



HAL
open science

Etude théorique et expérimentale de l'amorçage par choc et de la détonation de compositions énergétiques intégrant des additifs oxydants et métalliques réactifs.

Thomas Elia

► To cite this version:

Thomas Elia. Etude théorique et expérimentale de l'amorçage par choc et de la détonation de compositions énergétiques intégrant des additifs oxydants et métalliques réactifs.. Génie des procédés. Institut Polytechnique de Paris, 2019. Français. NNT : 2019IPPAE001 . tel-02503759

HAL Id: tel-02503759

<https://theses.hal.science/tel-02503759>

Submitted on 10 Mar 2020

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

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

Etude théorique et expérimentale de l'amorçage par choc et de la détonation de compositions énergétiques intégrant des additifs oxydants métalliques

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris
préparée à École Nationale Supérieure des Techniques Avancées

Ecole doctorale n°626 de l'Institut Polytechnique de Paris (ED IP Paris)
Spécialité de doctorat : Génie des procédés et énergétique

Thèse présentée et soutenue à l'ENSTA ParisTech, le 18 septembre 2019, par

ELIA THOMAS

Composition du jury :

FIORINA BENOIT Professeur – CentraleSupélec	Président
CHINNAYYA ASHWIN Professeur – ISAE ENSMA	Rapporteur
ARRIGONI MICHEL Professeur – ENSTA Bretagne	Rapporteur
CHAUMEIX NABIHA Directeur de Recherche – ICARE	Examineur
TRÉLAT SOPHIE Ingénieur-chercheur – IRSN	Examineur
DANIEL ERIC Professeur – IUSTI	Examineur
LAFONTAINE ERIC HDR – Agence Innovation Défense	Examineur
CATOIRE LAURENT Professeur – ENSTA (UCP)	Directeur de thèse
BAUDIN GÉRARD HDR – CEA DAM Gramat	Co-directeur de thèse
BOULANGER RÉMI Ingénieur-chercheur – Nexter Munitions	Invité

À ma Famille

Remerciements

Voilà trois années qui s’achèvent, avec pour résultat ce manuscrit. Il est temps, avant de rentrer dans le vif du sujet, de revenir sur ces riches années pour remercier tous les acteurs de l’ombre. Et oui, une thèse c’est un nom d’auteur sur une page de garde, mais en réalité, c’est un travail d’équipe au quotidien. Il serait bien prétentieux de s’approprier l’ensemble des compliments, en oubliant trop vite ceux qui, au détour, d’une conversation, d’un échange technique, d’une relecture, *etc*, ont participé à la réflexion qui est proposée dans ce manuscrit. Cette partie est dédiée à l’ensemble des personnes ayant contribué de près ou de loin à l’aboutissement de cette thèse.

Tout d’abord, je tiens à remercier MM. CHINNAYYA et ARRIGONI pour leur lecture attentive du manuscrit, et ceci, malgré une période estivale très ensoleillée et très chaude. J’aimerais également remercier vivement Mesdames et Messieurs les membres du jury pour la discussion enrichissante qui a suivi mon exposé. Je remercie particulièrement Laurent CATOIRE pour son encadrement tout au long de ces trois années. Je remercie Rémi BOULANGER pour son suivi et son intérêt constant pour nos travaux. Il a eu le courage de lire, non pas un mais trois manuscrits, le manuscrit final et les rapports de première et deuxième année. Rémi je te remercie pour avoir, à chaque fois, eu des questions à me poser et aussi pour ton attention constante, même lors de nos longues réunions où l’on balayait 50 pages de rapport remplies d’équations. Grâce à toi j’ai pu découvrir Nexter-Munitions et j’ai pu avoir un dialogue constructif permettant de mieux cerner vos besoins et je t’en remercie.

Aussi, je tiens à remercier Eric LAFONTAINE pour son suivi du côté de l’Agence d’Innovation de Défense et pour nos discussions très fructueuses. Ce fut un réel plaisir de découvrir son intérêt pour « l’œuf de Pâques », comme il l’appelle, autrement dit, il s’agit de l’édifice logosphère conçu lors de la thèse.

Cette thèse n’aurait pu aboutir sans la direction de M. Gérard BAUDIN¹ qui a su, dès mon stage de fin d’étude d’ingénieur, me passionner pour ce domaine si particulier qu’il connaît si bien et affectionne, la détonique. Gérard, je te remercie le plus sincèrement pour m’avoir appris, guidé et transmis le virus de la détonique. Il va de soi qu’un thésard nécessite, non seulement, d’un directeur mais également d’un encadrement digne de ce nom. En la matière, le trio magique s’est reconstitué² et a remis le couvert en octobre 2016 pour s’occuper de mon cas. Orchestré d’une main d’expert par Gérard, il est constitué de Marc GENETIER, dit le pragmatique, bras droit numérique du trio et d’Alexandre LEFRANÇOIS, dit l’artiste, bras droit expérimental.

J’aimerais, pour le lecteur désireux de connaître les coulisses de cette thèse, esquisser les traits caractéristiques d’un encadrement de haut niveau. Il est important de savoir qu’une réunion de cette fameuse équipe nécessitait d’une part, une plage horaire extensible et d’autre part, un tableau, initialement blanc, d’une dimension non négligeable. À la façon d’un *brainstorming*, les idées fusaient, venant noircir le tableau à chaque concept expérimental évoqué par Alexandre ou chaque suggestion de calcul proposé par Marc,

1. Mention Paul VIEILLE 2019 remise lors du congrès EUROPYRO par l’Association Française de Pyrotechnie et du Patrimoine Poudrier (AF3P)

2. Créé en 2013 pour la thèse de Vincent CHUZEVILLE

le tout mis en équation par Gérard et recopié par moi-même. Expérimental ou numérique, telle a souvent été la question qui a fait rage au sein du trio. D'ailleurs, le débat n'est toujours pas clos. Les travaux avançaient ainsi au rythme de ces discussions ponctuelles, permettant d'évoquer de nouvelles pistes de réflexion et de recherche. Ce fut une réelle chance et un bonheur de travailler dans une si bonne atmosphère où les complémentarités et les expériences de chacun s'associaient pour former une expertise de haut niveau.

Marc, après avoir eu le père comme collègue de travail, a eu le fils à encadrer lors d'une thèse, je le remercie chaleureusement pour tous ses conseils, son aide précieuse et tout son temps consacré à passer des calculs ou encore à déboguer un programme Python.

C'est avec autant de sincérité que je remercie Alexandre pour sa formation dans le milieu de la détonique expérimentale, ses conseils en termes de métrologue expert et son entrain quotidien. S'il y a une personne incapable de refuser une expérience, c'est bien Alexandre!

Je tiens à remercier Antoine OSMONT, chef du Laboratoire Efficacité des Matériaux Énergétiques (LECE), au sein duquel j'ai effectué cette thèse, pour ses relectures justes, d'articles, de rapports, *etc.* et son sens du détail, qui a ainsi permis à ce manuscrit d'être ce qu'il est. S'il est une personne compétente en matière d'histoire de la pyrotechnie, c'est sans nul doute Antoine. Je le remercie donc pour nos longues discussions historiques, ne faisant que renforcer ma curiosité pour ce domaine.

La publication d'un article, la soumission d'un *abstract* ou encore le rendu de ce manuscrit ont été soumis à un processus de relecture long. J'aimerais donc remercier les personnes qui prennent le temps pour traquer la moindre faute, débusquer l'argument douteux, pointer une conclusion bancal pour sans cesse améliorer notre réflexion et notre prose. Ainsi, en plus de mon directeur de thèse et de mon chef de laboratoire, je remercie mes deux chefs de service successifs MM. Michel DEBRUYNE et Régis SERRADEILL, mon chargé d'affaire M. Didier TOURNEMINE, sans oublier Mmes Colette PAUPER et Corinne LAURENT pour la gestion documentaire. Je porte un remerciement tout particulier à Corinne pour son aide quotidienne dans la préparation des missions, dans l'envoi de documents, ou encore face à un évènement aussi imprévu, que la casse d'une mine de critérium! Je remercie Jérôme LUC, chef de laboratoire de la métrologie, pour nos discussions enrichissantes et son aide lors de la préparation de la soutenance.

À mon arrivée en thèse, j'ai succédé à Vincent CHUZEVILLE et ce fut une réelle chance de pouvoir être dans son bureau. Je le remercie pour tout ce qu'il m'a appris et tous ses conseils lors des premiers dimensionnements d'expériences ainsi que durant toute la thèse à travers nos discussions. Encore une fois, je te remercie Vincent pour ce beau manuscrit que tu m'as laissé. J'avais la pression dès le départ!

J'ai eu la chance de participer à plusieurs congrès pour valoriser mes travaux. À ces occasions, j'ai notamment pu rencontrer Pierre CHARRUE et Jean-Marc CHEVALIER, respectivement à l'*International Detonation Symposium* et au *meeting* de l'*Aeroballistic Range Association*. Je les remercie pour m'avoir introduit auprès de scientifiques renommés et ainsi avoir permis d'échanger avec la communauté internationale de la détonique.

Les campagnes expérimentales que j'ai menées n'auraient pu aboutir sans le concours de plusieurs spécialistes. Je pense notamment à Pascal VERDIER pour la partie conception et son engouement pour la conception de supports de métrologie en impression 3D. Une fois les plans dessinés, c'était au tour de Thierry DELAGE et de Laurent HUET, du Laboratoire eXplosifs (LX), de faire œuvre pour « sculpter » l'explosif selon les *desiderata* de maîtres d'œuvre expérimentaux (MOE) bien exigeants. Quelle ne fut pas leur tête lorsqu'on leur présenta l'édifice logosphère. Le défi était de taille et ils le relevèrent avec *brio*. Ce sont également eux qui, une fois de plus, pour satisfaire mes exigences, se sont attachés à développer des méthodes pour le contrôle dimensionnel des édifices. Cette partie du processus a été supervisée par Jean-François MANLAY, expert métrologue. Enfin, parmi

les techniciens indispensables au bon déroulement de l'expérience, il y a ceux de la dalle de tir, et pas n'importe laquelle, celle du Laboratoire de Physique des Explosifs (LPE). Je pense à Laurent JACQUET, Pascal HEREIL, Francis CORE, Louis-Pierre TERZULLI et Richard LE FRIEC responsables du câblage de l'édifice, du réglage des appareils de mesure, de l'acquisition des signaux et de la mise en œuvre des lanceurs. Voilà pour ce qui est de la partie technique. En revanche, la réalisation d'un tir s'insère dans un planning plus vaste tenu à jour par René LAURENSOU dans un premier temps puis par Philippe BORTOLUZZI dans un second temps, à l'occasion de deux réunions mensuelles, certaines d'entre elles ayant pour aspect une salle des ventes de créneaux de tir, où chaque MOE spéculait sur une date. Je tiens à remercier vivement toutes ces personnes qui constituent chacune un rouage du mécanisme expérimental et permettent ainsi aux doctorants d'effectuer leurs recherches.

