de tête est situé à 4m du point d'initiation. Il se propage dans l'air, loin devant le nuage de particules qui a atteint son expansion maximale.

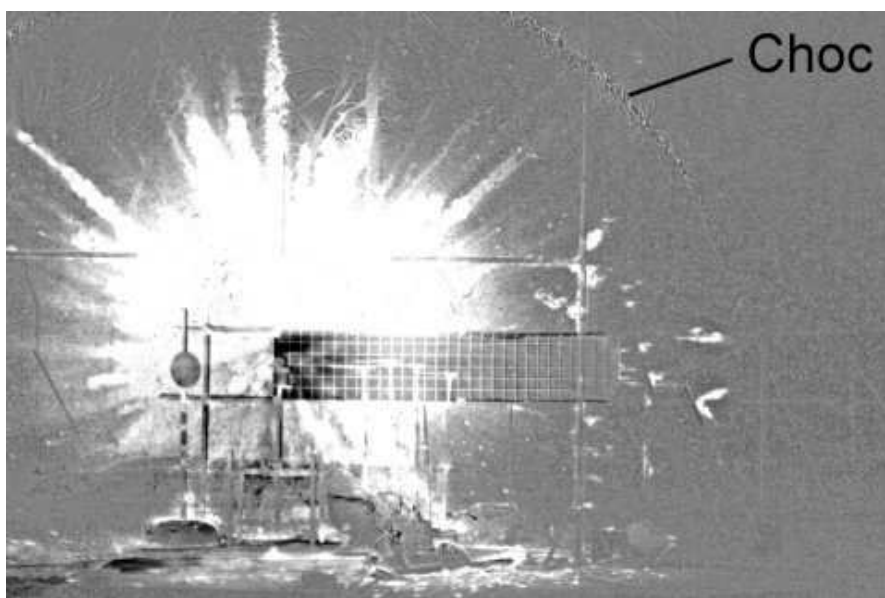


Figure 5.52 Image traitée par la méthode de BOS, de l'état final du nuage dispersé par l'explosion

Chapitre 6.

Dispersion et combustion d'une charge sphérique de particules réactives par explosif

Chapitre 6. Dispersion et combustion d'une charge sphérique de particules réactives par explosif

6.1. Introduction

Dans ce chapitre on étudie l'explosion d'une charge sphérique de C-4 entourée de particules réactives : des particules d'aluminium atomisées et de type « flocon ». Avec ces particules, on étudie simultanément les phénomènes de dispersion et de réaction des particules. La démarche sera similaire à celle suivie dans le chapitre précédent : on s'intéressera d'abord aux enregistrements de pression puis aux résultats de l'étude cinématographique avant d'analyser les résidus solides capturés dans les blocs de gel. Enfin on comparera les résultats expérimentaux avec ceux fournis par les simulations numériques.

Comme dans le cas inerte, certaines explosions ont été photographiées avec un appareil photo Reflex utilisé en mode rafale (temps d'exposition de $125\mu s$), un exemple est reproduit sur la Figure 6.1, l'instant de capture est inconnu.



Figure 6.1 Photographie de la dispersion sphérique et de la combustion de flocons d'aluminium par explosif (95-Al-flocons-0,9)

On observe sur la Figure 6.1, une boule de feu très lumineuse d'environ 3m de diamètre. Sur cette image la feuille de papier quadrillée est complètement déformée, ce qui signifie que l'onde de choc réfléchi sur le papier est déjà hors du champ d'observation. On estime que la photographie a été prise plus de 10ms après la mise à feu. Le traitement de cette image par une des méthodes de BOS ne permet pas d'acquérir d'informations supplémentaires.

Lorsqu'on effectue des expériences avec des particules d'aluminium plutôt que des billes de verre, de nouveaux problèmes apparaissent :

- des problèmes de sécurité liés à la manipulation des particules. En effet les billes de verre s'écoulent dans l'enveloppe sphérique et se répartissent très facilement dans la charge sans risque d'inflammation. A l'opposé les particules d'aluminium se répartissent et se tassent localement. De plus elles se dispersent et restent en suspension durant leur manipulation, en particulier les flocons.
- les charges étant préparées à l'extérieur et non abritées, on ne peut pas utiliser ces particules par temps pluvieux.
- la combustion de particules métalliques génère une forte intensité lumineuse. Cet excès de lumière peut jusqu'à un certain point permettre d'améliorer le contraste des vidéos, et faciliter ainsi le suivi des événements. Mais dès que la boule de feu rayonne trop, le capteur de la caméra est saturé. Il faut modifier les paramètres de la caméra (ouverture, obturateur, ...) pour obtenir le niveau idéal de lumière. Le problème est que ce réglage des paramètres de la caméra n'est pas constant. On peut, par exemple, observer un rayonnement important avec certains types de particules dans une charge de diamètre 95mm mais un niveau de lumière beaucoup plus faible lorsqu'on étudie les mêmes particules dans la charge de 120mm. On ne peut estimer l'intensité du rayonnement lumineux qu'après avoir réalisé plusieurs d'expériences.

Comme pour l'étude de la dispersion de particules inertes, on utilise la nomenclature « diamètre de la charge – matériau – granulométrie – ratio des masses de particules et d'explosif ». Les expériences réalisées avec des particules d'aluminium sont présentées dans le Tableau 6-1.

Tir #	Enveloppe	Type de particules	Masse de particules (g)	Ratio des masses particules/explosif
554	95mm	aluminium flocons	110	0,9
584	95mm	aluminium 5 μ m	320	2,6
583	95mm	aluminium 15 μ m	330	2,6
494	95mm	aluminium 100 μ m	360	2,9
497	95mm	aluminium 200 μ m	460	3,7

Tir #	Enveloppe	Type de particules	Masse de particules (g)	Ratio des masses particules/explosif
598	120mm	aluminium flocons	280	2,2
391	120mm	aluminium 5 μ m	710	5,7
600	120mm	aluminium 15 μ m	830	6,6
602	120mm	aluminium 100 μ m	890	7,1
499	120mm	aluminium 200 μ m	1020	8,2

Tableau 6-1 Résumé des tirs de particules d'aluminium

Comme dans le cas des particules inertes, on remarque que la masse des particules est deux fois plus élevée dans une charge de 120mm que dans une charge de 95mm. Mais contrairement au cas des particules de verre, il existe des différences significatives de masse de particules présentes dans les charges, suivant qu'on utilise des flocons, des particules atomisées fines (5 μ m, 35 μ m) ou des particules atomisées grosses (200 μ m).

6.2. Mesures de pression

6.2.1. Existence du précurseur de pression

Comme dans le cas inerte, des perturbations de type I sont enregistrées par les sondes de pression, au pied du front de choc. On vérifiera dans l'étude cinématographique (paragraphe 6.3) que ce parasite précurseur indique, comme dans le cas inerte, l'arrivée des premières particules (qui sont agglomérées). Un exemple de signal est présenté sur la Figure 6.2.

A des faibles distances de propagation (<1m), il n'y a pas de perturbations en amont du choc car les particules ne l'ont pas encore dépassé. Puis progressivement, on observe de plus en plus de perturbations devant le choc. Les enregistrements montrent aussi que la détente derrière le choc est plus lente. On observe même une compression secondaire derrière le choc, particulièrement visible sur les enregistrements à 0,6m et 0,8m

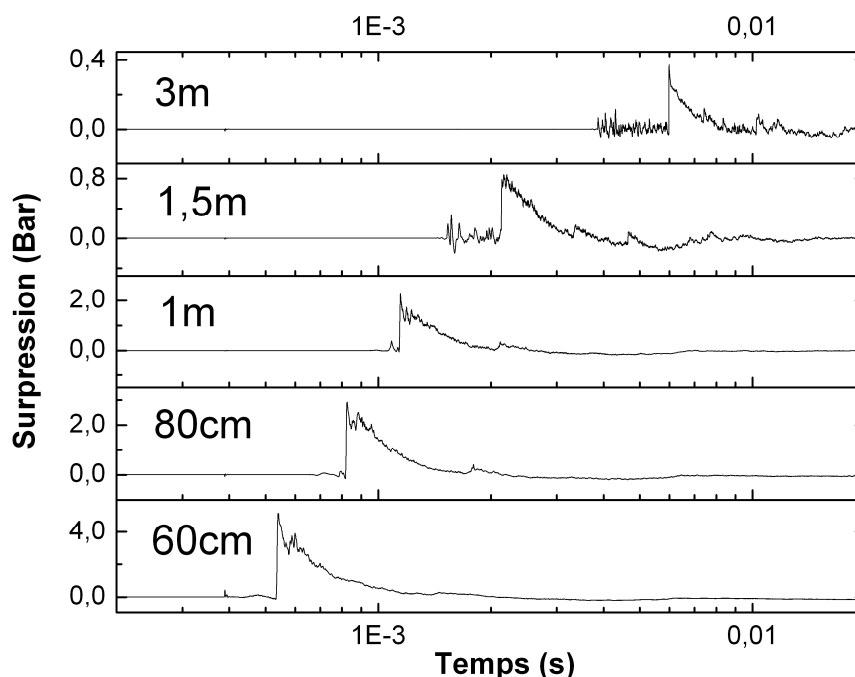


Figure 6.2 Apparition de perturbations avant l'arrivée de l'onde de choc pour le tir 584 (95-Al-5 μ m-2,6) au niveau des capteurs de pression

En revanche on n'observe pas les perturbations de type II qui existaient dans le cas des particules de verre (cf. paragraphe 5.2.1).

6.2.2. Pression de crête et temps d'arrivée du choc

Dans le cas des particules d'aluminium, le profil des enregistrements de pression est modifié non seulement par les phénomènes de relaxation des particules mais aussi par un apport éventuel d'énergie dû à leur combustion. Suivant la quantité et la nature des particules, plusieurs comportements, que nous décrirons dans les paragraphes suivants, ont été observés. Les valeurs des pressions de crête enregistrées et des temps d'arrivée de l'onde pour les deux diamètres de charges sont données dans le Tableau 6-2 et le Tableau 6-3. Le Tableau 6-2 et le Tableau 6-3 sont également donnés en annexe J pour en faciliter la comparaison avec le cas des particules inertes.

Dans tous les cas, on remarque sur la jauge P1 que les particules ont ralenti la propagation de l'onde de choc et atténué la surpression incidente. On ne peut faire que des considérations qualitatives sur les caractéristiques de l'onde de tête lors de la dispersion de particules car la masse des particules dans des charges de même diamètre dépend de la granulométrie. Par exemple dans le cas des flocons, pour la charge de 95mm il y avait environ 120g de particules contre 280g dans la charge de 120mm. De même, dans le cas des particules d'aluminium

atomisées les masses de particules avoisinent les 350g pour les charges de 95mm et 800g pour celles de 120mm.

Surpressions (Bar)	charge	60cm	80cm	1m	1,5m	3m
tir420	C4	8,95	4,30	2,40	0,95	0,30
tir554	aluminium, flocons	8,80	3,65	2,25	0,85	0,30
tir584	aluminium 5µm	5,20	2,90	2,25	0,85	0,35
tir583	aluminium 35µm	6,05	2,95	2,35	0,95	0,30
tir494	aluminium 100µm	3,45	2,60	1,85	0,80	0,25
tir497	aluminium 200µm	5,00	2,90	1,70	0,85	0,35

Temps d'arrivée (µs)	charge	60cm	80cm	1m	1,5m	3m
tir420	C4	350	600	920	1840	5700
tir554	aluminium, flocons	390	590	900	1960	5630
tir584	aluminium 5µm	540	820	1140	2160	5980
tir583	aluminium 35µm	540	800	1120	2040	5900
tir494	aluminium 100µm	550	840	1200	2220	5970
tir497	aluminium 200µm	540	810	1110	2100	5870

Tableau 6-2 Pressions de crête et temps d'arrivée de l'onde de choc mesurés lors des tirs de particules réactives pour les charges de diamètre 95mm et comparaison avec le tir de référence sans particules

Surpressions (Bar)	Particules	60cm	80cm	1m	1,5m	3m
tir420	C4	8,95	4,30	2,40	0,95	0,30
tir598	aluminium, flocons	5,20	2,60	1,80	0,85	0,45
tir391	aluminium 5µm	4,40	3,20	2,00	1,10	0,30
tir600	aluminium 35µm	2,75	1,60	1,30	0,55	0,25
tir602	aluminium 100µm	2,60	1,90	1,90	0,75	0,25
tir499	aluminium 200µm	2,25	1,20	1,00	0,65	0,15

Temps d'arrivée (µs)	Particules	60cm	80cm	1m	1,5m	3m
tir420	C4	350	600	920	1840	5700
tir598	aluminium, flocons	530	820	1150	1910	5640
tir391	aluminium 5µm	610	880	1230	2160	5940
tir600	aluminium 35µm	760	1144	1540	2640	6550
tir602	aluminium 100µm	740	1090	1470	2530	6470
tir499	aluminium 200µm	740	1160	1570	2740	6640

Tableau 6-3 Pressions de crête et temps d'arrivée de l'onde de choc mesurés lors des tirs de particules réactives pour les charges de diamètre 120mm et comparaison avec le tir de référence sans particules

On constate par ailleurs que les charges contenant des flocons d'aluminium sont les seules qui ont permis de générer en fin de propagation un choc plus fort que celui généré par le booster seul.

Dans les paragraphes qui suivent, on examine plus en détail l'effet des particules d'aluminium atomisées sur l'onde de choc. Pour chaque type de particules, on compare les enregistrements de pression avec ceux obtenus dans le cas inerte contenant des particules de verre de dimensions similaires. On commence l'étude par les particules les plus grosses qui sont moins réactives et dont le comportement est a priori plus proche de celui des particules inertes.

6.2.3. Particules d'aluminium atomisées de 200 μ m

Les enregistrements de pression effectués lors de l'explosion de charges de 95mm et de 120mm contenant des particules atomisées d'aluminium de 200 μ m ou des billes de verre de 200 μ m sont présentés sur la Figure 6.3. Sur cette figure comme sur les suivantes, l'échelle des temps est identique pour les capteurs situés à 60cm, 80cm et 1m (P1, P2, P3), mais a été contractée pour les capteurs situés à 1,5m et 3m (P4 et P5), afin de faciliter la représentation sur une même figure.

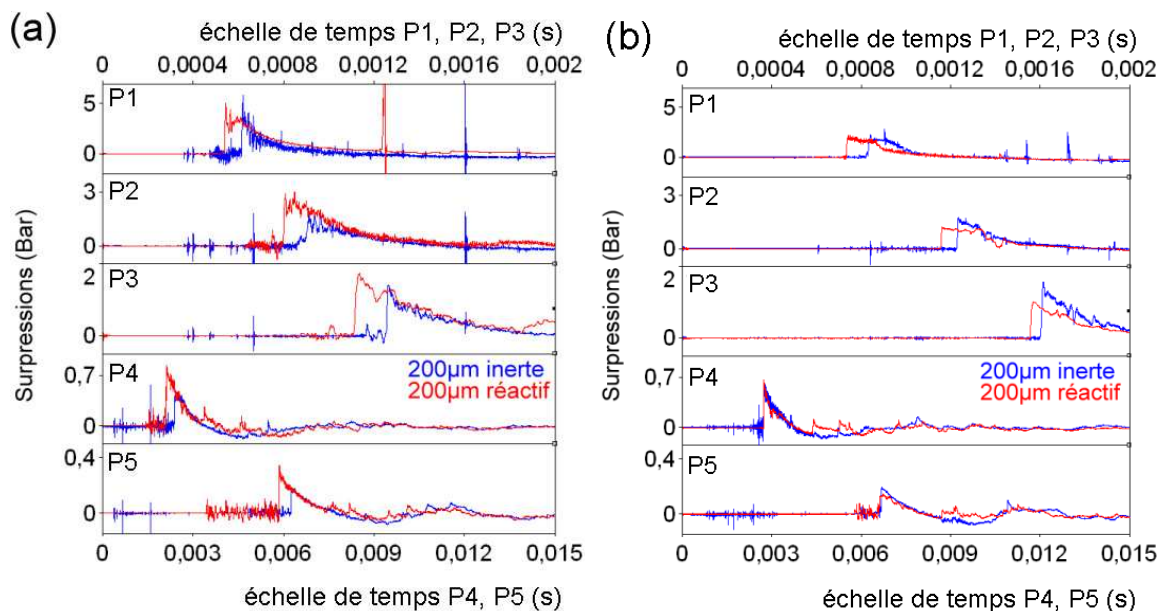


Figure 6.3 Comparaison entre les signaux de pression obtenus pour une charge de (a) 95mm (tirs 493 et 497) et de (b) 120mm (tirs 597 et 499). Echelles identiques, particules de 200 μ m.

On constate pour la charge de 95mm (Figure 6.3 (a)), que l'onde de choc générée par la charge contenant des particules d'aluminium arrive nettement en avance au niveau de chaque

capteur par rapport à l'onde générée par la charge contenant des particules inertes. Le niveau des pics de pression de crête est aussi plus important dans le cas des particules réactives. La forme des profils enregistrés de 60cm à 1m du point d'initiation dans le cas des particules réactives est différente du profil de l'onde choc générée par un explosif homogène dans l'air. La détente derrière le pic de pression n'est pas monotone et on observe une compression secondaire, nettement visible sur les capteurs P1, P2 et P3, que l'on peut attribuer à la combustion des particules.

Pour les tirs réalisés avec des charges de 120mm (Figure 6.3(b)), on observe peu de différences, dans le champ lointain, entre le cas inerte et le cas réactif. La masse de particules inertes dispersées est supérieure de 100g à la masse de particules réactives. L'onde de choc continue à arriver plus tôt que dans le cas des particules inertes. Sur les capteurs P1 et P2, l'amplitude du choc est très atténuée et est suivie d'un palier de pression. Les profils en P4 et P5 sont quasiment superposés au niveau du choc de tête. De plus la forme des profils de pression est plus proche du cas de l'explosif homogène. En revanche, des surpressions secondaires dans la partie négative du profil de pression témoignent de la combustion des particules.

Pour résumer, l'effet de la combustion des particules d'aluminium se manifeste sous trois formes au niveau des profils de pression :

- une augmentation de l'amplitude du choc et son accélération,
- une détente non monotone juste derrière le pic de pression, qui se caractérise par la formation d'une compression secondaire due à la combustion des particules,
- des surpressions secondaires qui arrivent plus loin derrière le pic dans la partie négative du profil.

Sur la Figure 6.3(a), à 60cm, on observe derrière le pic de pression une surpression secondaire due à la combustion des particules. Au cours de la propagation de l'onde de choc, cette compression rattrape le choc et l'amplifie. On retrouve progressivement la forme de l'onde de choc « idéale » générée par la détonation d'un explosif condensé homogène dans l'air, (cf. annexe B).

6.2.4. Particules d'aluminium atomisées de 100 μ m

Les enregistrements de pression effectués lors de l'explosion de charges de 95mm et de 120mm contenant des particules atomisées d'aluminium de 100 μ m sont comparés à ceux obtenus avec des billes de verre de 100 μ m sur la Figure 6.4.

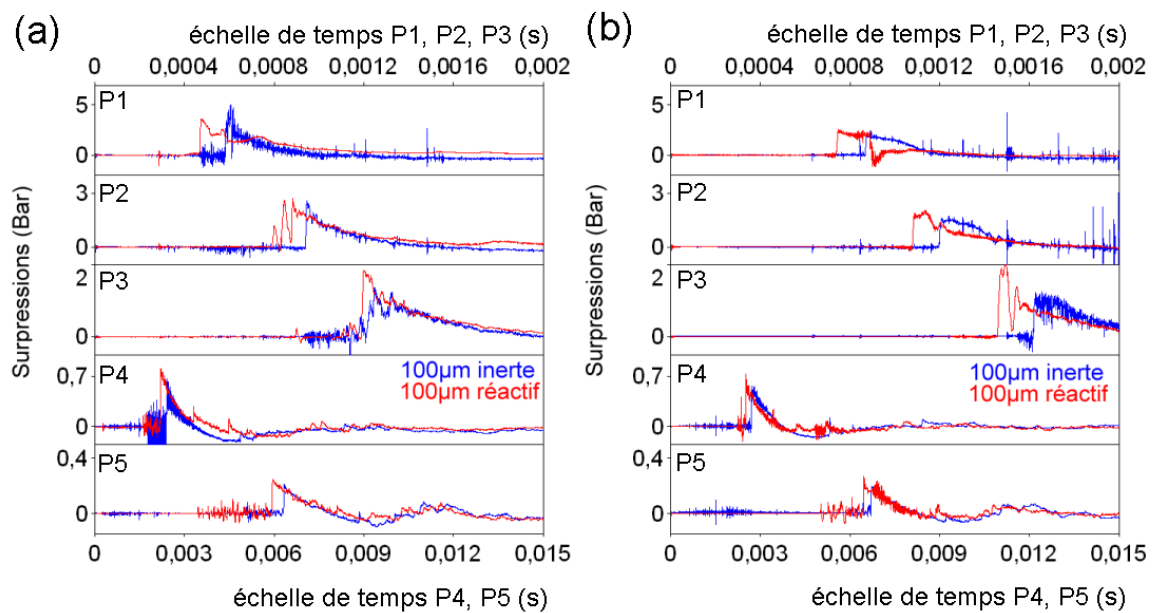


Figure 6.4 Comparaison entre les signaux de pression obtenus pour une charge de (a) 95mm (tirs 419 et 494) et de (b) 120mm (tirs 597 et 602). Echelles identiques, particules de 100µm

Pour les particules de 100µm, on obtient une onde de choc plus rapide et plus forte dans le cas réactif, pour des charges de 95mm (Figure 6.4(a)) mais pas pour des charges de 120mm (Figure 6.4(b)). Les profils de pression sont similaires à ceux obtenus avec des particules de 200µm pour la charge de 120mm : à 1,5m et 3m où on constate une quasi-superposition des profils de pression pour les cas inertes et réactifs.

6.2.5. Particules d'aluminium atomisées de 35µm

Les enregistrements de pression effectués lors de l'explosion de charges de 95mm et de 120mm contenant des particules atomisées d'aluminium de 35µm sont comparés à ceux obtenus avec des billes de verre de 15µm sur la Figure 6.5

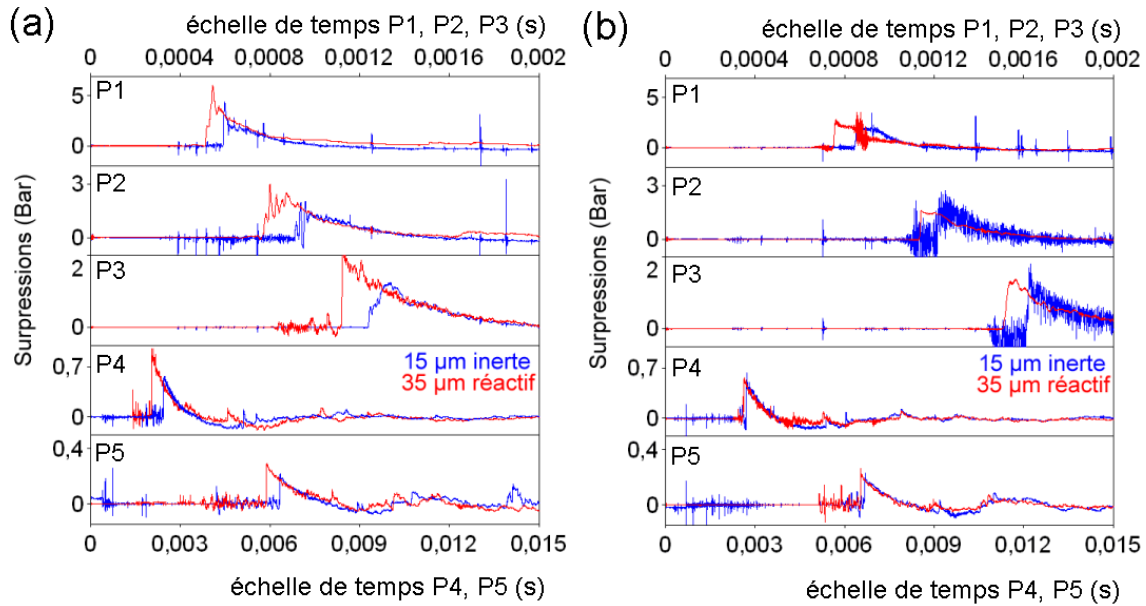


Figure 6.5 Comparaison entre les signaux de pression obtenus pour une charge de (a) 95mm (tirs 578 et 583) et de (b) 120mm (tirs 601 et 600). Echelles identiques, particules d'aluminium de 35µm et de verre de 15µm

Pour la charge de 95mm (Figure 6.5(a)), on observe un important renforcement du choc dans le cas des particules réactives : le choc est d'amplitude plus élevée et il est plus rapide que dans le cas des particules inertes. A 1,5m on constate également des surpressions secondaires derrière le choc qui n'étaient pas observées avec des particules inertes. A l'opposé pour la charge de 120mm (Figure 6.5(b)) l'apport d'énergie dû aux particules est minime. On fait la même constatation que pour les particules de 100 et 200µm : les charges de 120mm contiennent une trop grande quantité de particules pour permettre un apport d'énergie direct à l'onde de choc. Soit la proportion de particules ayant brûlé est insuffisante, soit leur combustion intervient trop tard après le passage du choc pour supporter celui-ci. L'examen des enregistrements cinématographiques s'avère nécessaire pour obtenir plus d'informations sur le sujet.

6.2.6. Particules d'aluminium atomisées de 5µm

Les enregistrements de pression effectués lors de l'explosion de charges de 95mm et de 120mm contenant des particules atomisées d'aluminium de 5µm sont comparés avec ceux obtenus avec des billes de verre de 15µm sur la Figure 6.6

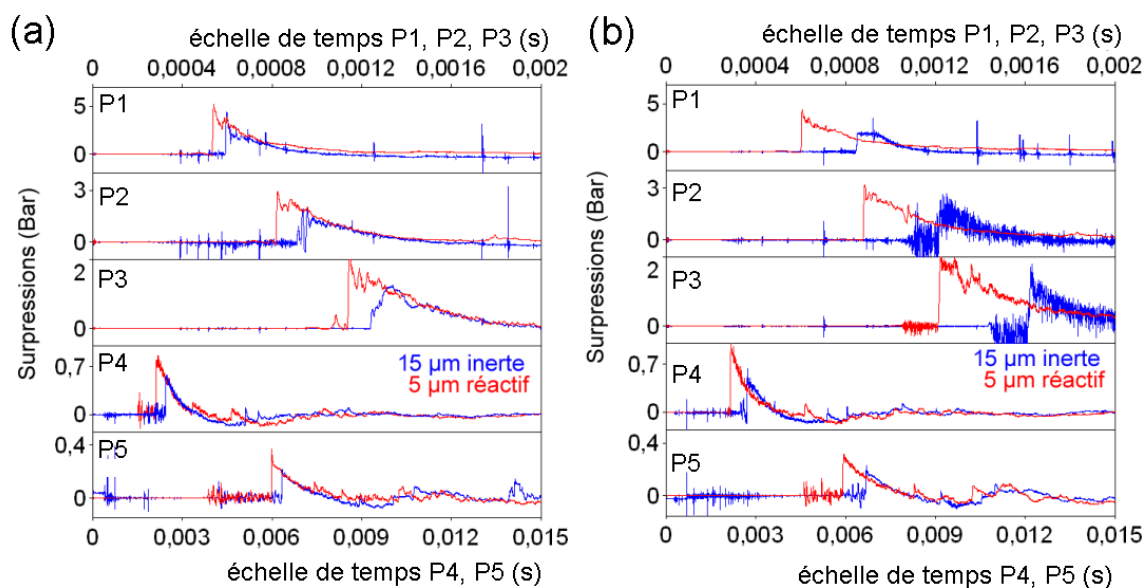


Figure 6.6 Comparaison entre les signaux de pression obtenus pour une charge (a) de 95mm (tirs 478 et 584) et (b) de 120mm (tirs 601 et 391). Echelles identiques, particules d'aluminium 5µm et de verre de 15µm

Pour les charges 95mm, le renforcement du choc est légèrement plus faible avec des particules d'aluminium de 5µm (Figure 6.6(a)) qu'avec des particules de 35µm (Figure 6.5(a)). On le voit aussi à l'examen du Tableau 6-2. Les particules de 5µm sont a priori plus réactives que celles de 35µm, mais la présence de la couche superficielle d'alumine doit être prise en considération. Contrairement aux cas précédents, on constate un renforcement du choc pour les deux diamètres de charge. En particulier, pour la charge de 120mm, dès 60cm, la forme du profil de pression est très différente du cas des particules inertes, ce qui n'était pas le cas avec les autres particules atomisées. L'apport d'énergie dû à la combustion des particules semble avoir lieu directement au niveau du choc, qui est amplifié et accéléré, ce qui indique une libération rapide de l'énergie des particules. Les profils de pression enregistrés pour les charges de 95mm et 120mm contenant des particules d'aluminium de 5µm sont très similaires. La charge de 95mm emploie 320g de particules d'aluminium de 5µm tandis que la charge de 120mm en contient 710g. La comparaison des tableaux du paragraphe 6.2.2, permet de confirmer que les chocs générés dans ces deux cas sont équivalents en amplitude et en temps d'arrivée.

6.2.7. Cas des particules de type « flocon »

Certaines expériences ont été réalisées avec des flocons d'aluminium, qui sont considérés comme les particules d'aluminium les plus réactives. On a également pu expérimenter l'effet de particules de magnésium sur l'explosion d'une charge de 95mm. Ces particules étant plus

difficiles à mettre en œuvre (pour des raisons de sécurité), seul un tir a pu être réalisé. Les enregistrements de pression effectués lors de l'explosion d'une charge de 95mm contenant des flocons d'aluminium et d'une charge de même diamètre contenant des particules de magnésium sont comparés avec les enregistrements obtenus lors d'un tir de C-4 seul sur la Figure 6.7.

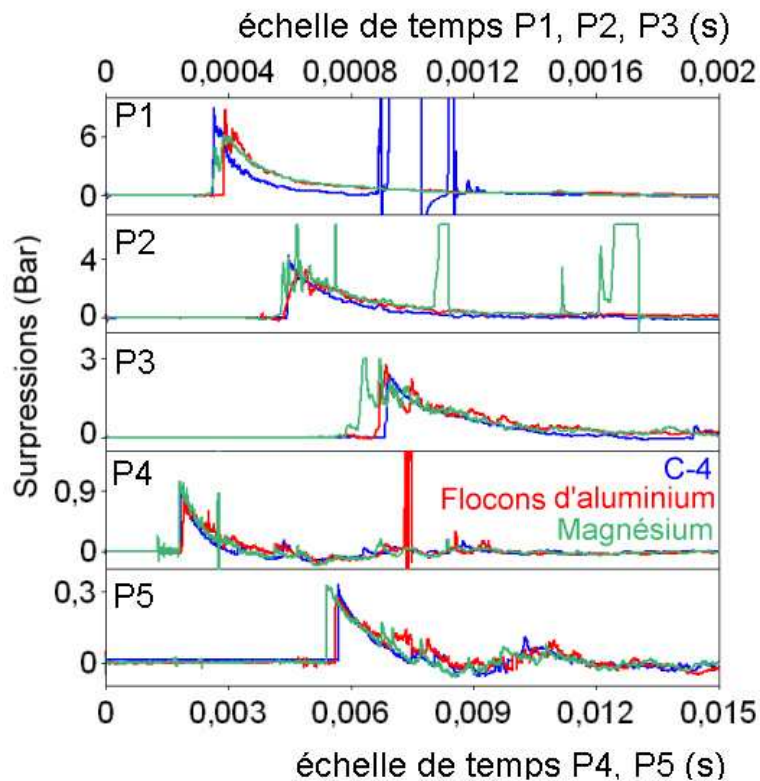


Figure 6.7 Comparaison des signaux de pression enregistrés lors de l'explosion d'une charge contenant des flocons d'aluminium (tir 554, 95-Al-flocons-0,9) et des particules de magnésium (tir 555, 95-Mg-1,5) avec le cas du C-4 seul

On constate sur la Figure 6.7 que l'apport d'énergie dû au flocons d'aluminium n'est pas immédiat : le choc a dans un premier temps été atténué lors de sa traversée de la couche de particules. C'est pourquoi à 60cm, ce choc est en retard sur l'onde générée par le C-4 seul. De plus, dans la détente qui suit le choc, la chute de pression n'est pas monotone : on observe des maxima secondaires de pression dus à une combustion retardée des particules. A partir de 1m de propagation, le choc généré avec des flocons d'aluminium est d'amplitude équivalente à celui généré par l'explosif homogène seul et en légère avance (20µs).

Dans le cas des particules de magnésium, l'effet de l'addition de particules métalliques à l'explosif homogène est net. A partir de 80cm de propagation, le choc généré en présence de particules de magnésium est de plus grande amplitude et plus rapide que l'onde générée par l'explosion de C-4 seul.

Signalons que dans le cas de ces particules très réactives (les flocons d'aluminium et les particules de magnésium) la perturbation de type I (ou parasite précurseur) n'apparaît pas sur le capteur le plus éloigné à 3m. Deux causes, non exclusives l'une de l'autre, peuvent être à l'origine de cette disparition :

- une réaction totale de ces particules avant d'atteindre le capteur situé à 3m
- une trop faible concentration des particules dans l'air à 3m (qui limite les probabilités d'interaction avec le capteur de pression).

Sur la Figure 6.8, on compare les enregistrements effectués lors des tirs de flocons d'aluminium dans les charges de 95 et 120mm avec le cas de l'explosif homogène.

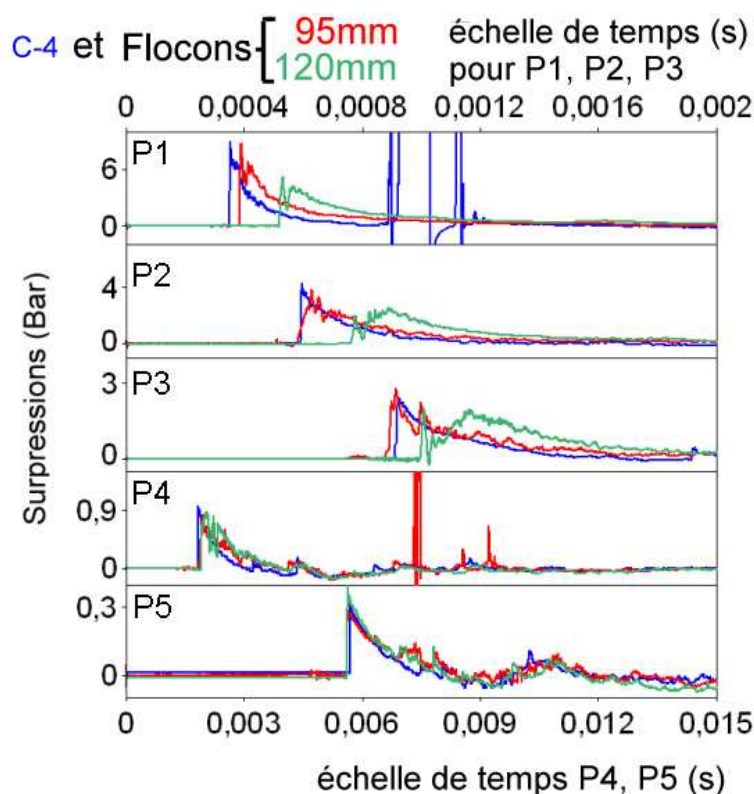


Figure 6.8 Comparaison des signaux de pression enregistrés lors de l'explosion d'une charge de 95mm (tir 554, 95-Al-flocons-0,9) et de 120mm (tir 598, 120-Al-flocons-2,2) avec le cas du C-4 seul

On remarque que la masse de particules à disperser plus élevée dans la charge de 120mm (280g au lieu de 120g) se traduit par un retard plus important du choc entre 60cm et 1m que dans le cas de la charge de 95mm. Cependant dès 60cm pour la charge de 120mm, on observe une compression secondaire dans la détente qu'on n'observait pas pour les particules atomisées de 35 à 200 μ m. Après 3m de propagation, l'onde de choc, générée par la charge de 120mm, semble plus forte que celle générée par le C-4 seul ou par la charge de 95mm. Les

particules ont réagi plus tardivement mais la compression générée en aval du front de choc l'a rattrapé, amplifié et accéléré.

6.2.8. Impulsions de pression

L'impulsion de pression est obtenue en calculant l'aire sous la courbe de pression. On filtre la partie de la courbe avant le choc pour éliminer le parasite précurseur lié aux agglomérats. Les résultats ne sont exploitables que sur les premières millisecondes de l'évènement, pendant la phase d'impulsion positive, car les capteurs subissent une dérive due aux effets thermiques. Seuls les résultats pour les charges de 95mm seront présentés ici. En effet, les signaux enregistrés pour les charges de 120mm sont plus fortement parasités par les particules, ce qui conduit à une grande imprécision sur le calcul de l'impulsion, en particulier dans le cas des particules inertes. Pour ces raisons, nous ne disposons pas de données suffisantes pour réaliser une étude comparative fiable dans le cas de charges de 120mm.

La Figure 6.9 présente les impulsions calculées à 1m lors de l'explosion d'une charge de 95mm contenant les différents types de particules testées. La Figure 6.10 présente les courbes d'impulsion calculées pour les autres capteurs.

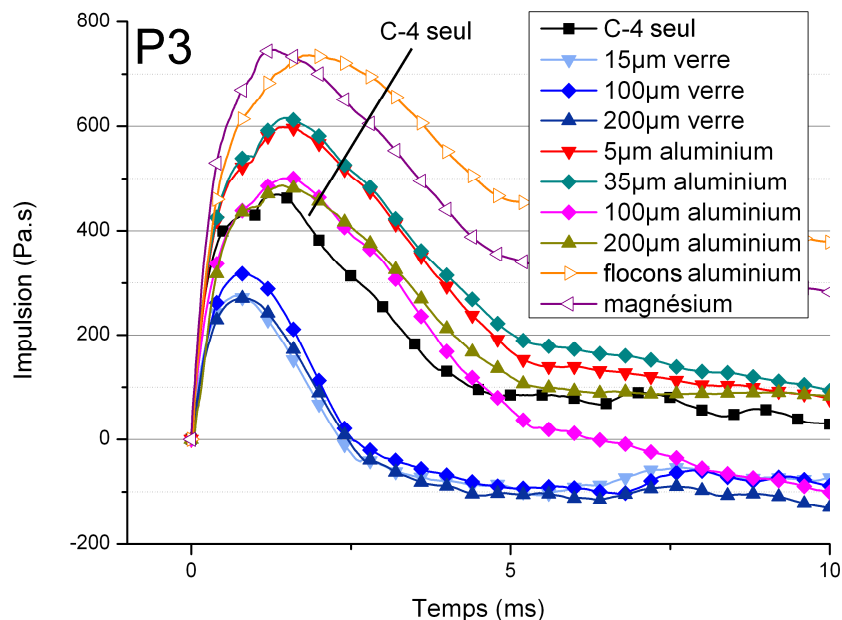


Figure 6.9 Influence des différentes particules sur les impulsions calculées à 1m pour l'explosion de charges de 95mm

Il existe une différence significative entre le cas des particules inertes et celui des particules réactives. La référence est le C-4 seul. On observe que l'addition de particules inertes a fortement diminué l'impulsion sur le capteur situé à 1m. A l'opposé, les flocons d'aluminium et les particules de magnésium amplifient fortement l'impulsion, d'environ 50%. Ces résultats étaient prévisibles par l'observation des profils de pression. En revanche on observe une augmentation importante bien que moindre (environ 15%) de l'impulsion due à la combustion des particules d'aluminium atomisées.

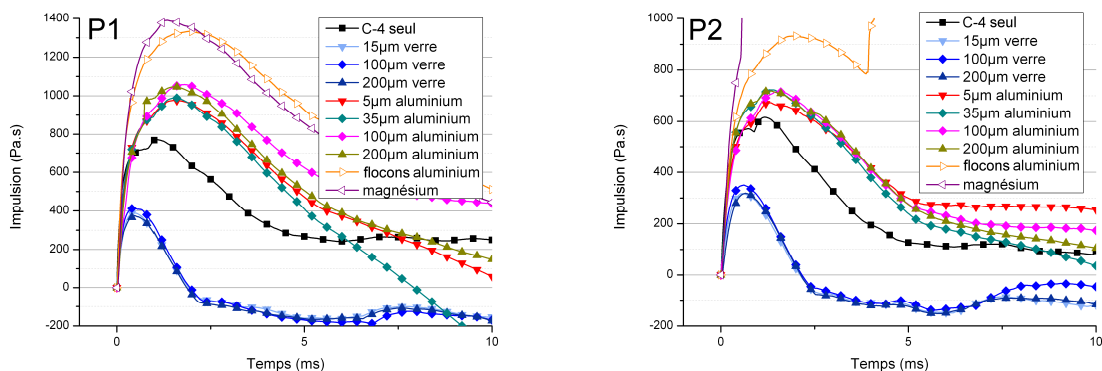
On rappelle dans le Tableau 6-4 les valeurs des surpressions de crête et des temps d'arrivée des chocs mentionnés dans le Tableau 6-2 pour les charges de 95mm contenant des particules d'aluminium atomisées.

	Charge	Surpressions (Bar)	Temps d'arrivée (μs)
tir420	C4	2,4	925
tir584	aluminium 5μm	2,25	1145
tir583	aluminium 35μm	2,35	1125
tir494	aluminium 100μm	1,85	1200
tir497	aluminium 200μm	1,7	1110

Tableau 6-4 Surpressions et temps d'arrivée du choc à 1m pour le C-4 et les charges de 95mm avec des particules d'aluminium

Ces valeurs indiquent que le C-4 seul génère à 1m un choc plus rapide et de plus grande amplitude que les charges contenant des particules atomisées, bien que l'impulsion générée par ces charges soit supérieure à celle due à l'explosion du C-4. Ainsi, la libération d'énergie des particules s'effectue de manière retardée derrière le choc.

Si on examine les signaux d'impulsion au niveau des autres capteurs, on observe des résultats comparables (Figure 6.10).



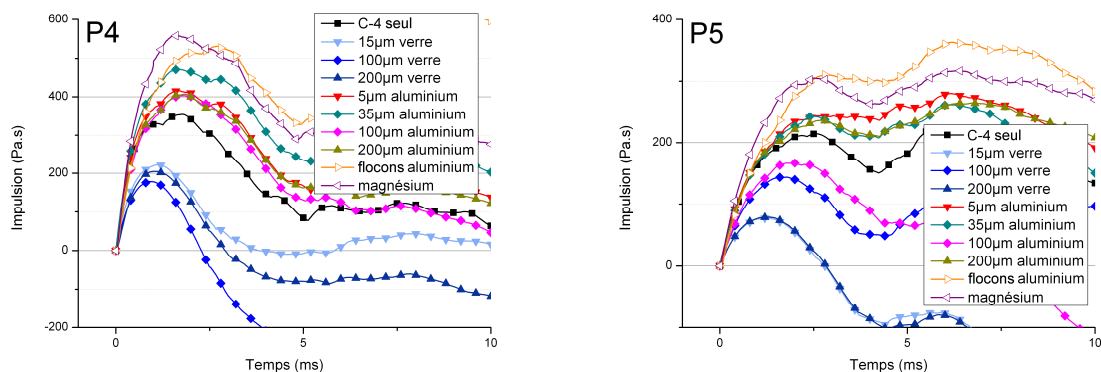


Figure 6.10 Influence des différentes particules sur les impulsions calculées à 60cm, 80cm, 1,5m et 3m pour l'explosion de charges de 95mm

Comme mentionné plus haut, les signaux de pression enregistrés à 3m sont d'amplitude relativement faible, d'où une influence plus importante des parasites sur le calcul de l'impulsion. En dehors de quelques exceptions comme celle de l'impulsion calculée à 3m en présence de particules de 100µm de verre ou d'aluminium, on retrouve les mêmes tendances générales :

- une forte augmentation, de presque 50% par rapport au C-4, de l'impulsion due à la combustion des flocons d'aluminium ou des particules de magnésium
- une forte atténuation, de presque 50% par rapport au C-4, de l'impulsion lorsque des particules inertes sont ajoutées à la charge
- une légère augmentation, d'environ 15% par rapport au C-4, de l'impulsion lorsque des particules d'aluminium atomisées sont ajoutées à la charge. Pour les particules les plus fines, de 5µm et 35µm, on obtient, au-delà de 60cm, des niveaux d'impulsion un peu plus importants qu'avec des particules de 100µm et 200µm. Ceci confirme que les particules les plus fines libèrent leur énergie plus rapidement, sans toutefois renforcer le choc de tête (par rapport au cas du C-4 seul).