Une thèse ne peut se faire sans son cadre, c'est-à-dire le laboratoire et l'ambiance qui y règne. J'ai été accueilli très chaleureusement par « les doctorants de la vieille époque », je pense notamment à Vincent CHUZEVILLE, Amélie GRANGEAT, Sébastien COURTIAUD, Sandra POEUF et Benoit ROUGIER, respectivement par ordre de soutenance. En tant que dernier arrivé (en 2016) dans cette joyeuse équipe, ils se sont attachés à me montrer toutes les facettes d'une thèse pour bien vérifier ma motivation ! Ils ont également su me montrer le chemin à prendre pour bien réussir une thèse, tout en participant à la bonne et saine ambiance du laboratoire au travers des cafés-discussions, randonnées, soirées et autres activités diverses. Je remercie tout particulièrement Sébastien³ pour nos nombreuses discussions sur l'aéronautique et le PPL (*Private Pilot Licence*), que je passais pendant la thèse. Bon alors, on se le fait ce voyage en avion jusqu'au Puy ?

Je souhaite bon courage et bonne chance aux futurs docteurs Élodie KAESHAMMER, Jimmy SUAREZ, Marie DABOS, Lucas PROUVOST et Jérémy MAPPAS. Le laboratoire ne compte, bien-entendu, pas que des doctorants. Ce serait oublier une longue lignée d'apprentis, dirigée d'une main ferme par M. LEFRANÇOIS et avec qui j'ai partagé le fameux bureau 16, dit bureau des Légendes.

En effet, j'ai eu la chance de connaître tout d'abord Alexandre BEY, digne représentant de la jauge manganin et du transat. Quant à son successeur Nicolas FUCHET, lui, la pression il la buvait ! Ensuite, Antoine CHEVREAU est arrivé, seul apprenti que j'ai réussi à convaincre de l'utilité et de la puissance de \LaTeX . Et j'en suis pas peu fier ! Je n'oublie pas non plus Matéo RODRIGUES, stagiaire que j'ai encadré, et dompteur de Python. À la pointe de son clavier, il a écrit IMPACTHON[®] successeur de GODLAG[®] dans le domaine de l'hydrodynamique rapide. Chers collègues, je vous souhaite bon courage pour la suite de votre aventure à Gramat.

Les « non-permanents » tels Pierre GINSBURGER, Azad BOUBRIT et Noisette NARBONI ainsi que les permanents Nicolas LECYSYN et Maryse VAULLERIN ont également participé à cette bonne humeur collective. Le duo détonant Azad-Jérémy a créé le *H-Index Magazine*, un hebdomadaire sur la vie des scientifiques au LECE où humour et auto-dérision sont les maîtres mots. La parution de cette gazette, chaque jeudi à 14h, était une soupape de décompression, pendant la rédaction de la thèse.

Pour ces trois riches et très belles années passées dans le Lot, je souhaite remercier le plus sincèrement mes collègues mais néanmoins amis du LECE et leur souhaiter une très belle continuation.

En termes de soutiens quotidiens, je me dois de remercier mes deux compères Jean-François MANLAY et Yohan BARBARIN du « bus » cadurcien. Dès mon arrivée, j'ai intégré ce convoi spécial qui s'organisait chaque jour pour faire le trajet Cahors-Gramat, tantôt à bord d'un Viano ou d'une 106, tantôt au volant de ma 308. Il faut dire que ces deux heures de trajet quotidien, étaient l'occasion de prolonger une réflexion sur le contrôle dimen-

3. Sébastien est pilote de Cessna 152 et Cessna 172, membre de l'escadron de tourisme de Figeac-Livernon

sionnel des édifices, de faire l'ébauche d'une gamme de montage ou alors plus simplement, de prolonger la nuit ou entamer la sieste! Ce ne serait pas mentir que de dire qu'une partie de l'édifice logosphère a été conçue à bord d'une voiture de même que l'intégration des métrologies. Le tout était généralement bercé par le son de France-Inter et ponctué de blagues et jeux de mots divers et variés, tout juste sortis de l'imagination truculente de Jean-François. Le plus souvent Yohan et moi nous regardions, au travers d'un rétro-viseur, afin de saisir le sens tout en s'étonnant de cette vivacité d'esprit! Inlassablement, le bus cadurcien prenait la route chaque jour pour parcourir ses 140 km aller-retour, et ceci malgré la neige, les fermetures d'autoroute ou encore les barrières de fumier. Messieurs, je vous remercie pour l'agréable moment qu'était ce trajet, vos conseils, vos discussions et votre aide dans l'accomplissement de ma thèse.

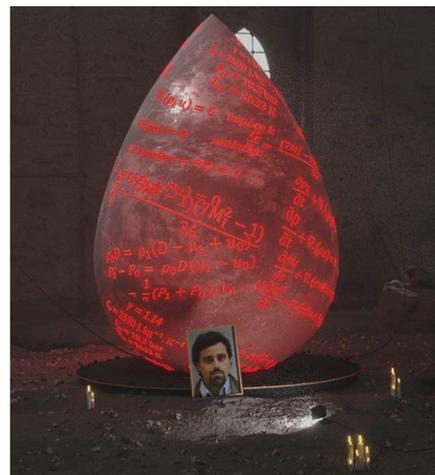
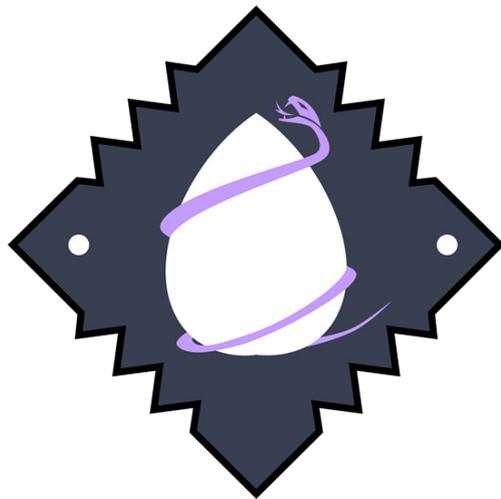
Nous venons de voir qu'une thèse demande une implication importante, au niveau professionnel, de nombreux acteurs. En ce qui concerne le plan personnel, c'est la même chose. C'est pourquoi, dans un premier temps, j'aimerais remercier fraternellement mes amis, ceux qui durant ces trois années m'ont encouragé mais également ceux qui osaient m'appeler docteur avant même le verdict tombé. Je pense ici à mes Boquets, les Archis Vénérables Anciens Tom², Candide, Perlin, Le Blitz, Sid, K'stra, Mymy, Janin, Félintra, Horror, Naguy, Bilbal, Graladine, Lorie, Playmobit et Chipal du Tabagn's de Châlons sur Marne². Je tiens à remercier tout particulièrement Axel BOUQUETY, un ami de toujours, pour qui l'échéance de la soutenance de thèse arrive vite. Je te souhaite bon courage.

Quelle serait l'issue d'une thèse sans les encouragements quotidiens à la maison, sans l'accompagnement des proches dans les moments de doutes? C'est pourquoi je remercie de tout mon cœur ma famille qui a toujours su me soutenir et a toujours cru en moi, que ce soit pour la thèse, mes études antérieures ou bien dans chacun de mes projets ou défi sportif. Je remercie donc mon Père Eric, pour m'avoir donné le goût de la science, ma Mère Edith pour m'avoir communiqué son sens de l'organisation, ma Sœur Audrey pour m'avoir appris à être pédagogue et enfin mes Grands-Parents pour m'inculquer le sens de l'effort et de la persévérance.

Je tiens à remercier tout particulièrement ma compagne Mélody, pour sa relecture attentive et ses corrections lors de la phase de rédaction. Elle m'a accompagné tard le soir dans la phase de bouclage du manuscrit, et désormais, je crois que la commande `\FloatBarrier` de `LaTeX` n'a plus de secrets pour elle! Mélody, je te remercie affectueusement, une fois de plus, pour ton soutien quotidien.

Enfin, je souhaite présenter aux personnes omises dans ces parties mes plus plates excuses et leur adresse mes remerciements les plus sincères. Désormais cher lecteur, je vous souhaite une agréable lecture et un merveilleux moment dans le monde étonnant de la détonique!

Dr. Thomas ELIA



Méli-Mélo de représentations symboliques réalisées par les membres du laboratoire!

Introduction

Propos introductif

De la pyrotechnie à la détonique

La première apparition d'une substance pyrotechnique date du VII^e siècle. Il s'agit de la poudre noire découverte en Chine. En Europe, il faut attendre le XIII^e pour la voir apparaître dans les écrits et un siècle de plus sur les champs de bataille. À compter de cette période, la poudre noire va être utilisée dans l'artillerie comme chargement propulsif. Elle est constituée de charbon, de soufre et de salpêtre⁴. Aux XV^e et XVI^e siècles, les fulminates d'or, d'argent et de mercure sont découverts. Même s'ils deviendront par la suite des explosifs primaires, ils restent des curiosités de laboratoire. La poudre noire est toujours utilisée dans les obus (inventés au XIX^e siècle) et canons.

Il faut attendre le XIX^e siècle pour observer plusieurs avancées majeures dans le domaine pyrotechnique, tant d'un point de vue formulation chimique que d'un point de vue connaissance de la physique. En 1860, Alfred Nobel industrialise le procédé de fabrication de la nitroglycérine et met au point, en 1867, la dynamite. En 1885, Turpin dépose le brevet sur le chargement des obus par un explosif coulé-fondu : la mélinite. Six ans plus tard, le [TriNitroToluène - Tolute \(TNT\)](#) est découvert par Haeussermann comme explosif.

Parallèlement à ces découvertes chimiques, les scientifiques progressent sur la description physique des phénomènes observés lors du fonctionnement des explosifs. Abel conclut en 1869, à la suite de plusieurs expérimentations, qu'un explosif est capable de « détoner » ou de « brûler » selon le moyen utilisé pour l'amorcer. Il sera conforté dans ses conclusions empiriques par les expériences de Roux et Sarrau en 1872. On parle alors d'explosion de deuxième ordre (déflagration) et de premier ordre (détonation). Un an plus tôt, Berthelot, dans son ouvrage « Sur la force des matières explosives » entrevoit le rôle d'un effet mécanique sur l'amorçage d'une détonation.

En 1877, la Commission des Substances Explosives est créée sous la présidence de Berthelot afin d'« approfondir les questions » sur les explosifs. Des mesures de célérité de détonation sont alors réalisées à l'aide de chronographes comme celui de Noble ou de Le Boulange. L'année 1878 marque la création de la Commission du grisou dont Mallard et Le Chatelier font partie. Ainsi Vieille et Berthelot d'une part, puis Mallard et Le Chatelier d'autre part, découvrent au sein de leur commission respective, l'existence de l'onde de détonation dans les gaz. Ce sont Vieille et Berthelot qui concluent sur l'existence de l'onde de détonation dans les explosifs, quel que soit leur état (solide, liquide, gazeux).

Ainsi, la fin du XIX^e siècle est marquée par la compréhension précise des mécanismes engendrés par un explosif et l'apparition de théories physiques. C'est le début de la mise en équation de la propagation de la détonation. Michelson, Chapman et Jouguet en sont les pionniers. En 1904, Jouguet propose une modélisation qui perdurera sous le nom de modèle CJ, tiré de l'acronyme des physiciens y ayant participé. C'est la genèse de la détonique. Le XX^e siècle a vu l'émergence de nombreux autres modèles de détonation à mesure que les moyens métrologiques ont permis d'améliorer les connaissances des phénomènes et que les machines de calculs ont gagné en puissance.