6.3. Vitesses matérielles

6.3.1. Observations générales

Un exemple de traitement par méthode de BOS d'un enregistrement cinématographique réalisé avec des particules d'aluminium atomisé est reproduit sur la Figure 6.11.

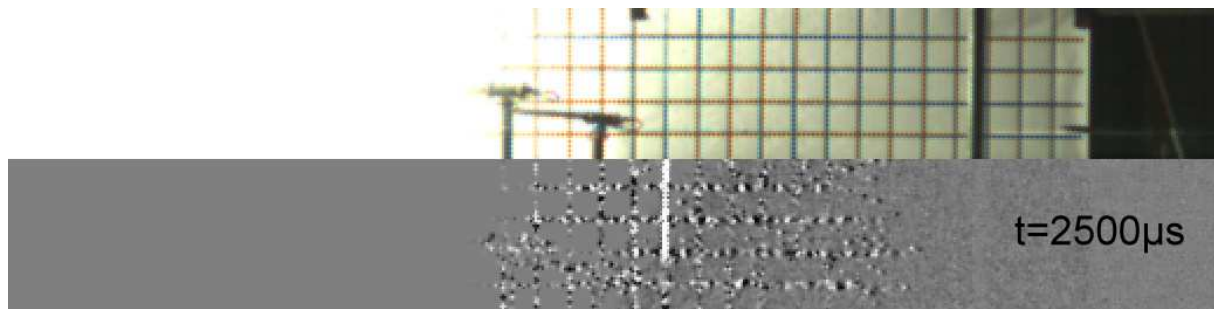


Figure 6.11 Observation grâce au traitement d'image par méthode de BOS des agglomérats et de l'onde de choc durant l'explosion (tir 415, 95-Al-35 μ m-2,6)

On constate que la luminosité intense de la boule de feu empêche de déterminer avec précision sa frontière. En contrepartie, cet éclairage intense permet de mieux mettre en évidence, par rapport au cas des particules inertes, l'onde de choc et les agglomérats qui l'entourent. Sur l'image non traitée, on arrive relativement bien à suivre l'onde de choc ; en revanche il reste extrêmement difficile d'y distinguer les agglomérats. Après traitement d'image, on remarque que certains agglomérats se déplacent devant le choc, tandis que d'autres sont derrière. Les agglomérats situés devant le choc génèrent le parasite précurseur observé sur les capteurs de pression en avant du choc. Ceux qui sont derrière le choc perturbent également les enregistrements, ce qui rend délicate l'interprétation des variations de pression derrière le pic.

Le traitement des images par les méthodes de BOS permet aussi d'observer d'autres événements, lorsque les conditions de contraste et de luminosité sont optimales. Un exemple est donné sur la Figure 6.12.

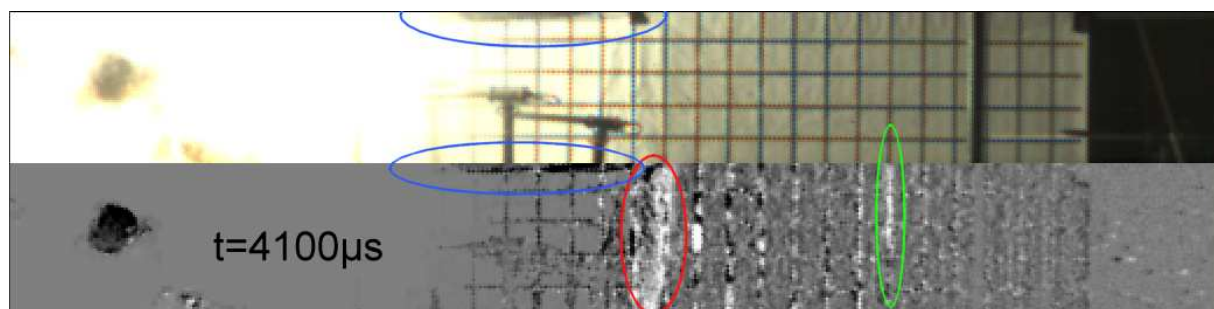


Figure 6.12 Observation d'une onde réfléchiée sur la feuille quadrillée (zone rouge) durant l'explosion d'une charge contenant des particules atomisées d'aluminium de 15 μ m (tir 415, 95-Al-35 μ m-2,6). La feuille de papier se détruit derrière cette onde (zone bleue). L'onde de choc de tête est identifiée dans la zone verte.

On observe, l'apparition d'une onde (zone entourée en rouge) qui correspond à la réflexion sur le papier de l'onde de choc de tête (entourée en vert sur l'image). La feuille de papier quadrillé est en effet située à 1,5m derrière la charge, ce qui explique le retard de cette onde. Entre ces deux ondes, il est difficile de dire si on observe des ondes de choc secondaires, ou des perturbations dues aux agglomérats de particules, ou les deux phénomènes. Derrière

l'onde réfléchi sur le papier, on observe un mouvement de celui-ci, dans la zone encadrée en bleu, qui correspond à une destruction progressive de la feuille. Dans certaines conditions où existe un contraste optimal, on peut aussi observer l'onde de choc réfléchi sur le sol.

Un exemple de diagramme x-t obtenu après traitement des images vidéo est présenté sur la Figure 6.13.

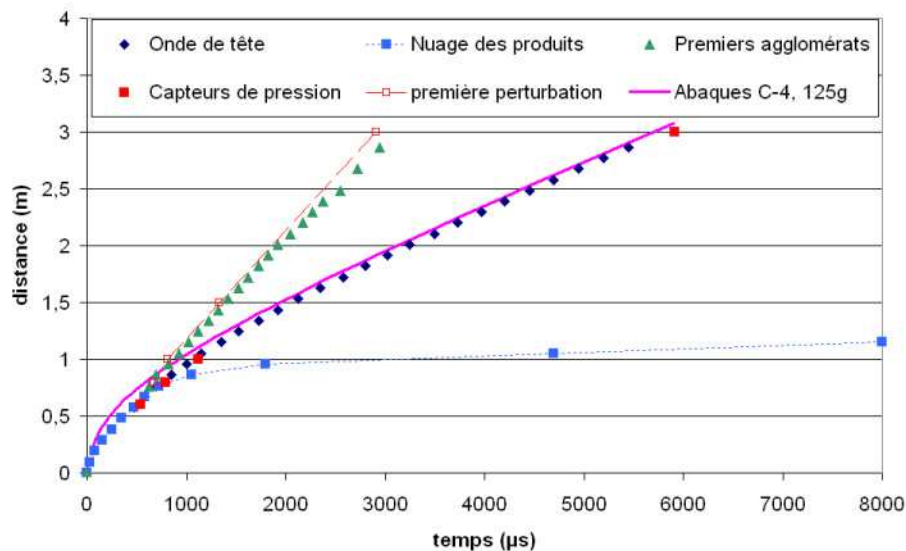


Figure 6.13 Diagramme x-t pour le tir 583 (95-Al-35µm-2,6)

Sur la Figure 6.13, on constate que :

- comme on l'a déjà observé avec le C-4 et les particules inertes, l'analyse par méthode de BOS permet de suivre l'évolution de l'onde de choc avec une bonne précision : l'accord entre les temps d'arrivée du choc au niveau des capteurs de pression et ceux relevés sur la feuille quadrillée est excellent.
- dans un premier temps, les particules ralentissent l'onde de choc générée par le booster mais la réaction des particules entraîne un rapprochement de l'onde de choc de la courbe du C-4 seul.
- les agglomérats formés dépassent l'onde de choc aux environs de 80cm de propagation puis se propagent en avance sur l'onde, comme dans le cas des particules de verre.
- il y existe un bon accord entre la détection des premiers agglomérats sur les images traitées par les méthodes de BOS et l'apparition du parasite précurseur sur les capteurs de pression.
- La vitesse des agglomérats est quasiment constante (et voisine de 1000m/s) à partir de leur détection (à 70cm) sur les images traitées. A 3m, elle est trois fois plus élevée que celle de l'onde de choc. Ils arrivent sur le capteur situé à 3m avec 3ms ou 1m d'avance sur le choc.

Comme dans le cas des particules de verre, on constate une agglomération de particules pendant l'explosion. Les particules d'aluminium semblent s'agglomérer plus facilement, que les billes de verre. En effet, les agglomérats sont visibles en grande quantité, éclairés par la boule de feu. A l'opposé, dans le cas des particules inertes, les agglomérats ne sont pas éclairés, on perd en contraste sur les vidéos et donc on les voit moins bien. Pour cette raison on ne peut pas dire si effectivement il y a plus d'agglomérats d'aluminium que d'agglomérats de verre.

Par ailleurs, on pense que certains des agglomérats sont des amas de particules non réagies : il est arrivé qu'un agglomérat émette un flash de lumière en impactant un poteau, ce qui n'a pas été observé dans le cas inerte. L'observation des particules piégées dans les blocs de gel permettra de répondre à cette question.

6.3.2. Résultats concernant les particules atomisées

6.3.2.1. Trajectoires des ondes de choc

Les diagrammes $x-t$ comme celui présenté sur la Figure 6.13 ont été tracés pour chaque tir. Afin de pouvoir comparer les résultats entre eux, on sépare l'étude de la propagation du choc et l'étude de la propagation des agglomérats. Tout d'abord, on présente, pour les charges de 95mm, les positions successives du choc sur la Figure 6.14. Les courbes obtenues pour le tir sans particules et un tir de référence effectué avec des billes de verre de 100 μ m ont aussi été reportées sur ce graphique. (Rappelons que les trajectoires des chocs générés par les charges contenant des particules de verre sont peu influencées par la granulométrie des billes de verre, cf. Chapitre 5)

Dans le cas des charges de 95mm (Figure 6.14) :

- la célérité du choc dépend de la granulométrie des particules d'aluminium atomisé, ce qui s'explique par les différentes réactivités des particules. Dans le cas des particules de verre, les trajectoires des chocs générées par des charges de même diamètre étaient quasiment les mêmes quelles que soient les particules de verre considérées.
- on a déjà constaté (cf. paragraphe 6.5.2.4) que, le front de choc a davantage été accéléré par la combustion des particules de 35 μ m que par celles de 5 μ m.
- pour les particules de 35 μ m, après 1,20m de propagation ou environ 1500 μ s, le choc a une célérité équivalente à celle du choc généré par le booster seul. Ce rapprochement des trajectoires est dû à la combustion des particules.

- la trajectoire la plus lente correspond au choc généré avec des particules de 100 μ m. pourtant, ces particules sont théoriquement plus réactives que des particules de 200 μ m. Les particules de 100 μ m ont moins réagi que les particules de 200 μ m ou leur combustion a eu lieu trop tard ou trop loin du front de choc pour l'accélérer (par rapport au cas des particules de 200 μ m). Toutefois on ne peut pas exclure que ce comportement soit dû à une dispersion des résultats expérimentaux.

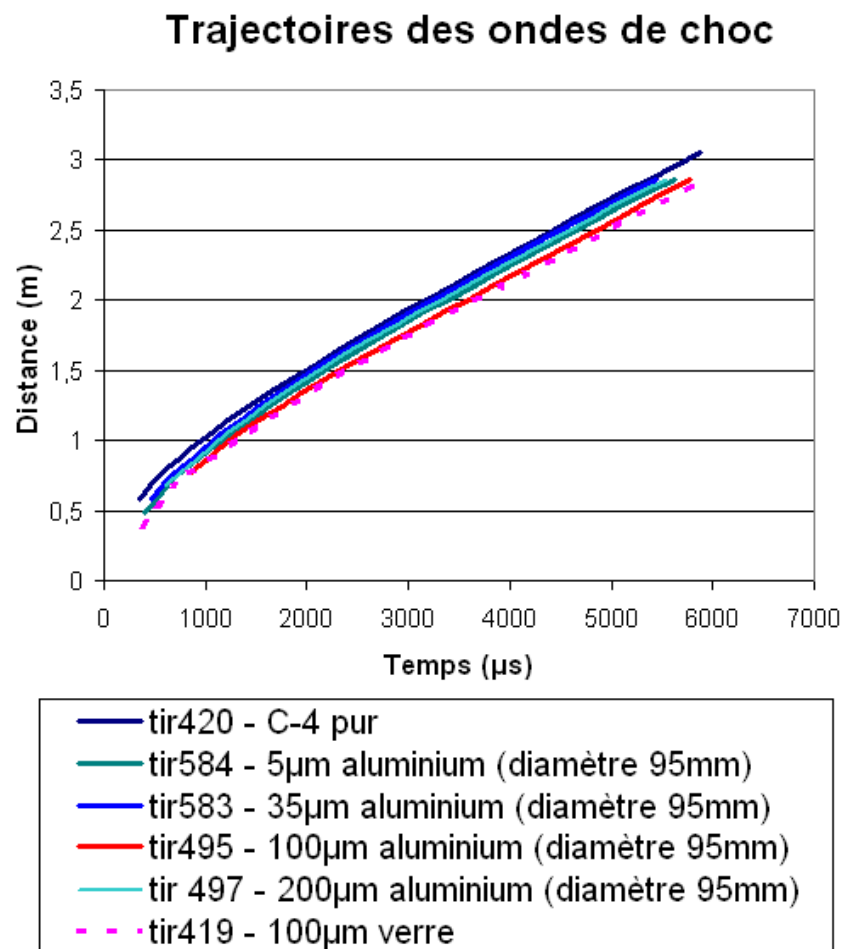


Figure 6.14 Trajectoires des ondes de choc générées par les charges de 95mm contenant des particules atomisées d'aluminium et comparaison avec le cas du C-4 et le cas des particules inerte

Pour les charges de 120mm les trajectoires des ondes de choc sont reportées sur la Figure 6.15.

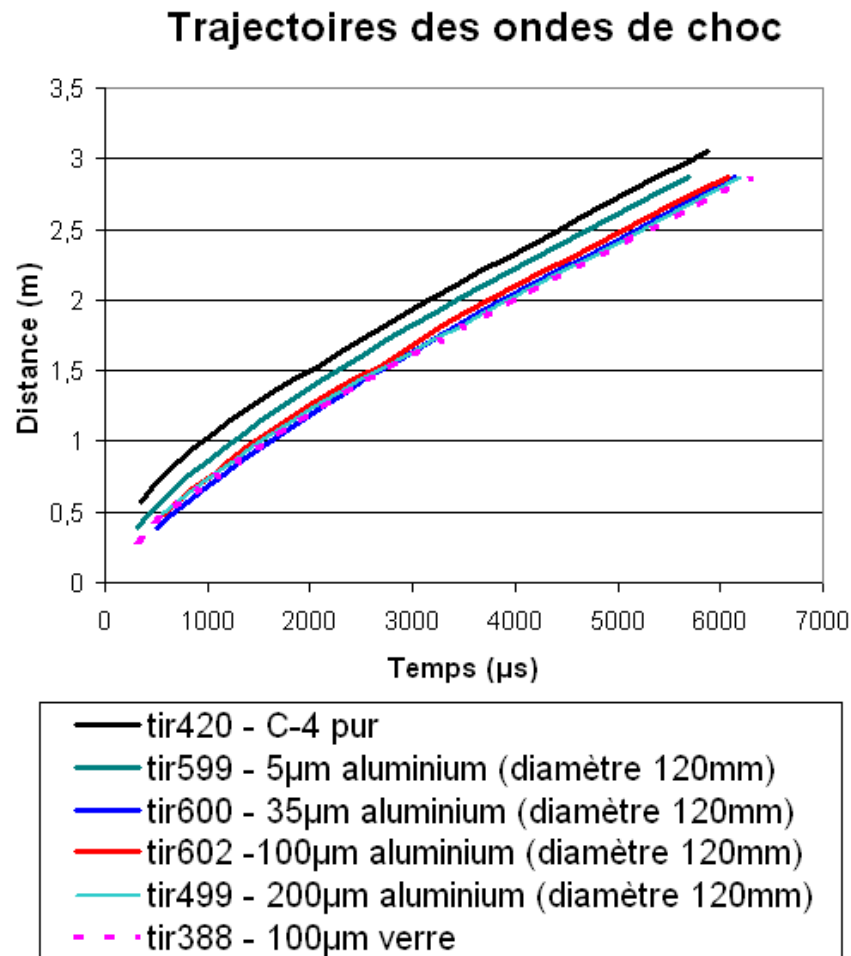


Figure 6.15 Trajectoires des ondes de choc générées par les charges de 120mm contenant des particules atomisées d'aluminium et comparaison avec le cas du C-4 et le cas inerte

Avec des charges de 120mm (Figure 6.15),

- excepté pour le cas des particules de 5μm où l'on distingue un effet dû à la combustion des particules, la trajectoire de l'onde de choc de tête dépend peu de la granulométrie et reste proche de celle observée dans le cas des particules de verre.
- la célérité de l'onde de tête est inférieure à celle générée par le C-4 seul, dans tous les cas.

6.3.2.2. Trajectoires des agglomérats

Les trajectoires des agglomérats, pour différentes granulométries de particules et pour les deux diamètres de charge, sont rassemblées sur la Figure 6.16. On y a également reporté la trajectoire des agglomérats de verre de 15μm.

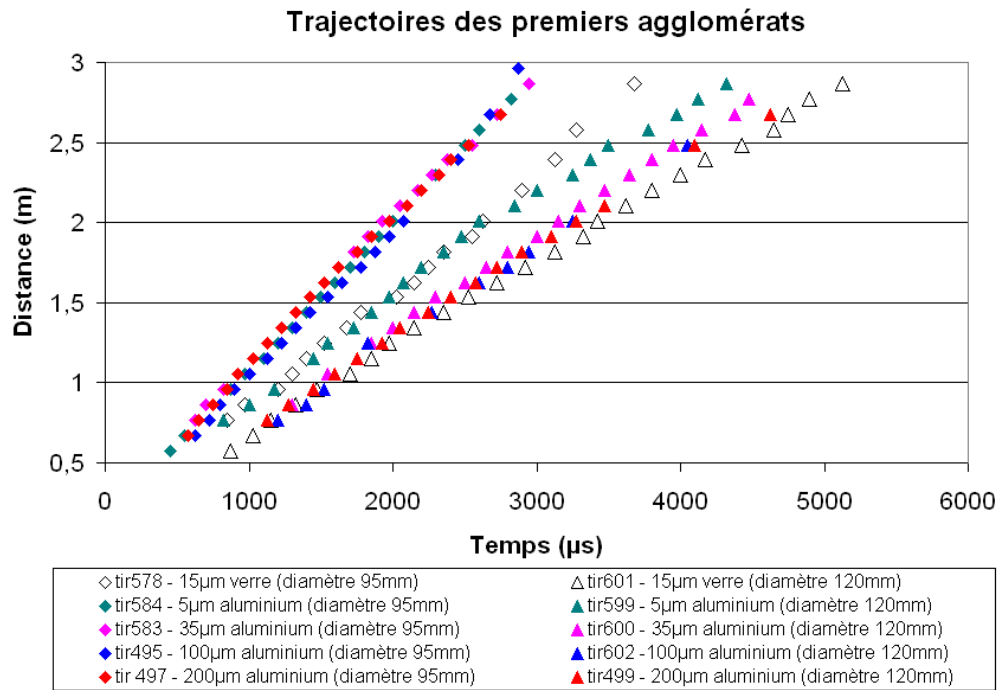


Figure 6.16 Trajectoires des agglomérats d'aluminium dispersés pendant les tirs et comparaison avec le cas des agglomérats de particules inertes de 15µm pour les charges de 95mm (losanges) et de 120mm (triangles)

Sur la Figure 6.16, on constate que :

- quelles que soient les particules utilisées, les vitesses des agglomérats sont quasiment constantes
- les vitesses des agglomérats sont supérieures pour les charges de 95mm
- la vitesse des agglomérats d'aluminium est supérieure à la vitesse des agglomérats de verre. Par exemple pour les charges de 95mm, les agglomérats de particules d'aluminium ont une vitesse de 1000m/s environ, ceux de verre ont une vitesse voisine de 700m/s.
- pour les 4 granulométries d'aluminium dans les charges de 95mm, les trajectoires des agglomérats sont quasiment les mêmes. Les trajectoires des chocs générés étaient relativement proches (cf. Figure 6.14), donc les vitesses des gaz qui contribuent à l'accélération des agglomérats doivent être proches. Ainsi, on est amené à penser que, indépendamment de la granulométrie, les agglomérats formés ont des caractéristiques mécaniques similaires.
- dans le cas des charges de 120mm, avec des particules de 5µm, on observe que les agglomérats formés sont en avance et légèrement plus rapides que dans les autres cas. L'onde de choc générée avec ces particules était plus rapide que celle générée par les charges contenant les autres granulométries de particules (cf. Figure 6.15). On peut donc faire l'hypothèse que cet écart est la conséquence de la combustion des particules plutôt que d'une différence dans les phénomènes d'agglomération.

6.3.3. Radiographies X

Quelques enregistrements par la méthode de radiographie-X ont été réalisés avec des particules atomisées d'aluminium de 100 μ m et de 5 μ m dans des charges de 95mm. On a observé tout d'abord la zone des quarante centimètres adjacents à la charge, à 150 μ s (Figure 6.17) et 250 μ s (Figure 6.18) après la mise à feu.

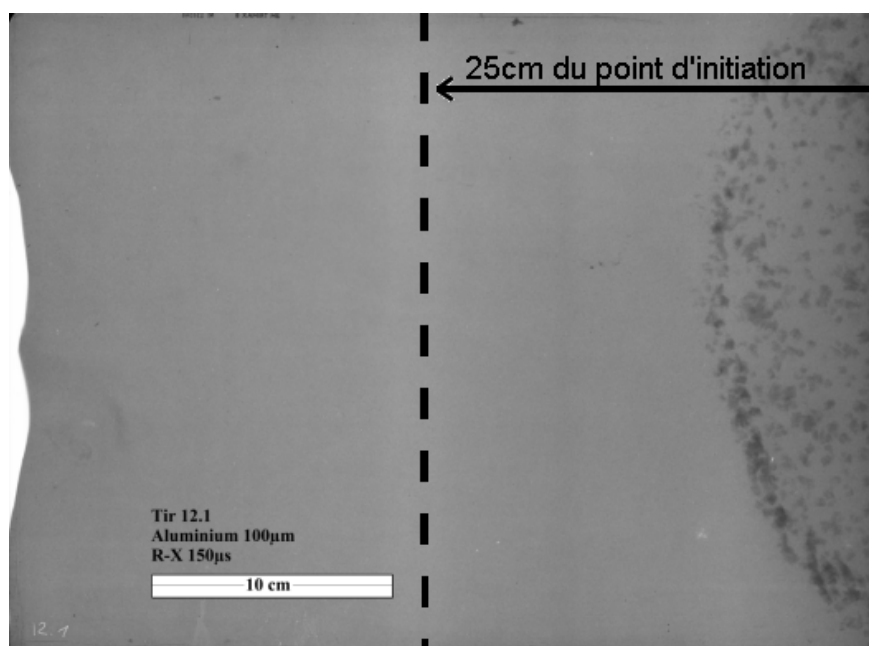


Figure 6.17 Image R-X prise 150 μ s après la mise à feu de la charge (95-Al-100 μ m-2,9).

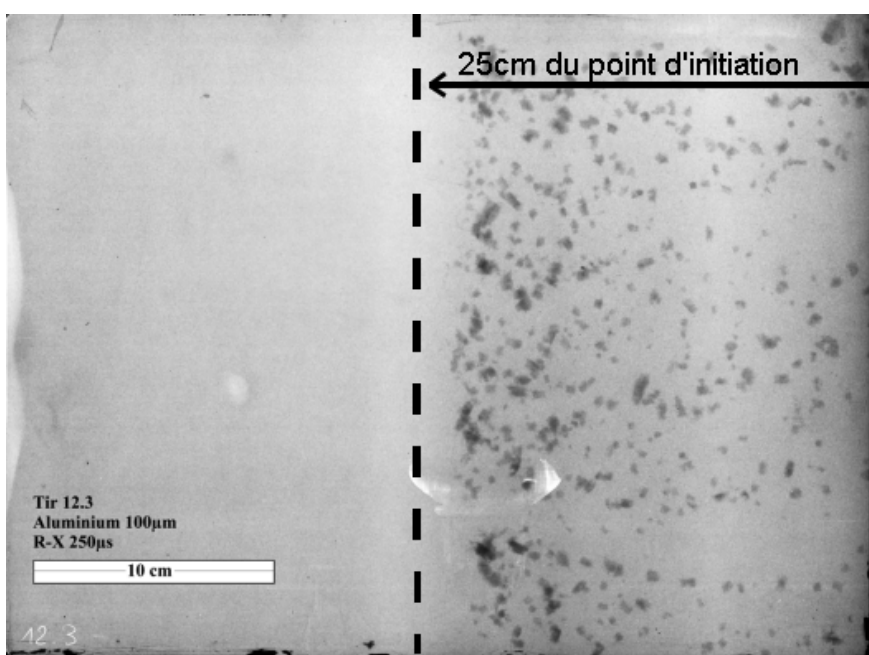


Figure 6.18 Image R-X prise 250 μ s après la mise à feu de la charge (95-Al-100 μ m-2,9).

On observe sur ces images que les agglomérats sont, comme dans le cas du verre, formés dès le début de l'explosion. Ils ont un diamètre voisin de 4,5mm et sont donc légèrement plus gros que les agglomérats de verre. En revanche, on constate une plus grande disparité des rayons, les plus gros ont des dimensions de l'ordre de 12mm. (Dans le cas du verre les plus gros agglomérats observés sur les clichés R-X atteignaient 8mm). On ne distingue pas non plus en arrière plan, un nuage de densité faible dû aux particules individuelles comme c'était le cas avec les particules de verre. Sur ces clichés, la position du front de choc par rapport aux particules individuelles n'est pas connue.

On a également photographié la dispersion des agglomérats à 1m (Figure 6.19).

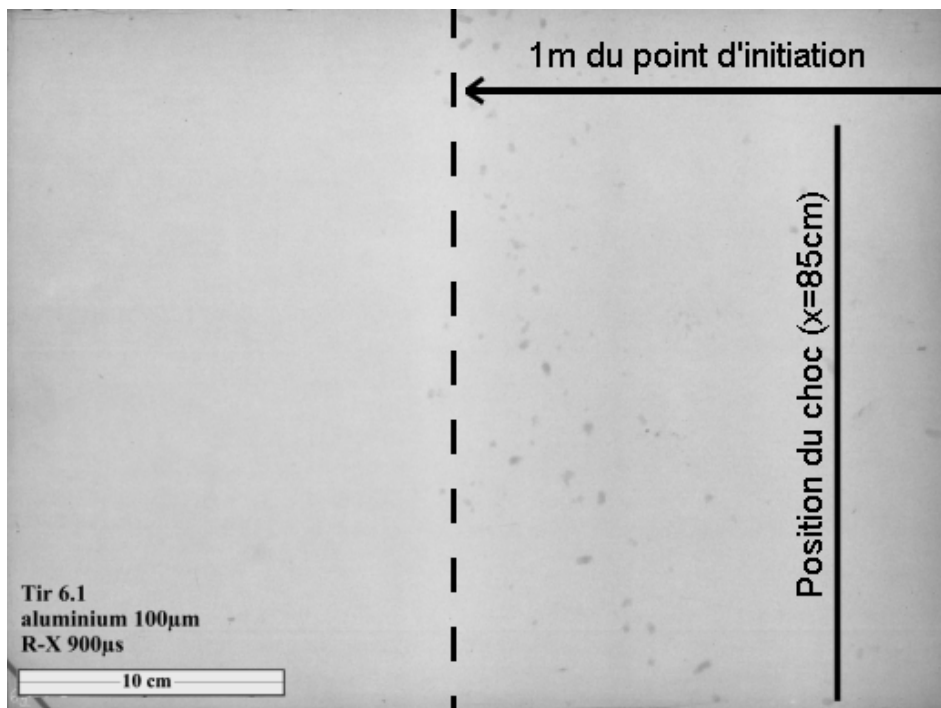


Figure 6.19 Image R-X prise 900µs après la mise à feu de la charge (95-Al-100µm-2,9). Le centre de la radiographie est situé à 1m du centre de la charge.

Sur la Figure 6.19, prise à 1m du point d'initiation, on observe quelques agglomérats d'aluminium vers le milieu de la radiographie. Sur cette image la taille moyenne des agglomérats est de 4mm. On distingue assez nettement un front d'agglomérats, ce qui n'apparaissait pas sur les images traitées par BOS. Sur cette radiographie (Figure 6.19), on estime que le choc est situé à 85cm, soit 15cm en arrière des agglomérats. Ainsi, le dépassement du choc par les agglomérats à une distance d'environ 1m est confirmé.

6.3.4. Résultats obtenus avec d'autres types de particules

Des flocons d'aluminium et des particules de magnésium ont aussi été testés pour étudier l'effet sur l'explosion de particules plus réactives. On a aussi expérimenté des mélanges de particules inertes et réactives dans le but d'observer la dispersion des particules inertes avec une luminosité plus forte et d'optimiser le contraste des enregistrements cinématographiques.

6.3.4.1. Flocons d'aluminium

Avec des flocons d'aluminium le rayonnement lumineux émis est très intense que ce soit pour les charges de 95mm ou les charges de 120mm. Sur la Figure 6.20, on observe sur les images non traitées que les dendrites et les agglomérats visibles sont en combustion.

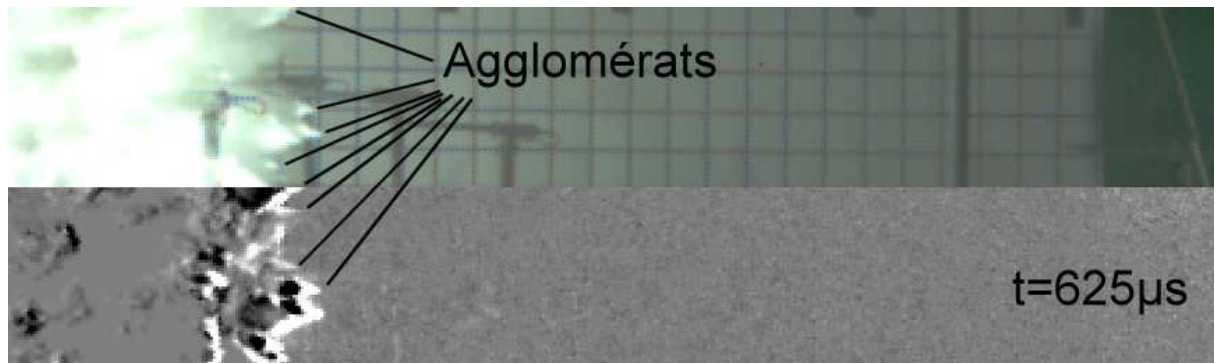


Figure 6.20 Dendrites et agglomérats en combustion dans le cas des tirs avec des flocons d'aluminium (95-Al-flakes-0,9)

Sur les diagrammes $x-t$ correspondants, (Figure 6.21 pour la charge de 95mm et Figure 6.22 pour la charge de 120mm), on constate que :

- pour la charge de 95mm, après un déficit initial (jusqu'à 80cm) de la célérité du front de choc, celui-ci se propage plus vite que dans le cas du C-4 seul.
- pour la charge de 120mm, le même phénomène est observé à partir de 1,5m.
- dans les deux cas, on observe le dépassement du choc par les agglomérats mais ceux-ci ne sont visibles que pour d'une durée de 500 à 2000 μ s, à une distance comprise entre 80cm et 1,6m. La disparition des agglomérats peut être attribuée à la combustion complète de ces derniers.

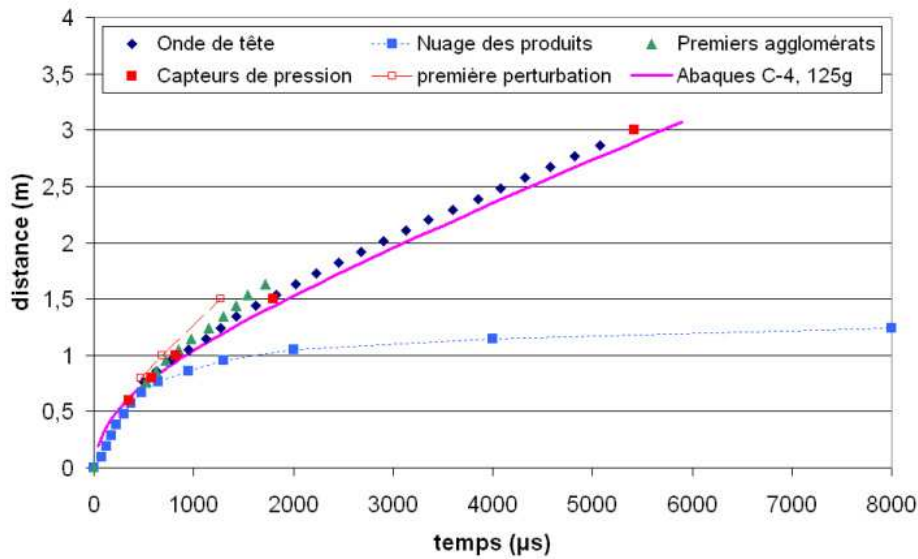


Figure 6.21 Diagramme $x-t$ pour l'explosion d'une charge de 95mm contenant des flocons d'aluminium (tir 554, 95-Al-flakes-0,9)

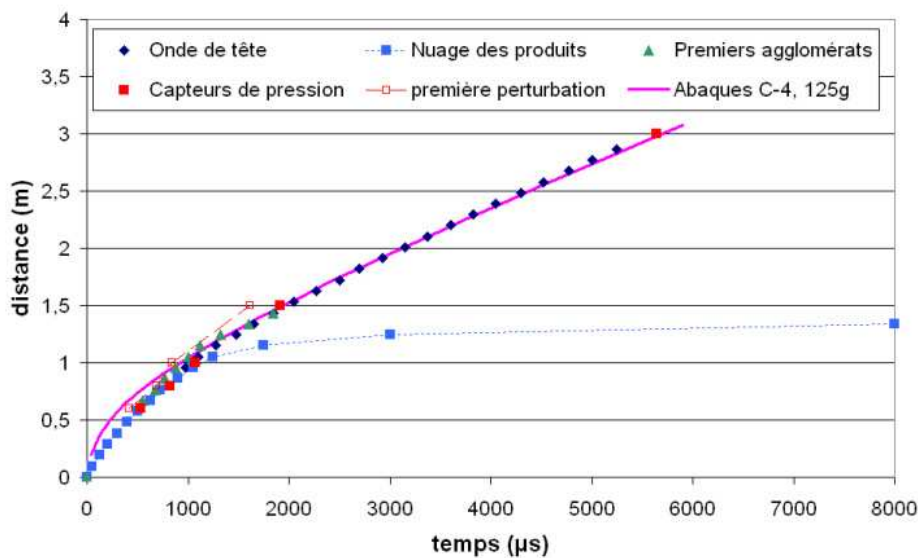


Figure 6.22 Diagramme $x-t$ pour l'explosion d'une charge de 120mm contenant des flocons d'aluminium (tir 598, 120-Al-flakes-2,2)

6.3.4.2. Magnésium

Les particules de magnésium sont a priori les plus réactives de toutes, cependant leur combustion semble moins rayonnante que celle de l'aluminium. Le diagramme $x-t$ pour cette explosion (Figure 6.23) est très similaire à celui observé dans le cas de flocons d'aluminium : les agglomérats observés sont aussi en combustion et disparaissent rapidement. Comme avec les flocons d'aluminium, la combustion des particules a accéléré le choc qui est en avance sur le choc généré par l'explosif homogène seul dès 1ms (ou 1m de propagation).

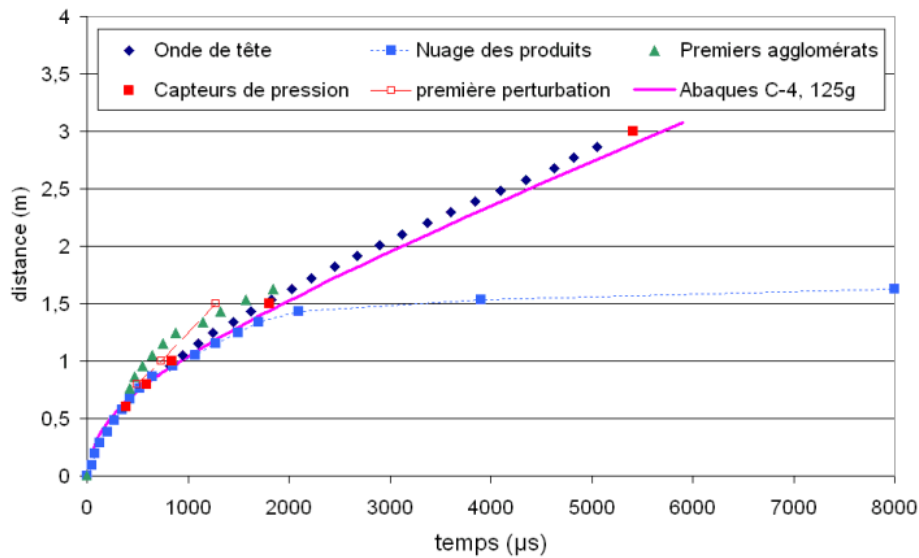


Figure 6.23 Diagramme $x-t$ pour l'explosion d'une charge de 95mm contenant des particules de magnésium (tir 555, 95-Mg- 1,5)

6.3.4.3. Mélanges verre-aluminium

Nous avons effectué deux expériences avec des mélanges de particules de verre et d'aluminium. Le but de la première était d'observer la dispersion des particules inertes en utilisant la lumière produite par la combustion de l'aluminium. Pour cela, on a mélangé 90% (en masse) de particules de verre de 100μm avec 10% de flocons d'aluminium. Pour simplifier la rédaction, on appellera par la suite ce mélange : « mélange A ».

6.3.4.3.1. Mélange A

On observe au début de l'explosion un rayonnement lumineux peu intense, comparé à celui des charges contenant uniquement de l'aluminium, qui s'estompe après 800μs sur les images non traitées. Le diagramme $x-t$ correspondant à cette explosion est présenté sur la Figure 6.24.

On constate un désaccord entre l'observation des premiers agglomérats sur les enregistrements vidéo et l'arrivée de la première perturbation sur le capteur situé à 3m. A cette distance, la proportion d'agglomérats présents dans l'air a beaucoup diminué du fait de l'expansion sphérique, ce qui entraîne une probabilité de collision plus faible entre les agglomérats et le capteur de pression. Sur le graphe de la Figure 6.25, on a comparé les trajectoires des ondes de choc et des agglomérats avec le cas des flocons seuls et le cas des billes de verre seules

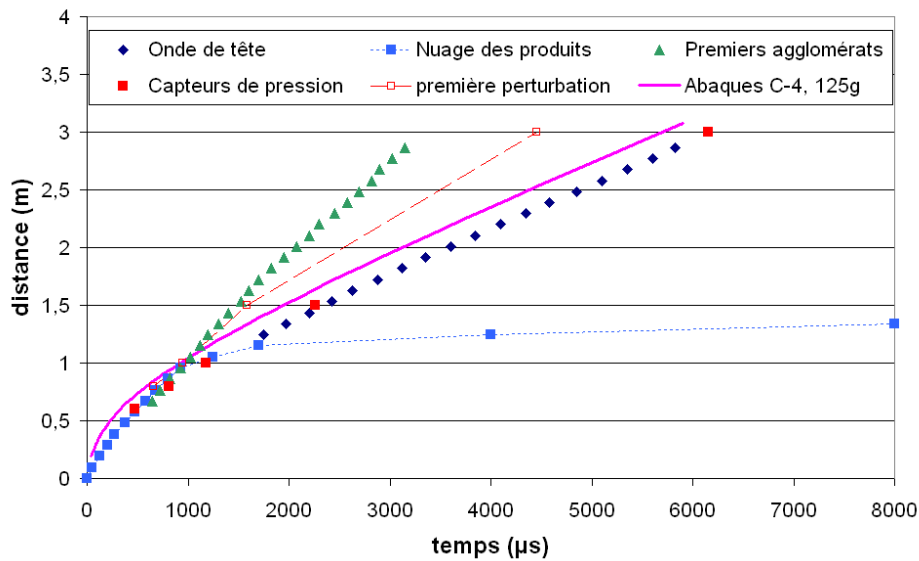


Figure 6.24 Diagramme $x-t$ pour l'explosion d'une charge de 95mm contenant le mélange A (tir 556)

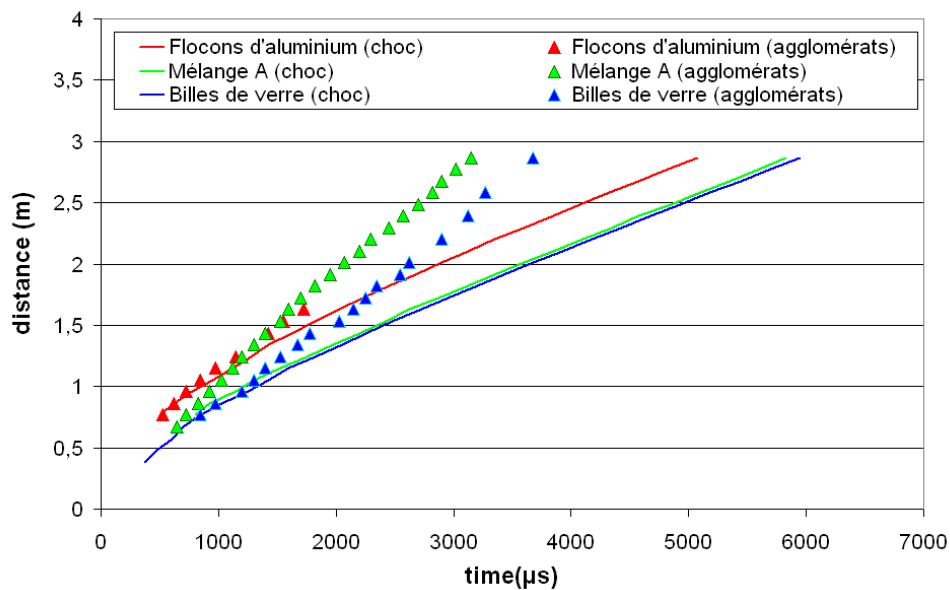


Figure 6.25 Trajectoires des chocs et des agglomérats pour une charge de 95mm contenant le mélange A. Comparaison avec les cas des flakes seules et le cas des billes de verre seules

On constate que la trajectoire de l'onde de choc est pratiquement confondue avec celle du cas des billes de verre seules. Par contre, celle des agglomérats s'approche plutôt du cas des flakes seules. A ce stade, la seule explication envisagée est que les agglomérats sont de nature différente de ceux formés à partir des billes de verre seules. L'examen des images vidéo avant traitement (Figure 6.26) où l'on distingue des agglomérats jaune clair et incandescents, semble appuyer cette hypothèse.

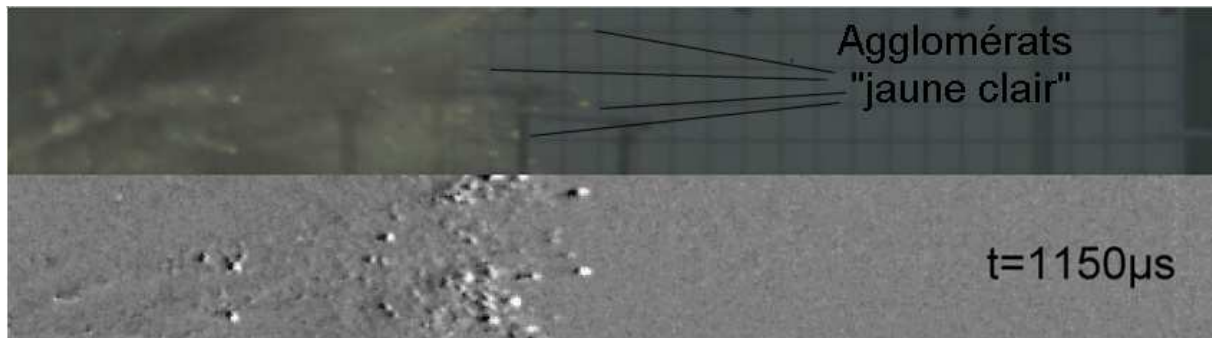


Figure 6.26 Projection d'agglomérats de couleur jaune clair, incandescents lors de la dispersion du mélange A

6.3.4.3.2. Mélange B

Dans une deuxième expérience, on a testé, avec une charge de 120mm, la dispersion d'un mélange de 50% de particules d'aluminium de 35µm et de 50% de billes de verre de 15µm. Ce mélange sera nommé mélange B pour la suite de la rédaction. Le diagramme $x-t$ de cette explosion est présenté sur la Figure 6.27.

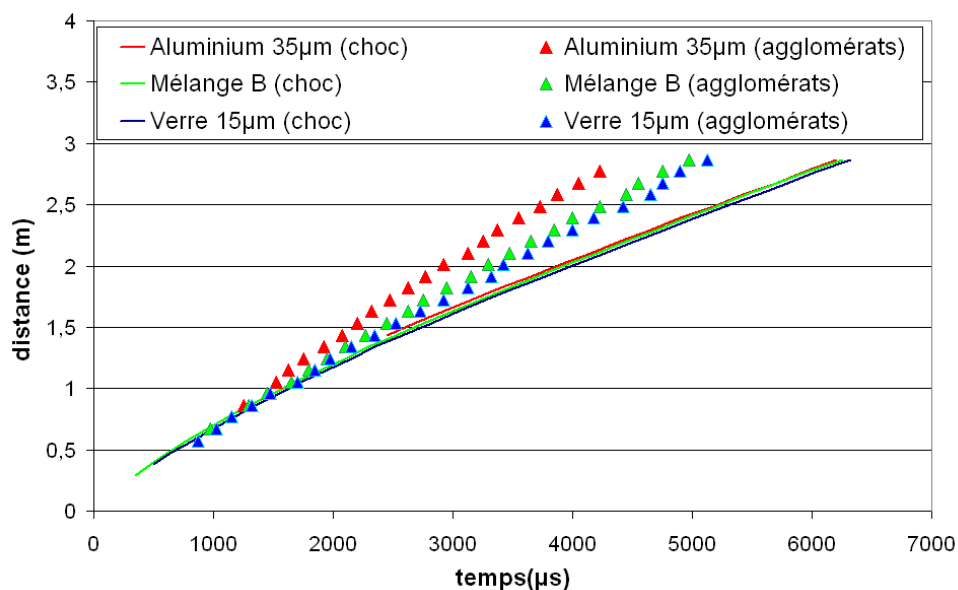


Figure 6.27 Trajectoires des chocs et des agglomérats pour une charge de 120mm contenant le mélange B. Comparaison avec les cas des particules de 35µm seules et le cas des billes de verre seules

On constate que la trajectoire du choc de tête est pratiquement confondue avec celle du cas des billes de verre seules ou de celui des particules d'aluminium de 35µm seules. Par contre les agglomérats suivent une trajectoire intermédiaire entre celles suivies par les agglomérats de verre et ceux d'aluminium. Sur les images vidéo, le rayonnement lumineux disparaît après 2ms, probablement en raison d'une combustion incomplète des particules d'aluminium.

6.4. Observation des particules après tir

6.4.1. Observation des blocs de gel

6.4.1.1. Particules atomisées

Pour chaque granulométrie de particules d'aluminium atomisé et chacun des deux diamètres de charge, des produits dispersés par l'explosion ont été capturés dans les blocs de gel situés à 85cm de la charge. Une photo d'un bloc de gel recueilli après le tir de particules d'aluminium de $35\mu\text{m}$ est présentée sur la Figure 6.28 et une photo d'un cratère de ce même bloc de gel est présentée sur la Figure 6.29.

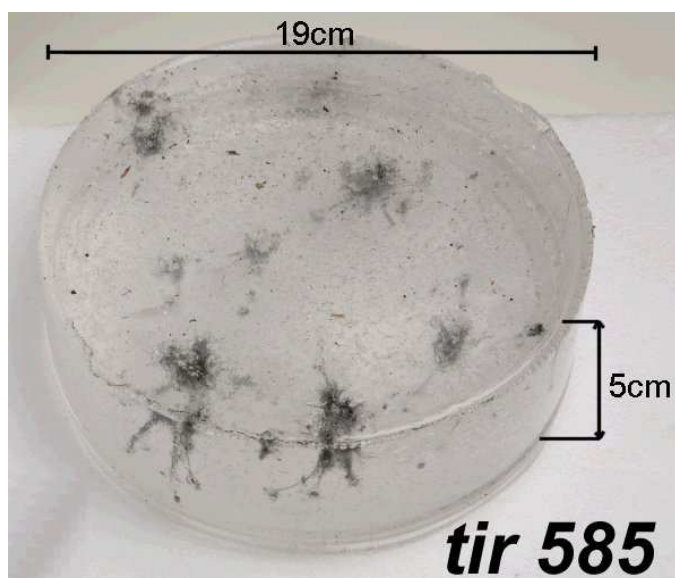


Figure 6.28 Photographie d'un bloc de gel ayant servi à la capture de particules d'aluminium de $35\mu\text{m}$ (tir 585, 95-Al-35 μm -2,6).

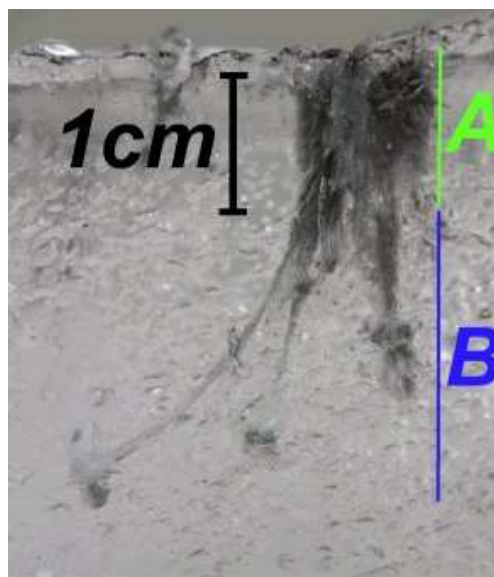


Figure 6.29 Profil d'un cratère du bloc de gel de la Figure 6.28

- La photographie des blocs de gel met en évidence quelques cratères larges de plus de 5mm, relativement profonds ($\approx 4\text{cm}$). La surface du bloc de gel qui a été exposée à l'explosion est couverte de poussière et de déchets divers projetés durant l'explosion tels des grains de sable, du bois, de l'herbe... Cependant, ces déchets semblent seulement déposés sur la surface, ils ne pénètrent que dans une très fine épaisseur de gel. Les produits qui sont entrés plus profondément dans les blocs sont de couleur grise sombre et mate. Le cratère typique présenté sur la Figure 6.29 est communément observé dans ces expériences. On a choisi de le découper en 2 zones (coupes A et B sur la Figure 6.28). La zone A est une zone d'entrée dans le gel ; elle est très sombre et contient parfois des bulles. Elle est suivie de la zone B, que nous nommons zone de

pénétration. La zone B est souvent plus longue et constituée de plusieurs cheminées issues de la zone A.

- Des observations comparables avaient été effectuées dans les gels contenant des agglomérats de verre. Cependant la zone de pénétration B y était peu observée, l'agglomérat étant la plupart du temps détruit au niveau de la zone d'entrée A. C'est pourquoi il ne nous avait pas semblé pertinent de séparer les cratères en deux zones lors de l'étude des blocs de gel du Chapitre 5.
- En général, on trouve un agglomérat au fond des cheminées de la zone B, Les photographies de la Figure 6.30 ont été réalisées avec une loupe binoculaire sur un échantillon de gel entourant un cratère.

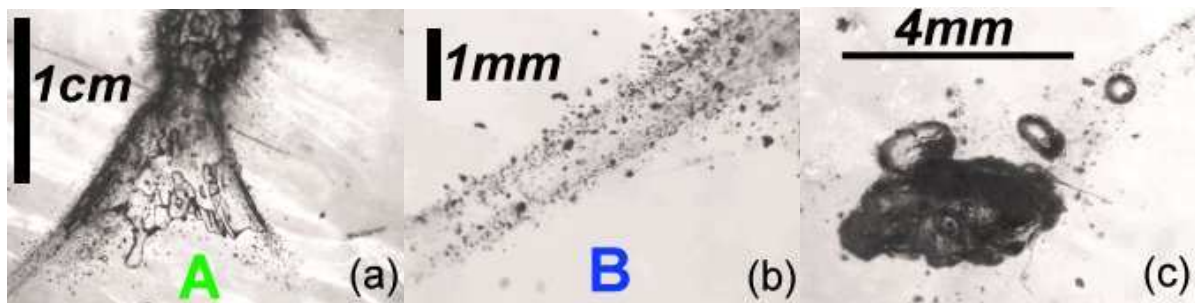


Figure 6.30 Photographies d'un cratère dans un bloc de gel observé à la loupe binoculaire : (a) zone d'entrée (b) une traînée qui s'en échappe et (c) un agglomérat au fond du cratère (4mm)

Dans la zone d'entrée A du cratère, on observe de nombreux grains sombres et plusieurs bulles. Ces bulles ont probablement été formées lors du refroidissement du gel par piégeage de l'air ou par rétraction thermique. Dans la cheminée de la zone B, on observe de nombreux grains de dimensions micrométriques et enfin, tout au fond du cratère, un agglomérat. L'agglomérat mesure 4mm de long pour 2mm de haut, mais ce n'est qu'un morceau de celui qui est entré dans le gel (on suppose que les grains micrométriques dans la cheminée viennent de cet agglomérat). D'après l'étude cinématographique, les agglomérats ont des vitesses voisines de 1000m/s. Ceci peut expliquer pourquoi ils subissent une importante érosion à l'entrée dans le gel, comme les agglomérats de verre. Cependant on notera qu'il est facile de casser les agglomérats de verre entre les doigts, alors que les agglomérats d'aluminium semblent beaucoup plus solides.

On a ensuite compté et mesuré les cratères formés par ces particules dans le gel. Les résultats sont présentés pour les charges de 95mm et les charges de 120mm sur la Figure 6.31 et la Figure 6.32 respectivement.

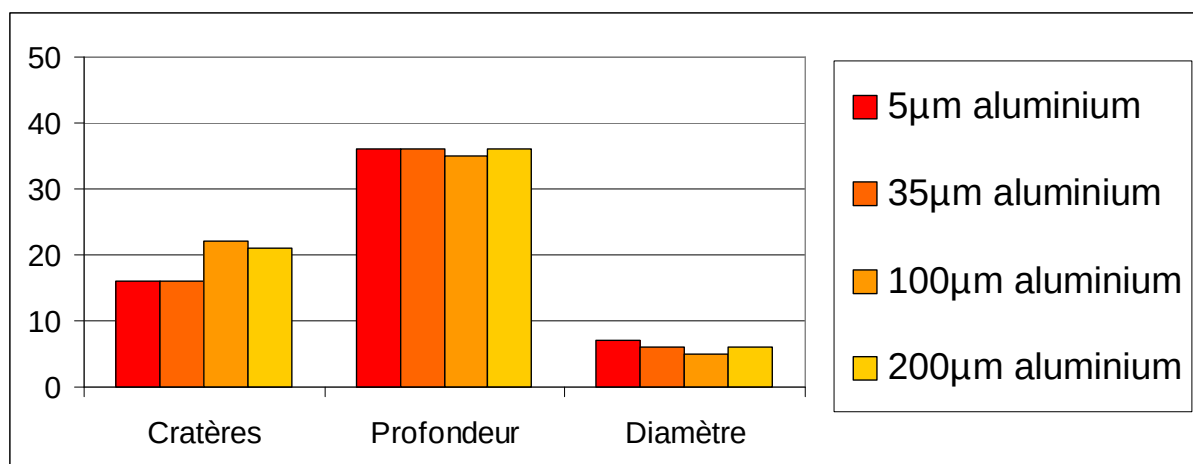


Figure 6.31 Nombre, profondeur (mm) et diamètre moyen (mm) des cratères observés dans les blocs de gel pour des tirs avec des particules d'aluminium atomisé, pour les charges de 95mm

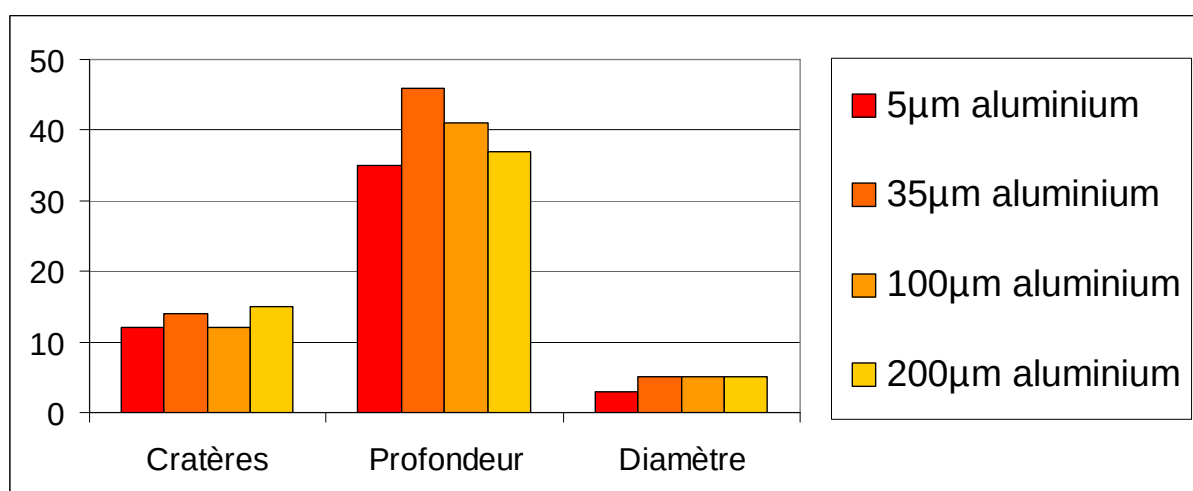


Figure 6.32 Nombre, profondeur (mm) et diamètre moyen (mm) des cratères observés dans les blocs de gel pour des tirs avec des particules d'aluminium atomisé, pour les charges de 120mm

Comme dans le cas des billes de verre, on observe que le nombre de cratères est presque deux fois plus important pour les charges de 95mm que pour les charges de 120mm. Les diamètres et profondeurs des cratères sont du même ordre de grandeur pour les deux types de charges et varient peu avec la granulométrie des particules. Ceci laisse penser que la taille et la vitesse des agglomérats sont assez semblables dans les deux cas.

6.4.1.2. Comparaison des particules inertes et des particules réactives

On a comparé les gels et leur contenu dans le cas des particules d'aluminium de 100µm et de verre de 100µm : galettes de gel vues de dessus sur la Figure 6.33 puis de côté sur la Figure 6.34.

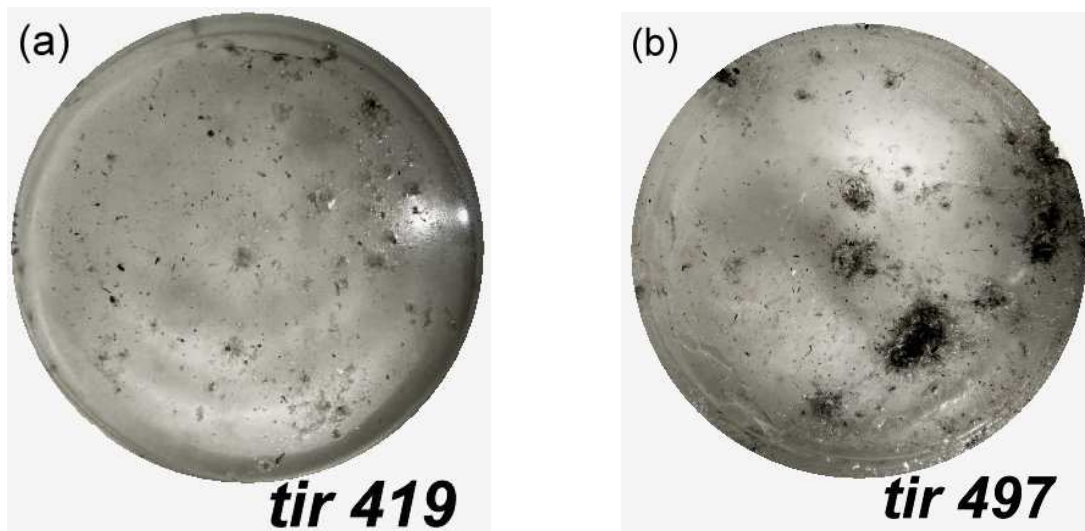


Figure 6.33 Vue de dessus des blocs de gel collectés après (a) un tir de billes de verre de $100\mu\text{m}$ (tir 419, 95-V- $100\mu\text{m}$ -3,7) et (b) un tir de particules d'aluminium de $100\mu\text{m}$ (tir 497, 95-Al- $100\mu\text{m}$ -2,9)

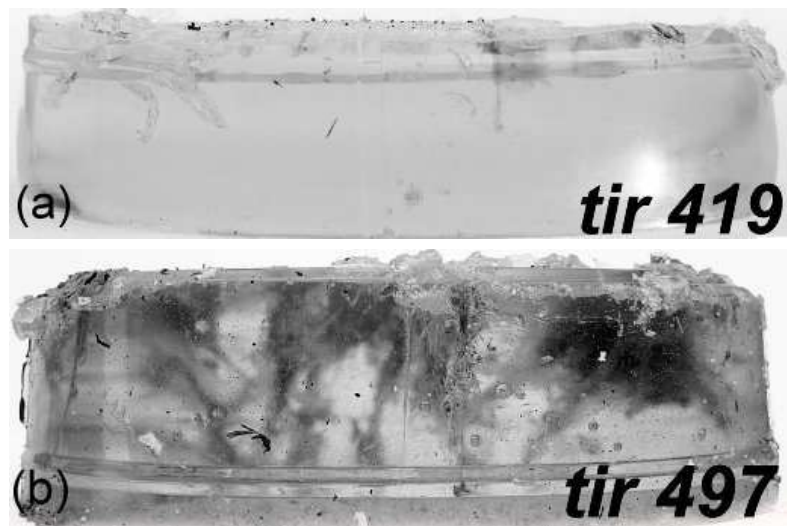


Figure 6.34 Vue de côté des blocs de gel collectés après (a) un tir de billes de verre de $100\mu\text{m}$ (tir 419) et (b) un tir de particules d'aluminium de $100\mu\text{m}$ (tir 497)

Dans le cas de l'aluminium, les cratères apparaissent nettement et sont teintés par une poudre grise très sombre, tandis que dans le cas du verre, ils sont plus clairs et on les distingue mal. Leur profondeur est nettement supérieure à celle des cratères produits par les agglomérats de verre (cf. comptage et mesure des cratères sur la Figure 6.35).

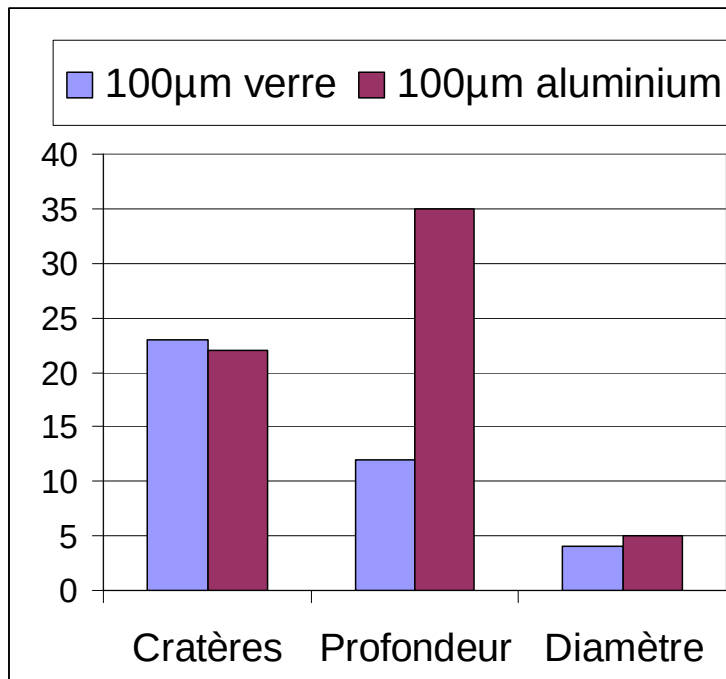


Figure 6.35 Nombre, profondeur (mm) et diamètre moyen (mm) des cratères observés dans les blocs de gel pour des tirs avec des particules d'aluminium ou de verre de 100µm (charges de 95mm)

Deux phénomènes peuvent être responsables de cette différence de profondeur :

- une désintégration plus facile des agglomérats de verre (qui seraient alors stoppés plus vite)
- une inertie plus grande des agglomérats d'aluminium (si on considère qu'ils entrent tous approximativement à la même vitesse).

Le nombre des cratères est à peu près le même dans les cas inerte et réactif, donc on peut en déduire que le nombre d'agglomérats est lui aussi assez proche, ce que n'avaient pas révélés les cinématographies, même après traitement par BOS.

Les diamètres moyens des cratères sont légèrement plus larges dans le cas de l'aluminium. Les enregistrements R-X ont permis de montrer que les agglomérats d'aluminium sont légèrement plus gros que les agglomérats de verre, en moyenne (cf. paragraphe 5.4 et 6.3.3). On notera que, dans le cas des particules d'aluminium on observe parfois de très gros cratères de diamètre supérieur à 1cm. Ils semblent composés de plusieurs cratères de plus petites dimensions mais quasiment superposés. Cette différence de diamètre moyen pourrait s'expliquer par :

- un diamètre plus important des agglomérats, comme l'indiquent les enregistrements R-X

- une énergie cinétique plus importante à l'entrée dans le gel. Les agglomérats d'aluminium sont en effet plus rapides que ceux du verre (cf. paragraphe 6.3.2.2).
- une température plus élevée des agglomérats d'aluminium. En effet certains agglomérats d'aluminium pourraient être en combustion au moment de leur entrée dans le gel ; or celui-ci fond à 80°C

6.4.1.3. Flocons d'aluminium

Les flocons d'aluminium ont été testés avec des charges de 95mm et de 120mm. Dans les deux cas les résultats sont très similaires, comme le montre la Figure 6.37. Le diamètre moyen des cratères est de l'ordre de 2mm, leur profondeur n'excède pas 8mm, et ils sont peu nombreux. Aucun agglomérat n'a été retrouvé dans le gel mais on observe des cratères tapissés de poudre grise (Figure 6.36). On rappelle que dans l'étude cinématographique, peu d'agglomérats ou paquets de particules ont été identifiés entre 60cm et 1,5m. Plusieurs hypothèses sont envisageables. Les particules ne se sont peut-être jamais agglomérées et se sont simplement déplacées ensemble en paquets, ou peut-être que les agglomérats formés sont trop fragiles et ne résistent pas à l'entrée dans le gel. L'hypothèse la plus probable pour expliquer le nombre très réduit de cratères est que les particules ont brûlé avant de parvenir au niveau des blocs de gel.



Figure 6.36 Photographie d'un bloc de gel recueilli après l'explosion d'une charge de 95mm contenant des flocons d'aluminium (tir 554, 95-Al-flakes-0,9)

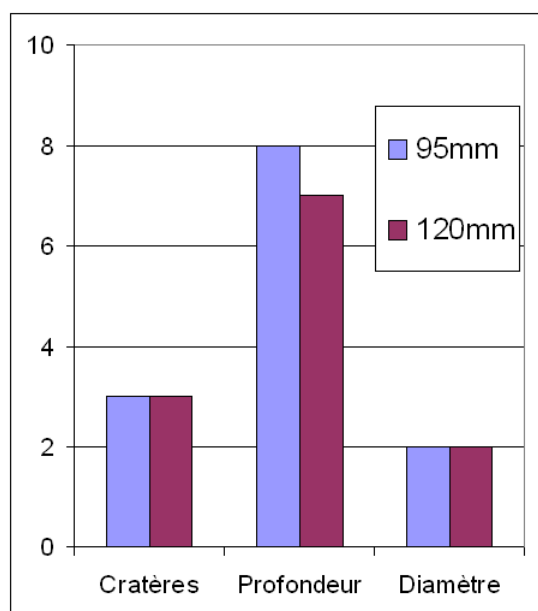


Figure 6.37 Nombre, profondeur (mm) et diamètre moyen (mm) des cratères observés dans les blocs de gel pour des tirs avec des flocons d'aluminium

6.4.1.4. Particules de magnésium

La Figure 6.38 est une photo du bloc de gel récupéré lors du tir effectué avec les particules de magnésium.



Figure 6.38 Photographie d'un bloc de gel recueilli après l'explosion d'une charge de 95mm contenant des particules de magnésium (tir 555, 95-Mg-1,5)

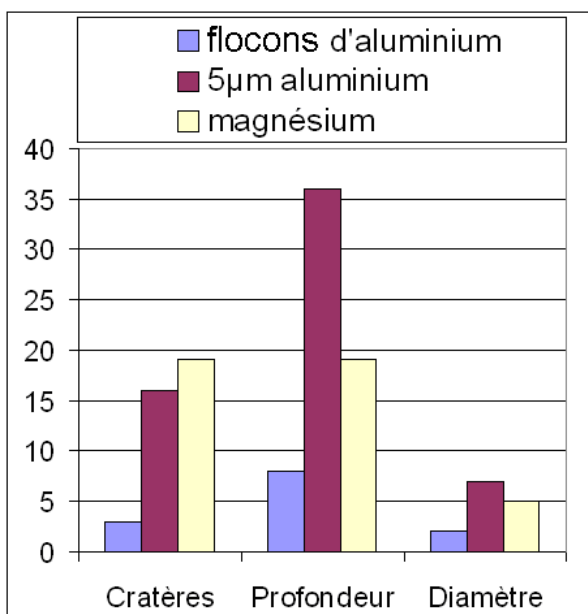


Figure 6.39 Caractéristiques des cratères pour des tirs avec les particules de magnésium, des flocons d'aluminium et des particules atomisées de 5µm (charges de 95mm)

On observe une différence majeure par rapport au cas des flocons : il y a 18 cratères de diamètre supérieur à 2mm. Comme dans le cas des flakes, seuls quelques agglomérats en combustion apparaissaient sur les enregistrements cinématographiques entre 60cm et 1,5m. Ceci conduit à penser qu'on aurait dû retrouver un bloc de gel d'allure similaire. Pour l'analyse de ces cratères, on les a comparés sur la Figure 6.39 au cas des flocons d'aluminium et aux particules d'aluminium de 5µm (particules atomisées a priori les plus réactives).

Le bloc de gel obtenu avec des particules de magnésium se compare plus avec celui obtenu avec des particules atomisées qu'avec des flocons d'aluminium. Le nombre de cratères est plus important dans le cas du magnésium, ce qui témoigne d'un plus grand nombre d'agglomérats. En revanche, les profondeurs et diamètres moyens des cratères sont bien plus importants dans le cas des particules d'aluminium de 5µm, ce qui signifie que les agglomérats de magnésium sont moins gros ou moins résistants ou ont moins d'énergie cinétique à leur entrée dans le gel. La masse volumique du magnésium est de 1740kg/m³ et de 2700kg/m³ pour l'aluminium. On observe sur les enregistrements cinématographiques que ces agglomérats sont en combustion : on peut donc penser qu'ils sont composés de magnésium partiellement réagi.

La couleur des cratères est proche du noir, plus sombre que dans le cas de l'aluminium, mais si on regarde au fond des cratères, on n'y retrouve aucun agglomérat : ils pourraient avoir été complètement érodés pendant la pénétration dans le gel, parce que plus fragiles que les agglomérats d'aluminium. Cette constatation est similaire au cas du verre où, la plupart du temps, on ne trouve pas d'agglomérat au fond des cratères.

6.4.1.5. Mélange A

Le mélange A, composé de 10% de flocons d'aluminium et de 90% de billes de verre a été tiré dans une charge de 95mm. Les photographies du bloc de gel obtenu après le tir et d'un des cratères représentatifs sont présentées sur la Figure 6.40 et sur la Figure 6.41 respectivement.



Figure 6.40 Photographie d'un bloc de gel recueilli après l'explosion d'une charge de 95mm contenant le mélange A (tir 556)

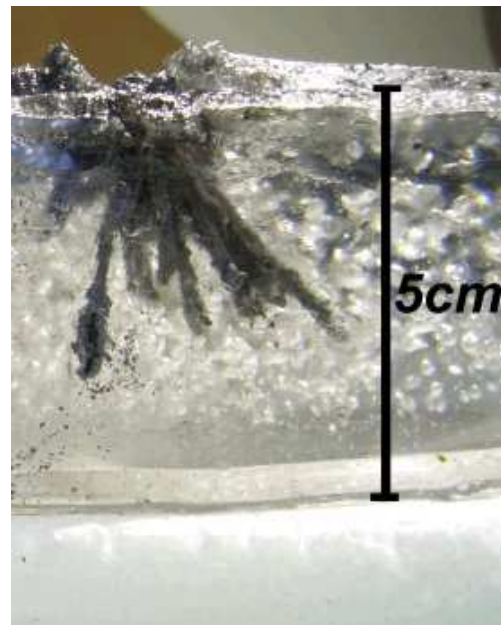


Figure 6.41 Photographie d'un cratère représentatif de ceux observés dans le bloc de gel recueilli après le tir 556

Il apparaît plusieurs différences avec les observations précédentes :

- les cratères sont tapissés d'une poudre très sombre, presque noire,
- ils sont présents en très grand nombre en comparaison des cas précédents
- ils ont aussi une forme assez différente : les agglomérats semblent se fragmenter dès l'entrée dans le gel, chaque fragment pénétrant dans des directions différentes. Il est toutefois difficile de voir ces fragments directement dans le gel, car ils sont fortement érodés par la pénétration.

Sur les enregistrements cinématographiques, ces agglomérats apparaissaient en jaune clair sur les vidéos, indiquant qu'ils étaient train de brûler ou incandescents (et donc probablement proches d'un état liquide). Ainsi on peut supposer qu'ils se brisent et se refroidissent rapidement dès leur entrée dans le gel. La Figure 6.42 présente les résultats du comptage et de la mesure des cratères pour le mélange A.

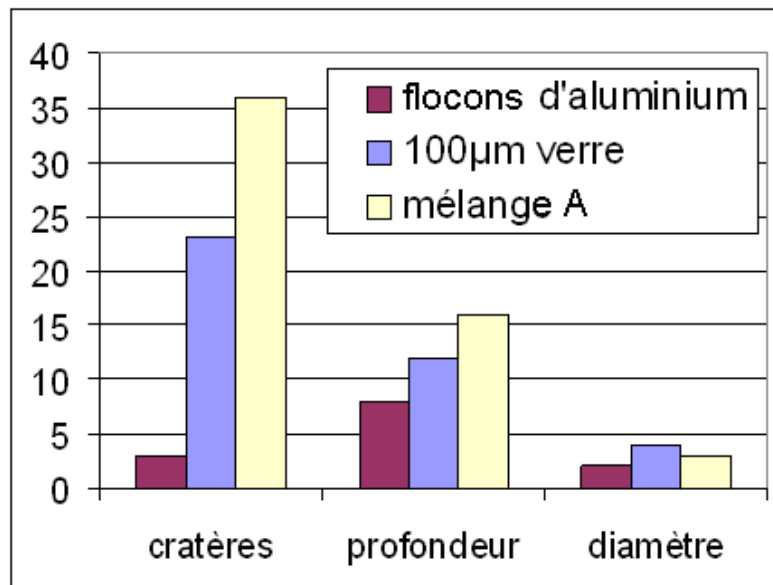


Figure 6.42 Nombre, profondeur (mm) et diamètre moyen (mm) des cratères pour des tirs impliquant des flocons d'aluminium, des particules de verre de 100µm et le mélange A (charges de 95mm)

Un nombre important d'agglomérats a été formé, et ceux-ci semblent avoir plus d'inertie car ils ont pénétré plus loin dans le gel. En revanche, le diamètre moyen des cratères est légèrement plus faible avec ce mélange qu'avec des particules de verre seules. Ceci amène à penser que ces agglomérats seraient plus petits mais plus lourds que ceux observés dans le cas du verre seul.

6.4.1.6. Mélange B

Le mélange B composé de 50% de particules d'aluminium de 5µm et 50% de billes de verre de 15µm a été testé dans une charge de 120mm. Des photographies du bloc de gel obtenu après le tir et d'un des cratères représentatifs sont présentées sur la Figure 6.43 et sur la Figure 6.44 respectivement.



Figure 6.43 Photographie d'un bloc de gel recueilli après l'explosion d'une charge de 95mm contenant le mélange B (tir 644)

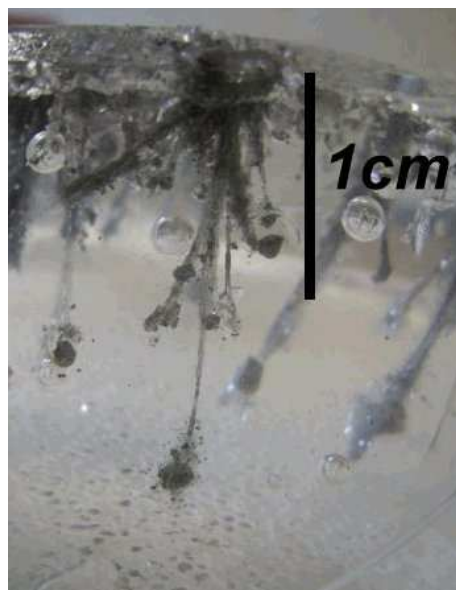


Figure 6.44 Photographie d'un cratère représentatif de ceux observés dans le bloc de gel recueilli après le tir 644

La couleur des cratères est moins sombre que dans le cas du mélange A (contenant des flocons d'aluminium) mais comme pour celui-ci, les agglomérats semblent s'être fragmentés dès leur entrée dans le gel. Cependant, ils ont subi une érosion moins importante pendant la pénétration ce qui permet d'en observer directement dans le gel (Figure 6.44). Certaines zones de ces agglomérats sont de couleur claire, presque blanche tandis que d'autres sont plus sombres : ceci laisse penser qu'ils sont constitués d'un mélange de verre et d'aluminium, résultat de la fusion entre les deux matériaux. Les résultats du comptage et de la mesure des cratères pour le mélange B sont présentés sur la Figure 6.45.

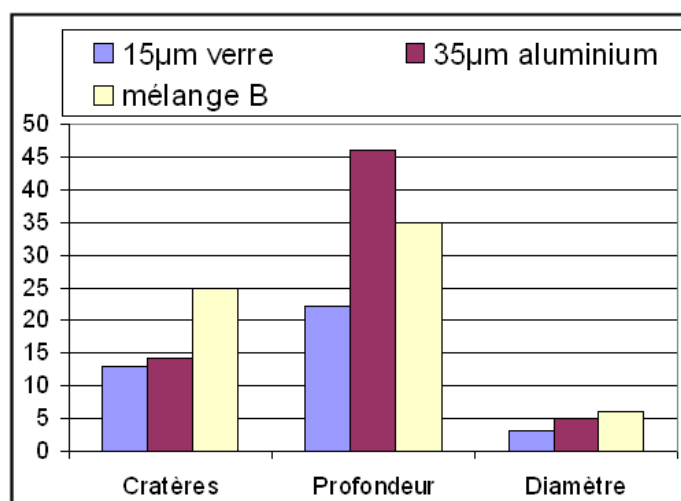


Figure 6.45 Nombre, profondeur (mm) et diamètre moyen (mm) des cratères pour des charges de 120mm remplies de particules d'aluminium de 35µm, de billes de verre de 15µm et le mélange B

Comme dans le cas du mélange A, on observe que le nombre de cratères (et donc d'agglomérats) a augmenté lorsqu'on a mélangé les particules. Le diamètre moyen des cratères a lui aussi, pratiquement doublé, tandis que leur profondeur est intermédiaire entre celle mesurée pour les particules d'aluminium seules et celle mesurée pour les billes de verre seules. Ainsi, on peut penser que les agglomérats sont plus gros à leur entrée dans le gel mais qu'ils sont plus faciles à arrêter. Une masse volumique plus faible des agglomérats formés par le mélange des particules pourrait en être l'explication. Cette hypothèse devra être vérifiée par une analyse plus détaillée des agglomérats après leur extraction.

6.4.2. Analyse des agglomérats

6.4.2.1. Les agglomérats de particules d'aluminium

Deux types de particules d'aluminium ont été utilisées pour les expériences : des particules de type flocons (en forme de paillettes) et des particules atomisées (de formes patatoïdes). Lors des expériences avec des flocons, aucun agglomérat n'a pu être collecté et la poudre grise, seul résidu des produits de combustion, vraisemblablement composée d'aluminium, n'a pas pu être extraite du gel. On ne dispose donc pas d'informations sur la structure des agglomérats ou paquets de particules formés par la combustion des flocons d'aluminium. En revanche, les agglomérats formés par les particules atomisées d'aluminium sont des solides mesurant quelques millimètres qu'on extrait avec une pince (Figure 6.46).



Figure 6.46 Agglomérat de particules d'aluminium de 100 μ m prélevé dans un bloc de gel

L'agglomérat observé tel que celui de la Figure 6.46 est opaque et de couleur grise. A l'exception de quelques zones lisses et brillantes lorsqu'on l'éclaire, l'agglomérat est rugueux

et mat. Quelques agglomérats formés à partir de particules d'aluminium de 100 μ m ont été observés au microscope électronique à balayage (MEB). Pour cela, les agglomérats ont été extraits du gel, nettoyés à l'heptane dans un bain vibrant puis placés dans le MEB sans autre traitement. Quelques images sont présentées sur la Figure 6.47.

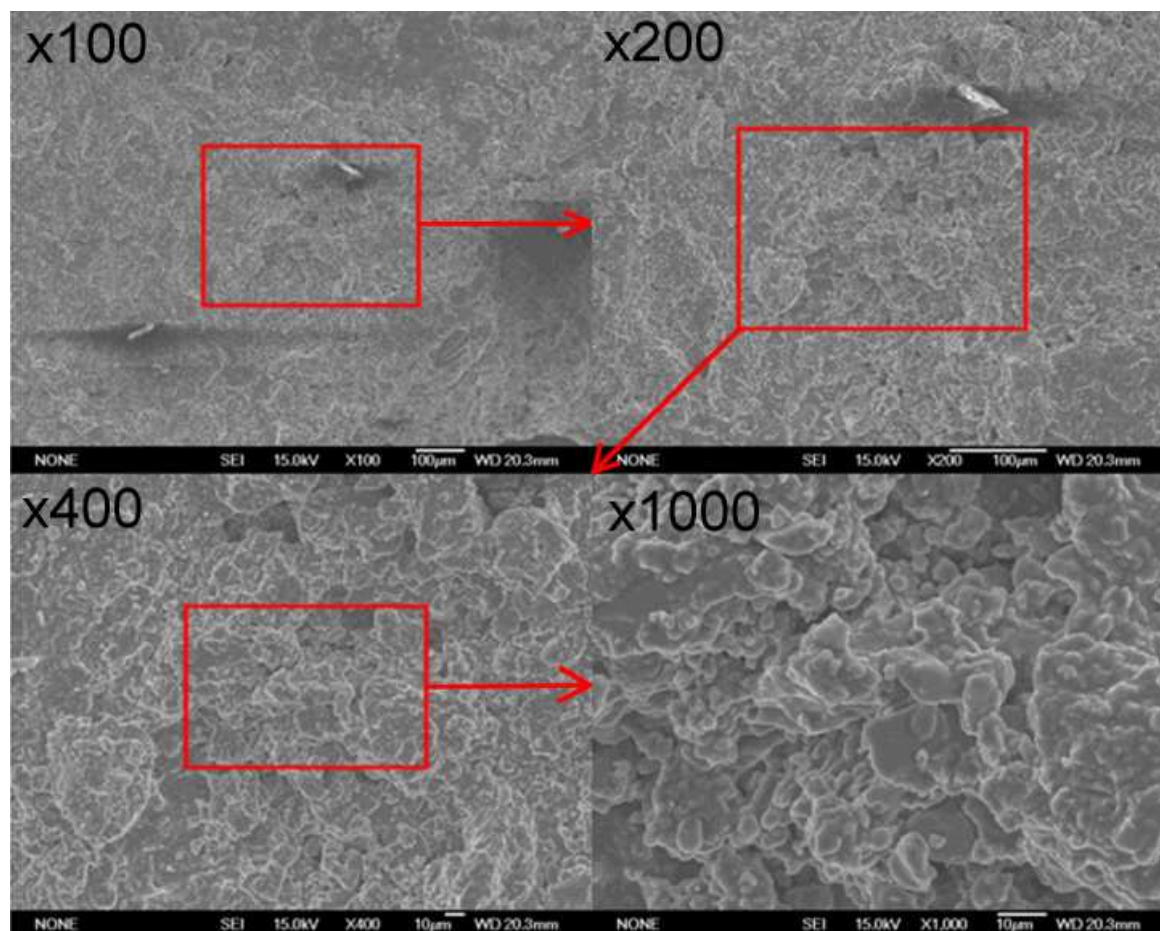


Figure 6.47 Observation aux grossissements 100, 200, 400 et 1000 fois d'un agglomérat de particules d'aluminium de 100 μ m prélevé dans un bloc de gel.

Sur les images produites par le MEB, on distingue deux types de zones : les zones conductrices où l'image est nette et les zones de charge où on observe des cristaux clairs entourés d'une zone sombre. Les zones conductrices correspondent au métal non réagi (ici l'aluminium), tandis que les zones de charge témoignent de la présence d'un matériau non conducteur, de l'oxyde d'aluminium ou alumine. On sait qu'il existe toujours une couche d'oxyde autour des particules d'aluminium, mais elle est suffisamment fine pour ne pas perturber l'observation. De cette observation, on déduit donc que l'aluminium est principalement non réagi. En augmentant le grossissement on a tenté d'identifier les particules originales. Cela s'est avéré impossible. On observe un amas solide qui semble être le résultat de la fusion des particules et être principalement constitué d'aluminium. On peut émettre deux hypothèses concernant la formation de ces agglomérats :

- d'une part, on peut supposer que des particules adjacentes en début de tir ont fusionné pour former une « grosse » gouttelette de quelques millimètres, qui a été ensuite refroidie : en passant devant l'onde de choc, cette gouttelette est brusquement refroidie par l'air. Ce phénomène interviendrait avant la combustion ou dans ses toutes premières phases.
- d'autre part, on peut penser que cette gouttelette s'est formée immédiatement, dans la zone adjacente à l'explosif et qu'elle n'a pas pu trouver d'oxydant pour brûler. En effet le C-4 est un explosif pauvre en oxygène et les particules sont réductrices. On peut donc envisager que, dans les premières phases de la dispersion il y ait très peu d'oxygène entre les particules. Pour vérifier cette hypothèse, il faudrait remplacer le C-4 par un explosif riche en oxygène comme du perchlorate d'ammonium.