4. Nitrate de potassium

Contexte et enjeux de la thèse

Depuis la seconde partie du XX^e siècle et le début de la course à la modélisation du fonctionnement des explosifs, notamment en raison de leurs usages nucléaires, les détoniciens⁵ s'acharnent à décrire la physique gouvernant le fonctionnement des explosifs. De nos jours, le coût de développement des munitions est bien trop élevé pour permettre une approche empirique du fonctionnement de cette dernière. Face à l'augmentation des capacités numériques et à la baisse des coûts de calcul, tant financiers que temporels, l'expérience est trop onéreuse. C'est pourquoi, les ingénieurs ont de plus en plus recours à la simulation numérique pour concevoir et évaluer les performances d'une charge militaire. Ces derniers ont alors besoin de modèles physiques à implémenter dans les codes de simulation. Paradoxalement, l'élaboration de ces modèles passe par une approche expérimentale où les résultats acquis permettent de comprendre et valider les mécanismes physiques de base.

Pour comprendre les enjeux liés à la simulation numérique d'une charge militaire, il nous faut expliquer son fonctionnement, c'est-à-dire décrire la succession d'évènements résultant de l'ordre de tir. Une charge militaire est constituée d'un chargement d'explosif, dont l'amorçage est assuré par un **dispositif de sécurité d'armement (DSA)**, entouré par une enveloppe métallique. Trois phases successives de fonctionnement se distinguent : l'amorçage, la propagation de la détonation établie et la post-combustion.

La première est l'amorçage du chargement principal *via* un DSA ou plus simplement un détonateur. Dans le cas d'un explosif peu sensible⁶, c'est-à-dire d'un explosif dont le simple effet du détonateur ne permet pas la formation d'une onde de détonation, un relais d'amorçage est employé pour permettre le développement de la détonation et ainsi assurer l'initiation de l'explosif principal. Une succession de relais peut être utilisée dans certains cas. L'ensemble détonateur (DSA) plus relais constitue la chaîne pyrotechnique d'amorçage. Cette phase de fonctionnement a un temps caractéristique de l'ordre de 10 μ s.

Une fois l'explosif principal amorcé, on dit que la détonation est établie. Cette dernière se propage alors dans le massif d'explosif entraînant le relèvement du confinement métallique et sa fracturation. Les explosifs couramment utilisés ont une vitesse de détonation comprise entre 6500 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et 8000 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. La phase de propagation dure alors plusieurs centaines de microsecondes.

Enfin, au terme de sa propagation, la détonation a entièrement transformé l'explosif solide en un volume de gaz chauds sous forte pression (centaines de kilo-bars et milliers de degrés) qui va se détendre dans l'air environnant, projetant en même temps les éclats du confinement à plusieurs milliers de mètres par seconde. Cette phase s'appelle la détente ou l'expansion des produits de détonation. Lors de cette phase, les produits de réactions se mélangent à l'air grâce à la turbulence générée. Or, les produits étant globalement sous oxygénés, le mélange avec l'air entraîne un phénomène de post-combustion. Il s'agit de la combustion des produits issus de la détonation avec l'oxygène de l'air. Dans le cas des explosifs aluminisés, la combustion aérobie des particules chauffées, au cœur des produits de réaction, vient compléter la post-combustion et renforce l'effet de souffle. L'échelle de temps caractéristique du phénomène de post-combustion est la dizaine de millisecondes.

Plusieurs effets sont recherchés par le fonctionnement de l'explosif ; la brisance pour fragmenter l'enveloppe métallique, l'effet propulsif pour projeter les éclats et le souffle produit par la détente des produits de détonation. Ce dernier se caractérise par la propagation d'une surpression aérienne dont l'amplitude et l'impulsion spécifique⁷ sont des

5. Terme couramment employé pour qualifier un scientifique qui étudie les ondes de détonation

6. La notion de sensibilité sera plus amplement détaillée dans la suite du manuscrit.

7. Intégrale de la pression au cours du temps

paramètres importants. L'impulsion spécifique correspond au chargement auquel les structures avoisinant l'explosion sont soumises. La post-combustion des particules d'aluminium avec l'air renforce cette impulsion spécifique et donc l'effet de souffle.

Nous venons de voir que le fonctionnement d'une tête militaire implique des phénomènes dont les échelles de temps et les échelles spatiales diffèrent de plusieurs ordres de grandeur. La figure 1 présente les domaines respectifs des différentes échelles d'étude, dans l'espace et le temps. L'amorçage est une thématique à cheval sur les échelles mésoscopique et macroscopique. Nous verrons dans l'état de l'art cette dualité si propre au développement des modèles. La détonation est, quant à elle, clairement positionnée à l'échelle macroscopique.

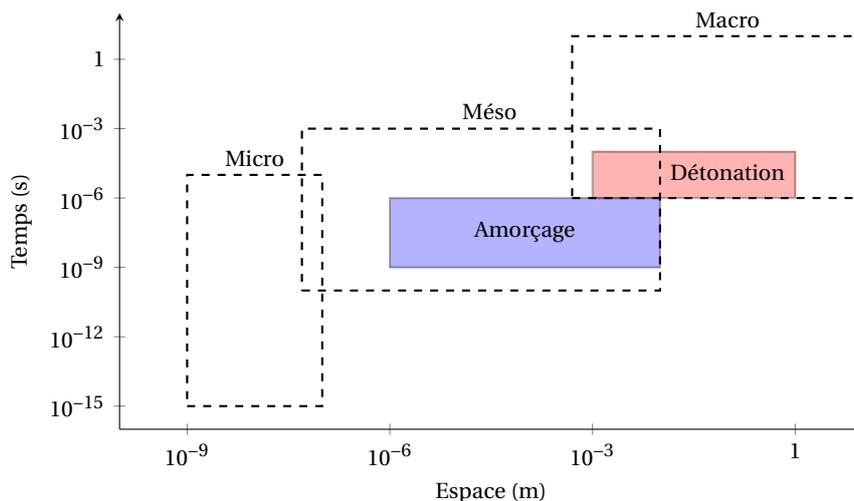


FIGURE 1 – Position relative dans l'espace et le temps des différentes échelles d'étude

La thèse présentée dans ce manuscrit a comme objet d'étude l'amorçage. Cette thématique s'intéresse à la mise en détonation des explosifs et plus précisément aux mécanismes responsables de l'initiation et de l'emballement des réactions au sein de la matière. On distingue deux types d'amorçage. Le premier, dit nominal, fait référence à l'action volontaire d'amorcer, donc d'initier les réactions chimiques de décomposition de l'explosif afin que ce dernier produise une onde de détonation. Le second est qualifié de non-nominal et regroupe toutes les sollicitations menant à la mise en détonation de l'explosif sans volonté délibérée. Elles peuvent être d'ordre mécanique comme les impacts de balles ou d'éclats ou alors d'ordre thermique comme un feu. Désormais, les explosifs doivent répondre à des exigences réglementaires garantissant la non-détonation lors d'une agression accidentelle. On parle de **muratisation** des munitions et du label **MUniton à Risques ATtenués (MURAT)**⁸

Ainsi, la connaissance détaillée des processus physico-chimiques menant au fonctionnement de l'explosif est au cœur de la problématique de sécurisation des armements face à une agression accidentelle ou malveillante. Elle est nécessaire afin de garantir le respect de certaines normes de l'OTAN (STANAG 4439) imposées à la mise en service de nouvelles munitions.

L'amorçage nominal (volontaire) d'un explosif est réalisé au moyen d'un **détonateur** qui a pour action de solliciter mécaniquement l'explosif. Une représentation d'un type de détonateur à fil explosé est fourni sur la figure 2. Ce dispositif d'amorçage utilise un fort courant pour vaporiser le fil de cuivre et produire une onde de choc et ainsi initier un explosif secondaire dans lequel se forme, à son tour, une onde de détonation. Cette

8. Sorte de guide Michelin des munitions où le nombre d'étoiles représente la vulnérabilité de ce dernier aux agressions extérieures. Plus il y a d'étoiles et moins le chargement est vulnérable.

même onde de détonation initie un deuxième explosif moins sensible qui a pour effet de la renforcer. L'explosif secondaire, en bout de chaîne pyrotechnique, est donc sollicité au moyen d'une onde de choc. Un autre type de détonateur utilise le courant électrique pour projeter un paillet sur l'explosif secondaire. On parle alors de détonateur à élément projeté⁹. Les explosifs primaires sont souvent utilisés, dans les détonateurs, pour leur facilité à réagir sous une agression extérieure.

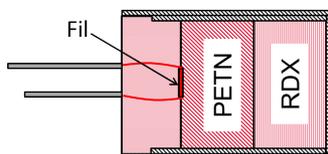


FIGURE 2 – Schéma d'un détonateur à fil explosé de type RP80. Le fil de cuivre, en se vaporisant, initie la poudre de pentrite (PETN) qui à son tour initie la poudre de RDX.

Depuis l'introduction du label MURAT dans les années 1970, la conception des charges militaires consiste à trouver un compromis entre efficacité et vulnérabilité. Dès lors, des additifs comme les particules métalliques ou le perchlorate d'ammonium sont ajoutés dans la matrice de l'explosif. Dans le cas des explosifs composites, les additifs sont au cœur de la matrice plastique. Ces explosifs sont qualifiés de non-idéaux par opposition aux idéaux qui suivent le modèle de détonation [Chapman-Jouguet \(CJ\)](#)¹⁰. Une première définition des explosifs non idéaux peut être trouvée dans les travaux de Howard [75] et est reprise dans ceux de Janesheski [79]. Les explosifs qualifiés de non-idéaux ont une zone de réaction supérieure au millimètre. L'épaississement de cette zone de réaction implique une plus forte dépendance de la vitesse de détonation à la courbure de l'onde. Ces notions seront détaillées lors de la présentation des modèles de détonation.

Cette thèse s'inscrit donc, dans une volonté de mettre en évidence les facteurs clés à prendre en compte dans la modélisation de l'amorçage des explosifs composites aluminisés. Une compréhension accrue permet une meilleure modélisation et donc une prévision plus fine du comportement de l'explosif. Dans cette thèse, nous ne traiterons que de l'amorçage nominal. Afin de répondre à la question « quelle est l'influence des particules d'aluminium sur l'amorçage des explosifs composites », deux voies s'offrent à nous, celle de l'expérimental et celle de la théorie.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit est organisé en trois grandes parties, scindées elles-mêmes en plusieurs chapitres. Dans la première, nous nous efforcerons de présenter, en détail, l'état de l'art sur la modélisation de la détonation et sur la caractérisation des explosifs en général. Un chapitre traitera plus particulièrement de la caractérisation des explosifs aluminisés et des modèles qui leur sont associés. Au préalable, nous introduirons les notions nécessaires pour aborder la physique des explosifs et le cadre mathématique des équations qui nous accompagneront tout au long de ce manuscrit.

Ensuite, la seconde partie détaille l'étude expérimentale, au travers d'un premier chapitre présentant les outils métrologiques à notre disposition pour les expériences, avant d'exposer les résultats acquis au moyen de trois expériences différentes, chacune détaillée dans un chapitre à part entière.