6.4.2.2. Agglomérats du mélange A

Dans le cas du mélange A, les agglomérats qu'on parvient à extraire n'excèdent pas 1mm dans leur plus grande longueur. Ils sont relativement sombres et fragiles (on les endommage facilement avec la pince d'extraction). On observe deux types d'agglomérats : certains semblent être des solides de composition constante, tandis que d'autres sont composés de grains blancs entourés de particules grises. Un exemple de chacun de ces agglomérats est présenté sur la Figure 6.48.

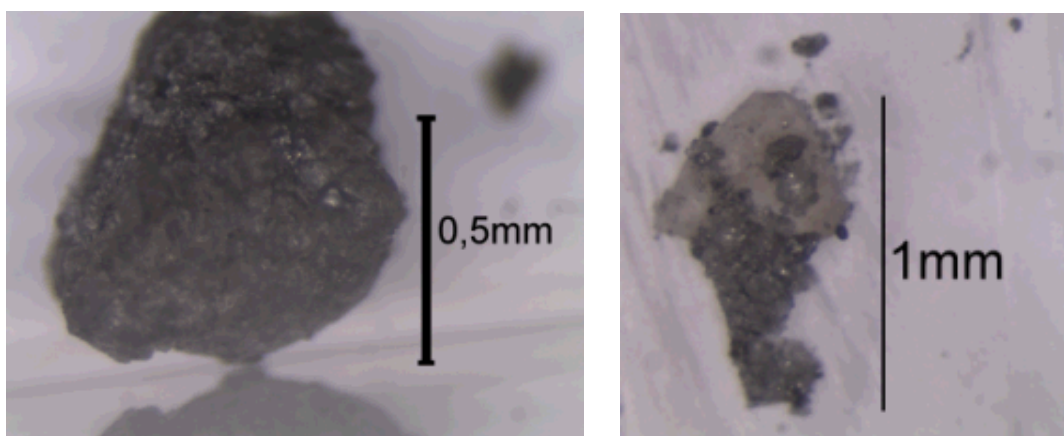


Figure 6.48 Les deux types d'agglomérats collectés après la dispersion du mélange A (10% de flocons d'aluminium et 90% de billes verre)

Comme ces agglomérats sont fragiles et délicats à prélever, il n'est pas impossible que l'un soit un fragment de l'autre. Quelques images d'un de ces agglomérats (un de ceux qui semblent de composition constante) observé au MEB, sont présentées sur la Figure 6.49.

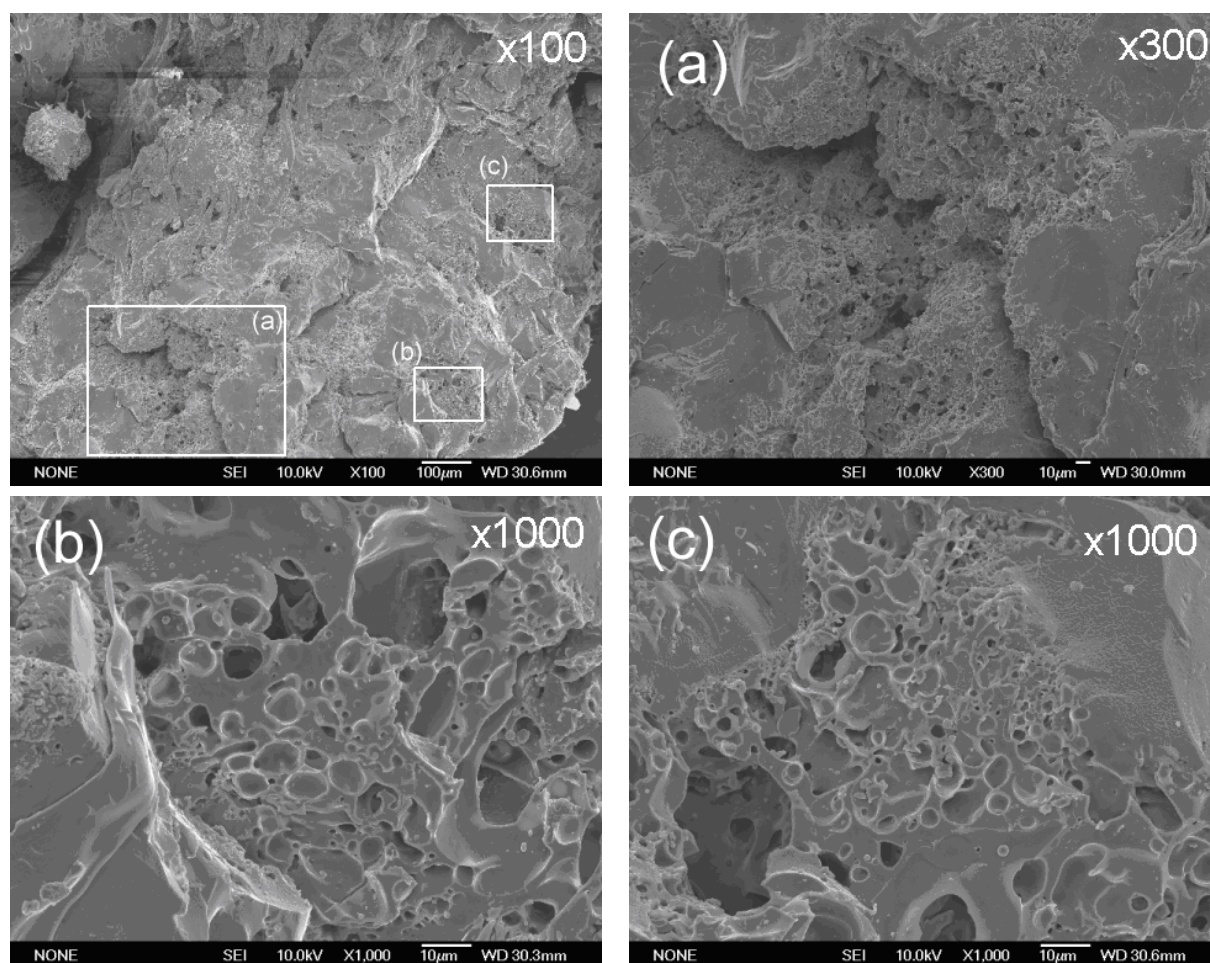


Figure 6.49 Observations au MEB d'un agglomérat collecté dans le gel pour le mélange A

La structure de l'agglomérat n'est pas uniforme : on distingue des zones poreuses et des zones plus homogènes. La porosité rappelle les observations faites lors de l'observation des agglomérats de verre (cf. paragraphe 5.5.2.3). On ne distingue pas les particules originales dans ces agglomérats, le verre semble avoir complètement fondu et s'être mélangé à l'aluminium. Comme dans le cas des agglomérats de verre, certains trous ont des formes de bulles tandis que d'autres ont des arêtes irrégulières qui font plutôt penser à des trous formés par le passage d'un projectile.

6.4.2.3. Agglomérats du mélange B

Le mélange B contient autant de particules de verre que de particules d'aluminium atomisé. Des images d'agglomérats d'aluminium seul, de verre seul et de ceux récupérés avec le mélange B sont présentés sur la Figure 6.50.

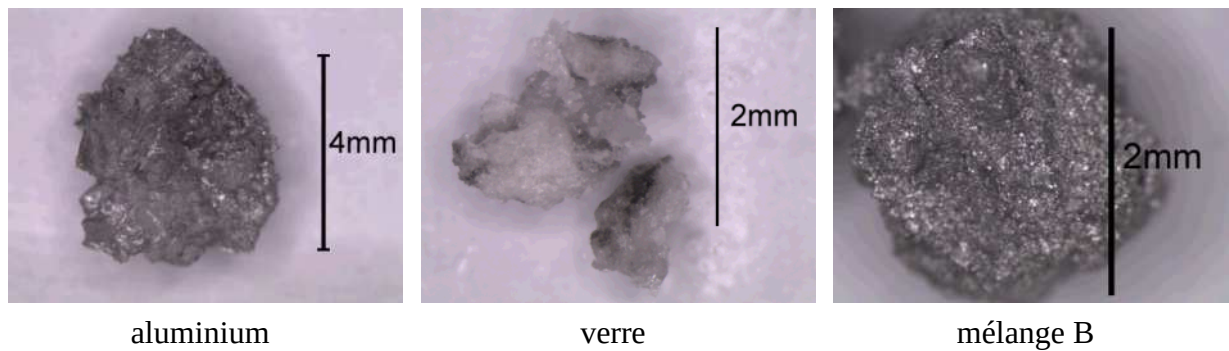


Figure 6.50 Différents agglomérats prélevés dans les blocs de gel

On observe que l'agglomérat formé avec le mélange B a des caractéristiques apparentes intermédiaires entre les agglomérats de verre seul et d'aluminium seul. En effet, l'agglomérat récupéré est d'un gris plus clair que l'agglomérat d'aluminium et plus brillant aussi. Sa surface est très rugueuse et il semble parsemé de points blancs ; mais il est difficile de dire si cette couleur blanche vient de la couleur de l'agglomérat ou de la réflexion de la lumière. Au fond d'un même cratère on peut retrouver 3-4 agglomérats de 1-3mm de diamètre moyen. Ceci semble confirmer l'hypothèse précédente selon laquelle les agglomérats formés par le mélange B seraient plus gros que les agglomérats d'aluminium. En revanche, ils paraissent assez solides. Il semble donc que ces agglomérats soient le résultat d'un mélange entre les particules de verre et d'aluminium, situation qui ne semble pas favorable à la réaction des particules d'aluminium. Des images d'un agglomérat, couvert d'or-palladium pour le rendre conducteur, observé au MEB, sont présentées sur la Figure 6.51.

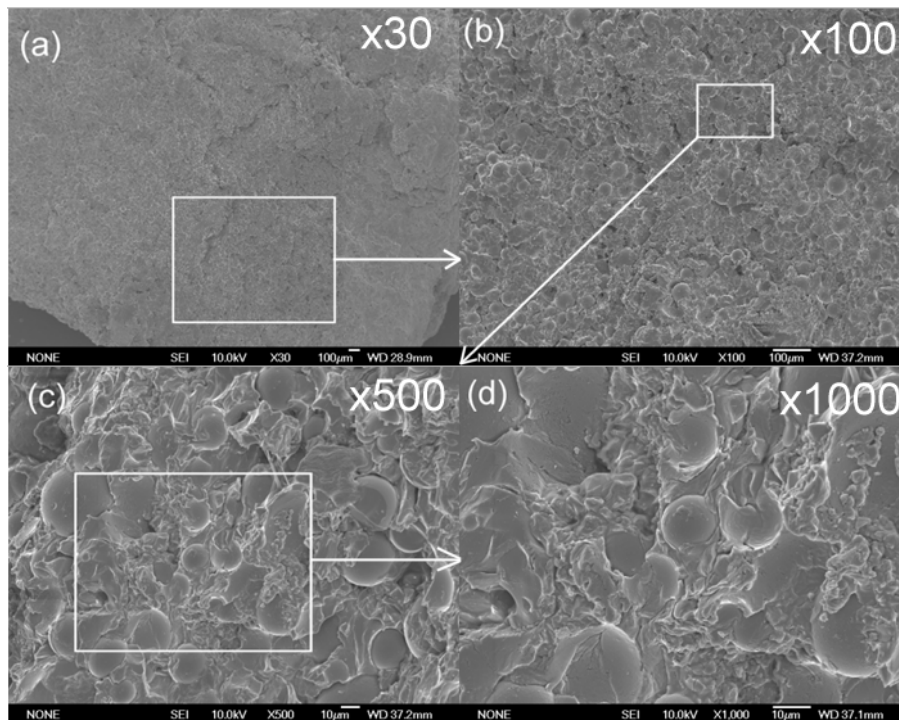


Figure 6.51 Observations au MEB d'un agglomérat collecté dans le gel pour le mélange B

A faible grossissement, la structure de l'agglomérat semble relativement continue (Figure 6.51(a)). Sur les Figure 6.51(b), (c) et (d), on reconnaît des billes de verre qui ont partiellement gardé leur forme sphérique originale ; elles sont collées dans une matrice de nature inconnue (il peut s'agir d'aluminium ou d'un mélange de verre fondu et d'aluminium). On ne retrouve pas la structure poreuse qu'on avait observée pour les agglomérats de verre, ce qui permet d'expliquer la solidité de ce type d'agglomérat.

Une étude chimique de chaque type d'agglomérat formé lors de la dispersion des mélanges de particules est indispensable pour obtenir plus d'informations sur leur structure.

6.5. Comparaison avec les simulations numériques

6.5.1. Remarques préliminaires

Comme dans le cas des billes de verre, on simule la dispersion monodimensionnelle sphérique d'un lit de particules atomisées d'aluminium en l'initiant par un saut de pression (hypothèse de la détonation instantanée). Les particules sont réactives et ont une masse volumique de 2700kg/m^3 . La densité apparente de la couche de particules est voisine de 1000kg/m^3 . On choisit le modèle de Boiko pour calculer les coefficients de traînée des particules (paragraphe 2.2.3.2). On utilise le modèle hybride d'inflammation et de combustion ([52], paragraphe 2.2.2.2). Comme dans le cas du verre, le calcul est effectué avec un maillage adaptatif de 2500 mailles. Les capteurs de pression virtuels sont placés à 60cm, 80cm, 1m, 1,5m et 3m du centre de la charge. Expérimentalement, on a vu que les particules les plus grosses, de $200\mu\text{m}$, réagissent plus difficilement que les particules les plus fines. En particulier, avec des charges de 120mm, les particules d'aluminium les plus grosses se sont comportées pratiquement comme des particules inertes. Ce cas étant le plus simple à traiter, les simulations numériques ont été effectuées en partant des particules les plus grosses et en diminuant progressivement la granulométrie. On présente pour chaque cas les courbes de pression expérimentales et celles obtenues par le calcul, ainsi que les trajectoires observées et calculées (Figure 6.52 à Figure 6.59).

6.5.2. Simulations avec une seule classe granulométrique

6.5.2.1. Particules atomisées de 200 μ m

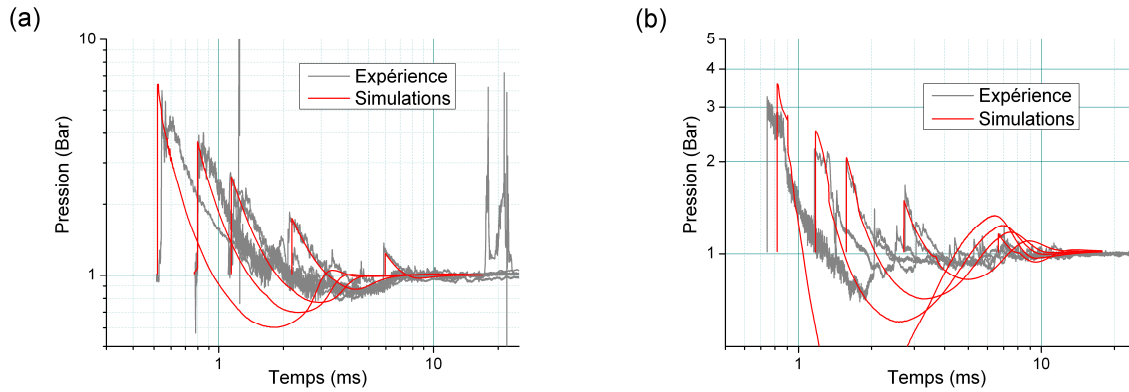


Figure 6.52 Pressions enregistrées et calculées avec des particules de 200 μ m, (a) pour une charge de 95mm (497, 95-Al-200 μ m-3,7) et (b) de 120mm (499, 120-Al-200 μ m-8,2)

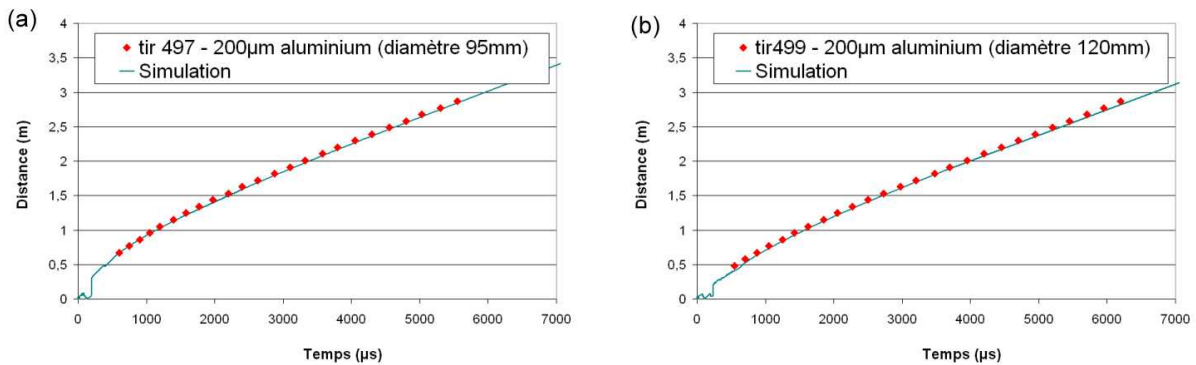


Figure 6.53 Trajectoires du choc mesurées et calculées pour une charge avec des particules de 200 μ m, (a) pour une charge de 95mm (tir 497) et (b) pour une charge de 120mm (tir 499)

Les prévisions des temps d'arrivée et des niveaux de pression du choc de tête fournies par le calcul sont en accord raisonnable avec l'expérience (Figure 5.52). En particulier, l'accord est très satisfaisant pour le champ lointain. Il est toutefois un peu moins bon en ce qui concerne la phase de pression négative, pour la charge de 120mm (qui contient environ deux fois plus de particules que la charge de 95mm). En revanche, les simulations s'écartent notablement des profils de pression dans le champ proche. Pour les capteurs situés à 60cm et 80cm, la phase positive de l'onde est plus longue dans les expériences et la détente calculée derrière le choc fait descendre le niveau de pression à des valeurs bien plus basses que celles enregistrées expérimentalement, aussi bien pour les charges de 95mm que pour les charges de 120mm. Enfin les trajectoires des chocs obtenues par le calcul sont en accord satisfaisant avec celles mesurées expérimentalement (Figure 6.53).

6.5.2.2. Particules atomisées de 100 μ m

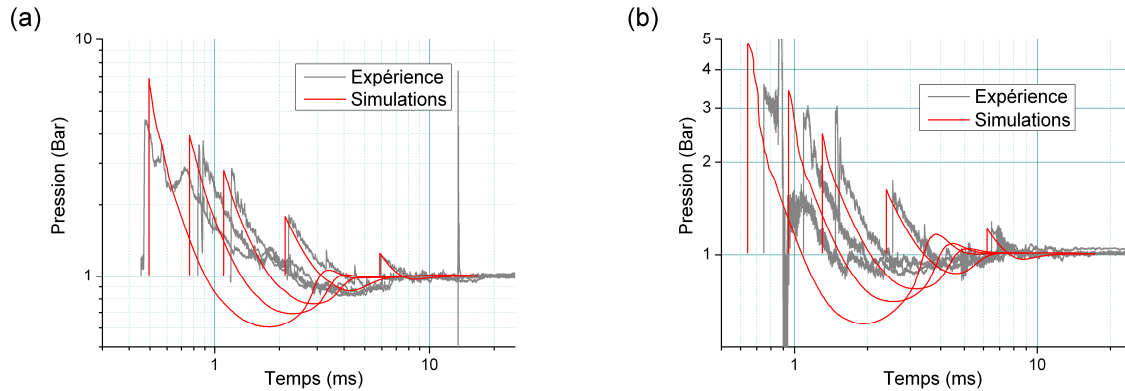


Figure 6.54 Pressions enregistrées et calculées avec des particules de 200 μ m, (a) pour une charge de 95mm (tir 494, 95-Al-100 μ m-2,9) et (b) de 120mm (tir 602, 120-Al-100 μ m-7,1)

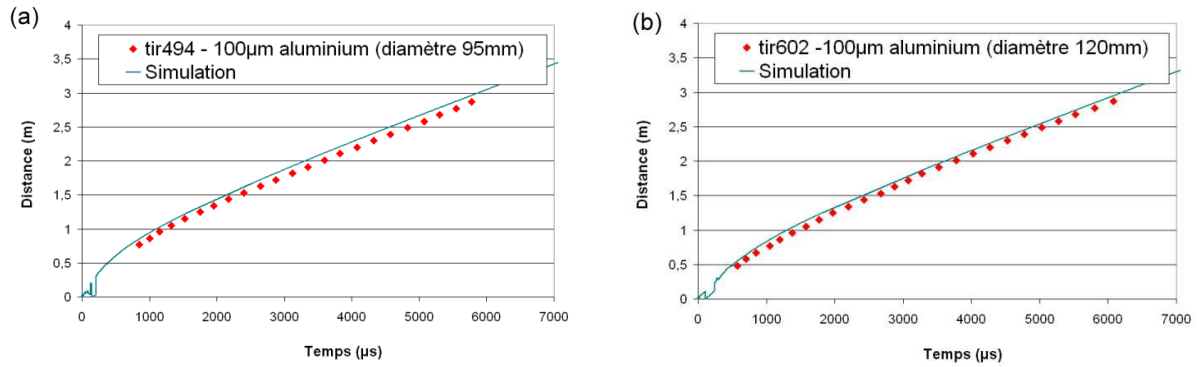


Figure 6.55 Trajectoires du choc mesurées et calculées avec des particules de 100 μ m, (a) pour une charge de 95mm (tir 494) et (b) pour une charge de 120mm (tir 602)

Dans le cas des particules de 100 μ m, on obtient encore un bon accord entre les temps d'arrivée du choc mesurés et ceux prédits par les calculs (Figure 6.55). Par contre l'amplitude du choc à 60cm et 80cm est surestimée (Figure 6.54). Comme dans le cas précédent, la phase positive de l'onde à 60cm et 80cm est, pour les deux diamètres de charge, plus courte sur le profil numérique que sur la courbe expérimentale. Les estimations numériques sont plus proches de la réalité dans le cas de la charge de 95mm, plus petite, qui contient moins de particules et aussi pour les capteurs les plus éloignés de la charge. Aux faibles distances de propagation, il semble que, dans le modèle numérique, la réaction des particules ne s'oppose pas suffisamment à la détente derrière le choc. A l'inverse, l'expérience met en évidence un apport en énergie retardé qui se traduit par une détente non monotone derrière le pic de pression et éventuellement une compression secondaire. Comme pour les particules de 200 μ m, le modèle est plus adapté à la description du phénomène en champ lointain.

6.5.2.3. Particules atomisées de 35 μ m

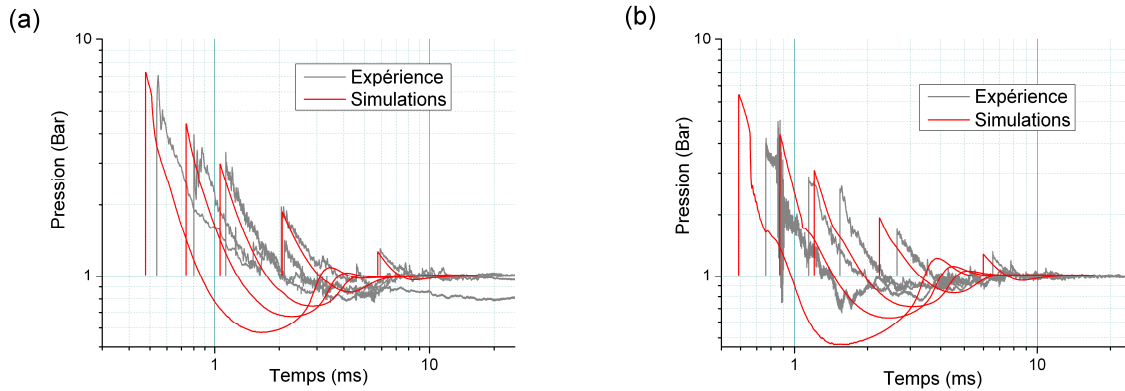


Figure 6.56 Pressions enregistrées et calculées avec des particules de 35 μ m, (a) pour une charge de 95mm (tir 583, 95-Al-35 μ m-2,6) et (b) pour une charge de 120mm (tir 600, 120-Al-35 μ m-6,6)

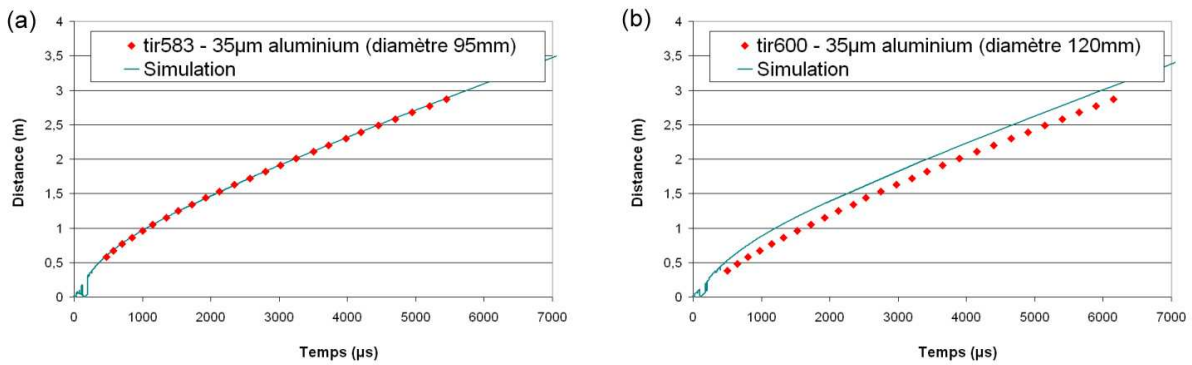


Figure 6.57 Trajectoires du choc mesurées et calculées avec des particules de 35 μ m, (a) pour une charge de 95mm (tir 583) et (b) pour une charge 120mm (tir 600)

Pour les particules de 35 μ m, on observe toujours le problème de la détente trop forte derrière le choc sur les capteurs situés dans le champ proche (Figure 6.56), mais les niveaux de pression de crête et les temps d'arrivée de l'onde de choc (Figure 6.57) sont en bon accord avec les observations expérimentales dans le cas de la charge de 95mm.

Pour les charges de 120mm, la forme générale des courbes expérimentales et numériques est semblable mais on observe un décalage important des profils simulés en temps et en amplitude. On a déjà observé (paragraphe 6.2.5 et 6.3.2.1) que la combustion des particules n'a pas amplifié ni accéléré le choc dans ce cas. La simulation numérique indique que seulement 5% des particules ont réagi.

6.5.2.4. Particules atomisées de 5 μ m

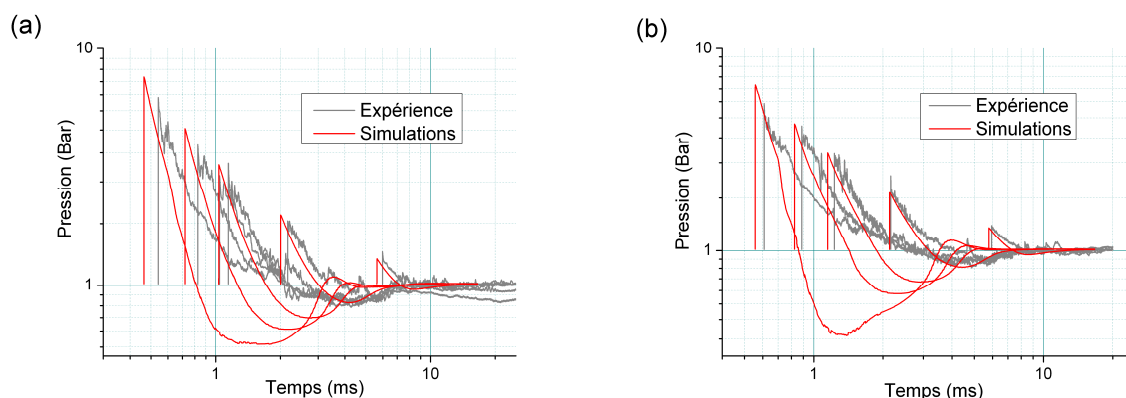


Figure 6.58 Pressions enregistrées et calculées avec des particules de 5 μ m, (a) pour une charge de 95mm (tir 584, 95-Al-5 μ m-2,6) et (b) pour une charge de 120mm (tir 391, 120-Al-5 μ m-5,7)

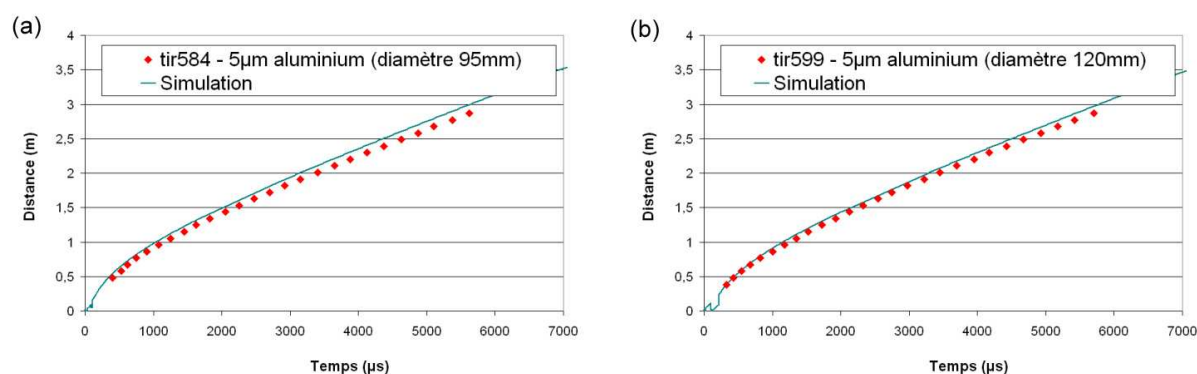


Figure 6.59 Trajectoires du choc mesurées et calculées avec des particules de 5 μ m, (a) pour une charge de 95mm (tir 584) et (b) pour une charge de 120mm (tir 391)

Pour les particules de 5 μ m, les plus réactives parmi les particules atomisées, on constate encore l'avance des ondes calculées sur les ondes enregistrées (Figure 6.58). L'apport d'énergie derrière le choc par réaction des particules est surestimé dans le modèle numérique. On retrouve les caractéristiques communes aux autres cas : pour les deux capteurs les plus proches de la charge, une différence dans la durée des phases positives et une détente derrière le choc, qui est plus forte dans les simulations que dans les expériences (Figure 6.59).

6.5.2.5. Flocons d'aluminium

Il est possible dans code EFAE de tenir compte du fait que les particules sont des flocons et non des particules sphériques d'aluminium, en leur attribuant un équivalent en masse et en ajustant les coefficients de la loi de combustion. En l'absence de données granulométriques détaillées sur ces particules, on considère une dimension typique de 100 μ m et une épaisseur de l'ordre de 1-2 μ m pour ces flocons, ce qui correspond à des particules sphériques de masse

équivalente de $15\mu\text{m}$ de diamètre. La valeur de la constante de combustion est celle proposée par Ingignoli [39].

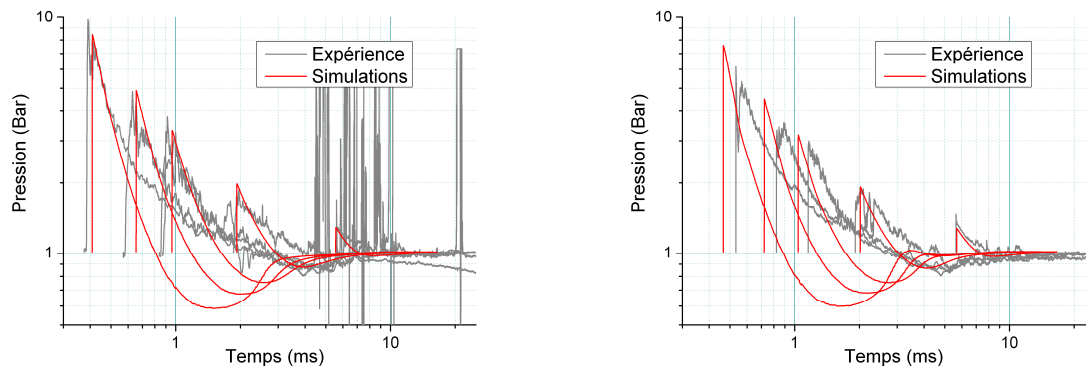


Figure 6.60 Pressions enregistrées et calculées avec des flocons d'aluminium, (a) pour une charge de 95mm (tir 554, 95-Al-flakes-0,9) et (b) de 120mm (tir 598, 120-Al-flakes-2,2)

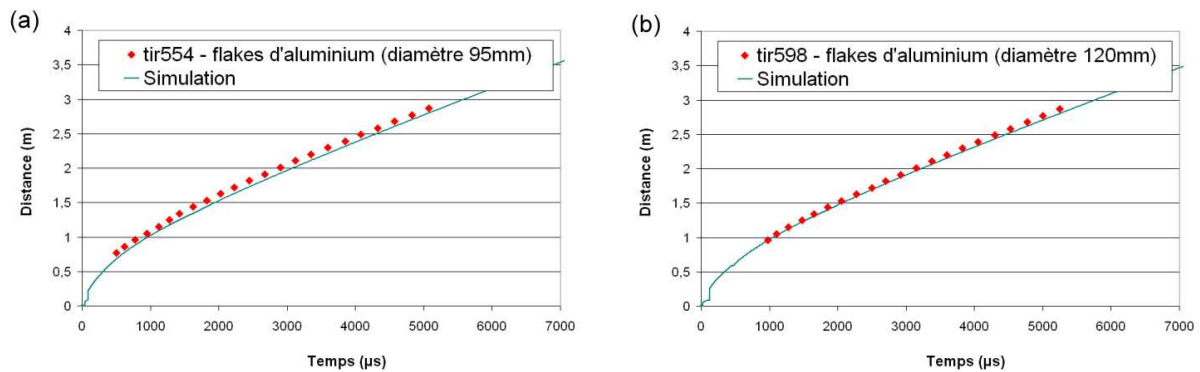


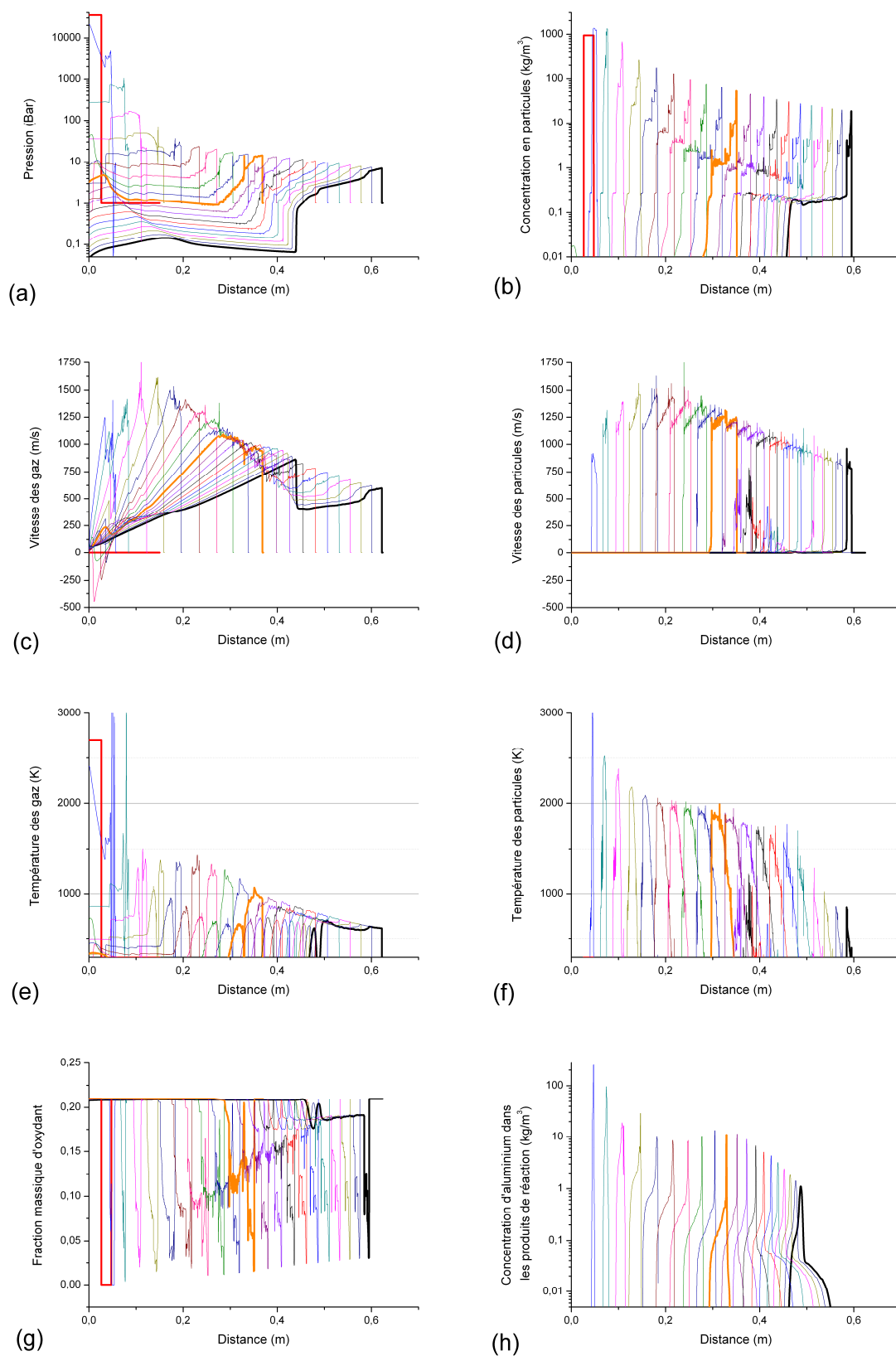
Figure 6.61 Trajectoires du choc mesurées et calculées avec des flocons d'aluminium, (a) pour une charge de 95mm (tir 554) et (b) pour une charge de 120mm (tir 598)

On constate un accord raisonnable pour les temps d'arrivée de l'onde de choc (Figure 6.61) et les valeurs de pression de crête (Figure 6.60) sauf au niveau des deux premiers capteurs pour la charge de 120mm. De même en champ proche de la charge, la détente est trop rapide et trop forte derrière le choc de tête.

6.5.2.6. Analyse de la première phase de l'explosion ($t < 0,5\text{ms}$)

On s'appuie pour cette analyse sur les profils caractéristiques calculés pour l'explosion d'une charge de 95mm contenant 330g de particules atomisées d'aluminium de $35\mu\text{m}$. Les évolutions de la pression (a), la densité apparente en particules (b), la vitesse des gaz (c), la vitesse des particules (d), la température des gaz (e), la température des particules (f), la fraction molaire d'oxydant (g), la concentration d'aluminium dans les produits de réaction (h), du taux de combustion (i), et du rayon des particules (j) sont présentées sur la Figure 6.62, de

0 à 500 μ s. Les courbes successives sont séparées de 25 μ s, certaines ont été épaissies pour faciliter la lecture de la figure à $t=0$, $t=250\mu$ s et $t=500\mu$ s.



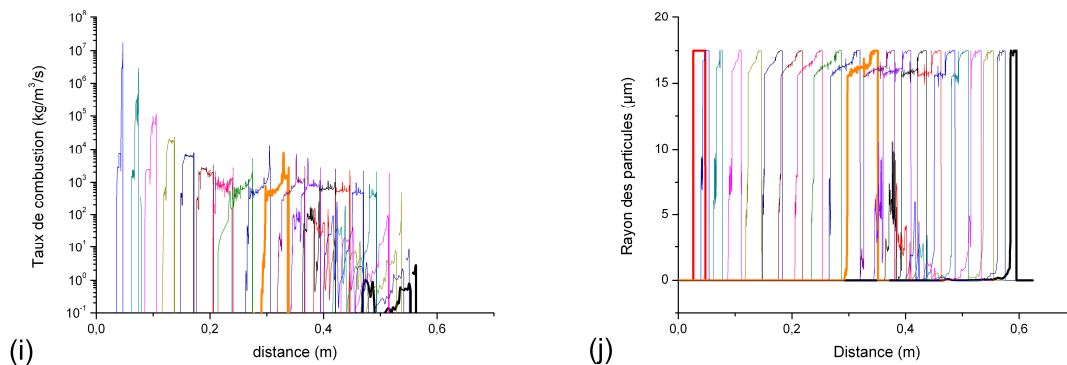


Figure 6.62 Evolutions de 0 à 500 μ s de (a) la pression, (b) la concentration des particules, (c) la vitesse des gaz, (d) la vitesse des particules, (e) la température des gaz, (f) la température des particules, (g) la fraction massique d'oxydant, (h) la concentration d'aluminium dans les produits de réaction, (i) du taux de combustion, et (j) du rayon des particules pour une charge de 95mm contenant des particules atomisées de 35 μ m

L'examen des profils d'évolution des paramètres de la Figure 6.62 permet d'obtenir les informations supplémentaires suivantes :

- la comparaison des graphes (a) et (b) de pression et de densité apparente en particules permet de dire que les particules sont derrière le choc. Les élévations de la concentration en particules correspondent des détentes plus fortes sur les profils de pression.
- sur le graphe (c), la vitesse des gaz est accélérée jusqu'à une valeur maximale vers 2000m/s à 100 μ s, puis ralentit progressivement. On remarque que la couche de particules agit comme un bouchon qui limite l'expansion des gaz au début de l'explosion.
- le graphe (d) montre que vers 500 μ s, la frontière du nuage se déplace plus vite (900m/s) que les gaz (600m/s) tandis que les particules restées plus en aval du choc (comparaison avec le graphe (b)) sont presque arrêtées.
- on constate une élévation de la température des gaz (graphe (e)) lors de leur interaction avec la couche de particules, 25 μ s après l'initiation de la charge, qui est due à la compaction de la couche de particules.
- dès 25 μ s on observe sur le graphe (f) des températures dans le bouchon de particules qui dépassent leur température d'inflammation (voisine de 1350K). On rappelle qu'en utilisant le modèle hybride (paragraphe 2.2.2.2), la réaction des particules est contrôlée par l'étape la plus lente entre les phases d'induction et de combustion et ne dépend pas explicitement de la température d'inflammation. Cependant cette température est largement dépassée ici, ce qui indique que les particules sont en phase de combustion. Mais, du fait de l'importante compaction de la couche de particules (concentrations en particules supérieures à 1300kg/m³), il y a peu d'oxydant disponible (graphe (g)), le mélange est trop riche, ce qui limite la réaction.

- après 75 μ s, la température des particules est globalement plus élevée que celle des gaz. Vers 400 μ s (dernière courbe verte sur le graphe (f)) la température des particules diminue rapidement et leur combustion s'arrête, ce qui est confirmé par les profils de rayons des particules (graphe (j)). Une grande partie des particules reste donc imbrûlée.
- la concentration d'aluminium dans les produits de réaction (graphe (h)) permet de déduire la quantité d'aluminium brûlé. Le taux de combustion (graphe (i)) décrit l'évolution de la réaction. Des particules brûlent dès 25 μ s jusqu'à environ 400 μ s quand le transfert de masse diminue fortement. L'inflammation rapide des particules est due à la pénétration des produits chauds du C-4 dans les pores entre les particules, et l'importante compaction de la couche de particules dans les premières phases de l'explosion.

6.5.2.7. Discussion des résultats

Dans la plupart des cas on peut considérer que l'accord entre les trajectoires simulées des ondes de choc avec les trajectoires expérimentales, obtenues avec les méthodes de BOS, est satisfaisant. Les pressions calculées au niveau des pics sont également en bon accord avec l'expérience à l'exception, celles du champ proche (notamment sur le capteur situé à 60cm). On observe plus de différences avec l'expérience avec les charges de 120mm (masse de particules plus élevée).

La constatation systématique d'une décroissance de la pression derrière le front de choc, plus rapide sur les simulations numériques que sur les enregistrements expérimentaux à 60cm et 80cm n'est pas nécessairement due aux simplifications introduites dans le modèle numérique. Une autre cause possible de l'écart observé entre simulations et expériences est celle de la réponse des capteurs à des sollicitations thermiques intenses. Il est connu que les capteurs piézo-électriques sont sensibles aux effets thermiques qui peuvent entraîner une dérive dans l'évolution du signal observé. Or, dans le cas présent, les capteurs situés le plus près du point d'initiation sont soumis à des températures très élevées (la température dans la boule de feu est estimée à 3400K, en accord avec les données existantes sur la combustion de suspensions d'aluminium [82]). On peut constater par exemple sur la Figure 6.63 qui correspond aux particules de 200 μ m, a priori celles qui sont les plus difficiles à enflammer, que pour les capteurs situés à 60cm et 80cm, la frontière de la boule de feu est très proche de l'onde de choc de tête.

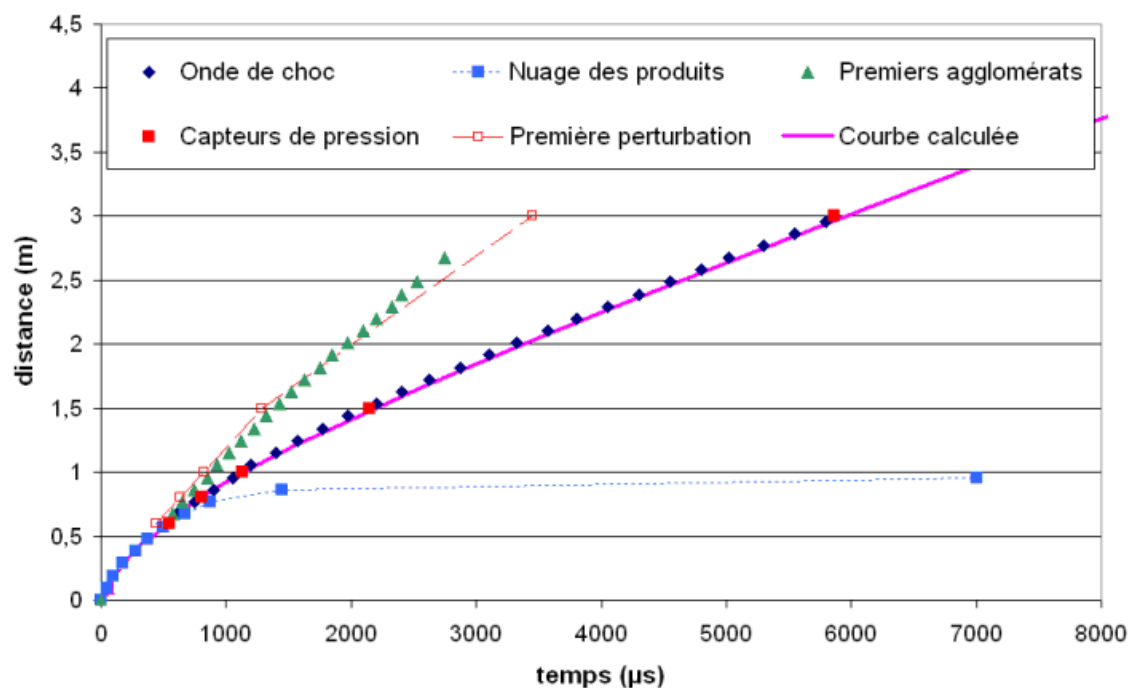


Figure 6.63 Diagramme $x-t$ pour le tir 497 (95-Al-200 μ m-3,7)

La combustion des particules d'aluminium est incomplète, comme le montre la Figure 6.64. A la fin de l'explosion, la proportion d'aluminium qui a réagi ne dépasse pas 20% pour les plus petites particules et n'est que de quelques pourcents pour les plus grosses. Les résultats des simulations sont donc cohérents avec les constatations effectuées sur les résidus solides recueillis après les expériences.

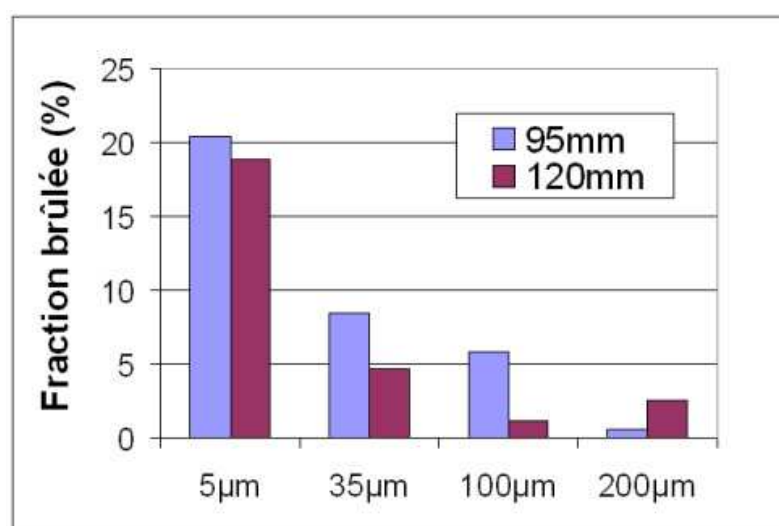


Figure 6.64 Fraction de particules brûlées dans les simulations

6.5.3. Simulations numériques avec plusieurs classes granulométriques de particules

Le but de ces simulations numériques est d'examiner si on peut améliorer la concordance entre les simulations numériques et les résultats expérimentaux en considérant une distribution granulométrique des particules d'aluminium plus proche de la réalité.

6.5.3.1. Influence des fines particules

Pour tenir compte de la répartition granulométrique réelle des poudres utilisées et la fragmentation éventuelle des particules d'aluminium derrière l'onde de choc, des simulations ont été effectuées en considérant la dispersion par explosion d'une distribution bimodale de 50% de particules d'aluminium de 35 μ m et de 50% de particules de 1 μ m. Les résultats sont comparés sur la Figure 6.65 avec ceux obtenus par simulation d'une distribution monomodale de particules de 35 μ m et avec les enregistrements expérimentaux.

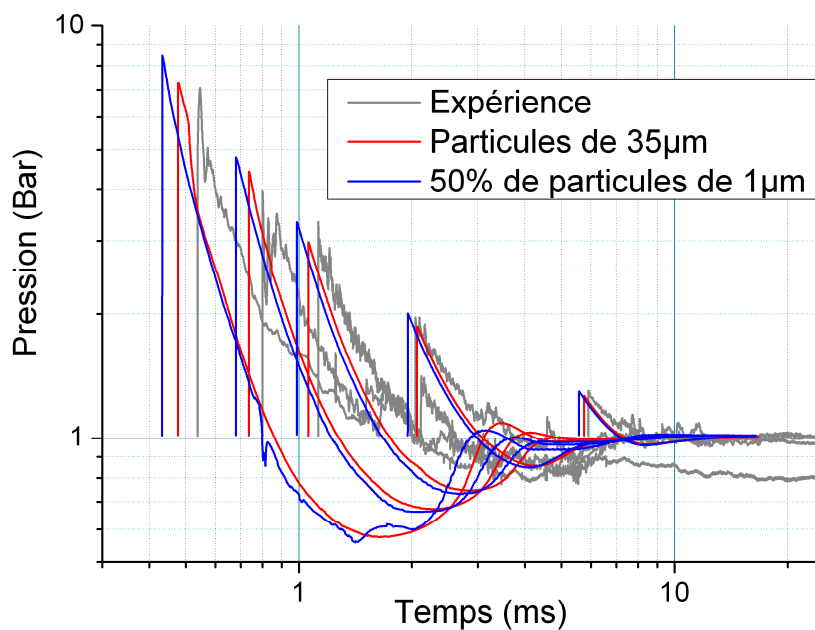


Figure 6.65 Pressions enregistrées et calculées en prenant en compte une distribution monomodale ou bimodale de particules pour le tir 583 (95-Al-35 μ m-2,6)

On constate qu'avec la distribution bimodale tenant compte de la présence de fines particules, le choc de tête se trouve renforcé : la pression de crête et la célérité du choc sont plus élevées. La raison en est manifestement la combustion plus rapide des fines particules : avec la

distribution bimodale, 27% de l'aluminium a réagi à la fin de l'explosion alors qu'à peine 10% avait réagi pour une distribution monomodale de particules de 35 μ m. Cependant, cette hypothèse conduit à une augmentation de l'écart entre les simulations numériques et les résultats expérimentaux.

6.5.3.2. Prise en compte de grosses particules

Pour tenir compte de l'existence des agglomérats on les simule sous la forme de sphères d'aluminium de 5mm de diamètre, qui ne brûlent pas (pour cela on impose à cette classe de particules de ne pas réagir). Les simulations ont été effectuées avec une distribution bimodale formée de 10% de particules de 5 μ m et de 90% de particules de 5mm. Les résultats sont comparés avec les enregistrements expérimentaux sur la Figure 6.66.

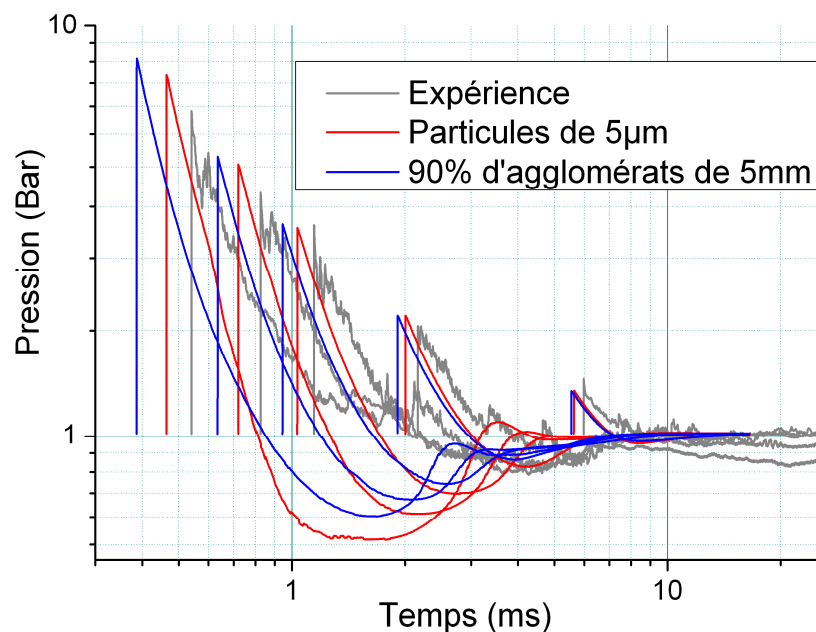


Figure 6.66 Pressions enregistrées et calculées en prenant en compte une distribution monomodale ou bimodale de particules pour le tir 584 (95-Al-5 μ m-2,6)

On constate que cette distribution ne conduit pas à un meilleur accord entre simulations numériques et résultats expérimentaux. Au contraire, pour les capteurs situés à 60cm et 80cm, l'écart s'accroît. Ce comportement peut être expliqué par le fait que les grosses particules restent presque « immobiles » au passage du choc. De ce fait, seules les 10% de particules de 5 μ m absorbent de l'énergie à l'écoulement gazeux pour l'élévation de leur vitesse et de leur température, ce qui explique que le choc de tête est moins affaibli. De plus, la combustion de ces particules de 5 μ m dégage de l'énergie qui est transmise au choc. On retrouve ici une

illustration du fait qu'une modélisation correcte du phénomène nécessite de considérer une vitesse initiale non nulle des agglomérats et donc aussi des autres particules.

6.5.3.3. Cas du mélange B

Deux expériences ont été effectuées avec un mélange de particules inertes et réactives (cf. paragraphe 6.3.4.3). On s'intéresse ici au mélange B qui est composé de 50% de billes de verre de $15\mu\text{m}$ et 50% de particules d'aluminium de $35\mu\text{m}$, pour lequel on a observé que des particules d'aluminium ont fusionné avec des billes de verre. Si on simule cette explosion en considérant la composition ci-dessus, on obtient les signaux de pression présentés sur la Figure 6.67 et le diagramme $x-t$ sur la Figure 6.68. (Remarque : pour cette expérience, la sonde de pression à 1,5m n'a pas fonctionné).

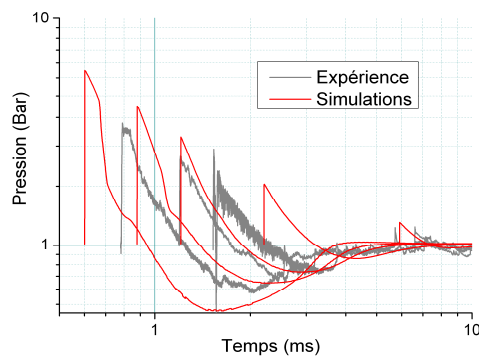


Figure 6.67 Pressions enregistrées et calculées pour une charge de 120mm contenant le mélange B (tir 644)

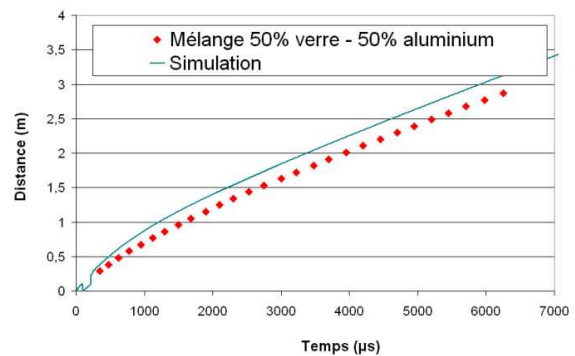


Figure 6.68 Trajectoires du choc mesurées et calculées pour une charge de 120mm contenant le mélange B (tir 644)

On constate qu'en raison de l'énergie apportée par la combustion des particules d'aluminium, le choc est renforcé et se propage nettement plus vite dans les simulations que dans les expériences.

On a essayé de tenir compte de la formation d'agglomérats en considérant une distribution granulométrique formée de 25% de particules d'aluminium de $35\mu\text{m}$, 25% de particules de verre de $15\mu\text{m}$ et 50% d'agglomérats inertes de 5mm (par rapport au cas précédent, la moitié des particules d'aluminium et des billes de verre a fusionné pour former des agglomérats de 5mm). Les résultats sont représentés sur la Figure 6.69 pour les enregistrements de pression et la Figure 6.70 pour le diagramme $x-t$.

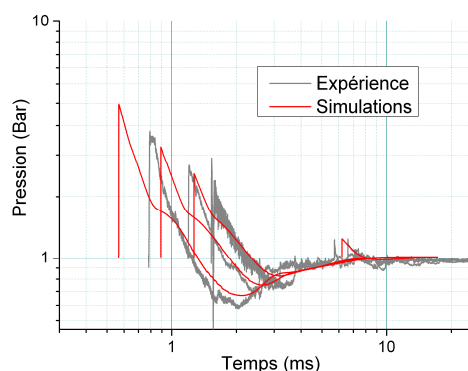


Figure 6.69 Pressions enregistrées et calculées pour une charge de 120mm contenant un mélange de 25% de billes de verre de 15 μ m, 25% de particules réactives de 35 μ m et 50% d'agglomérats inertes de 5mm (tir 644)

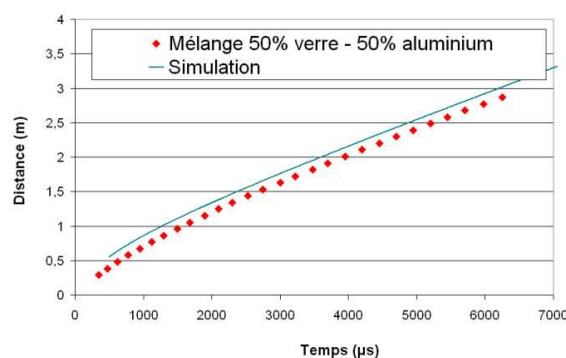


Figure 6.70 Trajectoires du choc mesurées et calculées pour une charge de 120mm contenant un mélange de 25% de billes de verre de 15 μ m, 25% de particules réactives de 35 μ m et 50% d'agglomérats inertes de 5mm (tir 644)

Le désaccord entre les simulations numériques et les résultats expérimentaux est légèrement diminué, mais subsiste. Ces tentatives infructueuses illustrent une nouvelle fois la nécessité d'introduire dans le modèle le phénomène de mise en vitesse initiale des plus grosses particules par la détonation du C-4 et de la formation des agglomérats.

6.5.4. Remarques sur la modélisation de la compaction puis décompaction du lit de particules

Outre les remarques du paragraphe ci-dessus concernant la nécessité de prise en compte de la mise en vitesse initiale des particules et la formation des agglomérats, il faut mentionner que lors de l'interaction du choc généré par le C-4 avec le lit de particules, il existe une phase de propagation pendant laquelle l'interaction entre les particules ne peut plus être négligée. Les particules peuvent alors s'échauffer par collision ou par rupture sous l'effet des contraintes mécaniques.

En se basant sur les travaux de Gidaspow [60], on a ajouté dans le modèle une force de pression inter-particulaire « simple » qui augmente lorsque la porosité du lit de particules devient inférieure à 0,5, cette force contribue aussi au chauffage des particules. Cette loi reste néanmoins simpliste et doit être affinée. En pratique, les particules d'aluminium ont des formes aléatoires et des diamètres différents alors que les particules considérées dans le modèle sont des billes incompressibles. Or, d'après la conjecture de Kepler sur l'empilement des sphères de même diamètre, démontrée par Hales [83], la porosité ne peut pas descendre en dessous de la valeur 0,26. Sur la Figure 6.71, on a tracé la porosité calculée à différents

instants au début de la dispersion (de 0 à 50 μ s) de billes de verre de 100 μ m dans une enveloppe de 120mm. (Une porosité de 1 signifie qu'on est dans l'air seul).

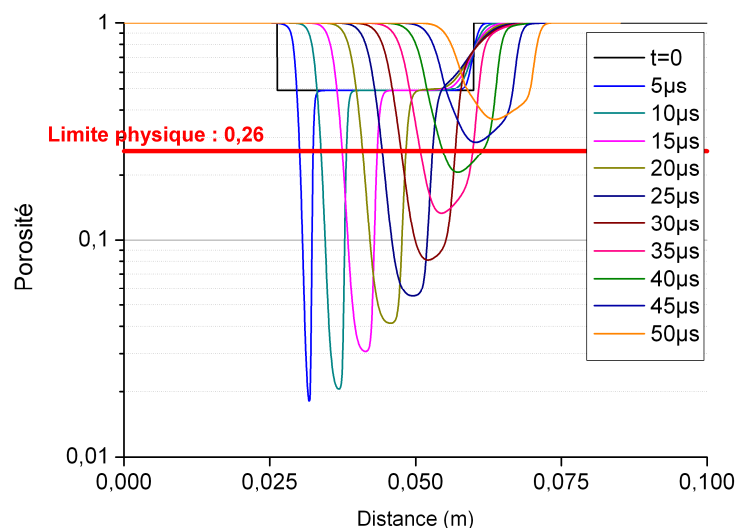


Figure 6.71 Porosité de l'écoulement au début de la dispersion de billes de verre

On constate qu'entre 5 et 40 μ s après l'initiation, la porosité du lit a diminué sous la valeur minimale imposée par les lois de la mécanique. Dans le modèle, les particules sont sphériques (elles ne se déforment pas) et incompressibles, donc les résultats numériques conduisent à des valeurs non physiques. Cette erreur est commise pendant un temps très court (35 μ s) en comparaison de la durée de l'explosion (supérieure à la dizaine de millisecondes), ce qui limite son effet sur les paramètres caractéristiques du choc. Cependant c'est dans ces premiers instants que surviennent les problèmes de formation et d'accélération des agglomérats. Le respect de cette condition sur la porosité minimale devrait permettre la mise en vitesse des particules. Par ailleurs la forte compaction du lit entraîne une baisse de la quantité d'oxydant disponible, ce qui limite la réaction des particules et peut expliquer le faible taux de réaction. Pour améliorer le modèle, on peut suggérer dans un premier temps une loi simple consistant à interdire à la porosité de descendre en dessous du seuil de 0,26 dans une maille, en modifiant l'équation (6.1), basée sur le modèle de Gidaspow (présent actuellement dans le code et décrite au paragraphe 2.2.3.3) par l'équation (6.2).

$$\Pi_p = b \cdot \ln(\Phi^{-1}) \quad (6.1)$$

$$\Pi_p = b \cdot \ln((\Phi - 0,26)^{-1}) \quad (6.2)$$

Pour rappel, Φ et b sont respectivement la porosité du milieu et le module d'élasticité des particules. Ces équations permettent dans une certaine mesure de modéliser des chocs entre des ensembles de particules et leur compressibilité.

6.6. Synthèse des résultats

L'ensemble des résultats expérimentaux et des simulations numériques permet de dégager les conclusions suivantes :

- les particules d'aluminium atomisé ont, dans un premier temps, le même effet sur l'onde de choc générée par le C-4 que les billes inertes de verre : le choc est ralenti et la pression de crête est diminuée par l'absorption d'énergie opérée par les particules pour leur relaxation. Puis au fur et à mesure de la propagation, les particules d'aluminium s'enflamment et fournissent un apport d'énergie supplémentaire, qui se traduit par une compression secondaire derrière le choc de tête. Cette compression secondaire tend à rattraper le choc de tête et à le renforcer. Ce processus est d'autant plus rapide que les particules sont fines (la trajectoire du choc se rapproche de celle du C-4 seul). Le renforcement du choc dû à la combustion de l'aluminium est moins marqué dans le cas des charges de 120mm, à cause de la plus grande masse de particules à disperser.
- avec des flocons d'aluminium, ou des particules de magnésium, le renforcement de l'onde de choc de tête est beaucoup plus rapide et est observé dès 80cm dans le cas des charges de 95mm. En conséquence, on constate une augmentation globale de l'impulsion de l'ordre de 50%, alors que dans le cas des particules atomisées, l'augmentation d'impulsion ne dépasse pas 15%.
- comme dans le cas des billes de verre, on observe la formation d'agglomérats, dont la taille caractéristique est de l'ordre de 4-5mm. Ces agglomérats dépassent l'onde de choc de tête à environ 80cm du point d'initiation. Dans le cas des flocons et des particules de magnésium, on en retrouve très peu dans les blocs de gel utilisés pour la capture des produits solides d'explosion. Ceci indique une combustion plus complète de ce type de particules. A l'inverse, pour les particules atomisées, les observations sont assez semblables à celles des billes de verre inertes, en termes de nombre, et diamètre cratères. L'examen des résidus recueillis dans les cratères confirme qu'une grande proportion d'aluminium n'a pas réagi.
- les simulations numériques reproduisent assez fidèlement les observations expérimentales dans le champ lointain. En revanche, dans le champ proche, les simulations numériques conduisent systématiquement à des chocs de tête d'amplitude

et de vitesse de propagation plus élevées. De plus, la décroissance de pression derrière le choc est plus rapide que dans le cas expérimental. Comme dans le cas des particules inertes, ces constatations indiquent la nécessité d'introduire une modélisation physique plus réaliste du phénomène de compaction puis décompaction du lit, ainsi que celui de la formation des agglomérats et de leur accélération.

- la perturbation de type I apparaît également en présence de particules réactives et constitue un précurseur qui permet, comme dans le cas inerte, de détecter l'arrivée des premiers agglomérats au niveau des sondes de pression.

Chapitre 7

Synthèse, Conclusions de l'étude et perspectives

Chapitre 7. Synthèse, Conclusions de l'étude et perspectives

7.1. *Synthèse et conclusions*

1 – L'objectif de ce travail était d'acquérir une meilleure compréhension des mécanismes de dispersion et d'inflammation d'un lit de particules métalliques par explosif, ainsi que des effets de souffle générés sur le milieu connexe. En effet, certains systèmes explosifs hétérogènes (appelés explosifs thermobariques) sont obtenus par la dispersion, par un «booster» d'explosif solide, d'un mélange réactif composé d'un explosif liquide chargé en particules métalliques. Cette dispersion donne lieu à la formation d'un nuage réactif triphasique.

Face à la complexité des phénomènes physico-chimiques mis en jeu, on a choisi d'étudier, dans un premier temps, une configuration modèle simplifiée, sans présence de la phase liquide, en étudiant l'explosion en champ libre de charges sphériques composées d'un noyau central d'explosif solide entouré d'un lit de particules d'aluminium.

2 – La configuration retenue est constituée d'une charge de 125g d'explosif C4 placée au centre d'un lit sphérique (diamètre 95 ou 120mm) de particules solides. L'étude a été conduite soit avec des particules inertes (billes de verre - 15, 100 ou 200 μ m), soit avec des particules réactives (particules d'aluminium atomisées - 5, 35, 100 et 200 μ m - ou de type « flocons »).

Les effets de pression générés par l'explosion sont enregistrés par des capteurs de pression piézoélectriques positionnés à 60cm, 80cm, 1m, 1,5m et 3m du centre de la charge. L'ensemble du phénomène est enregistré par cinématographie rapide avec une caméra vidéo fonctionnant à la cadence de 40000 images par seconde. Les images sont ensuite traitées par des méthodes de Background Oriented Schlieren (BOS), spécialement développées pour notre étude. On peut ainsi tracer les diagrammes $x-t$ de propagation des fronts de choc et des paquets de particules.

Quelques enregistrements par radiographie X ont permis d'observer les agglomérats de particules à des endroits prédéterminés et de comparer ces observations avec les résultats issus des cinématographies.

Des échantillons des produits solides de l'explosion ont été recueillis sur des blocs de gel transparents situés à 85cm du point d'initiation de la charge. Les caractéristiques des cratères creusés dans ces blocs de gel ont été étudiées. Les produits solides recueillis au fond des cratères ont été observés au microscope électronique à balayage et comparés avec l'état initial des particules solides.

Les résultats expérimentaux ont été analysés et comparés avec les simulations numériques effectuées à l'aide du code de calcul d'écoulements réactifs EFAE du Laboratoire de Combustion et de Détonique.

3 – On a tout d'abord étudié les effets de l'explosion de la charge de C4 seul dans le but de disposer d'une situation de référence bien définie. Il en a été conclu que ces expériences présentent une excellente reproductibilité et que les caractéristiques de l'onde de souffle correspondent à celles prédites par les abaques classiques, telles que celles de Kinney et Graham. On a montré que les profils de pression pouvaient être simulés avec une bonne précision à l'aide du code EFAE et en adoptant l'hypothèse de la détonation instantanée du booster.

Un résultat important de cette première étape a été de montrer qu'il était possible, à l'aide de l'acquisition d'images à cadence élevée et de leur traitement numérique par une méthode de BOS, de tracer avec une excellente précision le diagramme de marche de l'onde de choc de tête, dans tout le domaine connexe, même aux endroits où on ne dispose pas de capteurs de pression pour détecter le passage du front.

4 – Avec des particules inertes (billes de verre), on a observé que :

- elles ralentissent la propagation de l'onde de choc générée par le C-4 et diminuent fortement la pression du choc de crête. Cet effet de « mitigation » est d'autant plus important que la masse de particules à disperser est grande. En revanche, les résultats expérimentaux indiquent que la granulométrie des particules a peu d'influence sur l'atténuation de l'onde de choc.
- des agglomérats de billes de verre sont formés dès les premiers instants de la dispersion. Ils ont un diamètre caractéristique de 4mm et se propagent à une vitesse de 600-700m/s. Les enregistrements cinématographiques et par radiographie X montrent qu'une partie de ces agglomérats dépasse d'onde de choc à une distance d'environ 80cm du point d'initiation de l'explosion et se propage ensuite en avant de celle-ci. La quantité de particules de verre formant ces agglomérats n'a pas pu être déterminée dans le cadre de cette étude. Le reste des particules est dispersé derrière l'onde de choc, sous forme d'un nuage dont le rayon d'expansion maximal est d'environ 1,5m.

- les échantillons de produits solides recueillis après les expériences indiquent que la plupart des billes de verre sont brisées par le choc généré par le C-4 en fragments de dimensions au moins 5 fois inférieures à celles des particules originales. Toutefois, cet examen n'a pu être réalisé que pour un échantillon de particules de verre de 200 μ m ; d'autres expériences seraient nécessaires pour confirmer cette hypothèse. L'examen des agglomérats amène à la conclusion qu'ils sont le résultat de la fusion d'un grand nombre de billes de verre.
- les capteurs de pression enregistrent deux types de perturbations liées à la présence de particules de verre. Celles de type I, au pied du front de choc, sont provoquées par les agglomérats qui ont dépassé l'onde de choc. Celles de type II, sont dues à un rayonnement électromagnétique dont la cause reste incertaine, mais qui pourrait être due à la fracture des billes de verre. Les perturbations de type I peuvent être utilisées comme moyen de détection des agglomérats précédant le choc de tête.
- les simulations numériques sont en bon accord avec les enregistrements expérimentaux dans le champ lointain. Dans le champ proche, l'accord est moins bon. La raison doit être recherchée du côté d'une modélisation insuffisamment réaliste du processus de compaction-décompaction du lit de particules, et de la formation des agglomérats. La prise en compte dans les simulations numériques d'une répartition granulométrique polydispersée des particules n'entraîne pas de changements importants des résultats.

5 – Avec des particules réactives (particules d'aluminium), on est parvenu aux conclusions suivantes :

- les particules d'aluminium atomisé ont, dans un premier temps, le même effet sur l'onde de choc générée par le C-4 que les billes inertes de verre : le choc est ralenti et la pression de crête est diminuée par l'absorption d'énergie opérée par les particules pour leur relaxation. Puis au fur et à mesure de la propagation, les particules d'aluminium s'enflamment et fournissent un apport d'énergie supplémentaire, qui se traduit par une compression secondaire derrière le choc de tête. Cette compression secondaire tend à rattraper le choc de tête et à le renforcer. Ce processus est d'autant plus rapide que les particules sont fines (la trajectoire du choc se rapproche alors de celle du C-4 seul). Le renforcement du choc dû à la combustion de l'aluminium est moins marqué dans le cas des charges de 120mm, à cause de la plus grande masse de particules à disperser.
- avec des flocons d'aluminium, le renforcement de l'onde de choc de tête est beaucoup plus rapide et est observé dès 80cm dans le cas des charges de 95mm. En conséquence, on constate une augmentation de l'impulsion de l'onde de 50%, alors que dans le cas des particules atomisées, l'augmentation d'impulsion ne dépasse pas 15%.

- comme dans le cas des billes de verre, on observe la formation d'agglomérats, dont la taille caractéristique est de l'ordre de 4-5mm, mais dont la proportion par rapport à la masse totale d'aluminium n'a pu être déterminée. Ces agglomérats dépassent l'onde de choc de tête à environ 80cm du point d'initiation. Dans le cas des flocons, on en retrouve très peu dans les blocs de gel utilisés pour la capture des produits solides d'explosion. Ceci indique une combustion plus complète de ce type de particules. A l'inverse, pour les particules atomisées, les observations sont assez semblables à celles des billes de verre inertes, en termes de nombre, diamètre et profondeur des cratères. L'examen des résidus recueillis dans les cratères confirme qu'une grande proportion d'aluminium n'a pas réagi.
- les simulations numériques reproduisent assez fidèlement, comme pour le cas des particules inertes, les observations expérimentales dans le champ lointain. En revanche, dans le champ proche, les simulations numériques conduisent systématiquement à des chocs de tête d'amplitude et de vitesse de propagation plus élevées. De plus, la décroissance de pression derrière le choc est plus rapide que dans le cas expérimental. Comme dans le cas des particules inertes, ces constatations indiquent la nécessité d'introduire une modélisation physique plus réaliste du phénomène de compaction-décompaction du lit, ainsi que celui de la formation des agglomérats et de leur accélération.
- la perturbation de type I apparaît également en présence de particules réactives et constitue un précurseur qui permet, comme dans le cas inerte, de détecter l'arrivée des premiers agglomérats au niveau des sondes de pression.

6 – L'ensemble de ces résultats permet de schématiser le processus de dispersion et d'inflammation des particules d'aluminium de la manière suivante :

- la détonation du C-4 provoque la compaction du lit de particules, suivie de sa décompaction qui constitue la première phase de la dispersion. Des agglomérats de taille importante sont formés au cours de la même période (probablement pendant la phase de compaction). En conséquence, une partie de l'énergie libérée par le C4 est absorbée par les particules, ce qui se traduit par le fait que, jusqu'à 60-80cm de propagation, les particules opèrent un fort effet de mitigation sur l'onde de choc.
- l'inflammation des particules d'aluminium sous l'effet du chauffage par l'écoulement derrière l'onde de choc et par les produits de détonation de l'explosif solide se traduit par une libération retardée d'énergie, que l'on peut observer sur les enregistrements de pression par des compressions secondaires, à partir de 60cm de propagation pour les particules les plus réactives, et une augmentation globale de l'impulsion.
- sous l'effet de leur accélération, une partie des agglomérats formés au cours de la première phase dépasse l'onde choc de tête et se propage dans l'air environnant où ils

se trouvent plongés brusquement dans un milieu à température ambiante. Une conséquence probable est l'arrêt de la combustion de l'aluminium, ce qui expliquerait la forte proportion d'aluminium imbrûlé dans les agglomérats recueillis après l'explosion.

- le processus de relaxation mécanique des particules s'achève à une distance d'environ 1,5m et se traduit par un arrêt de l'expansion du nuage de particules, alors que l'onde de choc continue à se propager dans le champ lointain. Toutefois, certains agglomérats sont détectés jusqu'à des distances de 3m.

Les résultats exposés ici ont été obtenus pour une explosion en espace libre. Dans le cas des explosifs thermodariques, l'augmentation d'impulsion recherchée dépend aussi du confinement environnant. Il apparaît donc que l'optimisation des effets recherchés par l'apport d'énergie susceptible d'être fournie par les particules d'aluminium est soumise à des impératifs contradictoires :

- d'une part, il est nécessaire de laisser l'expansion du nuage se développer librement sur une distance minimum, afin de permettre l'inflammation et la combustion des particules d'aluminium. Pour cela, il faut qu'elles sortent de la boule de feu des produits de réaction du C4 pour entrer au contact de l'oxygène de l'air. Cette condition n'est réalisée que lorsque la trajectoire des particules s'écarte de celle de la frontière externe de la boule de feu : dans la configuration présente, les diagrammes de marche indiquent que cette situation est réalisée à partir de 60-80 cm du point d'initiation. Si la distance est insuffisante, l'effet des particules d'aluminium est similaire à celui de particules inertes.
- en revanche, l'intensification de la combustion des particules, obtenue par l'action des chocs réfléchis sur le confinement environnant, doit se produire avant la fin de l'expansion du nuage : au-delà, le choc s'éloigne très rapidement du nuage et lorsque l'interaction avec le confinement se produit, l'onde de choc réfléchie se propage dans un milieu dépourvu de particules. Une autre cause susceptible de limiter la distance de propagation pourrait être liée à l'existence des agglomérats. Lorsque ceux-ci dépassent le choc de tête, ils se trouvent brutalement refroidis à la température ambiante de l'air, ce qui peut provoquer l'arrêt de la combustion. Toutefois, cette hypothèse demande des travaux complémentaires pour être étayée. Dans la configuration de la présente étude, cette distance maximale est de l'ordre de 1,2 à 1,5 m.

En tout état de cause, l'obtention des performances maximales d'un système fonctionnant sur ce principe nécessite une combinaison appropriée des différents paramètres. Les premières conclusions de ce travail soulignent donc l'intérêt de poursuivre les études engagées pour développer un modèle prédictif nécessaire à l'optimisation du processus de libération d'énergie.

7.2. Perspectives

1 – Dans le cadre de la configuration développée pour cette étude un certain nombre de travaux complémentaires doivent être envisagés, parmi lesquels :

- l'analyse chimique des agglomérats collectés dans les blocs de gel, en vue d'obtenir des informations sur les taux de combustion des particules,
- des expériences sur des mélanges billes de verre-particules d'aluminium en faisant varier de manière systématique la granulométrie et les proportions des deux composants,
- l'amélioration de la technique de capture des particules de façon à accéder à la densité des particules présentes en un point en fonction du temps,
- l'étude des phénomènes de fragmentation des particules sous choc, pour déterminer si les particules d'aluminium subissent ou non une fragmentation similaire à celle observée pour les billes de verre,
- l'étude du mécanisme de formation des agglomérats,
- la mise au point d'un modèle physique réaliste du processus de compaction-décompaction du lit de particules autour de la charge de C-4.

2- A un stade ultérieur, il pourra être envisagé d'étendre cette étude à des configurations plus complexes :

- l'ajout d'une phase liquide ou gélifiée inerte ou réactive dans les charges pour se rapprocher du cas des munitions opérationnelles
- la prise en compte des effets de confinement, en plaçant la charge à proximité de murs ou plus près du sol.
- l'utilisation de charges cylindriques, plus proches du cas opérationnel, pour étudier l'influence de la forme de la charge sur les caractéristiques du nuage obtenu après dispersion.

Annexes

Annexes

A.	Rappels sur la théorie des détonations.....	213
	La théorie de Chapman-Jouguet.....	213
	La théorie de Zeldovitch Von Neumann Doering.....	215
	Etude numérique de la détonation idéale	216
B.	Ondes de choc en milieu aérien	219
	Profils de pression	219
	Base de données pour les ondes de choc aériennes.....	221
C.	Etudes antérieures effectuées à l'ISL.....	223
	Configuration expérimentale.....	223
	Mesures de pression	224
	Enregistrements cinématographiques.....	224
	Enregistrement spectroscopiques	226
	Enregistrements pyrométriques.....	228
D.	Brefs rappels sur la combustion de l'aluminium	229
	Remarques préliminaires.....	229
	L'inflammation.....	229
	Combustion de l'aluminium dans l'air.....	232
E.	Granulométrie des billes de verre	235
F.	Granulométrie des particules d'aluminium.....	239
G.	Méthode utilisée pour le traitement des images obtenues avec la caméra rapide.....	241
	Introduction	241
	Méthode 1 : différence avec l'image témoin obtenue avant le tir.....	242
	Méthode 2 : différence entre deux images consécutives.....	243
	Méthode 3 : différence entre deux images consécutives avec récupération d'arrière plan.....	244

	Conclusion sur ces algorithmes.....	245
	Code utilisé.....	246
H.	Algorithme de comptage d'agglomérats.....	249
	Code	249
	Exemple de résultats.....	251
I.	Tirs effectués.....	253
	Campagne d'étude de charges hétérogènes de référence (annexe C)	253
	Campagne d'étude de charges sphériques "idéales"	253
J.	Pressions et temps d'arrivée des chocs	257
	Cas des particules inertes	258
	Cas des particules réactives.....	259

A. Rappels sur la théorie des détonations

La théorie de Chapman-Jouguet.

Cette théorie repose sur les hypothèses principales suivantes :

- la détonation est une discontinuité infiniment mince
- l'écoulement est stationnaire (la célérité de détonation est constante).
- l'écoulement est monodimensionnel plan et adiabatique, les gaz sont parfaits.

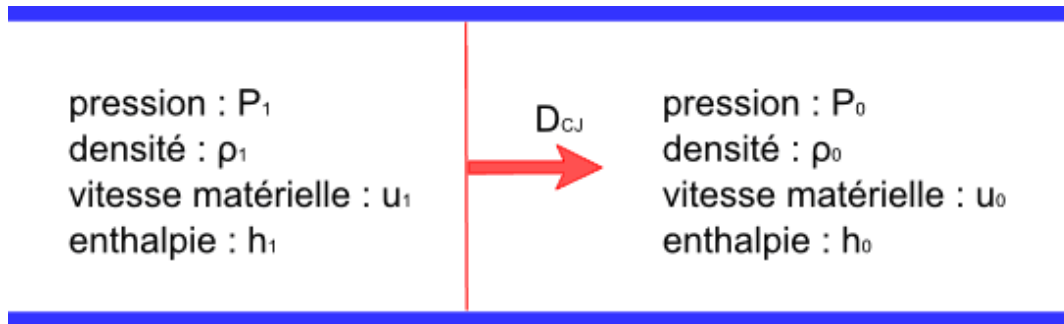


Figure A.1 Schéma d'une détonation dans la théorie CJ

On note W_0 respectivement W_1 les vitesses des gaz frais et des produits dans le repère lié à l'onde de détonation :

$$\begin{cases} W_0 = D_{CJ} - u_0 \\ W_1 = D_{CJ} - u_1 \end{cases}$$

Au travers de la discontinuité, on écrit trois équations de conservation :

$$\dot{m} = \rho_0 W_0 = \rho_1 W_1 \quad (\text{A.1})$$

$$P_1 + \rho_1 W_1^2 = P_0 + \rho_0 W_0^2 \quad (\text{A.2})$$

$$h_1 + \frac{W_1^2}{2} = h_0 + \frac{W_0^2}{2} \quad (\text{A.3})$$

En notant $v=1/\rho$, le volume spécifique et en utilisant les équations (A.1) et (A.2), on obtient

$$\dot{m}^2 = \frac{W_0^2}{v_0^2} = -\frac{P_1 - P_0}{v_1 - v_0} \quad (\text{A.4})$$

L'équation (A.4) est connue sous le nom de droite de Rayleigh-Michelson (RM).

Les gaz sont supposés parfaits et γ constant. On suppose que la réaction est

« Réactifs → Produits » avec un dégagement de chaleur global Q . On exprime les enthalpies :

$$h(P, v, \lambda) = \frac{\gamma P v}{\gamma - 1} - \lambda Q \quad (\text{A.5})$$

Où λ est l'avancement de la réaction, qui prend la valeur 0 dans les gaz frais et 1 dans les produits de la détonation.

En combinant les équations (A.3) et (A.4) puis (A.5) on arrive à :

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1}(P_1 v_1 - P_0 v_0) - \frac{1}{2}(P_1 - P_0)(v_1 + v_0) = Q \quad (\text{A.6})$$

Cette équation est connue sous le nom d' « adiabatique de Crussard ».

Les équations (A.7) et (A.8) sont les formes adimensionnées des équations de la droite Rayleigh-Michelson et de la courbe de Crussard. En introduisant les variables sans dimensions $\sigma = v_1/v_0$ et $\omega = P_1/P_0$, on obtient :

$$\omega = \frac{k - \sigma + 2\gamma q}{k\sigma - 1} \quad (\text{A.7})$$

$$\gamma M_0^2 = -\frac{\omega - 1}{\sigma - 1} \quad (\text{A.8})$$

La détonation est solution du système de ces deux équations. L'état des produits de réaction se trouve à un point d'intersection de ces deux courbes.

La Figure A.2 présente les intersections possibles entre la droite de Rayleigh-Michelson et la courbe de Crussard.