9. En anglais : slapper

10. Le modèle Chapman-Jouguet sera détaillé plus amplement dans l'état de l'art.

Enfin, la troisième et dernière partie débute par une introduction reprenant les conclusions majeures de l'état de l'art ainsi que les observations faites dans l'étude expérimentale, pour formuler des hypothèses quant à l'influence des particules d'aluminium. Ensuite, les chapitres traitent une à une les hypothèses pour conclure et proposer une voie de modélisation des explosifs aluminisés.

Avant d'aborder en détails les différentes théories et mécanismes physico-chimiques nécessaires à la compréhension du fonctionnement des explosifs, il est plus que nécessaire de prendre le temps de définir le champ lexical dédié au monde de la [pyrotechnie](#). Alors, il n'en sera que plus simple si nous nous accordons sur les termes.

Sémantique de la pyrotechnie

Comme dans tout domaine d'étude, les experts ont leur vocable qu'il est nécessaire de connaître, tel est l'objectif de cette partie. Il existe, en la matière, un ouvrage de référence, il s'agit du *Dictionnaire de pyrotechnie* (cf. [71]).

Commençons par définir nos objets d'étude : les explosifs. Officiellement, ils sont définis comme « matière[s] ou substance[s] [explosibles](#) utilisée[s] pour les effets de [leur] détonation comme charge[s] primaire[s], charge[s] renforçatrice[s] ou charge[s] principale[s] ». Cette définition ne nous renseigne pas sur la nature d'un explosif mais sur sa fonctionnalité : la détonation. Laissons cette notion de côté quelques instants afin de revenir à la description de l'explosif. Thouvenin le définit comme « *un corps composé dans lequel des réactions chimiques exothermiques peuvent se propager de façon autonome, c'est-à-dire sans l'appoint d'éléments chimiques extérieurs* ». Les explosifs sont séparés en deux catégories : les explosifs primaires et secondaires. Les explosifs primaires présentent une forte sensibilité aux sollicitations mécaniques, électrostatiques ou thermiques et répondent à ces sollicitations exclusivement par une détonation. L'azoture et les styphnates de plomb sont considérés comme des primaires et sont donc manipulés en très faible quantité. En revanche, les explosifs secondaires peuvent réagir en détonation, en déflagration voire en combustion et sont qualifiés de « moins sensibles ». Ils nécessitent une sollicitation mécanique de forte amplitude pour initier leur détonation.

Il nous faut maintenant revenir à la définition des différents régimes de fonctionnement admis pour les explosifs car c'est ici-même que des querelles scientifiques sévissent. Comme nous venons de le voir, les modes de décomposition sont étroitement liés à la définition des explosifs et notamment leur distinction entre primaires et secondaires. En outre, si la détonation est recherchée chez les explosifs, les [propergols](#) sont eux utilisés pour leur capacité à brûler. En revanche, tous les pyrotechniciens s'accorderont pour dire que l'explosif « ça brûle » ! Mais alors, parlent-ils de combustion ou de déflagration ? Les physiciens des explosifs distinguent trois régimes de décomposition.

La [combustion](#) est définie comme un phénomène chimique de décomposition par oxydation au moyen d'un oxydant. C'est un phénomène exothermique qui se caractérise par une vitesse de propagation « lente » devant la vitesse du son dans le milieu. Compte tenu de cette faible dynamique, la combustion n'est pas associée à une onde de surpression.

La [déflagration](#) est un régime de décomposition exothermique ayant une vitesse de propagation inférieure à celle du son dans le matériau mais supérieure à celle dans l'air. Elle est accompagnée d'ondes de compression se propageant en amont et participant à l'entretien de la réaction. La déflagration est fortement influencée par les transferts thermiques.

La **détonation** est « la propagation autonome à vitesse supersonique de réactions chimiques dans une substance explosive » d'après Thouvenin. La définition officielle, quant à elle, précise la notion de « propagation par onde de choc ». La détonation peut ainsi être représentée par une onde de choc se propageant de façon supersonique dans un milieu auquel est associée une décomposition chimique immédiate derrière le front. Dans la suite du manuscrit, nous appellerons onde de détonation (ou détonation par simplification) toute onde de choc présentant une réaction chimique. Les définitions et précisions précédentes laissent entrevoir les notions présentes derrière le mot *détonique*. Il est tout de même important de le définir. L'ingénieur Général de l'Armement Defourneaux définit la détonique comme « [la] science de[s] très hautes vitesses et de[s] très hautes pressions ». Cette définition, quelque peu troublante, semble somme toute assez banale, mais vraie. La détonique est la science qui regroupe de nombreuses sciences poussées dans leurs domaines les plus extrêmes. Qu'y a-t-il de plus extrême que la décomposition chimique en quelques microsecondes d'un solide dans un écoulement soumis à une pression de 100 000 fois la pression atmosphérique générant des gaz à 3000 °C ? Désormais, à travers la détonique, nous considérerons l'étude des phénomènes (chimiques, thermodynamiques, mécaniques, *etc.*) ayant lieu au sein d'un explosif lors de son fonctionnement.

Table des matières

Remerciements	v
Propos introductif	xiii
Table des matières	xix
I Etat de l'art	1
1 Rappels de mécanique des milieux continus	3
1.1 Equations fondamentales	3
1.2 Physique des chocs	7
2 Caractérisation des explosifs	13
2.1 Présentation générale des grandes familles d'explosifs	13
2.2 Les ingrédients	16
2.3 Explosifs étudiés	27
3 Modélisation du fonctionnement des explosifs	29
3.1 Modèles de détonation	30
3.2 Modèles d'amorçage	33
3.3 Mise en équation du problème	47
3.4 Synthèse sur la modélisation de la détonation	49
4 L'aluminium dans les matériaux énergétiques	51
4.1 Aluminium et détonation	52
4.2 Aluminium et sensibilité à l'amorçage par choc	60
4.3 Aluminium et mécanique	63
4.4 Modèles de détonation appliqués aux explosifs aluminisés	66
4.5 Traitement de la TCD dans le cas des explosifs aluminisés	70
4.6 Synthèse sur les effets de l'aluminium	76
II Etude expérimentale	79
5 Moyens métrologiques	81
5.1 Mesure de déplacement d'une onde de choc	82
5.2 Mesure de vitesse matérielle	87
5.3 Mesure de contraintes	89
5.4 Mesure de température sous choc	92
5.5 Mesure de géométrie	93

6	Mesure de la courbe d'Hugoniot des explosifs	95
6.1	Principe théorique de l'expérience	96
6.2	Édifice expérimental	97
6.3	Résultats	99
6.4	Synthèse	101
7	Amorçage plan et sensibilité	103
7.1	Configuration expérimentale	105
7.2	Méthode de dépouillement de la vitesse de choc	109
7.3	Résultats pour les chocs plans soutenus	121
7.4	Résultats pour les chocs plans non-soutenus	135
7.5	Synthèse sur les expérimentations de chocs plans	137
8	Amorçage sphérique divergent	141
8.1	Édifice expérimental	141
8.2	Résultats	148
8.3	Post-traitement et discussion	149
8.4	Simulations hydrodynamiques	151
8.5	Synthèse	154
III	Modélisation	155
9	Introduction à la modélisation de l'influence de l'aluminium sur la TCD	157
10	Équations d'état des explosifs	159
10.1	Formalisme Mie-Grüneisen	160
10.2	Équations d'état de la phase inerte	160
10.3	Équation d'état des produits de détonation	162
10.4	Synthèse sur les équations d'état	164
11	Entre équilibre mécanique et thermique	165
11.1	Déséquilibre thermique et réactivité de l'aluminium	166
11.2	Influence du déséquilibre thermique et mécanique	169
11.3	Synthèse sur l'équilibre thermique et mécanique	178
12	Approche mésoscopique	179
12.1	Stratégie de calcul	180
12.2	Analyse des résultats	183
12.3	Synthèse et conclusions sur l'approche mésoscopique	191
13	Phénoménologie d'amorçage des explosifs aluminisés	193
13.1	Proposition de phénoménologie	193
13.2	Retour sur la courbe unique d'amorçage	197
13.3	Synthèse sur la phénoménologie d'amorçage	199
	Conclusions et perspectives	203
	Bibliographie	209
A	Propriétés des explosifs	219
A.1	RDX	219
A.2	HMX	219

B Données des essais de Gogulya <i>et al.</i>	221
B.1 Données expérimentales	221
B.2 Méthode de normalisation de la vitesse de détonation	222
C Dépouillements expérimentaux	223
C.1 PBXN109	223
D Mise en équation de la logosphère	225
D.1 Définition des surfaces caractéristiques	225
D.2 Détermination de l'intersection de S_1 et S_2	226
D.3 Détermination du volume de la logosphère	227
E Equations multiphasiques	229
E.1 Démonstration des équations multiphasiques moyennées	229
E.2 Écriture des équations du mouvement du centre de masse	231
Liste des acronymes	I
Glossaire	III
Liste des figures	V
Liste des tableaux	XI

Première partie

Etat de l'art

« L'étude des matières explosives a quelque chose qui séduit l'imagination, et cela à un double point de vue : en raison de la puissance qu'elle met entre les mains de l'homme, et en raison des notions plus profondes qu'elle permet d'acquérir sur le jeu des forces naturelles, amenées à leur plus haut degré d'intensité. »

Sur la force des matières explosives d'après la
thermochimie (1883)
M. Berthelot

Chapitre 1

Rappels de mécanique des milieux continus

Sommaire

1.1 Equations fondamentales	3
1.1.1 Equation de conservation de la masse	4
1.1.2 Bilan de quantité de mouvement	4
1.1.3 Bilan d'énergie	6
1.1.4 Bilan sur les équations fondamentales	6
1.2 Physique des chocs	7
1.2.1 Ré-écriture des équations	8
1.2.2 Synthèse sur les équations de la détonique	9
1.2.3 Relations de Rankine-Hugoniot	9

Avant de présenter les différentes modélisations de la détonation, il est nécessaire de présenter les outils mathématiques qui vont permettre cette étude. Ce chapitre a donc pour vocation, dans un premier temps, de rappeler les équations fondamentales de la mécanique des milieux continus, puis de les appliquer au domaine de la détonique pour finalement établir les équations qui nous accompagneront tout au long de ce manuscrit. Nous n'avons pas la prétention de remplacer un cours avec ce chapitre. C'est pourquoi, le lecteur novice, désireux de refaire de façon exhaustive toutes les démonstrations, pourra se tourner vers les excellents ouvrages de MM. Candel, Damamme et Germain [34, 60, 63].

1.1 Equations fondamentales

Dans cette section, on considère un système \mathcal{S} d'un matériau continu, c'est-à-dire sans discontinuité de matière ou thermodynamique, fermé par un volume de contrôle V_m et entouré par une surface de contrôle A_m . Les lois fondamentales de la mécanique des milieux continus peuvent s'exprimer sous une forme générale,

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m} f dv = \int_{A_m} \underline{\mathbf{q}}_f \cdot \underline{\mathbf{n}} ds + \int_{V_m} s_f dv \quad (1.1)$$

avec f la grandeur tensorielle analysée, $\underline{\mathbf{q}}_f$ son flux à travers la surface A_m et s_f un terme source ou puits interne au domaine \mathcal{S} . De façon plus pragmatique, la variation temporelle de f dans le volume V_m est liée à « ce qui rentre ou sort du volume » ($\underline{\mathbf{q}}_f \cdot \underline{\mathbf{n}}$) et à la création ou la perte de la quantité f interne au volume.