Les zones II et III sont interdites car ne correspondant pas à des solutions physiques. La partie de la courbe de Crussard dans la zone IV pour laquelle $P_1 < P_0$ est appelée branche des déflagrations tandis que dans la zone I où $P_1 > P_0$ est appelée branche des détonations. Dans chaque branche deux cas sont possibles :

- la droite de Rayleigh-Michelson et la courbe de Crussard se coupent en deux points f et F pour les détonations, f' et F' pour les déflagrations. Ces points sont appelés détonations fortes pour F et détonations faibles pour f , respectivement déflagrations faibles pour f' et déflagrations fortes pour F' .

- la droite de Rayleigh-Michelson est tangente en un point CJ ou CJ' à la branche des détonations ou à la branche des déflagrations respectivement. Ce point correspond à la propagation stationnaire.

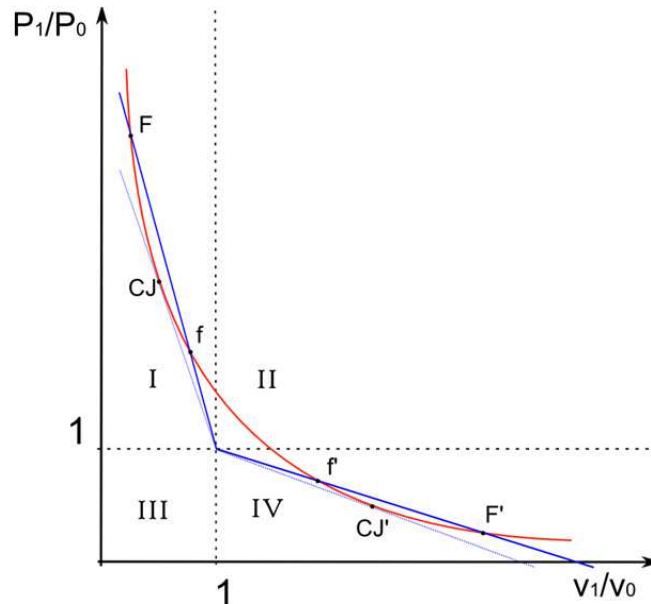


Figure A.2 Représentation des droites de Rayleigh-Michelson (en bleu) et courbe de Crussard (en rouge)

On s'intéresse exclusivement aux détonations. On démontre que les points f et F correspondent à des régimes non stationnaires. Les détonations fortes ont une célérité relative inférieure à la célérité du son dans les produits donc les perturbations (F) du milieu aval (ondes de détente) vont arriver jusqu'au front et l'affaiblir. Dans le cas d'une détonation faible, pour chaque point f il existe un point thermodynamiquement plus stable et donc plus probable, se rapprochant de l'état CJ. La position stable est caractérisée par le point CJ dit point de Chapman Jouguet pour lequel l'onde de détonation est sonique par rapport aux produits (condition CJ : $D - u_{CJ} = c_{CJ}$).

La théorie de Zeldovitch Von Neumann Doering

En 1900, Paul Vieille a proposé une autre théorie de la détonation selon laquelle un choc précurseur est suivi d'une zone de réaction d'épaisseur non nulle. S'appuyant indépendamment sur les travaux de Vieille, Zeldovitch, Von Neumann et Doering (1940-1943) ont établi la formulation mathématique du problème (appelée modèle ZND). Ils considèrent la détonation comme une compression adiabatique des réactifs suivie d'une zone finie de réactions chimiques. Les deux ondes vont à la même vitesse, égale à la célérité de détonation CJ. A la fin de la réaction, on suppose que les produits sont dans l'état CJ. Les

résultats obtenus dans la théorie CJ restent vrais et permettent de calculer la célérité. Au front de choc, on suppose que l'avancement de la réaction est nul. On obtient l'équation d'Hugoniot (équation (A.9) qui avec la droite de Rayleigh-Michelson régit la propagation des chocs en milieu non réactif :

$$\frac{\gamma}{\gamma-1}(P_1 v_1 - P_0 v_0) = \frac{1}{2}(P_1 - P_0)(v_1 + v_0) \quad (\text{A.9})$$

Les états choqué (ZND) et brûlé (CJ) sont représentés dans le plan (P,V) sur la Figure A.3.

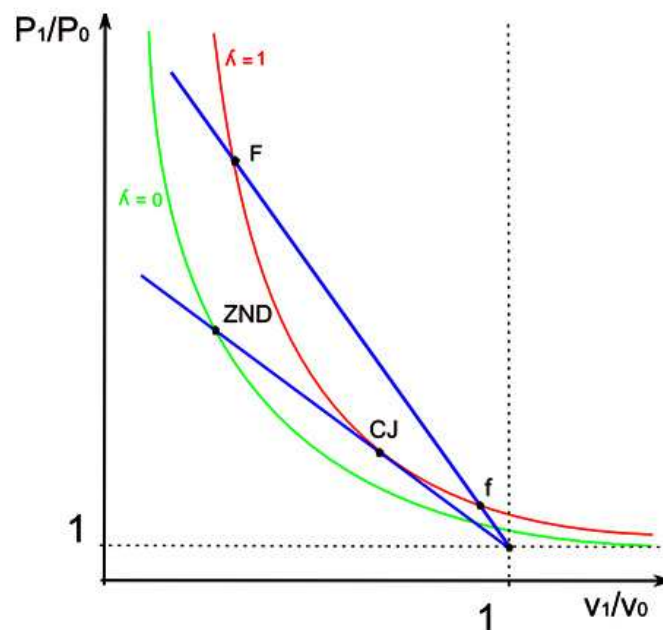


Figure A.3 Représentation des droites de Rayleigh-Michelson et des courbes de Crussard et d'Hugoniot

Etude numérique de la détonation idéale

Les modèles ci-dessus permettent d'obtenir les informations principales sur l'onde de détonation mais si on souhaite connaître complètement les paramètres de l'écoulement, il faut passer par une résolution numérique. Comme la détonation est un processus très rapide, on néglige les phénomènes de transport moléculaire et de viscosité. Ainsi, derrière l'onde de détonation, l'écoulement est décrit par les équations d'Euler instationnaires tridimensionnelles et compressibles d'un écoulement adiabatique, complétés par l'équation de conservation des espèces (qui traduit la transformation du gaz réactif en produits de détonation), une équation d'état $e(P, v, \lambda)$ et les lois de cinétique chimique.

Les équations d'Euler ((A.10) à (A.12)) et de conservation des espèces (A.13) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot ((\rho \mathbf{u}) \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}(E + P)) = 0 \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{\partial \rho_{fuel}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{fuel} \mathbf{u}) = S_{fuel} - P_{fuel} \quad (\text{A.13})$$

L'équation d'état est choisie en fonction des caractéristiques du milieu réactif, tout comme les lois de cinétique chimique. Dans le cas d'un explosif condensé on utilise en général une équation du type Mie-Grüneisen qui est dérivée des courbes d'Hugoniot. Pour les gaz, l'équation d'état la plus connue est celle des gaz parfaits $PV=nRT$. Les équations d'état sont soit dérivées de modèles théoriques, soit empiriques ou semi-empiriques et font appel à des bases de données tabulées.

L'équation de Corner-Vidart (A.14) est un exemple d'équation « théorique », c'est l'équation des gaz parfaits corrigée pour prendre en compte des interactions entre molécules :

$$\frac{PV}{nRT} = 1 + \frac{B(T)}{V} + \frac{C(T)}{V^2} \quad (\text{A.14})$$

Cependant l'équation la plus couramment utilisée est l'équation empirique (dérivée d'études expérimentales) de Jones, Wilkins et Lee du Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL), dite « JWL » :

$$P = A \left(1 - \frac{w}{R_1 V} \right) e^{-R_1 V} + B \left(1 - \frac{w}{R_2 V} \right) e^{-R_2 V} + \frac{we}{V} \quad (\text{A.15})$$

V et e sont connus (le volume spécifique et l'énergie interne), les autres termes sont des constantes spécifiques à chaque explosif qu'on peut trouver dans des tables ou avec d'autres équations.

L'équation semi-empirique BKW est aussi beaucoup utilisée et en association avec le modèle de Mie-Grüneisen pour un explosif condensé, elle forme le modèle d'équations appelé HOM, introduit par Mader en 1979. Pour chaque produit gazeux, l'équation BKW est de la forme :

$$\begin{cases} \frac{PV}{RT} = 1 + \chi \cdot e^{\beta\chi} \\ \chi = \frac{V_c}{V(T + \theta)^\alpha} \end{cases} \quad (\text{A.16})$$

Où V_c est le covolume moyen du mélange qui dépend des équations portant sur les espèces chimiques. Les paramètres empiriques ajustables sont au nombre de 3 contre 5 dans le cas de l'équation JWL. L'abréviation HOM utilisée pour cette équation signifie « Hell Of Mess », du fait de la complexité des phénomènes en jeu. Cette équation a été largement utilisée ces dernières années, notamment au laboratoire de recherche Los Alamos National Laboratory. On obtient à partir de cette équation le modèle mHOM utilisé dans notre code de calcul EFAE, qui est utilisé dans le Chapitre 4.

Pour la partie cinétique on utilise couramment des équations d'Arrhenius (équation (A.17)) associées à des schémas cinétiques parfois complexes.

$$\frac{d\lambda}{dt} = (1 - \lambda) Z_{Arr} \cdot \exp\left(-\frac{Ea}{RT}\right) \quad (\text{A.17})$$

Les équations précédentes permettent de modéliser l'évolution d'une onde de détonation dans un milieu réactif homogène. Cependant, lorsqu'on aborde des problèmes concrets, la stabilité des schémas de calcul est conditionnée par les échelles caractéristiques des phénomènes étudiés. Par exemple, si on souhaite modéliser la détonation d'une sphère de 1kg de TNT dans l'air, le traitement numérique de ces équations, même en coordonnées sphériques monodimensionnelles, nécessite des outils de calcul puissants. En effet dans l'explosif, l'épaisseur de la zone de réaction sera de l'ordre de 1mm et il faut au moins une dizaine de mailles pour discrétiser la zone où le taux d'avancement λ passe de 0 à 1. Le pic de pression de l'onde de détonation dans l'explosif solide s'élève en général à quelques centaines de kbar. A l'opposé, lorsque l'onde de souffle générée dans le milieu connexe parvient à 10m de la charge, la surpression incidente est de l'ordre de 0,1 bar. De telles distances impliquent l'utilisation de maillages qui s'adaptent au calcul au cours du temps, et d'une machine puissante. Eventuellement, au cours du phénomène d'explosion il faut considérer les réflexions des ondes de choc sur divers obstacles et le mélange des gaz de détonation avec l'air environnant.

B. Ondes de choc en milieu aérien

Profils de pression

L'onde de détonation émergeant de l'explosif transmet une onde de choc dans le milieu connexe : l'air. En l'absence de confinement ou de réactions secondaires de l'explosif, cette onde de choc se traduit par une augmentation brutale de la pression immédiatement suivie d'une détente puis d'une dépression. Deux types de pression sont mesurables : la pression statique et la pression dynamique ou d'arrêt :

- la pression statique est mesurable sur une surface parallèle à l'écoulement.
- la pression dynamique est mesurable sur une surface perpendiculaire à l'écoulement, par enregistrement de la pression réfléchie. A grande distance de l'explosion, la surpression réfléchie équivaut environ à deux fois la surpression incidente [43].

Sur la Figure B.1 on présente le profil typique de pression généré dans l'air pour la détonation d'un explosif condensé.

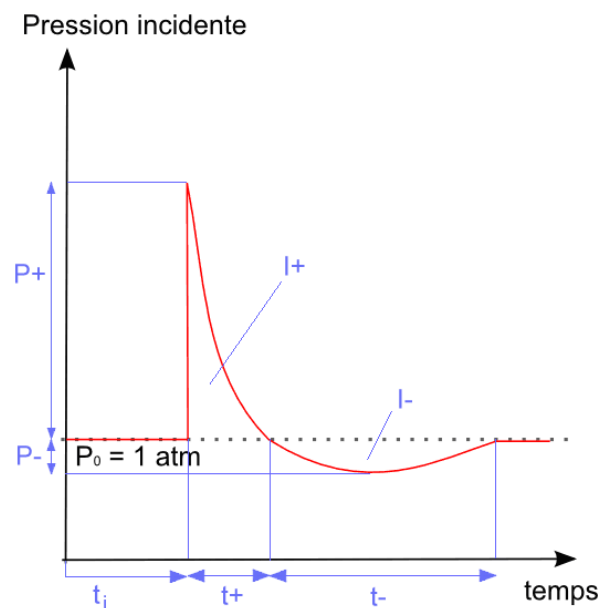


Figure B.1 Evolution de la pression enregistrée dans le champ externe lors de la détonation d'un explosif en champ libre

Différentes valeurs peuvent être relevées sur cette courbe : la surpression de crête (P_+), le temps d'arrivée de l'onde (t_i) ou encore la durée de la phase positive (t_+) ou de la phase négative (t_-), l'impulsion de la phase positive (I_+) ou de la phase négative (I_-), sur des

distances de parcours différentes. Dans le cas d'explosifs homogènes, on peut trouver ces valeurs dans la littérature [43], [84].

En présence d'obstacles, les ondes de choc réfléchies peuvent interagir avec le front de choc, ce qui a pour conséquence l'apparition de pics de pression secondaires. Par exemple, considérons l'explosion d'une charge située au-dessus du sol :

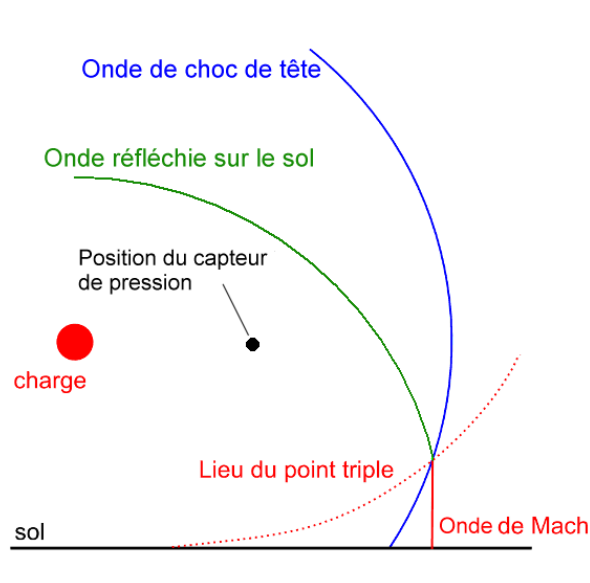


Figure B.2 Effets externes générés par la détonation d'une charge d'explosif condensé placée au-dessus du sol

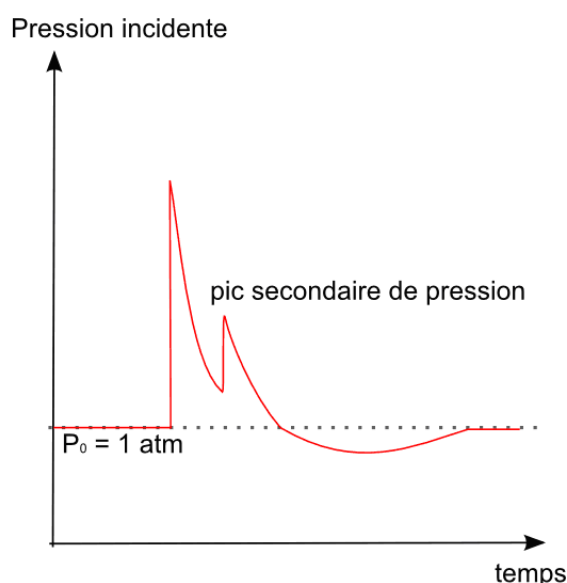


Figure B.3 Pression enregistrée lorsque le capteur de pression est situé au-dessus du point triple

Près du sol on observe la formation d'une onde de Mach qui correspond à l'interaction de l'onde de choc de tête avec l'onde réfléchie au sol. On peut la considérer, en première approximation, comme plane.

Au-dessus du point triple on enregistre des pics de pression secondaires (voir Figure B.3) alors qu'en-dessous de ce point triple on enregistre une courbe similaire à celle enregistrée en champ libre avec des niveaux plus importants (Figure B.1). C'est pourquoi lors de l'interprétation des résultats de pression il est important de vérifier si on enregistre une onde de Mach ou non.

Le confinement est lui aussi très important car s'il est parfait (i.e. un mur infiniment résistant et immobile), l'intégralité de l'énergie est réfléchie. En conséquence une demi-sphère d'explosif contre un mur de résistance infinie génère autant d'énergie dans la direction opposée au mur qu'une sphère de masse double d'explosif en l'absence de mur.

Base de données pour les ondes de choc aériennes

Les caractéristiques des ondes de souffle générées par une explosion peuvent être prédites à partir des corrélations semi-empiriques basées sur la similitude d'Hopkinson-Cranz (Baker et al. [84]), qui sont tabulées dans des abaques ou obtenues à partir d'équations analytiques. Pour déterminer les caractéristiques du choc, la notion de coefficient d'équivalence par rapport au TNT est utilisée. Pour chaque explosif homogène condensé, on peut calculer par une méthode empirique un équivalent TNT. L'équivalent TNT est un ratio de l'énergie libérée par l'explosif étudié sur l'énergie libérée par l'explosif TNT de référence. C'est à dire qu'une charge de 1kg de C-4 (équivalent TNT 1,37) générera un souffle identique à une charge de 1,37kg de TNT.

Dans le cadre de ce mémoire, on s'appuie sur des abaques prises dans le code "Blast-ISL" développé par P.Naz et S. De Mezzo. Les calculs des propriétés principales de l'onde de choc dans l'air (surpression maximale (P^+), durée de la phase positive (t^+) et impulsion de la phase positive (I^+)) sont faits à partir d'équations analytiques ou d'abaques tabulées issues de trois sources :

- les équations analytiques de Kinney et Graham, 1985 [43]
- les résultats de Froböse, ancien chercheur de l'ISL, 1968 (rapport interne ISL R3/68)
- les abaques AMP 706-181, AMCP 706-181, Explosion in Air, Part 1, 1974

Cependant il ne s'agit que d'un échantillon des sources sont disponibles dans la littérature, par exemple les travaux de Baker [84] sont aussi régulièrement cités comme référence.

A partir des paramètres principaux du choc, en faisant l'hypothèse d'un choc sphérique se propageant dans un gaz parfait (l'air), le code Blast-ISL permet également d'obtenir les valeurs :

- de la vitesse de propagation de l'onde,
- des temps d'arrivée de l'onde,
- de la pression réfléchie ou pression dynamique,
- de la température dans le front de choc.

C. Etudes antérieures effectuées à l'ISL

Configuration expérimentale

Les charges utilisées pour cette étude étaient de forme cylindrique (Figure C.1), en polypropylène de faible épaisseur (<5mm). Le cylindre intérieur contenait l'explosif d'amorçage (du C-4). L'espace entre le cylindre intérieur et le cylindre extérieur était rempli par une composition représentant 90% de la masse totale, formée d'une poudre métallique et d'un oxydant liquide, les 10% restant correspondaient à l'explosif d'amorçage.

Différentes charges explosives ont été mises en œuvre afin d'étudier l'influence:

- de la proportion de poudre métallique dans la composition explosive
- de la granulométrie des particules

La charge est placée à mi-hauteur horizontalement ou verticalement au centre d'une plate-forme constituée de deux murs verticaux de 3 mètres sur 3, distants l'un de l'autre de 3 mètres, formant la configuration semi-confinée illustrée sur la Figure C.2. Des sondes de pression ont été placées à 2 et 3m en avant et à l'arrière de la charge. Des capteurs de pression dynamique ont été placés sur les murs, en face de la charge, à 1,5m. Un spectroscopie rapide et une caméra rapide ont également été utilisés pour enregistrer l'explosion. La zone d'analyse du spectroscopie est une bande verticale de 1,5m située à 50cm de l'un des murs, à mi-hauteur. Les particules métalliques choisies pour les compositions explosives étaient de forme patatoïdes et de rayons moyens respectifs 5, 35, 100 et 200 μ m. L'ensemble des charges testées dans cette étude est décrit dans l'annexe I.

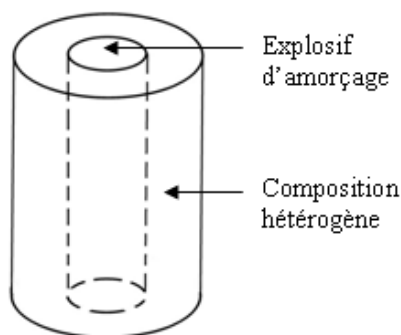


Figure C.1 Schéma d'une charge de référence (dimensions approximatives : hauteur 15cm, diamètre 8-13cm)

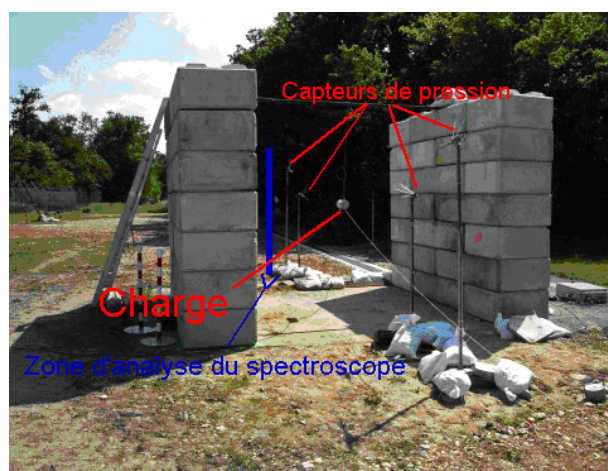


Figure C.2 Position de tir semi-confinée par deux murs de blocs de béton modulaires

Mesures de pression

Les capteurs de pression disposés sur les murs n'ont pas permis l'obtention de résultats exploitables sur suffisamment de tirs. Certains ont été impactés par des particules, d'autres ont accusé une grande dérive par rapport à la pression moyenne, ils n'étaient pas adaptés à des tirs dans ces conditions.

La dissymétrie de l'amorçage a généré des pressions différentes à l'avant et l'arrière des charges pour celles placées horizontalement, rendant les résultats peu comparables. A l'opposé, les charges verticales génèrent un champ de pression symétrique entre l'avant et l'arrière. Les surpressions de crête mesurées pour les explosifs métallisés sont inférieures à celles d'un explosif condensé. Des résultats analogues avaient été obtenus par Zhang et Murray [8] qui ont conclu que plus les particules sont grosses, plus l'énergie cinétique transférée aux particules est importante et plus les pressions générées sont faibles. La complexité de la géométrie de tir ne permet pas d'étude directe des niveaux de pression générés par les réactions de postcombustion des particules métalliques. En effet, il faudrait aussi prendre en compte les chocs secondaires enregistrés par les capteurs qui sont dus aux multiples réflexions des ondes de choc sur les murs et le sol.

Enregistrements cinématographiques

Les enregistrements cinématographiques ont été effectués à une cadence de 9000 images par seconde, pour une résolution de 640x480 pixels. La combustion des particules métalliques présentes dans la composition explosive génère une augmentation de l'émission lumineuse par rapport à celle émise par un explosif homogène seul. De plus, les réflexions multiples des ondes de choc sur les murs et sur le sol, compriment les gaz chauds et intensifient leur mélange avec les particules métalliques en combustion. La Figure C.3 présente un exemple d'explosion d'une charge aluminisée. Pour ce tir la charge avait été placée horizontalement, la zone noire centrale correspond aux gaz éjectés par la partie centrale de la charge composée du détonateur et d'explosif homogène C-4 (ces gaz sont plus froids, la température de l'état Chapman-Jouguet pour le C-4 est 2700K) et donc moins rayonnants que les gaz produits par la combustion d'aluminium (température de flamme supérieure à 3400K [82]). On observe que les réflexions des ondes de choc sur les parois latérales et le sol permettent d'entretenir les réactions retardées de combustion (augmentation de la luminosité derrière les ondes de choc).

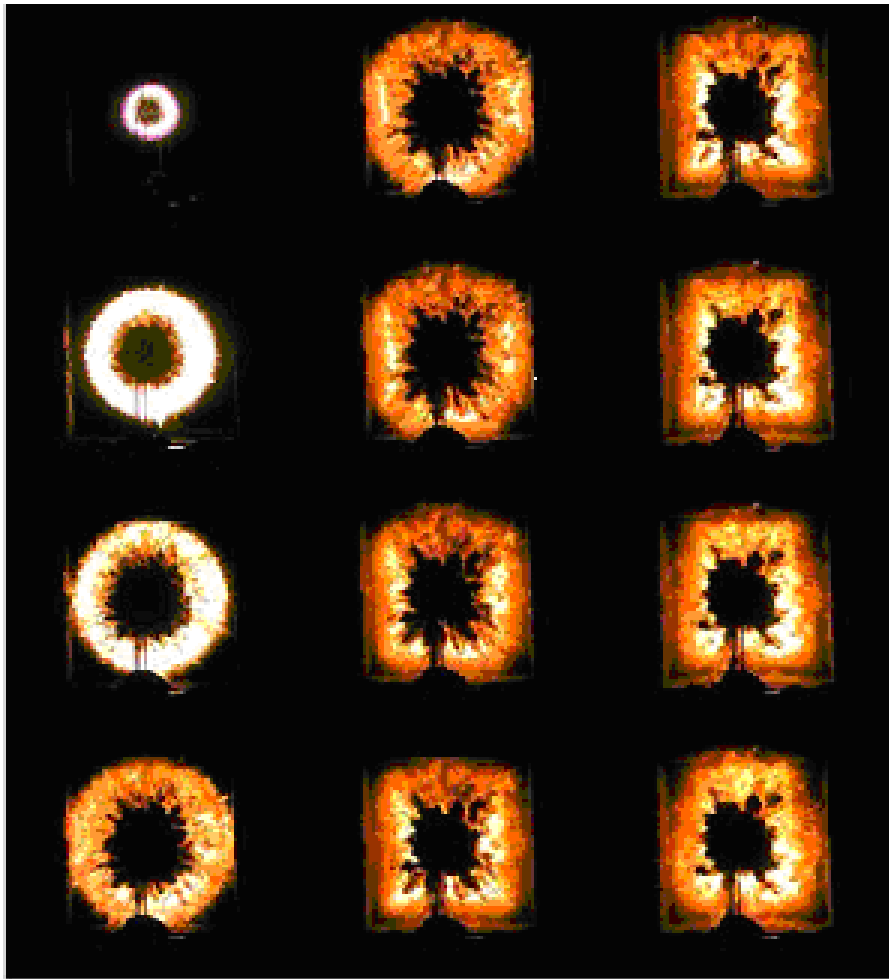


Figure C.3 Images caractéristiques enregistrées lors d'un tir d'une charge hétérogène contenant des particules d'aluminium de 5µm entre deux murs distants de 3m (délai entre les images : 222µs)

De plus :

- Avec des particules de 5µm on a obtenu une inflammation quasiment immédiate des particules, avec un maximum d'intensité lumineuse dans les 5 premières millisecondes de l'explosion et les boules de feu ayant les durées les plus longues, jusqu'à un dixième de seconde.
- Lors de l'utilisation de particules de 35µm, on a observé une inflammation quasiment immédiate d'une partie des particules, mais le maximum d'intensité lumineuse est apparu seulement 10ms plus tard. Il est dû à l'inflammation retardée de la majeure partie des particules. La boule de feu apparaît sur les enregistrements cinématographiques pendant 90 à 100ms.
- Avec des particules de 100µm, on a observé des réactions moins intenses, avec parfois une inflammation d'une faible partie des particules : seules quelques zones de la fenêtre de visualisation, dans le nuage des produits dispersés, sont saturées par un rayonnement lumineux intense (caractéristique de la combustion des particules). On

observe ensuite la formation d'une boule de feu très lumineuse environ 15ms plus tard. La boule de feu est visible sur les images pendant environ 60ms.

- Avec des particules de 200 μm , on n'observe pas ou très peu d'inflammation immédiate des particules (quelques pixels sont saturés sur les images) puis une boule de feu de plus faible intensité lumineuse et fortement retardée dont le maximum d'intensité apparaît entre 20 et 40ms après la mise à feu. La boule de feu est visible pendant 30ms.

On présente sur la Figure C.4 une comparaison entre les boules de feu enregistrées lors de deux tirs contenant des particules de 5 μm et des particules de 315 μm . L'allumage de la boule de feu est fortement retardé avec les plus grosses particules et son intensité est moindre car moins de particules atteignent les conditions d'inflammation. Par ailleurs on retiendra que l'intensité lumineuse de la boule de feu n'est pas homogène sur toute la durée de l'explosion.

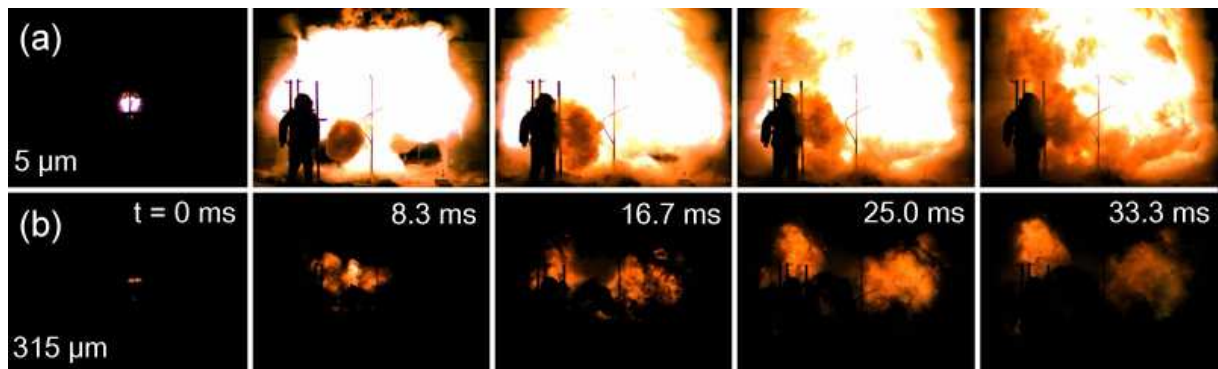


Figure C.4 Enregistrement de la lumière émise par l'explosion (a) des particules d'aluminium de 5 μm et (b) des particules de 315 μm .

Enregistrement spectroscopiques

Le spectroscope rapide de l'ISL, est capable d'enregistrer pendant 100ms un spectre dans le visible avec une résolution de 1 pixel par nm, à la fréquence de 1kHz. Il permet donc d'identifier des bandes d'émission caractéristiques lors des tirs de compositions aluminisées. La fluctuation maximale d'intensité est enregistrée pour la longueur d'onde 487 nm et permet de définir un ratio d'intensité à 487nm (Figure C.5). Cette quantité est le rapport entre le pic d'intensité à 487nm et la valeur moyenne des deux minima d'intensité autour du pic. L'évolution de ce rapport est comparée à l'évolution de l'intensité émise à 630nm (Figure C.6). Cette longueur d'onde a été choisie pour représenter l'intensité globale émise par la boule de feu car elle se trouve en dehors de toute émission atomique ou moléculaire particulière pour la composition explosive considérée. Elle correspond aussi à une zone de sensibilité élevée du capteur du spectroscope, ce qui réduit l'influence du bruit numérique sur les valeurs mesurées.

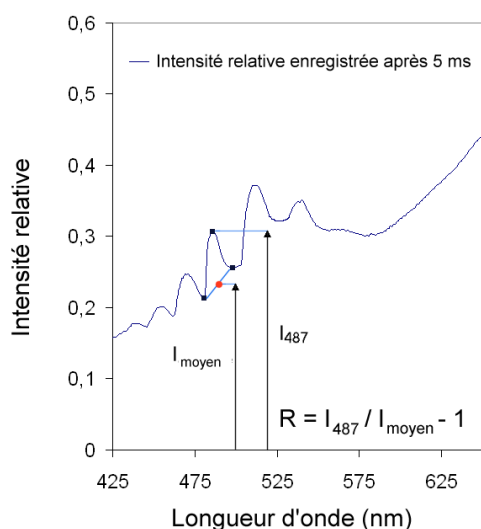


Figure C.5 Définition du ratio d'intensité à 487nm

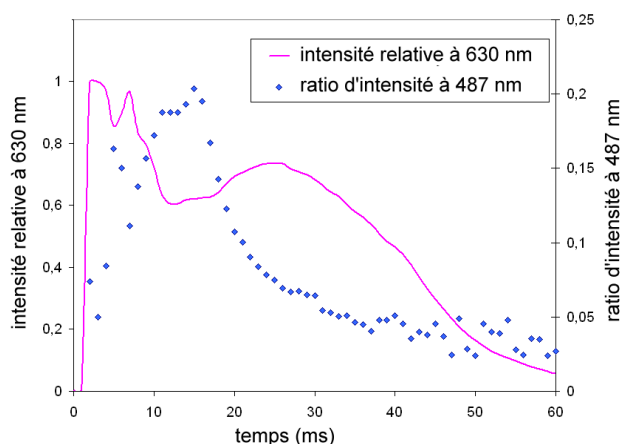


Figure C.6 Comparaison entre ratio d'intensité à 487 nm et intensité relative à 630 nm

Ce traitement de données de spectroscopie a permis de mieux identifier la présence d'émission moléculaire d'AlO. On constate sur la Figure C.6 que la bande d'émission à 487nm se détache du fond pendant 30ms (valeur du ratio d'intensité à 487nm supérieure à 5%). De plus le maximum d'émission pour les bandes d'AlO n'apparaît pas en même temps que le maximum d'émission de la boule de feu. On découpe la courbe d'émission globale (ou à 630nm) en trois zones en fonction du temps, de 0 à 10ms, de 10 à 20ms et de 20 à 60ms. La première étape (0 à 10ms) ne semble pas contenir d'AlO, mais on y observe le maximum d'émission lumineuse de la boule de feu. Dans la seconde zone (10 à 20ms) la combustion de l'aluminium a lieu (pic d'émission en AlO) tandis que l'intensité lumineuse de la boule de feu diminue. Enfin on observe un second pic d'émission lumineuse entre 20 et 60ms, à nouveau sans création d'AlO. D'après les résultats de Bazyn [85], la non-coïncidence observée entre les émissions dues à AlO et l'intensité relative de la boule de feu pourrait venir d'un changement de régime de combustion de l'aluminium. Selon lui, les particules de dimensions nanométriques ou inférieures à la dizaine de micromètres ont une zone de réaction très proche de la surface des particules et on n'y observe qu'une très faible émission en AlO.

Les intensités relatives des boules de feu pour différentes charges contenant des particules de différentes tailles sont comparées sur la Figure C.7.

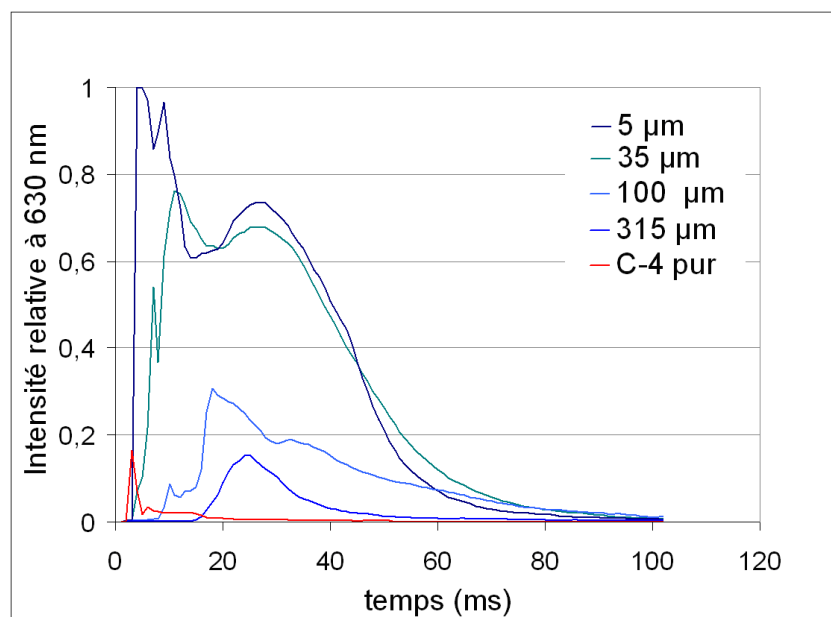


Figure C.7 Intensités relatives comparées pour le C-4 et les charges aluminisées placées verticalement

Dans le cas du C-4 seul, l'émission lumineuse est brève et très faible comparée aux émissions lumineuses d'une charge aluminisée. L'intensité relative des boules de feu générées par les charges aluminisées s'étale sur des durées allant de 20 à 80ms, suivant la réactivité des particules. Le maximum global d'intensité lumineuse est d'autant plus retardé que les particules sont grosses, en raison probablement du délai d'inflammation plus long des grosses particules qui limite leur combustion. Les particules les plus fines et donc plus réactives, réagissent en plus grande proportion générant ainsi les boules de feu les plus lumineuses. Les émissions lumineuses ont des évolutions non-monotones : on observe plusieurs maxima locaux d'émission lumineuse, probablement dus à l'inflammation de particules à différents instants.

Enregistrements pyrométriques

Une méthode classique de pyrométrie à deux couleurs a été utilisée pour estimer la température apparente des produits de l'explosion, en assimilant la zone d'analyse à un corps gris. Dans le cas du C-4, une température apparente de la boule de feu a été estimée à 2500K pendant 15ms. Pour les charges aluminisées cette température variait de 3000 à 3500K pendant les 20-30 premières millisecondes, avant de décroître vers la valeur de la température de la boule de feu de l'explosif homogène. La température théorique de combustion de l'aluminium dans l'air est de 3400K [82]. Cependant après 50ms, les inhomogénéités dans la boule de feu rendent l'hypothèse du corps gris douteuse et donc la validité de ces résultats. Par ailleurs il s'agit de mesures de l'émission lumineuse intégrée sur le volume pendant des temps très longs (1ms) par rapport aux durées des réactions chimiques.

D. Brefs rappels sur la combustion de l'aluminium

Remarques préliminaires

Les particules métalliques les plus couramment utilisées dans les charges hétérogènes sont le magnésium, le titane, le zirconium et l'aluminium. La plupart des métaux sont susceptibles de brûler, mais ces quatre sont connus pour apporter les meilleurs rendements énergétiques. Dans le cadre de cette étude, on a travaillé avec de l'aluminium car il est facile à obtenir car nettement moins cher que le titane, et ne présente pas de gros dangers de mise en œuvre tels ceux rencontrés lors de l'utilisation de magnésium ou de zirconium, plus coûteux eux aussi. De plus c'est le matériau le plus répandu, et d'un point de vue qualitatif les effets générés par une charge aluminisée sont a priori semblables et donc dans une certaine mesure généralisables à ceux générés par des charges contenant d'autres types de particules : c'est la combustion des particules qui sera responsable des effets de libération d'énergie retardés. Enfin choisir l'aluminium comme base pour l'étude permet de s'appuyer sur la relativement riche littérature qui l'accompagne. En effet le domaine d'utilisation des poudres d'aluminium est très vaste : l'aluminium est utilisé dans explosifs militaires mais aussi dans l'industrie automobile pour les peintures métallisées, ou dans le domaine des propergols pour la propulsion de fusées ou de missiles. La combustion de l'aluminium a donc été étudiée depuis près de cinquante ans pour sécuriser son stockage ou améliorer son rendement énergétique. De nombreuses équipes ont travaillé sur sa combustion, on peut mentionner les travaux les plus récents : M.A. Trunov [86] (2005, inflammation des poudres d'aluminium sous différentes sollicitations), V. Tanguay [87] (2005, effet de souffle), C. Bruno [88] (2002, propulsion spatiale), A. Rai [89] (2004, explosifs et propergols), Dreizin [90] (1999, combustion des poudres d'aluminium), Sarou-Kanian [91] (2003, combustion de gouttes d'aluminium) et Beckstead [92] (2005, propergols).

Dans le cadre de notre étude les particules sont des flocons (ou paillettes, aussi appelées « flakes »), des sphères ou des particules atomisées (formes patatoïdes) dont les granulométries varient autour de diamètres moyens.

L'inflammation

L'inflammation des particules d'aluminium est un point essentiel dans notre étude. On désire enflammer des particules métalliques derrière une onde de choc. La détonation d'un explosif condensé génère des pressions dépassant 100kbar et des températures se comptant en milliers de Kelvins. Malgré les hauts niveaux de température et de pression générés par les explosifs,

une onde de choc reste un phénomène de durée brève. Dans le cas du TNT par exemple, pour 100g, à 50cm de distance de la charge la surpression ne dure que $820\mu\text{s}$ (Abaques de Kinney Graham [43]). Pour enflammer une particule il faut atteindre ses conditions d'inflammation qui dépendent de sa nature, de sa forme et de sa taille. C'est pourquoi connaître les mécanismes et conditions d'inflammation est important dans la mise en œuvre des charges métallisées.

Dans les codes de calcul on fait généralement l'hypothèse que les particules s'enflamment lorsque la surface de la particule atteint la température d'inflammation (communément choisie entre 1000 et 2327K). Dans notre étude on utilise l'approche de Zhang [51] (modèle hybride) basée sur un modèle de Frank-Kamenetskii [50], qui est fondée sur des considérations cinétiques et ne demande pas explicitement la définition d'une température d'inflammation. On considère des particules sphériques de dimensions inférieures au millimètre. Dans ce cas, le nombre de Biot d'une particule est inférieur à 0,1 ce qui signifie que les échanges de chaleur dans la particule (conduction) se font plus de 10 fois plus vite que les échanges de chaleur entre la particule et l'extérieur. C'est pourquoi on suppose la température uniforme dans les particules (pas de gradients de température).

Les particules d'aluminium sont recouvertes d'une couche d'oxyde qui empêche l'oxydation du métal et donc sa combustion [49]. Des études [91] ont montré que l'inflammation d'une particule en conditions quasi-statiques se produit quand la particule atteint la température de 2327K, température de fusion de la couche d'oxyde, ce qui permet la diffusion des espèces entre l'aluminium et le milieu oxydant. Brzustowski et Glassman [93] ont observé la formation d'un lobe d'alumine liquide à la surface de la particule d'aluminium qui laisse certaines zones de métal exposées à l'atmosphère oxydante.

Cependant l'inflammation des particules d'aluminium a aussi été observée à de plus basses températures. Merzhanov [94] a observé l'inflammation de filaments d'aluminium dans l'oxygène à 1913K. Trunov [79] a montré que suivant la taille, la forme des particules et le flux de chaleur imposé, la température d'inflammation pour des particules micrométriques varie de 1923K à 2373K. Dans le cas de flocons (particules en forme de paillettes), ou de particules nanométriques, cette température d'inflammation est de l'ordre de 770 à 1070K [79]. A l'opposé Sarou-Kanian [91] a travaillé avec des gouttelettes micrométriques et observé que la température d'inflammation dépend peu du diamètre de la particule. Boiko [95] a travaillé sur l'inflammation de particules derrière des ondes de choc, il a relevé des températures d'inflammation allant de 1000 à 1800K. Les fiches de sécurité matériaux annoncent un risque d'inflammation dès qu'on atteint la température de fusion de l'aluminium, à 933K [96]. De nombreux travaux ont donc permis de mettre en évidence la possibilité d'inflammation des particules avant la fusion de l'oxyde qui les entoure.

Selon Pokhil [97] et Price [49], l'aluminium qui a un coefficient d'expansion thermique supérieur à celui de son oxyde, peut briser cette couche protectrice sous l'effet des contraintes thermiques.