Ainsi, en l'absence d'échange avec l'extérieur (pas de flux $\underline{q}_f \cdot \underline{n}$) et sans source ou puits ($s_f = 0$), c'est-à-dire dans le cas où \mathbb{S} est isolé, la grandeur f est conservée. On parlera alors d'équation de conservation. On peut entrevoir un abus de langage dans les expressions « équation de conservation de la quantité de mouvement » et « équation de conservation de l'énergie ». Il s'agit en fait de bilans réalisés sur ces quantités. Seule la masse est, elle, réellement conservée.

Nous nous efforcerons dans ce chapitre de distinguer équation de conservation et bilan afin de définir clairement les outils mathématiques nécessaires à notre étude. En revanche, par la suite nous nous permettrons l'usage du vocabulaire courant de la communauté.

1.1.1 Equation de conservation de la masse

On s'intéresse à l'évolution de la masse m contenue dans le volume V_m qui s'écrit :

$$m = \int_{V_m} \rho dV, \quad (1.2)$$

avec ρ la masse volumique. En absence de sources ou de puits à l'intérieur du volume de contrôle alors la masse est conservée. Ainsi :

$$\frac{d}{dt} m = \frac{d}{dt} \int_{V_m} \rho dV = 0. \quad (1.3)$$

On peut appliquer le théorème de transport à l'équation (1.3). On obtient alors :

$$\frac{d}{dt} m = \int_{V_m} \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_{A_m} \rho \underline{u} \cdot \underline{n} dS = 0, \quad (1.4)$$

avec \underline{n} la normale unitaire à la surface et \underline{u} le vecteur vitesse en ce point. En appliquant le théorème de Green-Ostrogradsky, on peut écrire :

$$\int_{A_m} \rho \underline{u} \cdot \underline{n} dS = \int_{V_m} \nabla \cdot \rho \underline{u} dV. \quad (1.5)$$

Ainsi, par nullité de l'intégrale, l'équation (1.3) devient :

$$\boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \underline{u} = 0} \quad (1.6)$$

1.1.2 Bilan de quantité de mouvement

D'après le principe fondamental de la dynamique (PFD), la variation de la quantité de mouvement est égale à la somme des forces qui s'appliquent sur le système; ce qui se traduit en équation par :

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m} \rho \underline{u} dV = \sum \mathbf{F}_{ext \rightarrow \mathbb{S}}. \quad (1.7)$$

Il faut maintenant lister les forces qui peuvent s'appliquer sur notre système. On peut distinguer deux types de forces; celles qui agissent à distance (forces de volume) et celles dites de contact (forces surfaciques). Par exemple, la force volumique de pesanteur s'exprime ainsi :

$$\mathbf{F}_V = \int_{V_m} \rho \underline{g} dV, \quad (1.8)$$

avec \underline{g} qui modélise le champ de pesanteur. En revanche les forces surfaciques ont l'expression suivante :

$$\mathbf{F}_A = \int_{A_m} \delta \mathbf{F}(\underline{n}), \quad (1.9)$$

avec $\delta\mathbf{F}(\mathbf{n})$ le vecteur force infinitésimal colinéaire à \mathbf{n} et normal à ds . Le PFD peut alors se mettre sous la forme suivante :

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m} \rho \mathbf{u} dV = \int_{V_m} \rho \mathbf{g} dV + \int_{A_m} \delta\mathbf{F}(\mathbf{n}). \quad (1.10)$$

Il est important de noter que (1.10) est une équation vectorielle. Elle comporte donc trois équations scalaires portant sur chacune des composantes du vecteur vitesse \mathbf{u} . En chaque point du milieu continu, il existe un tenseur des contraintes, noté $\underline{\underline{\sigma}}$ tel que :

$$\delta\mathbf{F} = \mathbf{t} dS = \underline{\underline{\sigma}} \cdot \mathbf{n} dS. \quad (1.11)$$

Ce tenseur a pour but de modéliser les efforts internes à un système engendrés par sa propre déformation. Ainsi (1.10) devient :

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m} \rho \mathbf{u} dV = \int_{V_m} \rho \mathbf{g} dV + \int_{A_m} \underline{\underline{\sigma}} \cdot \mathbf{n} dS, \quad (1.12)$$

et en appliquant le théorème de Green-Ostrogradsky au second terme de droite on obtient :

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m} \rho \mathbf{u} dV = \int_{V_m} \rho \mathbf{g} dV + \int_{V_m} \nabla \cdot \underline{\underline{\sigma}} dV, \quad (1.13)$$

et en appliquant le théorème de transport au terme de gauche associé au théorème de Green-Ostrogradsky on obtient :

$$\int_{V_m} \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} dV + \int_{V_m} \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) dV = \int_{V_m} \rho \mathbf{g} dV + \int_{V_m} \nabla \cdot \underline{\underline{\sigma}} dV, \quad (1.14)$$

ce qui se simplifie en :

$$\int_{V_m} \left[\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) - \rho \mathbf{g} - \nabla \cdot \underline{\underline{\sigma}} \right] dV = 0. \quad (1.15)$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement est donc :

$$\boxed{\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) - \rho \mathbf{g} - \nabla \cdot \underline{\underline{\sigma}} = 0.} \quad (1.16)$$

Généralement, dans l'écriture du tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$ il est commode de séparer les contraintes dues à la pression des contraintes mécaniques (viscosité, plasticité, etc.). Ainsi $\underline{\underline{\sigma}}$ se réécrit sous la forme :

$$\underline{\underline{\sigma}} = -p \mathbf{I} + \underline{\underline{\tau}} \quad (1.17)$$

avec $\underline{\underline{\tau}}$ le tenseur des contraintes mécaniques. Les contraintes de pression agissent de façon isotrope alors que les contraintes mécaniques sont liées à la déformation du système. La pression p ne dépend que de l'état thermodynamique du système. Nous verrons dans la suite du manuscrit l'importance de cette décomposition dans l'écriture des équations utilisées en détonique.

1.1.3 Bilan d'énergie

Nous allons nous intéresser à la troisième loi de conservation qui concerne l'énergie totale d'un système. Pour cela, nous faisons appel au premier principe de la thermodynamique qui dit que la variation d'énergie totale d'un système est égale à la somme des puissances (mécaniques et thermiques) reçues par le système. Le premier principe de la thermodynamique se traduit en équation sous la forme suivante :

$$\frac{d}{dt} \underbrace{\int_{V_m} \rho e dV}_{\text{énergie interne}} + \underbrace{\int_{V_m} \frac{1}{2} \rho \mathbf{u}^2 dV}_{\text{énergie cinétique}} = \underbrace{\dot{W}}_{\text{puissance mécanique}} + \underbrace{\dot{Q}}_{\text{puissance thermique}}. \quad (1.18)$$

Le travail mécanique W est défini par la relation :

$$\delta W = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{x}, \quad (1.19)$$

avec $d\mathbf{x}$ le vecteur déplacement infinitésimal. On en déduit alors que :

$$\dot{W} = \mathbf{F} \cdot \mathbf{u} = \int_{V_m} \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} dV + \int_{A_m} \underline{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{n} dS. \quad (1.20)$$

De même, en considérant \mathbf{q} le flux de chaleur, la puissance thermique s'écrit :

$$\dot{Q} = - \int_{A_m} \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} dS. \quad (1.21)$$

En notant E l'énergie totale massique que $E = e + \frac{1}{2} \|\mathbf{u}\|^2$, l'équation (1.18) devient :

$$\boxed{\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot \rho E \mathbf{u} = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot (\underline{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{u}) - \nabla \cdot \mathbf{q}.} \quad (1.22)$$

1.1.4 Bilan sur les équations fondamentales

Dans les sections précédentes, les trois équations fondamentales de la mécanique des milieux continus ont été présentées. Les équations ne suffisent pas à résoudre un problème de mécanique. En l'état, le système est sur-contraint. En tout point du système pour lequel on cherche à déterminer l'écoulement, les inconnues sont constituées de la masse volumique ρ , de l'énergie interne e , du vecteur vitesse \mathbf{u} (trois inconnues) et du tenseur des contraintes $\underline{\boldsymbol{\sigma}}$ (six inconnues : trois termes diagonaux plus trois termes extra-diagonaux). Cela porte à onze le nombre d'inconnues du système contre cinq équations (deux équations scalaires plus une équation vectorielle) pour le résoudre. Il s'agit du problème classique de fermeture des équations dont souffre la mécanique des milieux continus.

Pour pallier ce manque d'information, il faut ajouter au système une loi modélisant le tenseur des contraintes, ce qui porte à dix le nombre d'équations. Cette loi prend le nom générique de loi de comportement. Elle est inhérente à la nature des matériaux traités alors que les équations de conservation revêtent un caractère « universel ». On comprend facilement qu'à un effort de même intensité, un acier ne se comportera pas de la même façon qu'un plastique. Tout l'enjeu se trouve désormais, dans le choix de modélisation du comportement du milieu. La loi de comportement ne traduit que les effets purement mécaniques. Or, l'expérience montre qu'un acier chauffé voit son volume augmenter, ce qui prouve qu'un apport de chaleur peut engendrer une déformation et donc des contraintes. C'est le phénomène de dilatation. Réciproquement, un matériau contraint voit sa température évoluer. On peut citer ici l'échauffement par frottement, au cœur du procédé de soudage par friction.

On ne peut donc pas se contenter d'une description seulement mécanique des matériaux qui ne pourrait reproduire l'expérience. Il manque un lien entre les comportements mécanique et thermodynamique du système. Il apparaît donc nécessaire d'inclure les effets thermiques au modèle mécanique pour aboutir à une modélisation thermomécanique. L'équation de conservation de l'énergie totale assure le lien entre sollicitations mécaniques et effets thermiques.

C'est pourquoi, il est nécessaire d'ajouter une onzième équation de fermeture pour représenter ce lien. C'est le rôle de l'équation d'état¹. Elle lie l'énergie interne à la pression et à la densité et permet ainsi de traduire l'effet de la température en contrainte et inversement. Là aussi, l'équation d'état est spécifique au système étudié.

Nous aboutissons alors à un système avec onze inconnues et onze équations. Il est donc fermé et sa résolution peut être envisagée. Un résumé du problème posé est présenté avec le tableau 1.1.

TABLEAU 1.1 – Equations de la mécanique des milieux continus

Signification	Formalisme mathématique	Inconnues introduites
Conservation de la masse	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0$	ρ et \mathbf{u}
Conservation de la quantité de mouvement	$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) - \rho \mathbf{g} - \nabla \cdot \underline{\boldsymbol{\sigma}} = 0$	$\underline{\boldsymbol{\sigma}}$
Conservation de l'énergie	$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot \rho E \mathbf{u} = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot (\underline{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{u}) - \nabla \cdot \mathbf{q}$	E
Loi de comportement	$\underline{\boldsymbol{\sigma}} = f(\boldsymbol{\epsilon})$	
Equation d'état	$e = f(\underline{\boldsymbol{\sigma}}, \rho)$	

1.2 Physique des chocs

Les équations présentées dans la section précédente sont valables quelque soit le matériau continu étudié. Nous allons voir dans cette partie que dans le cadre de la détonique des simplifications peuvent être envisagées et certains aspects doivent être modifiés car le matériau n'est plus continu. Désormais, la matière comporte des chocs qui se propagent en son sein. Un choc est une discontinuité d'état thermodynamique et de vitesse matérielle au sein de la matière. Ainsi, une onde de choc désigne la propagation de la discontinuité. Au passage d'un choc, le matériau voit son entropie augmenter. En revanche, la variation d'état thermodynamique et de vitesse matérielle se faisant sur une distance infinitésimale et sur un temps très bref, alors, le choc est considéré adiabatique.

Ces caractéristiques de la détonique impliquent une ré-écriture de certaines des équations fondamentales. Il est à noter que, dans cette section, l'explosif est toujours considéré inerte. On ne traite pas le caractère réactif du matériau. En revanche, on lui associe des grandeurs physiques d'amplitude cohérente.

1. En anglais : *Equation Of State* (EOS)

1.2.1 Ré-écriture des équations

D'après la section 1.1.2, le principe fondamental de la dynamique appliqué à un système continu fermé s'écrit :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) - \rho \mathbf{g} - \nabla \cdot (-p \mathbf{I} + \underline{\boldsymbol{\tau}}) = 0. \quad (1.23)$$

Un ensemble de variables adimensionnées est choisi :

- $p^* = p/p_0$; avec p_0 la pression de choc caractéristique
- $\underline{\boldsymbol{\tau}}^* = \underline{\boldsymbol{\tau}}/\sigma_y$; avec σ_y la limite élastique du matériau considéré
- $\mathbf{u}^* = \mathbf{u}/u_0$; avec u_0 la vitesse matérielle associée à l'état choqué
- $\nabla^* = \nabla/l_0$; avec l_0 la longueur caractéristique de l'écoulement
- $t^* = t/t_0$; avec $t_0 = l_0/u_0$
- $\rho^* = \rho/\rho_0$; avec ρ_0 la masse volumique associée à l'état choqué

Ainsi on obtient :

$$(1.23) \Leftrightarrow \frac{\partial \rho_0 \rho^* u_0 \mathbf{u}^*}{t_0 \partial t^*} + \frac{1}{l_0} \nabla^* \cdot (\rho_0 \rho^* u_0 \mathbf{u}^* \otimes u_0 \mathbf{u}^*) - \rho_0 \rho^* \mathbf{g} + \frac{1}{l_0} \nabla^* \cdot \underline{\mathbf{p}} - \frac{1}{l_0} \nabla^* \cdot \sigma_y \underline{\boldsymbol{\tau}}^* = 0 \quad (1.24)$$

$$(1.23) \Leftrightarrow \frac{\rho_0 u_0}{t_0} \frac{\partial \rho^* \mathbf{u}^*}{\partial t^*} + \frac{\rho_0 u_0^2}{l_0} \nabla^* \cdot (\rho^* \mathbf{u}^* \otimes \mathbf{u}^*) - \rho_0 \rho^* \mathbf{g} + \frac{p_0}{l_0} \nabla^* \cdot \underline{\mathbf{p}} - \frac{\sigma_y}{l_0} \nabla^* \cdot \underline{\boldsymbol{\tau}}^* = 0 \quad (1.25)$$

$$\frac{t_0}{\rho_0 u_0} \times (1.25) \Leftrightarrow \frac{\partial \rho^* \mathbf{u}^*}{\partial t^*} + \nabla^* \cdot (\rho^* \mathbf{u}^* \otimes \mathbf{u}^*) - \frac{t_0}{u_0} \rho^* \mathbf{g} + \frac{p_0}{\rho_0 u_0^2} \nabla^* \cdot \underline{\mathbf{p}} - \frac{\sigma_y}{\rho_0 u_0^2} \nabla^* \cdot \underline{\boldsymbol{\tau}}^* = 0 \quad (1.26)$$

L'équation (1.26) fait apparaître deux nombres adimensionnels, $\frac{p_0}{\rho_0 u_0^2}$ et $\frac{\sigma_y}{\rho_0 u_0^2}$, qu'il est judicieux de comparer. La contribution de la gravité peut être négligée dans notre cas. Le rapport des deux nombres adimensionnels vaut : $\frac{\sigma_y}{p_0}$ et est donné pour plusieurs matériaux dans la table 1.2. Pour les besoins du calcul, nous avons choisi de prendre $p_0 = 6 \text{ GPa}$ qui constitue un ordre de grandeur des basses pressions de choc atteintes au sein des matériaux. Compte tenu de la valeur du rapport $\frac{\sigma_y}{p_0}$, on en déduit que la contribution déviatorique du tenseur des contraintes est négligeable. Ainsi les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, dans le cadre de la détonique, se simplifient :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) + \nabla \cdot \underline{\mathbf{p}} = 0 \quad (1.27)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot \rho E \mathbf{u} + \nabla \cdot (p \cdot \mathbf{u}) + \nabla \cdot \mathbf{q} = 0 \quad (1.28)$$

La loi de comportement n'est plus indispensable. Seule l'équation d'état est nécessaire pour décrire le comportement mécanique des matériaux dans l'écoulement.

Enfin, le choc étant considéré adiabatique et l'écoulement derrière ce dernier ayant des temps caractéristiques très faibles, le transfert de chaleur par conduction avec le milieu externe peut être négligé. L'équation de conservation de l'énergie se simplifie encore :

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho E + p) \mathbf{u} = 0. \quad (1.29)$$

TABLEAU 1.2 – Rapport de la limite élastique ou de la limite à la striction sur la pression de choc caractéristique pour plusieurs matériaux

Matériaux inertes	Limite élastique σ_y (GPa)	$\frac{\sigma_y}{p_0}$
Acier S235	$2,35 \times 10^{-1}$	$3,9 \times 10^{-2}$
Aluminium	$2,00 \times 10^{-2}$	$3,4 \times 10^{-3}$
Cuivre	$4,00 \times 10^{-2}$	$6,7 \times 10^{-3}$
Tantale	$1,80 \times 10^{-1}$	$3,0 \times 10^{-2}$
Matériaux énergétiques	Limite à la striction σ_s (GPa)	$\frac{\sigma_s}{p_0}$
PBX 9011	$3,5 \times 10^{-3}$	$5,8 \times 10^{-4}$
PBX 9501	$2,2 \times 10^{-3}$	$3,7 \times 10^{-4}$
PBX 9502	$6,9 \times 10^{-3}$	$1,1 \times 10^{-3}$

1.2.2 Synthèse sur les équations de la détonique

Après avoir démontré les équations fondamentales permettant l'étude du comportement des matériaux continus soumis à une sollicitation nous les avons écrites dans le cadre de la détonique. Il est à noter que dans ces hypothèses, les matériaux sont traités purement en hydrodynamique. Ils suivent tous les équations d'Euler (11.7) à (11.9) quelque soit leur état physique.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0 \quad (1.30)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + \underline{\mathbf{p}} \mathbf{I}) = 0 \quad (1.31)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho E + p) \mathbf{u} = 0 \quad (1.32)$$

Ces équations sont présentées sous forme conservative, c'est-à-dire qu'elles s'écrivent sous la forme générique :

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \nabla \cdot F(w) = 0, \text{ avec } w = [\rho, \rho \mathbf{u}, \rho E]^T \text{ et } F(w) = [\rho \mathbf{u}, \rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p, (\rho E + p) \mathbf{u}]^T \quad (1.33)$$

avec w un vecteur de variables conservatives et $F(w)$ le flux associé.

Ainsi, l'ensemble des équations, présenté dans le tableau 1.1, peut être simplifié en quatre relations que constituent les trois équations d'Euler plus une équation d'état. Ce sont les équations fondamentales pour l'étude mécanique des matériaux énergétiques inertes dans un milieu homogène et continu.

1.2.3 Relations de Rankine-Hugoniot

Dès lors que l'on s'intéresse au comportement des explosifs sous choc, il devient nécessaire de considérer un matériau discontinu, au sens de ses propriétés telles que la densité, la température, *etc.* Il est possible de déterminer un ensemble de relations entre les états amont et aval de l'onde de choc qui constituent une surface singulière. Pour cela, appuyons-nous sur le schéma 1.1. La présence d'une surface singulière (onde de choc) impose la division du domaine matériel initial en deux sous-parties V_m^+ et V_m^- , de telle sorte que

$$V_m = V_m^+ \cup V_m^- \quad (1.34)$$

A l'intérieur des sous-domaines, les grandeurs sont continues. En revanche, au travers de la surface singulière S , les grandeurs présentent une discontinuité. On définit le saut d'une grandeur f arbitraire comme

$$[[f]] = f^+ - f^- \quad (1.35)$$

où f^+ et f^- représentent respectivement les limites à gauche et à droite en un point de S . La surface S peut être animée d'une vitesse $w_n \mathbf{n}$ et se propage ainsi dans V_m . On définit alors la composante normale de la vitesse de la matière par rapport à la surface comme

$$u_n = (\mathbf{u} - \mathbf{w}_n) \cdot \mathbf{n} \quad (1.36)$$

avec \mathbf{n} le vecteur normal unitaire à la surface singulière.

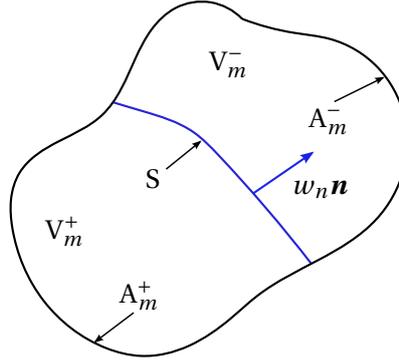


FIGURE 1.1 – Volume matériel V_m présentant une surface singulière S . Les volumes V_m^+ et V_m^- représentent les sous-domaines séparés par S .

1.2.3.1 Bilan de masse

D'après la relation (1.34), on peut légitimement écrire :

$$\int_{V_m} \rho dv = \int_{V_m^+} \rho dv + \int_{V_m^-} \rho dv. \quad (1.37)$$

En appliquant le théorème de transport aux deux sous-domaines on obtient les relations suivantes².