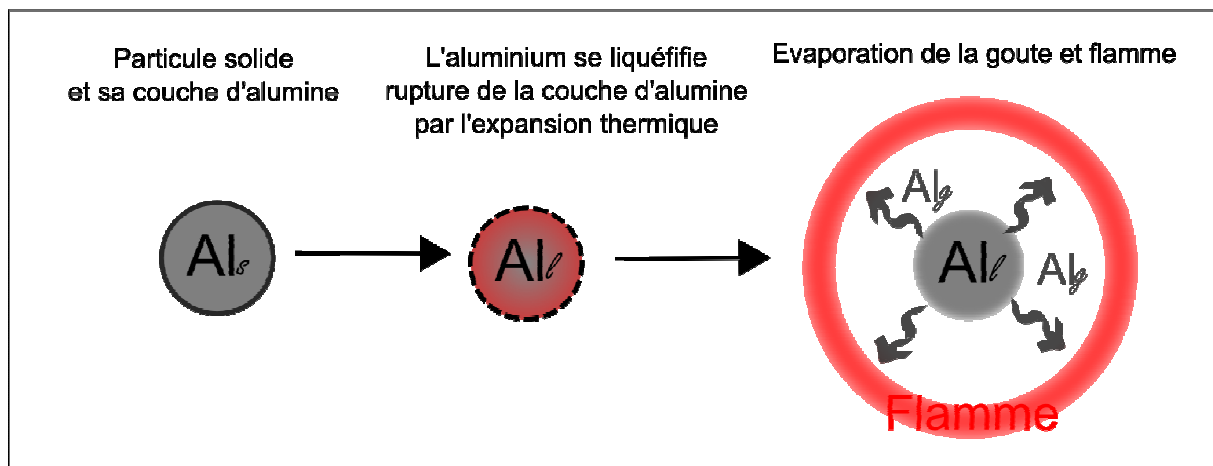


Figure D.1 Schéma du mécanisme d'inflammation puis de combustion d'une particule sphérique d'aluminium

Le mécanisme d'inflammation puis de combustion d'une particule d'aluminium dans un fluide oxydant à haute température peut être séparé en trois étapes [91] (Figure D.1) :

- 1) la particule d'aluminium entourée de sa couche d'oxyde s'échauffe
- 2) L'aluminium se liquéfie (à 933K) : puis la couche d'oxyde est cassée par expansion thermique, entre 1000K et 2300K.
- 3) La particule s'enflamme. Les espèces gazeuses réductrices sont diffusées depuis le métal vers la flamme.

Un schéma de calcul simplifié a été développé pour estimer le délai d'inflammation de particules d'aluminium sphériques [98]. Il est basé sur la résolution de l'équation de la chaleur par différences finies avec l'hypothèse d'une sphère de métal dans un écoulement stationnaire. Les flux radiatifs sont négligés mais le changement d'état de la particule est pris en compte. Quelques résultats sont présentés sur la Figure D.2 : on suppose la particule se déplaçant dans un écoulement d'air à 1000m/s dont la température est 2700K (température moyenne dans les produits de la détonation d'un explosif C-4). La température d'inflammation est choisie à 1000K. Les valeurs présentées sur la Figure D.2 correspondent au délai minimal d'inflammation. Dans ces conditions, il est inférieur à 1 ms pour des particules mesurant moins de 100 μ m de diamètre.

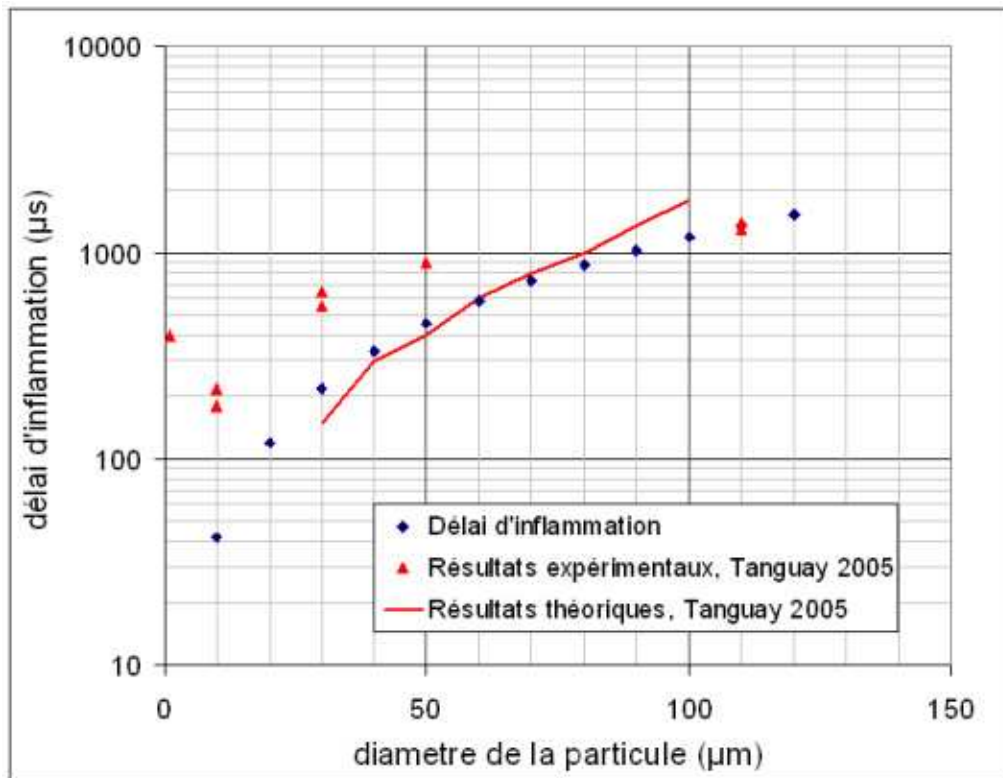


Figure D.2 Estimations de délais d'inflammation de particules d'aluminium dans l'air à 2500K, et comparaison avec les résultats de Tanguay [87]

Combustion de l'aluminium dans l'air

Généralités sur les effets de la combustion de l'aluminium

La température de combustion de l'aluminium dans l'air est voisine de 3500K [91]. La durée de combustion d'une particule est proportionnelle au carré de son diamètre [49]. Il existe d'autres corrélations ([91], [92] et [94]) plus précises pour estimer cette durée, celle-ci reste cependant la plus simple.

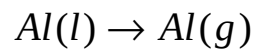
La combustion de l'aluminium est connue pour être fortement rayonnante. Elle est utilisée dans les feux d'artifices pour faire du blanc et dans certaines fusées militaires éclairantes. On considère que l'aluminium brûle en « phase vapeur », dans une flamme de diffusion détachée du métal [93]. Des études spectroscopiques ([97] et [98]) ont montré que lors de sa combustion, l'aluminium dégage des espèces qu'il est facile de repérer par méthodes spectroscopiques. En effet l'oxyde d'aluminium AlO émet sur trois bandes caractéristiques, qui se détachent du niveau d'émission global de la flamme, situées à 464, 487 et 508 nm.

A la fin de la réaction, si l'aluminium est complètement brûlé, on obtient de l'alumine, Al_2O_3 . On montre que la concentration d'aluminium dans de l'air à 20°C sous 1atm pour atteindre la stoechiométrie de la réaction de combustion est voisine de 310g/m^3 .

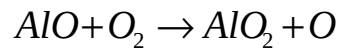
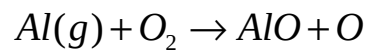
Schéma de combustion

Les schémas de cinétique chimique impliquent de très nombreuses réactions. Dans le cas de l'aluminium brûlant dans l'air, en 2000, M.T. Swihart [99] a proposé un schéma à 39 réactions. Beckstead [92] a proposé un mécanisme simplifié en quatre phases avec huit réactions élémentaires :

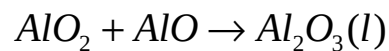
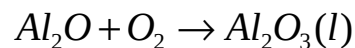
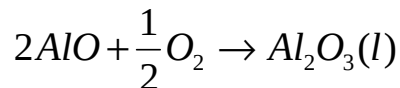
Réactions de surface



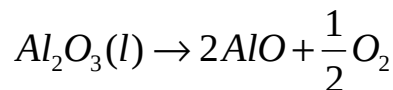
Réactions en phase gazeuse



Condensation



Dissociation/évaporation



Combustion de l'aluminium dans une composition explosive

Les résultats précédents ont été établis dans le cadre d'études sur la combustion de l'aluminium dans l'air ou dans l'oxygène pur. Les schémas cinétiques sont valables pour des régimes de combustion à pression atmosphérique ou inférieure. Lors de la détonation d'un explosif condensé, les niveaux de pression peuvent varier de la dizaine de bars à quelques centaines de milliers de bars. La validité du mécanisme présenté précédemment est donc discutable.

De plus, si on considère les particules dans les produits de détonation, avant leur mélange avec l'air environnant, sans oxygène, on ne peut pas pour autant affirmer qu'elles ne brûlent pas. En effet, la plupart des explosifs condensés génère des gaz oxydants comme H₂O, NO, CO ou CO₂ et une partie des particules peut réagir avec ces espèces dans des réactions dites « anaérobie ».

Dans le code EFAE, on sépare la combustion de l'aluminium en deux phases : l'induction et la combustion. Pendant la phase d'induction, les particules d'aluminium ne réagissent pas.

Cette phase est décrite par une loi d'Arrhenius dans le modèle à deux étapes ou dans le modèle hybride qui ont été décrits dans le paragraphe 2.2.2. Dans le modèle à deux étapes, une fois que les particules ont atteint leur température d'inflammation, elles entrent dans la phase de combustion. On fait l'hypothèse que la phase d'induction est terminée quand le dégagement de chaleur donné par la loi d'Arrhenius dépasse le taux de chaleur absorbée par les particules pour s'échauffer (Merzhanov [94]). Pour le modèle hybride, il n'y a pas de seuil discontinu entre les deux étapes d'induction et de combustion. Le temps de combustion des particules est calculé à partir des lois empiriques de Price [49]. Dans le code, ce modèle apparaît dans le terme J_{diff} de transfert de masse diffusif, mentionné dans le paragraphe 2.2.2.

E. Granulométrie des billes de verre

Nous disposons de trois types de particules différentes dont les références sont : « 1-45 μm », « 75-150 μm » et « 150-250 μm ». Le fournisseur est le groupe CVP-abrasif-broyage. La densité apparente d'une catégorie de particules de verre varie de 1000kg/m³ à 1300kg/m³, du fait de leur forme. Ces particules se mélangent facilement et se tassent peu. Les courbes de répartition granulométrique de ces billes de verre sont données ci-après.

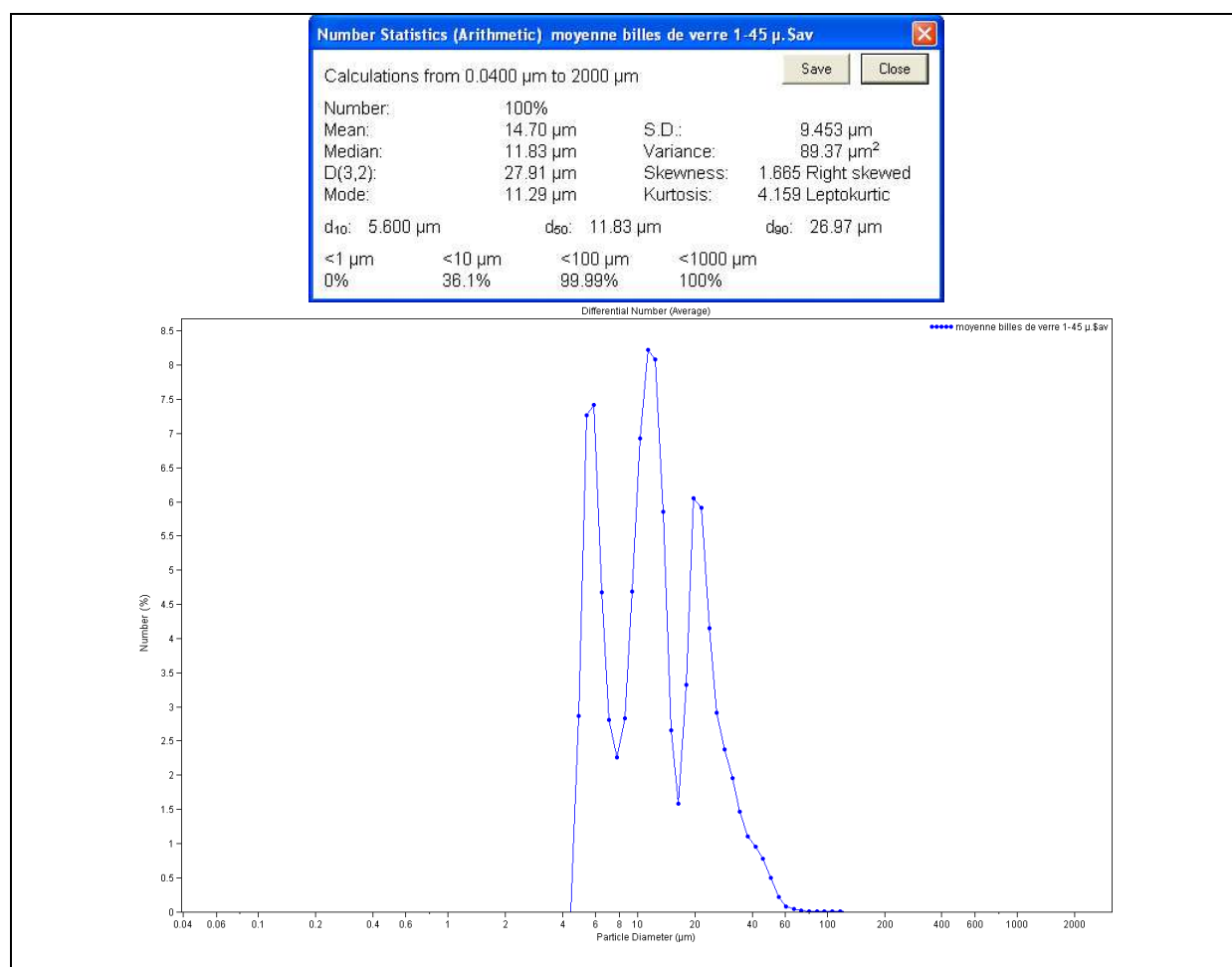


Figure E.1 Répartition en nombre des billes de verre référencées « 1-45 μm »

On observe sur la Figure E.1 que le diamètre moyen des billes est de 15 μm avec un écart type important de 10 μm . Comme le diamètre moyen des particules mesure 15 μm de diamètre (14.70 μm exactement), on nomme dans tout le mémoire ces particules : « billes de verre de 15 μm ».

Les autres particules de verre sont mieux définies car leurs courbes granulométriques sont centrées sur un pic gaussien et peu de billes s'en écartent. On les nomme « billes de verre de

100 μ m » et « billes de verre de 200 μ m ». Les courbes sont données sur la Figure E.2 et la Figure E.3.

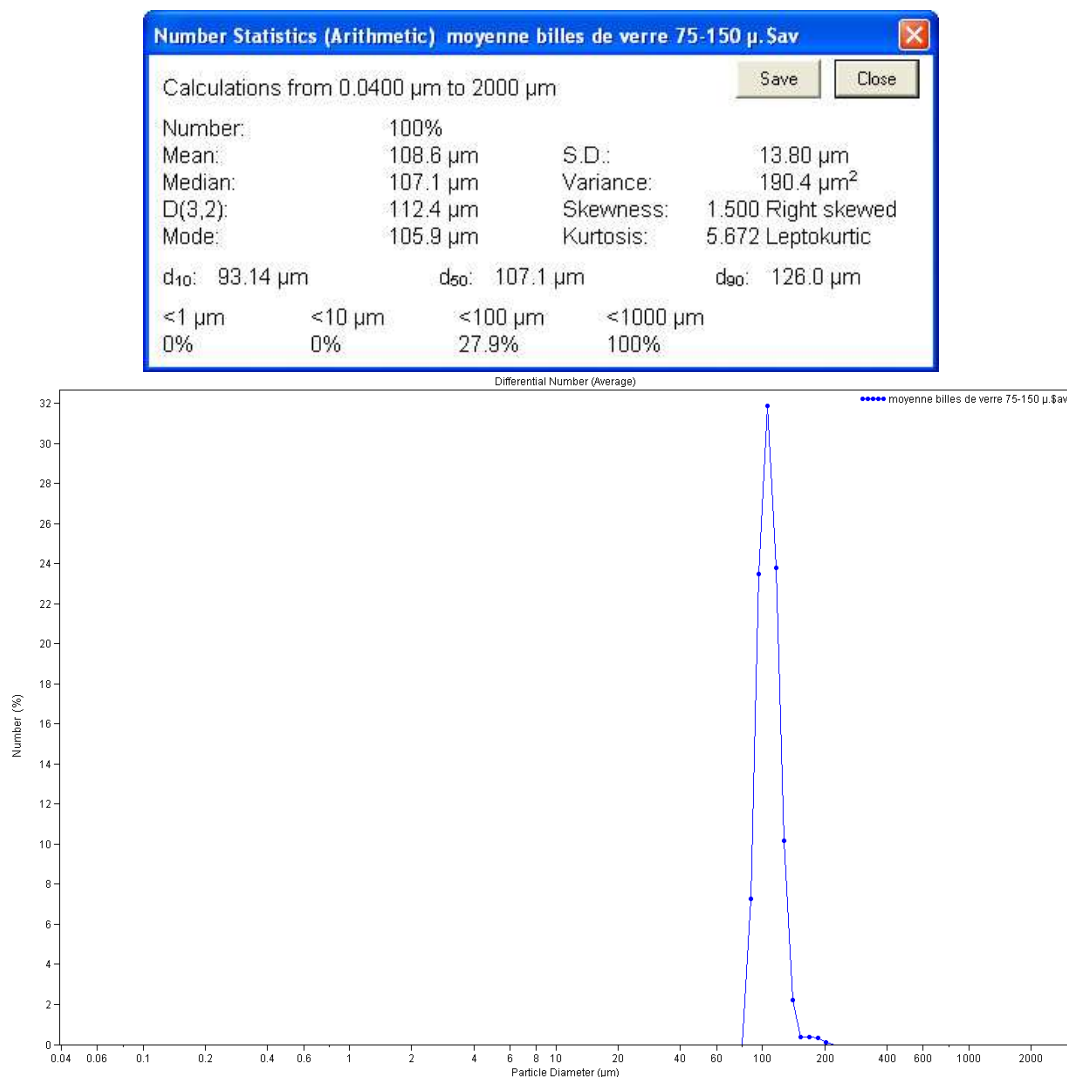


Figure E.2 Répartition en nombre des billes de verre référencées « 75-150 μ m »

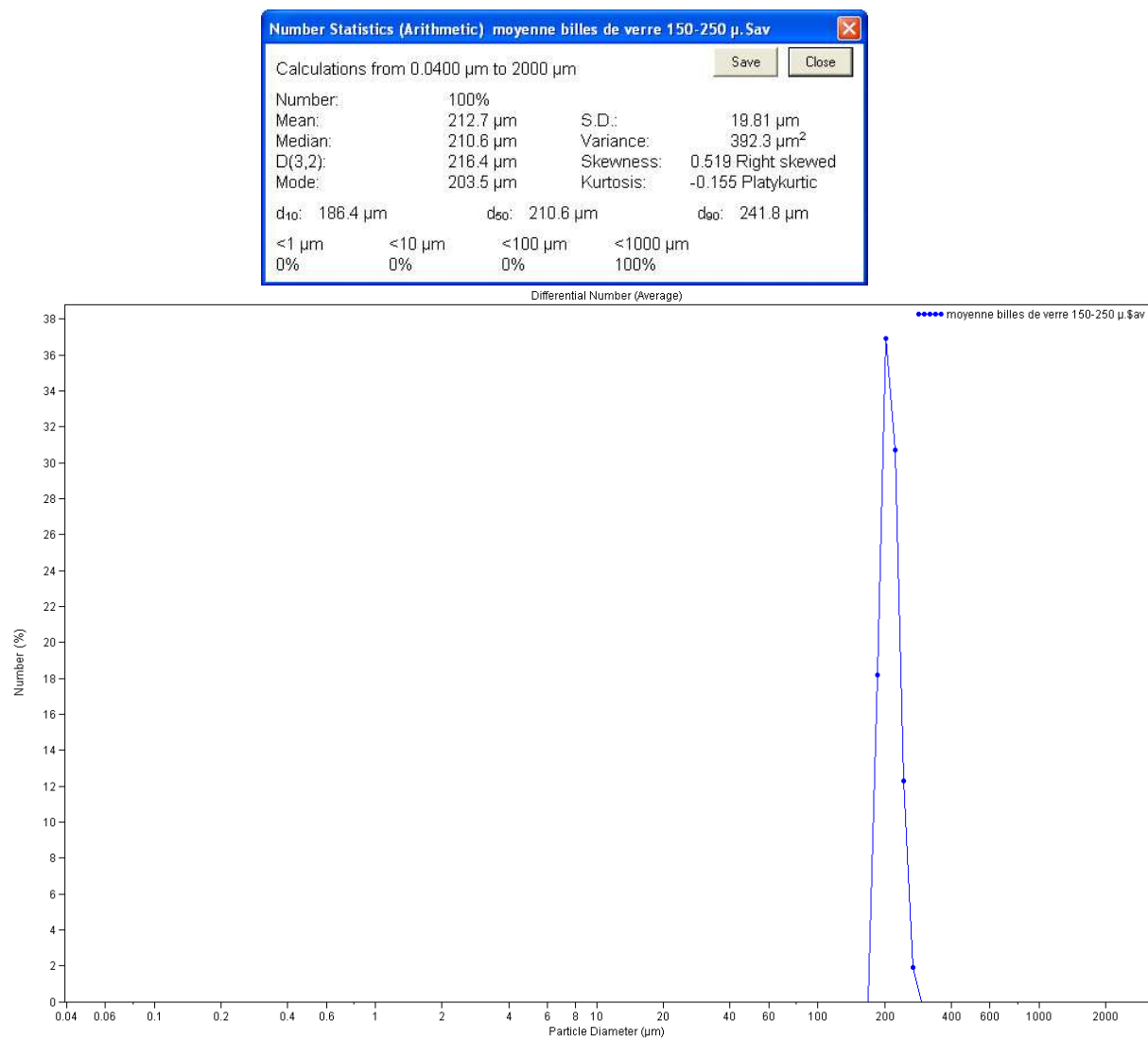


Figure E.3 Répartition en nombre des billes de verre référencées « 150-250µm »

F. Granulométrie des particules d'aluminium

Le fournisseur des particules d'aluminium est le groupe « Ecka Granules ». Les particules qu'on nomme dans le rapport : particules d'aluminium de 5 μ m, de 35 μ m, de 100 μ m et de 200 μ m sont référencées respectivement sous les noms : MEP110, AS081, AS51 et AS91. Les particules sont de forme patatoïdale et leur répartition granulométrique est systématiquement plus étendue que dans le cas des billes de verre. La densité apparente d'une catégorie de particules d'aluminium varie de 800kg/m³ (pour les particules de 5 μ m ou MEP110) à 1200kg/m³ (pour les particules de 200 μ m ou AS91) lorsqu'on les verse dans une charge sans essayer de les tasser. Contrairement aux billes de verre, ces particules ne se mélangent pas de manière uniforme. Les courbes de répartition granulométrique des différentes particules d'aluminium sont données sur la Figure F.1.

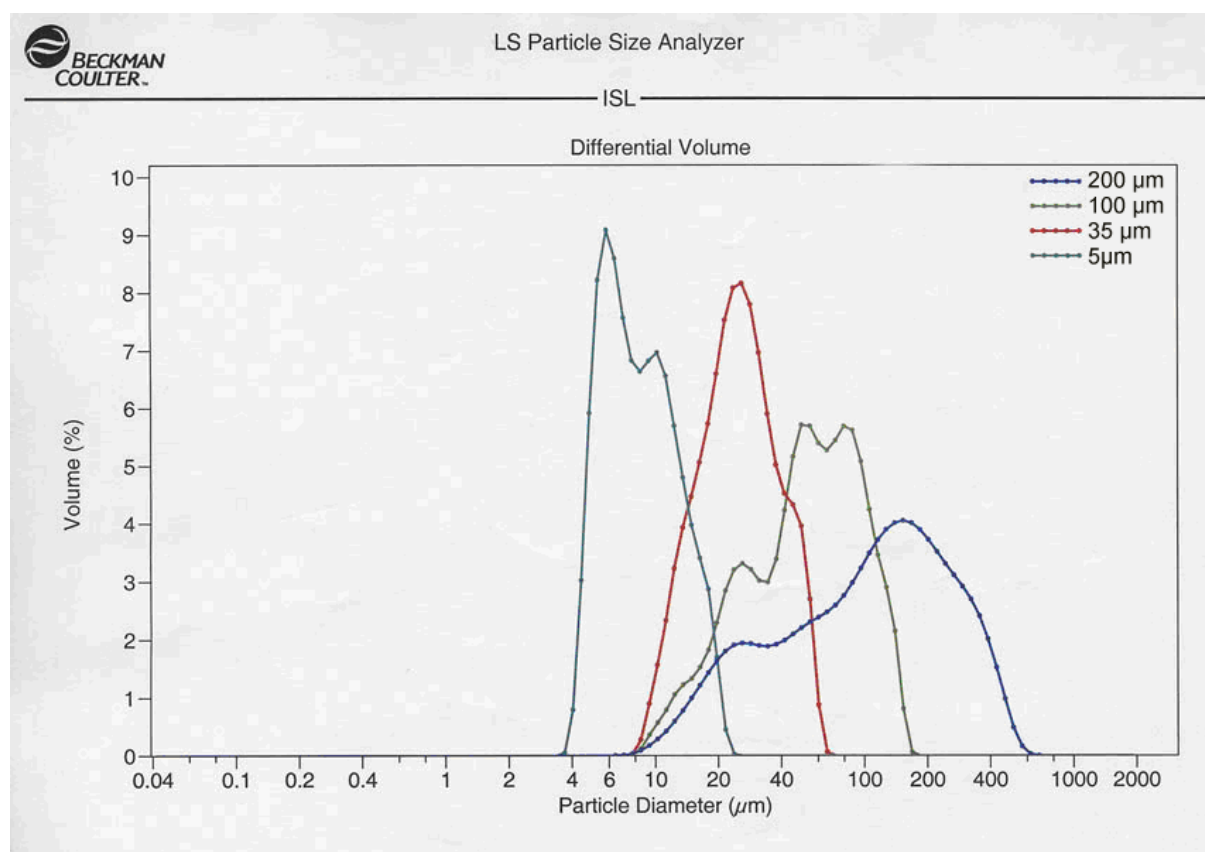


Figure F.1 Répartition granulométrique des différentes particules d'aluminium

G. Méthode utilisée pour le traitement des images obtenues avec la caméra rapide.

Introduction

Dans cette annexe, on décrit les algorithmes utilisés pour le traitement numérique des images par méthodes de BOS (Background Oriented Schlieren). La BOS est une méthode développée par Meier [63], qui consiste à supprimer l'arrière plan sur les images d'un écoulement, dans le but de visualiser finement et quantifier les variations de l'indice de réfraction d'un fluide. Dans notre cas cet indice ne peut être quantifié mais on met qualitativement en évidence ses variations, qui sont dues au passage des ondes de choc. L'utilisation d'une feuille quadrillée derrière les charges permet d'avoir un arrière plan régulier qui offre un bon contraste par rapport aux produits dispersés.

Le traitement numérique des images est réalisé avec le logiciel libre Scilab associé à la librairie SIVP qui permet de traiter des images. Dans ce code, une image de résolution 512x64 pixels peut être importée puis traduite sous forme d'une hypermatrice de dimension 3, 64 lignes, 512 colonnes et 3 étages en profondeur correspondant aux couches RGB (Red-Green-Blue). D'autres codages tels HSV (Hue-Saturation-Value ou TSL en français pour Teinte-Saturation-Luminosité) peuvent être utilisés, mais cela ne change pas la nature de l'hypermatrice. On choisit de coder les valeurs de l'hypermatrice par des nombres réels écrits en double précision et compris entre 0 et 1. Par défaut le code propose d'utiliser des entiers positifs mais comme on travaille sur des différences d'images faibles, le modèle original devient vite limité. A la fin du traitement on génère une image en niveaux de gris car les couleurs ajoutées ou soustraites artificiellement n'ont pas de signification physique. On ne s'intéresse qu'aux variations de luminosité. L'image en niveaux de gris est une matrice formée par une combinaison linéaire des 3 étages de l'hypermatrice « couleur » associée. Une matrice remplie de 1 correspond à une image blanche tandis qu'une matrice remplie de 0 correspond à une image noire. Une fois qu'on a calculé la différence entre les deux images, le résultat est une matrice contenant des valeurs comprises entre -1 et 1 mais lorsqu'on converti une matrice en image, seules les valeurs comprises entre 0 et 1 sont prises en compte. Les valeurs négatives sont mises à 0 et les valeurs supérieures à 1 sont mises à 1. C'est pourquoi à la fin du traitement, toutes les images sont « centrées » sur le gris moyen correspondant à la valeur 0,5 (i.e. on ajoute 0,5 à la matrice). Ainsi

- si un pixel n'a pas changé entre les deux images comparées, il sera « gris moyen »,
- si de la lumière est apparue le pixel sera gris clair, voire blanc,
- si de la lumière a disparu, le pixel est gris sombre, voire noir.

Le traitement d'une séquence vidéo comprenant 4000 images, effectué sur un PC cadencé à 1.6GHz avec 512Mo de RAM, se fait en moins de 15minutes. Trois types de traitement ont été utilisés :

- Une méthode copiée de la BOS : on retire à chaque image du tir, l'image témoin obtenue juste avant le tir.
- Une méthode qui consiste à faire la différence entre deux images consécutives.
- Une méthode mixte dans laquelle on ajoute une image à un instant voisin à la différence entre deux images consécutives.

Par souci de simplicité ces méthodes seront nommées respectivement méthodes 1, 2 et 3. On détaille ci-après chaque méthode, et on discute de leurs possibilités en s'appuyant sur un exemple : une image du tir 390 (Figure G.1), 3.15ms après le déclenchement de la charge constituée de C-4 et de particules d'aluminium.



Figure G.1 Image du tir 390, 3.15ms après déclenchement de la charge

Méthode 1 : différence avec l'image témoin obtenue avant le tir.

On garde en mémoire la première image pour la soustraire à toutes les images du tir, c'est le principe classique de la BOS. On considère la différence entre chaque image et l'état initial, avant tir. On effectue la soustraction entre l'image étudiée et l'image de référence puis on centre le résultat sur le gris moyen auquel on attribue la valeur 0,5. Cette méthode est sensible à de grandes variations d'intensité lumineuse mais elle présente des inconvénients.

Par exemple en début de tir, la partie en amont de l'onde de choc est inchangée, on observe un fond gris. Au niveau de l'onde de choc il y a de légères modifications de l'image, on observe une zone claire ou blanche mais relativement fine. En revanche le nuage des produits de détonation ou des particules dispersées constitue une grande différence par rapport à l'image d'origine, le fond est fortement éclairci ou assombri (suivant que la zone de l'image étudiée est plus claire ou plus foncée que celle de l'image témoin). Ainsi on voit facilement l'expansion des produits lorsqu'on disperse des particules, mais moins la propagation de l'onde de choc.

Plus l'instant de l'image est grand par rapport à l'instant initial et plus il est difficile d'avoir un résultat exploitable. En effet en début de tir l'onde de choc est plus rapide (environ 1000m/s) et génère un gradient de densité plus important tandis qu'en fin de tir elle est plus lente (environ 400m/s). Pendant le temps d'exposition des images de 25 μ s, le choc parcourt 2,5cm ou 1cm selon qu'il se déplace à 1000m/s ou 400m/s. On visualise donc une onde de choc plus fine en fin de tir qu'au début. De plus l'onde de choc met en mouvement ou détruit la feuille. Cette modification se fait relativement lentement par rapport aux vitesses caractéristiques du milieu mais, si on compare une image en fin de tir avec l'image avant tir, la différence entre les deux devient très grande : on ne voit que du « noir » (car la feuille sur l'image témoin est plus claire que la forêt en arrière plan).

En résumé cette méthode classique peut apporter beaucoup en termes d'aide à la visualisation ; mais si on veut observer une petite modification entre deux images après les premières phases du tir, on se heurte à des difficultés. Cette méthode met en avant les plus grosses déformations ou différences d'éclairage. Dans l'exemple de la Figure G.2 l'éclairage de la charge rend la feuille visible sur toute sa longueur, l'arrière plan n'est pas supprimé, l'observation est perturbée et il est très difficile de voir l'onde de choc.



Figure G.2 Image du tir 390 après 3.15ms, traitée par la méthode 1

Méthode 2 : différence entre deux images consécutives

On considère deux images successives, nommées arbitrairement im1 et im2. Nos vidéos sont capturées à 40000 images par seconde donc il y a 25 μ s entre les deux images. Une fois la soustraction effectuée, l'image est codée par une hypermatrice contenant des valeurs comprises entre -1 et 1, mais présente des valeurs proches de 0, positives ou négatives. On amplifie donc ce résultat en multipliant l'hypermatrice par un coefficient d'amplification arbitraire (10). On effectue ensuite le décalage vers le « gris moyen ». Le résultat est une image qui est grise dans les parties où les images d'origine étaient identiques, blanche là où de la lumière est apparue et noire là où de la lumière a disparu.

Du fait de son amplification cette image est plus nette que celle obtenue par la méthode 1 et on peut voir les ondes plus nettement. En revanche on ne voit plus du tout le fond, la feuille quadrillée ; on perd tout repère. Les « mouvements lents » tels que la fin de l'expansion des produits, sont effacés car les deux images qui se suivent sont pratiquement identiques. En

effet chaque pixel correspond à 6,7x6,7mm. Or il y a une image toutes les 25µs, et le plus petit déplacement observable est de 1pixel. Si un point lumineux mesurant 1pixel se déplace à une vitesse inférieure à 270m/s, on ne peut pas le voir.

En comparant la méthode 1 avec la méthode 2, on peut dire que la première privilégie les différences dans les positions des phénomènes observés sur le long terme, tandis que la seconde met en avant les modifications « rapides » visibles entre deux images consécutives. Cette valeur seuil de 270m/s est correctement choisie dans notre cas, car on essaie de suivre des déplacements à vitesse supersonique. Cette méthode est donc un filtre passe-haut des vitesses « visibles » de l'écoulement. Si on souhaitait filtrer un phénomène plus rapide sans perdre en qualité il faudrait augmenter la cadence d'acquisition d'images tout en conservant la résolution (ce qui est impossible avec notre caméra). A l'opposé pour observer un phénomène plus lent que 270m/s avec cette méthode, on peut travailler avec des images séparées par un plus grand intervalle de temps, ce qui peut se faire très simplement, numériquement, si on dispose de suffisamment de mémoire.

La Figure G.3 présente le type d'image obtenu par la méthode 2. Le fond a pratiquement disparu. On perd les points de repère, mais en compensation on voit très bien l'onde de choc. On distingue aussi très nettement quelques agglomérats de particules en amont de l'onde de tête ou derrière celle-ci. Les parties du nuage des produits de détonation autour de l'emplacement initial de la charge se déplacent plus lentement, on les voit moins bien.

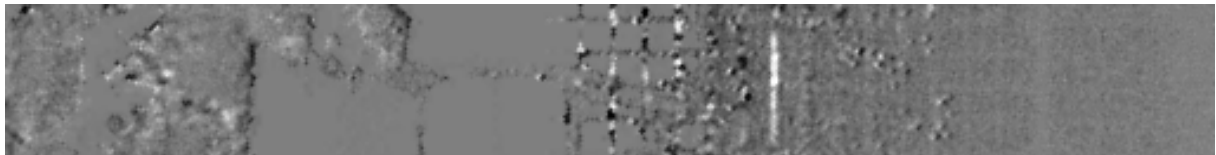


Figure G.3 Image du tir 390 après 3.15ms, traitée par la méthode 2

Méthode 3 : différence entre deux images consécutives avec récupération d'arrière plan

Cette méthode est une évolution de la méthode 2 qui permet de voir facilement le déplacement des ondes, mais fait perdre les points de repère (car on supprime le fond). L'objectif est ici de récupérer ce fond en ajoutant une image à la différence obtenue par la méthode 2. Il ne s'agit donc plus de BOS au sens strict car on ne souhaite plus supprimer l'arrière plan, mais on utilise la méthode de BOS pour faire apparaître plus clairement les éléments mobiles sur l'image étudiée. Plusieurs possibilités existent. Dans cet exemple, on considère 3 images qu'on nommera respectivement im1, im2 et im3 aux temps t1, t2 et t3. On applique la méthode 2 entre les images im1 et im2, puis on ajoute im3. Le résultat obtenu est semblable à la vidéo originale avec un peu plus de bruit, mais les évolutions entre chaque

image sont bien plus facilement visibles. Comme pour la méthode 2, les apparitions de lumière se traduisent par des pixels blancs tandis que les disparitions amènent des pixels noirs. La Figure G.4 présente le type de résultat obtenu avec cette méthode. Ici, les images im1 et im2 sont deux images successives et l'image d'arrière plan im3 est identique à l'image im2. Les évolutions des ondes et des particules sont devant l'image de papier bien plus marquées que sur la feuille originale.



Figure G.4 Image du tir 390 après 3.15ms, traitée par la méthode 3

La Figure G.5 représente le passage de l'onde de tête lors d'un tir de 125g de C-4. Les images ont été traitées avec la méthode 3. Lors du passage d'une onde de choc sur une ligne on observe un blanchiment parfois partiel de la ligne puis un noircissement parfois partiel lui aussi. Quant l'onde s'écarte on a de nouveau un blanchiment. Le phénomène peut se dérouler sur un nombre variable d'images suivant sa vitesse. Plus près de la charge l'onde peut être plus fortement courbée.

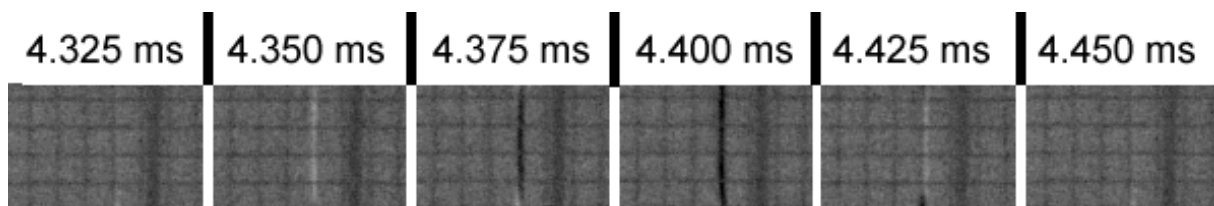


Figure G.5 Passage d'une onde de choc dans le cas d'un tir de C-4 seul

Conclusion sur ces algorithmes

La Figure G.6 reprend les images originales et traitées qui ont servi d'exemples pour illustrer les effets obtenus par les méthodes de traitement numérique des enregistrements cinématographiques. Sur cet exemple, le traitement par la méthode 1 présente peu d'intérêt tandis que celui des méthodes 2 ou 3 est indispensable pour observer l'onde de choc et les agglomérats de particules. En effet la boule de feu a éclairé la feuille, ce qui rend l'image étudiée complètement différente de l'image de référence prise avant initiation du détonateur. Il est donc très difficile d'identifier l'onde de tête sur l'image dans le cas de la méthode 1. On remarque également que la méthode 2, bien qu'elle efface l'arrière plan et ses marques de référence, donne un résultat plus précis que la méthode 3 où les agglomérats semblent « noyés » dans un bruit numérique.

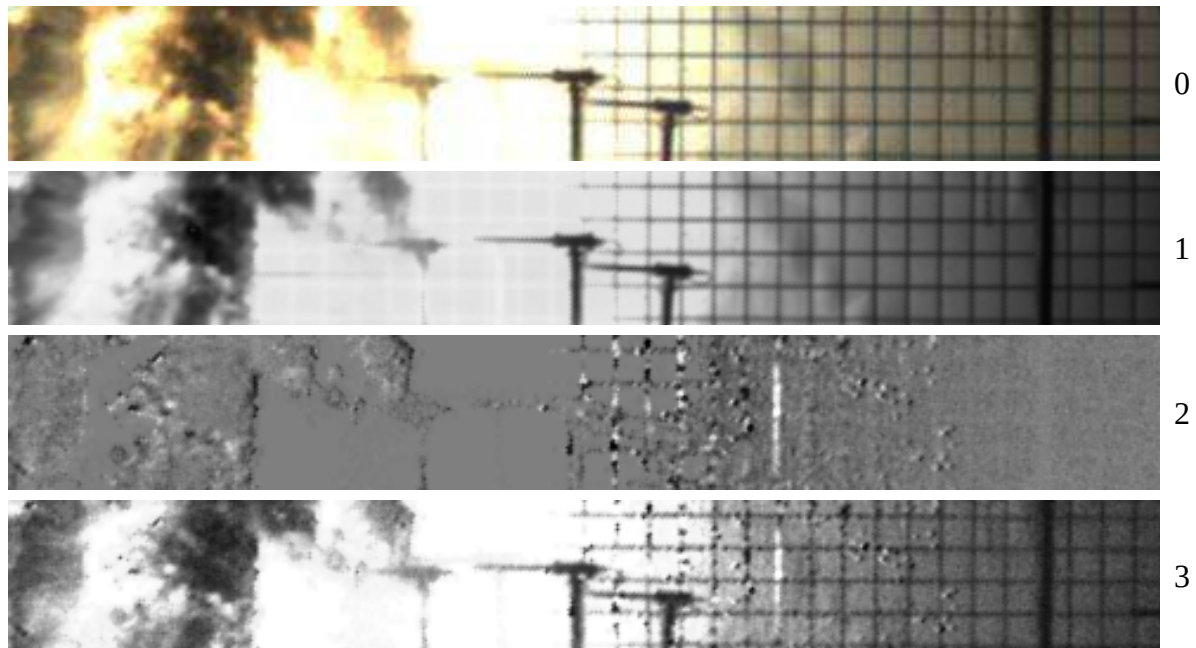


Figure G.6 Comparaison des différents traitements numériques sur l'image du tir 390 à 3.15ms, l'image « 0 » est l'image d'origine.