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m^+} \rho dv = \int_{V_m^+} \frac{\partial \rho}{\partial t} dv + \int_{A_m^+} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} ds + \int_S \rho^+ w_n ds \quad (1.38)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m^-} \rho dv = \int_{V_m^-} \frac{\partial \rho}{\partial t} dv + \int_{A_m^-} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} ds - \int_S \rho^- w_n ds \quad (1.39)$$

On introduit la vitesse relative u_n dans les équations (1.38) et (1.39) :

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m^+} \rho dv = \int_{V_m^+} \frac{\partial \rho}{\partial t} dv + \int_{A_m^+ \cup S} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} ds - \int_S \rho^+ u_n^+ ds, \quad (1.40)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m^-} \rho dv = \int_{V_m^-} \frac{\partial \rho}{\partial t} dv + \int_{A_m^- \cup S} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} ds + \int_S \rho^- u_n^- ds, \quad (1.41)$$

puis en appliquant le théorème de Green-Ostrogradsky et par sommation des deux équations précédentes, on obtient :

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m} \rho dv = \int_{V_m} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} \right) dV + \int_S [[\rho u_n]] ds. \quad (1.42)$$

La conservation de la masse au sein de V_m permet d'en déduire la première relation de saut (1.43) qui traduit la conservation du débit de masse à travers la surface singulière.

$$[[\rho u_n]] = 0 \quad (1.43)$$

2. La normale sortante au domaine V_m^- est $-\mathbf{n}$.

1.2.3.2 Bilan de quantité de mouvement

Un raisonnement équivalent à celui pour le bilan de masse peut être fait concernant la quantité de mouvement. On obtient alors la relation de saut (1.44) qui traduit le saut de vitesse immédiat de la matière au passage d'un choc.

$$\llbracket \underline{\sigma} \rrbracket \cdot \underline{n} - \rho u_n \llbracket \underline{u} \rrbracket = 0 \quad (1.44)$$

Dans le cas de la physique des chocs, nous avons montré que le tenseur des contraintes peut se simplifier de sorte à ne prendre en compte que l'effet de la pression : $\underline{\sigma} = -p\underline{\mathbf{I}}$. Ainsi l'équation (1.44) peut se ré-écrire sous la forme (1.45).

$$\llbracket p\underline{\mathbf{I}} \cdot \underline{n} + \rho u_n \underline{u} \rrbracket = 0 \quad (1.45)$$

1.2.3.3 Bilan d'énergie

Par un raisonnement tout à fait analogue sur le premier principe de la thermodynamique, il est possible d'établir la troisième relation de Rankine-Hugoniot (1.46).

$$\llbracket \left(\rho e + \frac{1}{2} \rho \underline{u} \cdot \underline{u} \right) u_n \rrbracket + \llbracket \underline{q} - \underline{\sigma} \cdot \underline{u} \rrbracket \cdot \underline{n} = 0 \quad (1.46)$$

Cette relation se simplifie dans le cas particulier de la physique des chocs, c'est-à-dire sans flux thermique et avec une contrainte uniforme et isotrope due à la pression.

$$\llbracket \left(\rho e + \frac{1}{2} \rho \underline{u} \cdot \underline{u} \right) u_n \rrbracket + \llbracket p\underline{\mathbf{I}} \cdot \underline{u} \rrbracket \cdot \underline{n} = 0 \quad (1.47)$$

1.2.3.4 Application des relations de Rankine-Hugoniot au choc plan stationnaire

Au fil de cette section, les relations de sauts de Rankine-Hugoniot ont été présentées. Elles font partie intégrante de l'étude des matériaux sous chocs. Les équations fondamentales de la mécanique des milieux continus s'appliquent de part et d'autre de la discontinuité (choc) pour caractériser l'écoulement et les relations de saut permettent de faire le lien entre les deux milieux.

À titre d'exemple, nous allons déterminer les relations de saut pour un choc plan stationnaire se déplaçant à une vitesse D dans un milieu initialement au repos, indicé 0. Le milieu en aval de l'onde de choc sera indicé 1. L'application des relations de saut dans un repère lié au front de choc donne le système d'équation suivant :

$$\rho_0 (D - u_0) = \rho_1 (D - u_1), \quad (1.48)$$

$$\rho_0 (D - u_0)^2 + p_0 = \rho_1 (D - u_1)^2 + p_1, \quad (1.49)$$

$$\left(\rho_0 e_0 + \frac{1}{2} \rho_0 (D - u_0)^2 \right) (D - u_0) + p_0 (D - u_0) = \left(\rho_1 e_1 + \frac{1}{2} \rho_1 (D - u_1)^2 \right) (D - u_1) + p_1 (D - u_1). \quad (1.50)$$

Nous allons maintenant réécrire les termes afin de faire apparaître quelques relations caractéristiques des ondes de choc planes. Les équations (1.48) à (1.50) peuvent se combiner pour donner :

$$\rho_0 (D - u_0) = \rho_1 (D - u_1) \quad (1.51)$$

$$p_1 - p_0 = \rho_0^2 (D - u_0)^2 (v_0 - v_1) \quad (1.52)$$

$$e_0 + \frac{1}{2} (D - u_0)^2 + \frac{p_0}{\rho_0} = e_1 + \frac{1}{2} (D - u_1)^2 + \frac{p_1}{\rho_1} \quad (1.53)$$

La relation (1.52) est l'équation de la droite de Rayleigh-Michelson dans le plan de Clapeyron (p, v) . La quantité $\rho_0(D - u_0)$ représente le débit de masse à travers le choc. La combinaison des équations (1.52) et (1.53) mène à la relation.

$$e_1 - e_0 = \frac{1}{2}(P_0 + P_1)(v_0 - v_1), \quad (1.54)$$

autrement appelée, adiabatique dynamique ou courbe d'Hugoniot. Elle représente l'ensemble des points (P, v) atteignables au passage d'une onde de choc dans un matériau donné. Finalement, le système d'équation obtenu pour résoudre le problème du choc plan est composé des équations suivantes.

$$\rho_0(D - u_0) = \rho_1(D - u_1) \quad (1.55)$$

$$p_1 - p_0 = \rho_0^2(D - u_0)^2(v_0 - v_1) \quad (1.56)$$

$$e_1 - e_0 = \frac{1}{2}(P_0 + P_1)(v_0 - v_1) \quad (1.57)$$

Le système est fermé car l'on peut compter cinq inconnues $(p, \rho, e, u$ et $D)$ pour quatre équations : les trois équations de choc plus l'équation d'état du matériau $e(p, v)$. Ainsi en ce donnant une vitesse de choc D , le système est entièrement déterminé.

En physique des chocs dans les solides, une hypothèse est prise quant à la relation entre la vitesse du choc et la vitesse matérielle. Il s'agit de la loi linéaire (1.58) déterminée expérimentalement. Elle se vérifie pour les métaux et les explosifs. Les paramètres c_0 et s sont propres à chaque matériau.

$$D = c_0 + su \quad (1.58)$$

Cette équation permet de raisonner dans le plan de Clapeyron, tout en s'affranchissant de l'équation d'état du matériau, à partir des équations (1.55) à (1.57) modifiées et présentées ci-dessous.

$$\eta = \frac{v_1}{v_0} \quad (1.59)$$

$$D = \frac{c_0 + \eta su_0}{1 + s(\eta - 1)} \quad (1.60)$$

$$p_1 = p_0 + \rho_0(1 - \eta) \frac{(c_0 + u_0(s - 1))^2}{(1 + s(\eta - 1))^2} \quad (1.61)$$

Chapitre 2

Caractérisation des explosifs

Sommaire

2.1 Présentation générale des grandes familles d'explosifs	13
2.1.1 Les explosifs coulés-fondus	14
2.1.2 Les explosifs comprimés	14
2.1.3 Les explosifs composites	15
2.2 Les ingrédients	16
2.2.1 Les charges réactives	16
2.2.2 Synthèse sur les charges réactives	22
2.2.3 Les liants	22
2.2.4 Les additifs	25
2.3 Explosifs étudiés	27

Les matériaux énergétiques, et plus précisément les explosifs, étant l'objet d'étude des travaux rapportés dans ce manuscrit, il convient tout naturellement de commencer par les caractériser. Dans ce chapitre, nous ne reviendrons pas en détails sur les définitions données en introduction mais nous nous attarderons à exposer quelques unes de leurs propriétés pertinentes pour notre étude.

La formulation des explosifs relève d'une science dont on peut se risquer à dire qu'elle est semblable à la cuisine! En effet, nous le verrons dans la première partie de ce chapitre, où les termes « malaxage », « cuisson », etc. viendront accompagner la description succincte des recettes de fabrication.

C'est alors, tout naturellement, que dans une seconde partie, nous détaillerons les ingrédients nécessaires à la formulation. Seuls ceux ayant trait à notre étude seront présentés. En revanche, pour le lecteur curieux, une description exhaustive peut être trouvée dans [108].

Enfin, nous quitterons le « laboratoire » pour nous intéresser aux effets des ingrédients sur les propriétés macroscopiques des explosifs.

2.1 Présentation générale des grandes familles d'explosifs

Les explosifs peuvent être classés en trois grandes familles qui diffèrent les unes des autres par leur procédé de fabrication. Ce dernier influe sur leurs propriétés et donc nécessairement sur leurs réponses à une sollicitation. Cette partie passe en revue ces trois grandes familles en présentant les grandes différences qui les dissocient, et les replace dans leur cadre historique.

2.1.1 Les explosifs coulés-fondus

Il s'agit de la plus ancienne famille d'explosifs secondaires. Elle est née avec les brevets (15089 et 167512) déposés en 1885 par le chimiste français Turpin. Il travaille alors sur « l'invention du chargement rationnel, méthodique et pratique des projectiles creux par des composés nitrés de la série aromatique, notamment l'acide picrique, sans addition d'agents oxydants, par voie de fusion ». La mélinite (acide picrique) et le procédé de type coulé-fondu étaient nés.

Par la suite, au cours de la première guerre mondiale, le TNT a remplacé la mélinite. Enfin, lors de la seconde guerre mondiale, dans un souci d'augmentation des performances, des grains de **Research Development eXplosive (RDX)** ont été ajoutés au TNT qui est alors utilisé comme liant fusible et assure la cohésion mécanique de l'explosif. Qui plus est, le TNT a une température de fusion peu élevée ($\sim 80^\circ\text{C}$), ce qui permet l'inclusion des charges en toute sécurité. Il faut attendre les années 1950-1960 pour voir apparaître le **High Melting point eXplosives (HMX)** et les années 80 pour l'**Oxynitrotriazole (ONTA)**, dans les chargements. La dénomination Tolite a alors fait place aux noms Hexolite, Octolite et Ontalite respectivement aux charges incluses. Une attention toute particulière doit être portée au refroidissement de la munition afin d'éviter l'apparition de retassures. Il s'agit là de la même problématique qu'en fonderie métallique.

La figure 2.1 présente la micro-structure d'un explosif coulé-fondu à base d'ONTA (60 %) et de TNT(40 %). Peu de porosités sont apparentes. Les charges réactives sont bien distinctes parmi le liant. Une description très détaillée des modèles d'amorçage pour ces compositions peut être trouvée dans [37].

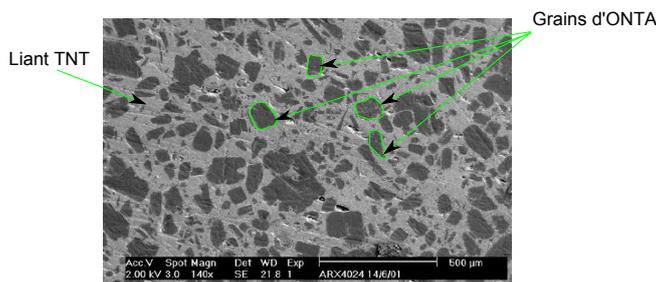


FIGURE 2.1 – Micro-structure d'un explosif coulé-fondu de type ontalite

2.1.2 Les explosifs comprimés

Les explosifs comprimés ont été mis au point au **Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL)** en 1952, afin d'accroître la densité énergétique et donc la puissance des explosifs pour des applications nucléaires. Ils sont obtenus, comme leur nom l'indique, par pressage de billes d'explosifs constituant une poudre. Elle est, en réalité, le résultat de l'enrobage de grains d'explosifs par un liant plastique¹ ou par de la cire². Le liant permet, à la fois, la **flegmatisation** de l'explosif granulaire et la tenue mécanique du comprimé obtenu. Les charges peuvent également être graphitées afin d'éviter des contraintes de cisaillement trop importantes lors du pressage. La compression peut s'exercer de façon uniaxiale ou isostatique. Les pressions mises en jeu, pour la fabrication, sont de l'ordre de 100 MPa à 300 MPa à des températures pouvant aller jusqu'à 160°C .