Code utilisé

Ce code utilise la librairie SIVP et est valable pour une série d'images enregistrées en .tif pour une résolution de 512x64 pixels.

```
//Sélection des images
serie = dir('*.tif')                //sélection des images « tif » dans le dossier de travail
m = size(serie.name,1)             //nombre d'images à traiter
winId = waitbar('Pourcentage achevé'); //barre d'attente
k=0;
imtemp1=imread(serie.name(1));     //lecture de la première image

for j=2:m                           //boucle sur les images
    imtemp2=imread(serie.name(j));  //lecture de l'image à traiter
    imtemp1=im2double(imtemp1);     //conversion des hypermatrice en double précision
    imtemp2=im2double(imtemp2);
    //ce codage aboutit à des valeurs comprises entre 0 et 1, s'il est oublié les images sont codées
    //par des entiers positifs
    //application de la méthode de BOS :
    imfin=imsubtract(imtemp2,imtemp1); //soustraction de l'image témoin
    imfin=immultiply(imfin,10);        //amplification des différences
    imfin=imadd(imfin,0.5);           // on centre les différences sur le « milieu »
    //sans cette dernière ligne on aurait un pixel noir lorsque les pixels des deux images sont les
    //mêmes (différence égale à 0) ET lorsque celui de l'image témoin est plus lumineux
```

(différence inférieure à 0). On « centre » donc l'image sur 0.5 pour séparer ces deux cas. Ce centrage n'est toutefois pas indispensable. Il conduit à un résultat moins net, mais qui contient plus d'informations.

```
imfin=imadd(imfin,imtemp2)      // dans le cas de la méthode 3 uniquement
imfin=rgb2gray(imfin);          //combinaison linéaire des couches de couleur pour avoir
une image en niveaux de gris
```

```
//Mise en forme du résultat pour avoir l'image originale et l'image traitée l'une au-dessus de
l'autre.
```

```
H=hypermat([128 512 3]);
```

```
H=im2double(H);
```

```
imtemp3=imtemp2; //pour un format compatible entre image couleur (originale) et image en
niveaux de gris (traitée)
```

```
imtemp3(:,:,1)=imfin(:,:,1);
```

```
for k=1:64          //positionnement de image d'origine
```

```
H(k,:,1)=imtemp2(k,:,1);
```

```
H(k,:,2)=imtemp2(k,:,2);
```

```
H(k,:,3)=imtemp2(k,:,3);
```

```
end
```

```
for k=65:128        //positionnement de image traitée
```

```
H(k,:,1)=imtemp3(k-64,:,1);
```

```
H(k,:,2)=imtemp3(k-64,:,1);
```

```
H(k,:,3)=imtemp3(k-64,:,1);
```

```
end                //fin de la mise en forme
```

```
imtemp1=imtemp2; // on passe à l'image suivante, dans le cas des méthodes 2 et 3 seulement.
```

```
imshow(H);          //on montre l'image résultat
```

```
imwrite(H,serie.name(j)); //on écrit l'image résultat par écrasement du fichier d'origine
```

```
k=j/m;              //la barre d'attente avance
```

```
waitbar(k,winId);
```

```
end                //fin de la boucle sur les images
```

```
//la première image de la vidéo originale est remplacée par la première image traitée pour
avoir le même format d'image dans toute la vidéo
```

```
imfin=imread(serie.name(2));
```

```
imwrite(imfin, serie.name(1));
```

```
'terminé'
```


H. Algorithme de comptage d'agglomérats

Code

Cet algorithme a été développé sous Scilab pour compter les agglomérats observés sur les radiographies X. Il est encore incomplet et nécessite d'être optimisé. Il utilise, comme les algorithmes de traitement par méthodes de BOS, la librairie SIVP.

Dans cet exemple précis, un pixel est considéré comme clair si :

- sa valeur est supérieure à la somme de la moyenne et de la variance des niveaux de gris de l'image
- ses voisins dans une étoile régulière à 8 branches longues de 9 pixels respectent également le critère précédent (les images ont une résolution voisine de 400x500 pixels). Un exemple de la zone de l'étoile de recherche des voisins est présenté sur la Figure H.1.

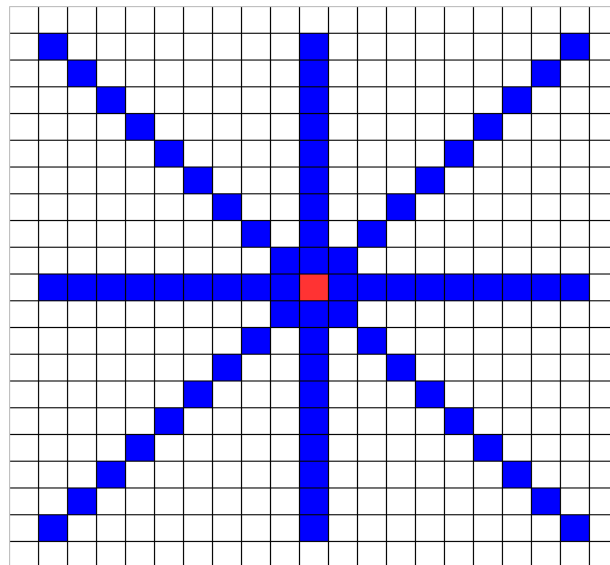


Figure H.1 Illustration de la zone de recherche des pixels voisins (bleus) du pixel « questionné » (rouge) par l'algorithme de recherche.

Ce critère de sélection des pixels est arbitraire et provisoire, une réflexion plus développée est nécessaire pour améliorer ce choix. Le code est écrit ci-après :

```
stacksize(100000000);           //augmentation de la mémoire attribuée au calcul
serie = dir('*.bmp')             //sélection des fichiers
m = size(serie.name,1)           //nombre d'images à traiter
for num=1:m                       //boucle sur les images
```

```

imtemp1=imread(serie.name(num)); //lecture de l'image
imtemp1 = im2double(imtemp1); //conversion en double précision
imshow(imtemp1); //visualisation de l'image originale
blanc=0; //nombre de pixels blancs
noir=0; //nombre de pixels noirs
k=mean(imtemp1); //moyenne des niveaux RGB de l'image
k1=variance(imtemp1); //variance des niveaux RGB de l'image
A=size(imtemp1); //préparation de l'image résultat
imtemp2=zeros(A(1),2*A(2));
for i = 1:A(1)
for j = 1:A(2)
imtemp2(i,j)=imtemp1(i,j);
end
end
carre=8 //taille de la zone de recherche
for i = 1+carre:A(1)-carre //boucle de recherche des agglomérats
for j = 1+carre:A(2)-carre
if (imtemp1(i,j)>k+k1) then //le pixel peut être blanc, on vérifie ensuite ses voisins
for z=1:carre
if (imtemp1(i-z,j)>k+k1) then //z
if (imtemp1(i-z,j-z)>k+k1) then
if (imtemp1(i-z,j+z)>k+k1) then
if (imtemp1(i+z,j)>k+k1) then
if (imtemp1(i+z,j-z)>k+k1) then
if (imtemp1(i+z,j+z)>k+k1) then
if (imtemp1(i,j-z)>k+k1) then
if (imtemp1(i,j+z)>k+k1) then
blanc=blanc+1; //le pixel est blanc
imtemp2(i,j+A(2))=1
else
noir=noir+1;
imtemp2(i,j+A(2))=imtemp2(i,j+A(2))*0.9 //le pixel est noir
end
end
end
end
end
end
end
end
end

```

```

end
end                                     //boucle terminée
for i = 2:A(1)-1                       //on noirci tous les pixels qui ne sont pas blancs
for j = 2:A(2)-1
if (imtemp1(i,j)<0.999)
imtemp2(i,j+A(2))=0;
noir=noir+1;
end
end
end
imshow(A);                             //visualisation de l'image résultat
// on a une nouvelle image et on connaît le nombre de pixels blancs ou noirs.

```

Exemple de résultats

Cet algorithme a été exécuté pour traiter des extraits d'images obtenues par radiographie X. Un exemple est donné sur la Figure F.1. On a d'abord découpé l'image en trois zones pour avoir un fond aussi homogène que possible (partie gauche des images). Certains agglomérats ne sont pas détectés comme tels par l'algorithme tandis que certaines zones de bruit de fond le sont (partie droite des images). L'algorithme a besoin d'être optimisé pour mieux différencier les agglomérats du bruit de fond.

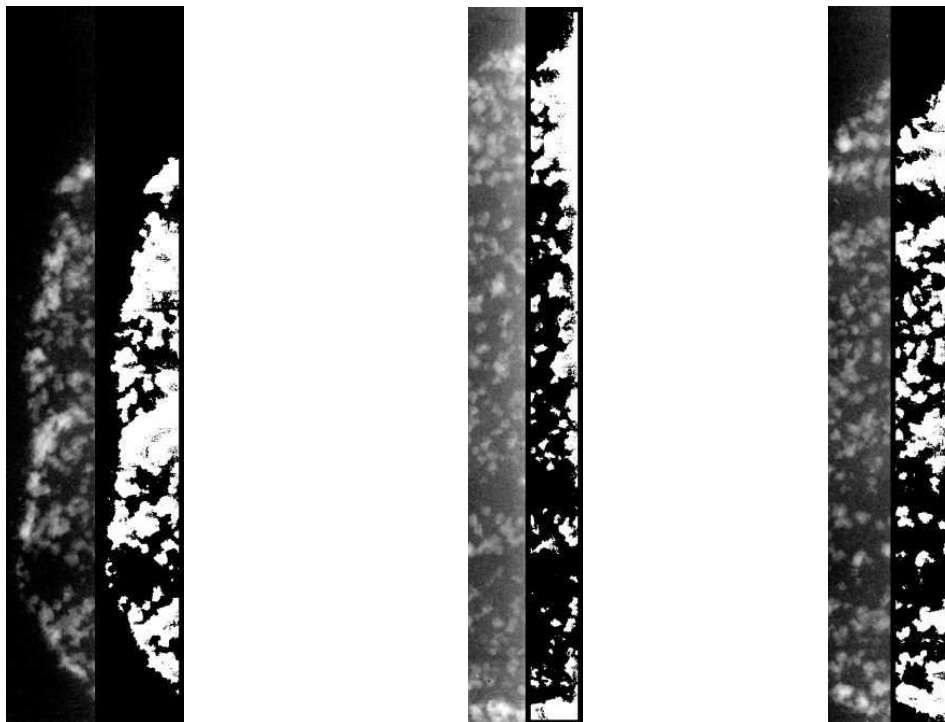


Figure H.2 Exemple d'extraits de radiographies traitées par l'algorithme de comptage des agglomérats. Chaque extrait d'image originale à gauche est à comparer avec sa version traitée à droite

I. Tirs effectués

Campagne d'étude de charges hétérogènes de référence (annexe C)

Les charges étudiées dans cette campagne sont formées de 2 cylindres imbriqués l'un dans l'autre. La partie centrale accueille un booster en C-4 dont la masse est 10% de la masse de la composition hétérogène étudiée. Cette dernière est placée dans la partie annulaire, composée de nitrate d'isopropyle (IPN) saturé par des particules de différentes granulométries (environ 60% de particules en masse dans la composition).

Tir	Masse totale active (g)	Diamètre extérieur de la charge (mm)	Diamètre moyen des particules d'aluminium (μm)
TB105	1400	75	45
TB108	1400	75	45
TB109	1000	110	45
TB110	1000	110	5
TB111	1000	110	100
TB112	1000	110	315
113	1000	C-4 seul	-
TB114	2000	125	45
TB115	2000	125	5
TB116	2000	125	100
TB117	2000	125	315
TB118	1800	75	45
TB119	1800	75	5
TB120	1800	75	100
TB121	1800	75	315
122	2000	C-4 seul	-

Campagne d'étude de charges sphériques "idéales"

Les charges étudiées dans cette campagne sont composées de 125g de C-4 moulé sous forme de sphère placée au centre d'une enveloppe sphérique (une ampoule électrique). L'enveloppe est ensuite remplie de particules inertes ou réactives dont la masse est fournie à 10g près. Les numéros de tirs ne sont qu'une référence, tous les tirs de l'équipe travaillant sur le site sont référencés ainsi, c'est pourquoi de nombreux numéros de tir ne sont pas présentés dans ce tableau.

Tir #	Type de particules	Masse de particules	Enveloppe	Résultats de la vidéo rapide	Gel 85cm
384	C-4 seul	*	*	pas de feuille	non
386	C-4 seul	*	*	pas de feuille	non
387	verre, 200µm	1080g	120mm	ok	non
388	verre, 100µm	1060g	120mm	ok	non
389	verre, 15µm	1010g	120mm	ok	non
390	aluminium, 35µm	770g	120mm	ok	non
391	aluminium, 5µm	710g	120mm	saturation	non
393	C-4 seul	*	*	ok	non
413	C-4 seul	*	*	pas de feuille	non
414	verre, 200µm	450g	95mm	mauvaise météo	non
415	aluminium, 35µm	330g	95mm	mauvaise météo	oui
416	aluminium, 5µm	370g	95mm	mauvaise météo	non
417	aluminium, 100µm	340g	95mm	pas de feuille	non
418	verre, 15µm	450g	95mm	mauvaise météo	non
419	verre, 100µm	460g	95mm	mauvaise météo	oui
420	C-4 seul	*	*	mauvaise météo	non
490	C-4 seul	*	*	ok	non
491	C-4 seul	*	*	ok	non
493	verre, 200µm	460g	95mm	mauvaise météo	oui
494	aluminium, 100µm	360g	95mm	saturation	oui
495	aluminium, 100µm	360g	95mm	mauvaise météo	oui
497	aluminium, 200µm	460g	95mm	mauvaise météo	oui
499	aluminium, 200µm	1020g	120mm	manque de lumière	non
550	C-4 seul	*	*	pas de feuille	non
551	C-4 seul	*	*	pas de vidéo	non
552	C-4 seul	*	*	pas de feuille	non
553	C-4 seul	*	*	pas de feuille	non
554	aluminium, flakes	110g	95mm	ok	oui
555	magnésium	190g	95mm	ok	oui
556	mélange A	360g	95mm	ok	oui
578	verre, 15µm	430g	95mm	ok	oui
583	aluminium, 35µm	330g	95mm	ok	oui
584	aluminium, 5µm	320g	95mm	ok	oui
585	aluminium, 35µm	320g	95mm	ok	oui
586	aluminium, 35µm	300g	95mm	pas de feuille	oui
596	C-4 seul	*	*	pas de feuille	non
597	verre, 200µm	1120g	120mm	ok	oui
598	aluminium, flakes	280g	120mm	ok	oui
599	aluminium, 5µm	580g	120mm	ok	oui
600	aluminium, 35µm	830g	120mm	manque de lumière	oui
601	verre, 15µm	1000g	120mm	ok	oui
602	aluminium, 100µm	890g	120mm	manque de lumière	oui
603	aluminium, 35µm	850g	120mm	ok	non
642	verre, 100µm	1050g	120mm	ok	oui
643	aluminium, 200µm	880g	120mm	ok	oui
644	mélange B	890g	120mm	ok	oui

Des indications sur les cinématographies sont également données. Si on manque de contraste, les images seront difficiles à traiter et une mauvaise météo peut altérer les résultats dans le cas de la dispersion de particules inertes. Par mesure de sécurité, on n'effectue pas de tirs avec des particules métalliques lorsqu'il pleut. On mentionne un « manque de lumière » lorsqu'on a surestimé la réaction des particules : c'est-à-dire qu'on a fermé l'obturateur de la caméra dans l'attente d'un rayonnement important qui n'a pas eu lieu. On a une « saturation » quand, au contraire, la luminosité de l'explosion sature complètement le capteur de la caméra.

Enfin on rappelle que le mélange A est constitué de 10% de flocons et 90% de billes de verre de 100 μ m tandis que le mélange B est constitué de 50% de particules atomisées d'aluminium de 35 μ m et 50% de billes de verre de 15 μ m.

J. Pressions et temps d'arrivée des chocs

Les valeurs de pression de crête et les temps d'arrivée des chocs générés par l'explosion des charges sphériques sont rappelés dans cette annexe. En premier lieu on rappelle les tirs plus particulièrement mentionnés dans ce mémoire :

Tir #	Type de particules	Masse de particules (g)	Enveloppe	Ratio particules/explosif
420	C-4 seul	*	*	0
578	verre 15 μ m	430	95mm	3,4
419	verre 100 μ m	460	95mm	3,7
493	verre 200 μ m	460	95mm	3,7
554	aluminium flakes	110	95mm	0,9
584	aluminium 5 μ m	320	95mm	2,6
583	aluminium 15 μ m	330	95mm	2,6
494	aluminium 100 μ m	360	95mm	2,9
497	aluminium 200 μ m	460	95mm	3,7
555	magnésium, PK31	190	95mm	1,5
556	mélange A	365	95mm	2,9
601	verre 15 μ m	1000	120mm	8,0
388	verre 100 μ m	1060	120mm	8,5
597	verre 200 μ m	1120	120mm	9,0
598	aluminium flakes	280	120mm	2,2
391	aluminium 5 μ m	710	120mm	5,7
600	aluminium 15 μ m	830	120mm	6,6
602	aluminium 100 μ m	890	120mm	7,1
499	aluminium 200 μ m	1020	120mm	8,2
644	mélange B	890	120mm	7,1

mélange A	10% aluminium flocons + 90% verre 100 μ m
mélange B	50% aluminium 15 μ m + 50% verre 15 μ m

Cas des particules inertes

Surpressions (Bar)	charge	60cm	80cm	1m	1,5m	3m
tir420	C4	8,95	4,30	2,40	0,95	0,30
tir578	verre 15 μ m	3,05	1,90	1,25	0,55	0,20
tir419	verre 100 μ m	3,25	2,30	1,40	0,55	0,20
tir493	verre 200 μ m	3,70	1,85	1,40	0,60	0,20

Temps d'arrivée (μ s)	charge	60cm	80cm	1m	1,5m	3m
tir420	C4	350	600	920	1840	5700
tir578	verre 15 μ m	600	950	1315	2440	6350
tir419	verre 100 μ m	600	950	1250	2430	6340
tir493	verre 200 μ m	620	910	1260	2430	6260

Tableau J-1 Pressions de crête et temps d'arrivée de l'onde de choc mesurés lors des tirs de particules inertes pour les charges de diamètre 95mm et comparaison avec le tir de référence de C-4 seul

Surpressions (Bar)	charge	60cm	80cm	1m	1,5m	3m
tir420	C4	8,95	4,30	2,40	0,95	0,30
tir601	verre 15 μ m	2,30	2,00	1,50	0,65	0,25
tir388	verre 100 μ m	2,20	1,60	1,25	0,55	0,20
tir597	verre 200 μ m	2,30	1,75	1,55	0,60	0,20

Temps d'arrivée (μ s)	charge	60cm	80cm	1m	1,5m	3m
tir420	C4	350	600	920	1840	5700
tir601	verre 15 μ m	850	1230	1630	2720	6690
tir388	verre 100 μ m	870	1210	1620	2740	6750
tir597	verre 200 μ m	840	1230	1610	2730	6690

Tableau J-2 Pressions de crête et temps d'arrivée de l'onde de choc mesurés lors des tirs de particules inertes pour les charges de diamètre 120mm et comparaison avec le tir de référence de C-4 seul

Cas des particules réactives

Surpressions (Bar)	charge	60cm	80cm	1m	1,5m	3m
tir420	C4	8,95	4,30	2,40	0,95	0,30
tir554	aluminium, flakes	8,80	3,65	2,25	0,85	0,30
tir584	aluminium 5µm	5,20	2,90	2,25	0,85	0,35
tir583	aluminium 35µm	6,05	2,95	2,35	0,95	0,30
tir494	aluminium 100µm	3,45	2,60	1,85	0,80	0,25
tir497	aluminium 200µm	5,00	2,90	1,70	0,85	0,35

Temps d'arrivée (µs)	charge	60cm	80cm	1m	1,5m	3m
tir420	C4	350	600	925	1840	5700
tir554	aluminium, flakes	390	590	900	1960	5630
tir584	aluminium 5µm	540	820	1140	2160	5980
tir583	aluminium 35µm	540	800	1125	2040	5900
tir494	aluminium 100µm	550	840	1200	2220	5970
tir497	aluminium 200µm	540	810	1110	2100	5870

Tableau J-3 Pressions de crête et temps d'arrivée de l'onde de choc mesurés lors des tirs de particules réactives pour les charges de diamètre 95mm et comparaison avec le tir de référence de C-4 seul

Surpressions (Bar)	Particules	60cm	80cm	1m	1,5m	3m
tir420	C4	8,95	4,30	2,40	0,95	0,30
tir598	aluminium, flakes	5,20	2,60	1,80	0,85	0,45
tir391	aluminium 5µm	4,40	3,20	2,00	1,10	0,30
tir600	aluminium 35µm	2,75	1,60	1,30	0,55	0,25
tir602	aluminium 100µm	2,60	1,90	1,90	0,75	0,25
tir499	aluminium 200µm	2,25	1,20	1,00	0,65	0,15

Temps d'arrivée (µs)	Particules	60cm	80cm	1m	1,5m	3m
tir420	C4	350	600	920	1840	5700
tir598	aluminium, flakes	530	820	1155	1910	5640
tir391	aluminium 5µm	610	880	1230	2160	5940
tir600	aluminium 35µm	760	1140	1540	2640	6550
tir602	aluminium 100µm	740	1090	1475	2530	6470
tir499	aluminium 200µm	740	1160	1570	2740	6640

Tableau J-4 Pressions de crête et temps d'arrivée de l'onde de choc mesurés lors des tirs de particules réactives pour les charges de diamètre 120mm et comparaison avec le tir de référence de C-4 seul

Bibliographie

Bibliographie

- [1] A. Sobrero, Sopra alcuni nuovi compsti fulminanti ottenuti col mezzo dell' acido nitrico sulle sostanze organiche vegetali, Mem R. Accademia delle Scienze di Torino, t.II, vol. X, 1847
- [2] A. Nobel, Letters Patent No 78,317, dated May 26, 1868
- [3] D.L. Chapman, On the rate of explosion in gases, Philosophical Magazine, Vol. 47, pages 90 - 104, 1899
- [4] J.C.E. Jouguet, Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz [On the propagation of chemical reactions in gases], Journal des Mathématiques Pures et Appliquées, Series 6, Vol. 1, pages 347 – 425, 1905, continued in Vol. 2, pages 5 – 85, 1906
- [5] Y.B. Zel'dovich, On the theory of the propagation of detonation in gaseous systems, Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki [Journal of Experimental and Theoretical Physics, JETP], Vol. 10, pages 542 - 568 (1940). Translated into English in National Advisory Committee for Aeronautics Technical Memorandum No. 1261, 1950
- [6] J. Von Neumann, "Theory of detonation waves",
 - i. Office of Scientific Research and Development, Report No. 549, Ballistic Research Laboratory File No. X-122. Aberdeen Proving Ground, Maryland, 1942.
 - ii. Progress Report to the National Defense Research Committee, Division B, OSRD-549 (April 1, 1942. PB 31090) 34 pages, 1942
 - iii. John von Neumann, Collected Works, edited by A. J. Taub, Vol. 6 [N.Y., N.Y.: Macmillan], 1942.
 - iv. John von Neumann, Collected Works, edited by A. J. Taub, Vol. 6 [Elmsford, N.Y.: Permagon Press], pages 178 – 218, 1963
- [7] W. Döring, Über Detonationsvorgang in Gasen [On the detonation process in gases], Annalen der Physik [Annals of Physics], Vol. 43, pages 421 – 436, 1943
- [8] F. Zhang, S.B. Murray, Some Fundamental Problems in Modeling of Solid Particle-Explosive Charges, International Workshop on the modeling of Non-Ideal Explosives, Socorro, NM, 1999
- [9] M.O. Sturtzer, C. Baras, J.-F. Legendre, B. Reck, ISL's Research Program on Thermobaric Improvised Explosive Device, European Survavibility Workshop, Toulouse, France, 2006
- [10] B.A. Khasainov, B. Veyssiere, Archivum Combustionis 7, 333-352, 1987
- [11] B.A. Khasainov, B. Veyssiere, Initiation of Detonation Regimes in Hybrid Two-Phase Mixtures, Shock Waves 6:9-15, 1996
- [12] B.A. Khasainov, B.S. Ermolaev, H.-N. Presles, P. Vidal, On the effect of grain size on shock sensitivity of heterogeneous high explosives, Shock Waves 7:89–105, 1997

- [13] B.A. Khasainov, A.L. Kuhl, S.B. Victorov, P. Neuwald, Model of non-premixed combustion of aluminium-air mixtures, *Shock Compression of Condensed Matter*, 2005
- [14] B. Veyssiere, B.A. Khasainov, A Model for Steady, Plane, Double-Front Detonations (DFD) in Gaseous Explosives Mixtures with Aluminum Particles in Suspension, *Combustion and Flame* 85: 241-253, 1991
- [15] B. Veyssiere, B.A. Khasainov, Structure and Multiplicity of Detonation Regimes in Heterogeneous Hybrid Mixtures, *Shock Waves*, 4: 171-186, 1995
- [16] B. Veyssiere, B.A. Khasainov, P. Arfi, Investigation of the detonation regimes in gaseous mixtures with suspended starch particles, *Shock Waves*, 9: 165-172, 1999
- [17] B. Veyssiere, Detonation in Gas-Particle Mixtures, *Journal of Propulsion and Power*, Volume 22, Number 6, Pages 1269-1288, 2006
- [18] D.L. Frost, F. Zhang, The nature of Heterogeneous Blast Explosives, *Proc. 19th Military Aspects of Blast and Shock*, Calgary, Canada, 2006
- [19] D.L. Frost, Z. Zarei, F. Zhang, Instability of Combustion Products Interface from Detonation of Heterogeneous Explosives, *Proceedings of the 20th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems*, Montreal, Canada, 31 July - 5 August 2005
- [20] D.L. Frost, F. Zhang, S.B. Murray, S. McCahan, Critical Condition for ignition of Metal Particles in a Condensed Explosive, *12th Detonation Symposium*, San Diego, California, 2002
- [21] D.L. Frost, F. Zhang, 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, Karlsruhe, Germany, 2003
- [22] D.L. Frost, S. Goroshin, J. Levine, R. Ripley, F. Zhang, Critical Conditions for Ignition of Aluminum Particles in Cylindrical Explosive Charges, *14th APS International conference on Shock Compression of Condensed Matter*, Baltimore, Maryland, 2005
- [23] Frost, D.L., Ornthanalai, C., Zarei, Z., Tanguay, V., and Zhang, F., Particle momentum effects from the detonation of heterogeneous explosives, submitted to *J. Appl. Phys.*, 2006
- [24] F. Zhang, K.B. Gerrard, R.C. Ripley, V. Tanguay, Unconfined aluminium particles-air detonation, *Proceedings of the 26th International Symposium on Shock Waves*, Goettingen, Germany, 2007
- [25] F. Zhang, D.L. Frost, P.A. Thibault, S.B. Murray, Explosive dispersal of solid particles, *15th international symposium on Military Aspects of Blast and Shock*, Banff, AB, Canada & *Shock Waves* 10: 431-443, 2001
- [26] F. Zhang, H. Grönig, A. van de Ven, DDT and detonation waves in dust-air mixtures, *Shock Waves* 11: 53–71, 2001
- [27] F. Zhang (Editor), *Shock Wave Science and Technology Reference Library, Vol.4, Heterogeneous Detonation*, Springer Berlin Heidelberg, 2009
- [28] A. L. Kuhl, Boris Khasainov, John Bell, Vince Beckner, Numerical Simulation of the Combustion of Aluminum Shock-Dispersed-Fuel Charges, *hpcmp-ugc*, pp.119-123, HPCMP Users Group Conference (HPCMP-UGC'06), 2006

- [29] K.L. McNesby, B.E. Homan, R.E. Lottero, 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, Orlando, Florida, 2005
- [30] A.M. Milne, A.W. Longbottom, D.J. Evans, P.J. Haskins, M.D. Cook, R.I. Briggs, The Burning Rate of Aluminum Particles in Nitromethane in Cylinder Tests, APS 2001, Atlanta, 2001
- [31] L.R. Bates, Underwater Explosive Behaviour of Compositions Containing Nanometric Aluminium Powder, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 800, Materials Research Society, 2004
- [32] S.D. Gilev, V.F. Anisichkin, Interaction of Aluminum with Detonation Products, Combustion, Explosion and Shock Waves, Vol. 42, No. 1, pp. 107-115, 2006,
- [33] A.V. Fedorov, T.A. Kmel, Numerical Simulation of Shock Wave Initiation of Heterogeneous Detonation in Aerosuspensions of Aluminum Particles, Translated from Fizika Goreniya i Vzryva, Vol. 35, No. 3, pp.81-88, 1999
- [34] A.V. Fedorov, T.A. Kmel, Numerical Simulation of Detonation Initiation Entering a Cloud of Aluminum Particles, Translated from Fizika Goreniya i Vzryva, Vol. 38, No. 1, pp.114-122, 2002
- [35] A.V. Fedorov, T.A. Kmel, Numerical Simulation of Formation of Cellular Heterogeneous Detonation of Aluminum Particles in Oxygen, Translated from Fizika Goreniya i Vzryva, Vol. 41, No. 4, pp.84-98, 2005
- [36] A.V. Fedorov, V.M Fomin, T.A. Kmel, Theoretical and Numerical Study of Detonation Processes in Gas Suspensions with Aluminum Particles, Translated from Fizika Goreniya i Vzryva, Vol. 42, No. 6, pp.126-136, 2006
- [37] A.V. Fedorov, T.A. Kmel, Determination of Nonideal Self-Sustained Detonation Regimes of Aluminum Particles in Air, Translated from Fizika Goreniya i Vzryva, Vol. 34, No. 5, pp.95-102, 1998
- [38] W.A. Strauss, Investigation of the Detonation of Aluminium-Powder Oxygen Mixture, AIAA Journal, Vol. 6, No. 9, pp. 1753-1756, 1968
- [39] W. Ingignoli, Etude de la Formation et de la Propagation des Détonations dans les Suspensions de Particules d'Aluminium en Atmosphère Oxydante ou Réactive, Thèse présentée à l'université de Poitiers le 21 juin 1999
- [40] H.N. Presles, C. Brochet, Y. Kato, and K.Tanake, "Influence of Additives on Nitromethane Detonation Characteristics", 7th Int'l Symposium on Detonation, 583, 1981
- [41] E. Bouton, B.A. Khasainov, H.N. Presles, P. Vidal, B.S. Ermolaev, Sensitization of two-dimensional detonations in nitromethane by glass microballoons, Shock Waves, 1999
- [42] F. Zhang, B. Murray, A. Yoshinaka, A. Higgins, Shock Initiation and Detonability of Isopropyl Nitrate, 12th Detonation Symposium, San Diego, California, 2002
- [43] G.F. Kinney, K.J. Graham, Explosive Shocks in Air, Springer-Verlag Ed., 1962
- [44] P. Brousseau, H.E. Dorsett, M.D. Cliff, C.J. Anderson, Detonation Properties of Explosives Containing Nanometric Aluminum Powder, 12th Detonation Symposium, San Diego, California, 11-16 August 2002

- [45] Lanovets, V.S., Levich, V.A., Rogov, N.K., Tunik, Yu.V., and Shamshev, K.N., "Dispersion of the Detonation Products of a Condensed Explosive with Solid Inclusions," *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, Vol. 29, No. 5, pp. 638-641, 1993
- [46] P. Cundall, O. Strack, A discrete numerical model for granular assemblies, *Geotech.*, 29, 4765, 1979
- [47] R.I. Nigmatulin, *Dynamics of Multiphase Media*, Revised and Augmented ed., Vol.1&2, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1991
- [48] M.R. Baer, J.W. Nunziato, A two phase mixture theory for the deflagration to detonation transition (DDT) in reactive granular materials, *Int. J. Multiphase Flow* 12 (6) 861-889, 1986
- [49] E.W. Price, *Combustion of metalized Propellants*, *Fundamentals of Solid Propellant Combustion*, K.K. Kuo, M.M. Summerfield (eds.), *Progress in Astronautics and Aeronautics*, AIAA, New York, Vol. 90, pp.479-513, 1984
- [50] D.A. Frank-Kamenetskii, *Diffusion and Heat Transfer in Chemical Kinetics*, Plenum Press, New York, 1969
- [51] F. Zhang, K.B. Gerrard, R.C. Ripley, V. Tanguay Unconfined aluminium particles-air detonation, *Proceedings of the 26th International Symposium on Shock Waves*, 15-20 July, Goettingen, Germany, 2007
- [52] A. Briand, B. Veyssière, B.A. Khasainov, *Modelling of Detonation Cellular Structure in Aluminium Suspensions*, 22nd International Colloquium on the Dynamics of Explosives and Reactive Systems, Minsk, Belarus, 2009
- [53] A. Britan., T. Elperin, O. Igra, J.P. Jiang, Acceleration of a sphere behind planar shock waves, *Experiments in fluids* 20, 84-90, 1995
- [54] C.Devals, G. Jourdan, J.L. Estival ezes, E.E. Meshkov, L. Houas, Shock tube spherical particle accelerating study for drag coefficient determination, *Shock waves* 12: 325-331, 2003
- [55] M. Sun, T. Saito, K. Takayama, H. Tanno, Unsteady drag on a sphere by shock wave loading, *Shock waves*, 14: 3-9, 2004
- [56] O. Igra, K. Takayama, Shock tube study of the drag coefficient of a sphere in a non-stationary flow, *Proc. Royal Society London A*, 231-247, 1993
- [57] V.M. Boiko, V.P. Kiselev, S.P. Kiselev, A.N. Papyrin, S.V. Poplavskii, V.M. Fomin, Interaction of a Shock Wave with a Cloud of Particles, *Combustion, Explosion and Shock Waves*, Vol. 32, No. 2, 1996
- [58] V.M. Boiko, S.V. Poplavski, Drag of Nonspherical Particles in a Flow behind a Shock Wave, *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, Vol. 41, pp. 71-77, 2005
- [59] V.M. Boiko, S.V. Poplavski, Particle and Drop Dynamics in the Flow behind a Shock Wave, *Fluid Dynamics*, Vol. 42, No. 3, pp. 433-441, 2007
- [60] D. Gidaspow, *Multiphase Flow and Fluidization*, Academic Press, 1994
- [61] D. Gidaspow, M. Syamlal, J.L. Austing, A.J. Tulis, E. Buhrmaster, D.C. Heberlein, The explosive dissemination of particulate pyrotechnic and explosive powders, *proceedings of the 13th International Pyrotechnics Seminar*, 1988

- [62] E.S. Oran, J.P. Boris, Numerical Simulation of Reactive Flow, Elsevier Science Publishing Co., Inc., Amsterdam, 1987
- [63] Y. Grégoire, M-O. Sturtzer, B.A. Khasainov, B. Veyssière, Investigation on the Explosion-Driven Dispersion and Combustion of Aluminum Particles, 22nd International Colloquium on the Dynamics of Explosives and Reactive Systems, Minsk, Belarus, 2009
- [64] G.E.A. Meier : Hintergrund-Schlierenverfahren, Patent pending, Deutsches Patentamt, 1999
- [65] Gladstone and Dale, Researches on Refraction, Dispersion and Sensitiveness of Liquids, Phil. Trans., 153, 317-343, 1863
- [66] Y. Grégoire, M-O. Sturtzer, B.A. Khasainov, B. Veyssière, Investigation on the behaviour of solid particles during their dispersion by high explosive, 40th ICT International Annual Conference on Energetic Materials, Karlsruhe, Germany, 2009
- [67] K.P. Stanyukovitch, Nonstationary Motion of a Continuous Medium [in Russian], Gostekhlzdat, Moscow, 1955
- [68] S.B. Victorov, S.A. Gubin, The use of the system of thermodynamic calculations TDS for modeling of chemical and physical processes. Russian Conference "New Materials and Technologies NMT-98". Moscow, Russia. "Latmes" Book Company. P. 384, 1998
- [69] Ch.L. Mader, Numerical Modeling of Detonation. Berkeley - Los Alamos - London: California Press, 1977
- [70] A.L. Kuhl, Thermodynamic States in C-4 Explosions, proceedings of the 50th conference on energetic materials of the ICT Karlsruhe, Germany, 2009.
- [71] H.W. Liepmann et A.E. Puckett, Introduction to Aerodynamics of a compressible, John Wiley and Sons, New York, 1947
- [72] G.I. Taylor, The Instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes, Proc. Roy.Soc. Lond. A, Vol. 201, 192-196, 1950
- [73] R.D. Richtmyer, Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids, , Commun. Pure Applied Math, Vol. 13, 297-319, 1960
- [74] E.E. Meshkov, Instability of a shock wave accelerated interface between two gases, Sov. Fluid Dyn., Vol. 4, 107-108, 1969
- [75] F. Zhang, D.L. Frost, "communication privée", 2009
- [76] A.Z. Jin, Q. Zhao, M. Jing, Y.Z. Liu, Y.S. Wang, X.Q. Liu, J.H. Zhang, Observational results of electromagnetic radiation caused by explosion of small dimension rocks in field experiments, Acta Seismologica Sinica, Vol. 10, No.1 (53-60) 1997
- [77] Y.Z. Liu, Y. Liu, Y.S. Wang, A.Z. Jin, J.M. Fu, J.P. Cao, The influencing factors and mechanisms of the electromagnetic radiation during rock fracture, Acta Seismologica Sinica, Vol. 10, No.4 (513-521) 1997
- [78] A. Misra, R.C. Prasad, V.S. Chauhan, B. Srilakshmi, A theoretical model for the electromagnetic radiation emission during plastic deformation and crack propagation in metallic materials, Int J Fract 154:99-121, 2007
- [79] Y. Kitazawa, A. Fujiwara, T. Kadono, K. Imagawa, Y. Okada, K. Uematsu, Hypervelocity impact experiments on aerogel dust collector, Journal of Geophysical Research, vol. 104, no. E9, pages 22,035-22,052, september 25, 1999

- [80] Y. Grégoire, M-O. Sturtzer, B.A. Khasainov, B. Veyssière, Investigation on the dispersion of solid particles by high explosive, 27th International Symposium on Shock Waves, St Petersburg, Russia, 2009
- [81] R. C. Ripley, J. Leadbetter, Acceleration of solid particles in explosive dispersal, 27th International Symposium on Shock Waves, St Petersburg, Russia, 2009
- [82] S. Goroshin, D.L. Frost, J. Levine, A. Yoshikana, F. Zhang, Optical Pyrometry of Fireballs of Metallized Explosives, Proc. of 18th International Symposium on the military Aspects of Blast and Shock, Bad Reichenhall, Germany, 2004
- [83] T.C. Hales, A Proof of the Kepler Conjecture, *Annals of Mathematics*, 162, 1065–1185, 2005
- [84] W. E. Baker, *Explosions in Air*, University of Texas Press, Austin, TX, 1973
- [85] T. Bazyn, H. Krier, N. Glumac, Evidence for the transition from the diffusion-limit in aluminum particle combustion, *Proceedings of the Combustion Institute* 31 2021-2028, 2007
- [86] M.A. Trunov, M. Schoenitz, E.L. Dreizin, Ignition of Aluminum Powders Under Different Experimental Conditions, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics* 30, 2005.
- [87] V. Tanguay, S. Goroshin, A. Higgins, A. Yoshinaka, F. Zhang, Reaction of Metal Particles in Gas-Phase Detonation Products, 20th Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, 2005
- [88] C. Bruno, A. Ingenito, F. Cuoco, Using Powdered Aluminium for Space Propulsion, *AIAA paper*, Vol. 20, No. 6, *Journal of Propulsion and Power*, November-December 2004
- [89] A. Rai, D. Lee, K. Park, M.R. Zachariah, Importance of Phase Change of Aluminum in Oxidation of Aluminum Nanoparticles, *J. Phys. Chem. B*, 108, 14793-14795, 2004
- [90] Dreizin, Experimental study of stages in aluminum particle combustion in air, *Combustion and Flame* 105:541-556, 1996
- [91] V. Sarou-Kanian, 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.
- [92] M.W. Beckstead, Correlating Aluminum Burning Times, Translated from *Fizika Goreniya i Vzryva*, Vol. 41, No. 5, pp.55-69, 2005
- [93] T.A. Brzustowski et I. Glassman, Vapor phase diffusion flames in combustion of magnesium and aluminium: II Experimental observations in oxygen atmospheres, *Progress in Aeronautics and Astronautics*, A.I.A.A., vol.15, pp.41-73, 1964
- [94] A. Merzhanov, Yu.M. Grigorijev, Yu.A. Gal'Chenko. Aluminium ignition, *Combustion and Flame*, Vol.29, pp.1-14, 1977
- [95] V.M. Boiko, S.V. Poplavski, Self-ignition and ignition of aluminium powders in shock waves, *Shock Waves* 11:289-295, 2002
- [96] D.R. Lide, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, Ed. 80th Edition, CRC Press, Boca Raton, FL, 1999
- [97] P.F. Pokhil, V.S. Logachev, V.M. Mal'Tsev, The mechanism of metal particle combustion, *Fizika Goreniya i Vzryva*, vol.6, n°3, pp.407-410, 1970

- [98] Y. Grégoire, M-O. Sturtzer, B.A. Khasainov, B. Veyssière, Investigation of the Behaviour of Aluminium Particles in the Burnt Products of Heterogeneous Explosives, Proceedings of the 21th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Poitiers, France, July 23-27, 2007
- [99] M.T. Swihart, L. Catoire, Thermochemistry of aluminum species for combustion modeling from ab initio molecular orbital calculations, Combustion and Flame, vol. 121, no1-2, pp. 210-222, 2000
- [100] J.J. Lee, F. Zhang, Burning properties of Aluminum in H₂O and CO₂, Proceedings of the 20th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Montreal, Canada, 2005
- [101] V. Tanguay, S. Goroshin, A. Higgins, F. Zhang, Combustion of Metal Particles in Gaseous Detonation Products, Proceedings of the 21th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Poitiers, France, 2007

RESUME :

La dispersion de particules solides par explosif et leur inflammation dans l'air, ainsi que des effets de souffle générés sur le milieu connexe ont été étudiés par voie expérimentale et numérique.

La configuration retenue est l'explosion en champ libre de charges sphériques, constituées d'un noyau central d'explosif solide (booster), entouré de particules inertes (billes de verre) ou réactives (particules d'aluminium). Les diagrammes de marche sont tracés à partir des résultats fournis par des capteurs de pression piezo-électriques et des images obtenues par cinématographie rapide et traitées numériquement par méthode de "Background Oriented Schlieren" (BOS). Des échantillons de particules capturés dans le nuage fournissent des informations sur leur état après l'explosion. Les résultats expérimentaux sont confrontés aux simulations numériques effectuées à l'aide du code de calcul d'écoulements réactifs multiphasiques EFAE du LCD.

La frontière du nuage formé présente un aspect caractéristique en forme de dendrites, due à la formation d'agglomérats de particules de quelques millimètres. Après 1m de propagation, une partie de ces agglomérats dépasse le choc incident par effet balistique. Les particules de verre sont brisées par le choc. Elles ralentissent l'onde de souffle et diminuent son amplitude. L'effet des particules d'aluminium dépend de leur taille : avec les plus fines, on observe, après une phase initiale de ralentissement de l'onde de souffle, la ré-accélération de celle-ci et une augmentation de l'impulsion de pression. Avec les plus grosses particules, le choc s'atténue, mais leur combustion se traduit par une augmentation de la pression dans l'écoulement en arrière du front et un faible accroissement de l'impulsion. Les agglomérats recueillis indiquent que, dans tous les cas, la combustion de l'aluminium est incomplète. Les simulations numériques sont en accord raisonnable avec les résultats expérimentaux dans le champ lointain.

SUMMARY :

The explosive dispersion of particles and their inflammation in air along with the blast wave effects were investigated experimentally and numerically.

The experimental configuration consisted in studying the free-field explosion of spherical charges made of a central booster of solid explosive surrounded by a loose-packed density shell of inert (glass spheres) or reactive (atomized and flaked aluminium) particles. The high speed cinematography of the explosions coupled with image processing by a "Background Oriented Schlieren" method, and the pressure records by piezoelectric gauges permit to plot the $x-t$ diagrams of the explosions. A technique has been developed to capture samples of dispersed particles and to make their post-analysis. The experimental results are confronted with numerical simulations performed with LCD's reactive multiphase flows code EFAE.

The boundary of the dispersed cloud is not uniform but has a spiky shape with dendrites due to the formation of particle agglomerates of several millimetres. After 1m of propagation, some of those agglomerates overcome the leading shock front due to a ballistic effect. Glass particles are disintegrated by the shock. They have a mitigating effect, making the shock propagation slower and decreasing its amplitude. The effect of aluminium particles depends on their size: with the finer ones, after an initial slowdown phase, a re-acceleration of the leading shock and an increase of the pressure impulse are observed. With coarser particles, the shock is weakened but particle combustion raises the pressure level behind the shock front and slightly increases its impulse. An analysis of the collected agglomerates reveals that, in all cases, the combustion of aluminium particles is incomplete. Numerical simulations are in reasonable agreement with experimental results in the far-field domain.

MOTS CLES :

- Explosions de mélanges hétérogènes
- Charges explosives
- Dispersion par explosif
- Ecoulements multiphasiques
- Ondes de Choc
- Cinématographie rapide
- Traitement d'images
- Simulations numériques