Ils ont, comme caractéristique principale, une porosité résiduelle importante due au procédé de fabrication et un taux de chargement assez élevé, de l'ordre de 80 % à 97 %. La figure 2.2 présente la micro-structure d'un explosif comprimé. On aperçoit des points

1. Téflon, Nylon, Viton, etc.

2. Paraffines, cires d'abeilles, etc.

noirs au sein des grains. Il s'agit de la porosité intra-granulaire³ à partir de laquelle les modèles d'amorçage qui traitent de ces explosifs sont essentiellement basés, afin d'expliquer le phénomène de TCD. On parle généralement de modèle d'implosion de pore car l'amorçage est piloté par l'implosion des pores, contenant de l'air, au passage du choc.

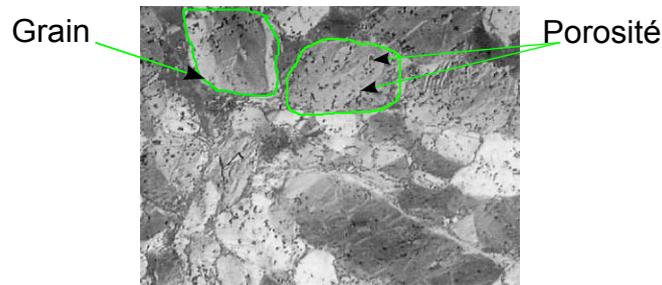


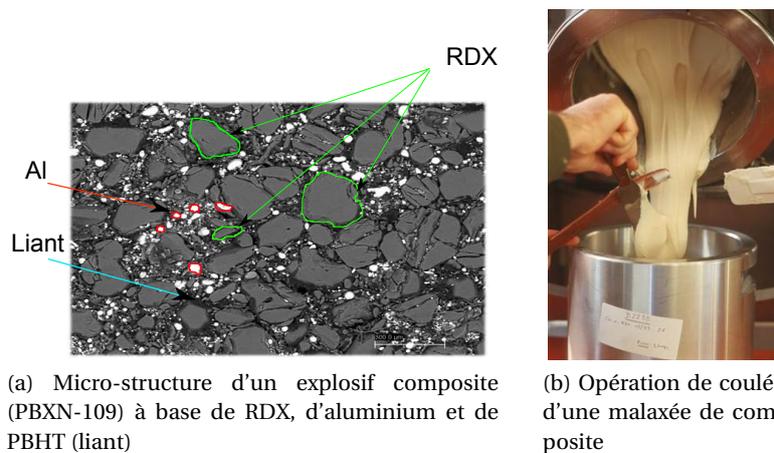
FIGURE 2.2 – Micro-structure d'un explosif comprimé

2.1.3 Les explosifs composites

Les explosifs composites sont dérivés de la technologie des propergols. Il s'agit d'une matrice plastique liquide et polymérisable intégrant des charges réactives (HMX, RDX, etc.) et des additifs comme le perchlorate d'ammonium ou l'aluminium. Leur procédé de fabrication comporte trois étapes.

1. Le malaxage : mélange intime du liant polymérisable et des charges.
2. La coulée : remplissage du moule ou de la munition sous vide, représentée sur la figure 2.3b.
3. La polymérisation : réticulation du liant plastique par chauffage en étuve.

L'avantage de ces compositions réside dans le choix très important de liants disponibles suivant les propriétés mécaniques recherchées. Ce dernier peut également être énergétique. Leur micro-structure (cf figure 2.3a) présente une faible porosité et une homogénéité très bonne. Ce type d'explosif nécessite une fraction massique de liant comprise entre 10 % et 20 % pour assurer que la composition ne soit pas trop visqueuse et reste coulable.



(a) Micro-structure d'un explosif composite (PBXN-109) à base de RDX, d'aluminium et de PBHT (liant)

(b) Opération de coulée d'une malaxée de composite

FIGURE 2.3 – Exemple de micro-structure d'un explosif composite (à gauche) et d'une opération de coulée (à droite)

3. Il y a également de la porosité extra-granulaire.

2.2 Les ingrédients

Les différentes familles d'explosifs ont été présentées précédemment. Nous allons désormais détailler les ingrédients nécessaires à leur fabrication. On distingue alors trois types d'ingrédients : les charges réactives, responsables du caractère énergétique du matériau ; le liant, nécessaire à la tenue mécanique de ce dernier ; et enfin les additifs, utilisés pour obtenir un effet particulier.

Au cours de cette partie, nous nous efforcerons de décrire précisément chacun des ingrédients rentrant dans la composition d'un explosif. Seuls ceux présents dans nos matériaux d'intérêt seront détaillés.

2.2.1 Les charges réactives

Les charges réactives constituent le cœur des matériaux énergétiques. Ce sont elles qui sont responsables des effets recherchés lors du fonctionnement du matériau. Elles prennent généralement l'aspect d'une poudre, constituée de cristaux formés par les molécules explosives.

La particularité des molécules explosives réside dans le fait qu'oxydant et réducteur sont contenus au sein de la même molécule, alors qu'un mélange gazeux explosible est constitué d'un oxydant (généralement O_2) et d'un réducteur (CH_4 , H_2 ,...), tous deux dissociés.

Le principe de décomposition d'un explosif reposant sur le mécanisme d'oxydoréduction, la balance en oxygène (**Oxygen Balance (OB)**) permet de classer les molécules. Il s'agit de la quantité d'oxygène restante après l'oxydation de l'hydrogène, du carbone et des métaux. Une balance négative est synonyme d'un déficit en oxygène et donc d'une oxydation incomplète des produits de réactions. Ces derniers pourront alors réagir dans un second temps avec l'oxygène de l'air. C'est la phase de post-combustion au cours de laquelle une boule de feu apparaît. Une étude détaillée de ce problème peut être trouvée dans la thèse de Courtaud [43].

À l'inverse, une balance positive signifie un excès d'oxygène au sein des produits de détonation. Le maximum d'énergie massique libéré est obtenu pour une balance en oxygène nulle. Cela revient à libérer toute l'énergie disponible lors de la décomposition de l'explosif en produits de détonation.

2.2.1.1 Trinitrotoluène

Le 2,4,6 trinitrotoluène ou plus communément appelé TNT a été découvert en 1863 par Wilbrand. Son usage en tant que molécule explosible a été découvert bien après, en 1891 par Haeussermann. Sa formule brute est $C_7H_5N_3O_6$ et sa représentation est donnée avec la figure 2.4a. Une fois cristallisé, le TNT possède une couleur jaune à orangé en fonction des impuretés. La figure 2.4b présente un échantillon de cristaux de TNT après synthèse. Les propriétés de détonation majeures du TNT sont données dans le tableau 2.1. Son faible point de fusion ($\sim 80^\circ C$) lui confère le statut d'explosif préférentiel pour être coulé mais également pour être utilisé en tant que liant actif dans les explosifs coulés-fondus du type hexolites, ontalites ou encore octolites. Le TNT possède une balance en oxygène de -73,97%, ce qui fait de lui un très bon candidat au phénomène de post-combustion. Les données de compression sont représentées sur la figure 2.5.

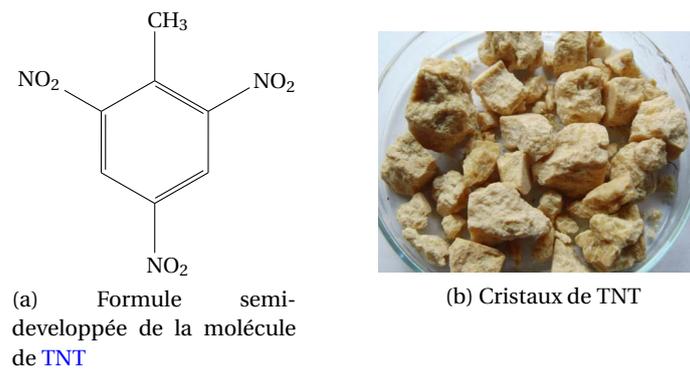


FIGURE 2.4 – TNT

TABLEAU 2.1 – Propriétés de détonation du TNT d'après [53]

ρ TMD ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	P_{CJ} (kbar)	D_{CJ} ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)
1654	190 ^a	6930 ^b

^a Pression de détonation mesurée pour une densité initiale de 1,63

^b Vitesse de détonation mesurée pour une densité initiale de 1,64

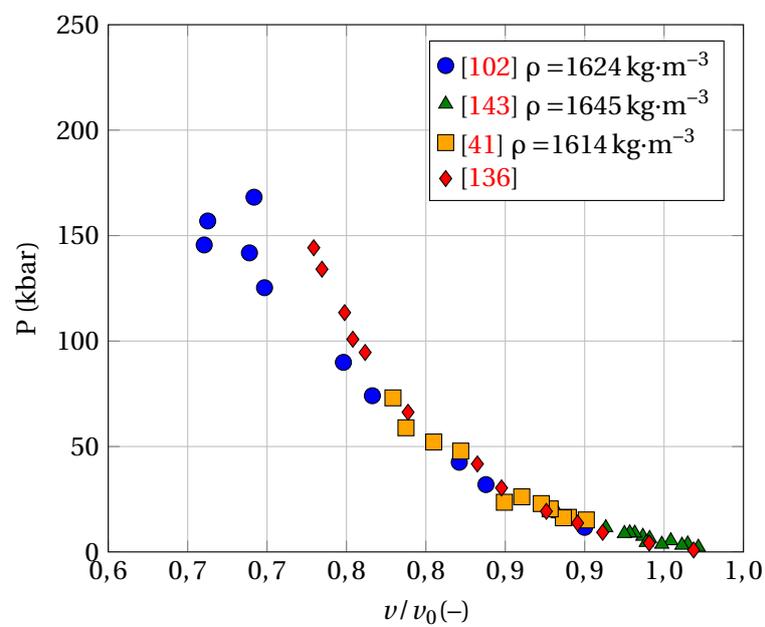


FIGURE 2.5 – Données de compression du TNT. Les données issues de [102, 41, 143] correspondent à des chocs et celles de [136] à des compressions isothermes.

2.2.1.2 Hexogène

Le **RDX**, ou 1,3,5-trinitro-hexahydro-1,3,5-triazine est appelé hexogène. La formule brute du RDX est $C_3H_6N_6O_6$ et sa représentation semi-développée est présentée avec la figure 2.6a. Un échantillon de cristaux de RDX est présenté sur la figure 2.6b. Il a été découvert en 1899 et peut être synthétisé au moyen de deux procédés. L'un dit de Bachmann et l'autre de Woolwich qui lui est antérieur. C'est avec ce dernier que le **HMX** se retrouve dans les produits de synthèse. Il existe sous différentes formes allotropiques. La phase la plus stable à l'ambiante est la phase α . Le diagramme de phase est présenté sur la figure A.1 en annexe, et les données de compressions et de chocs sur la figure 2.7.

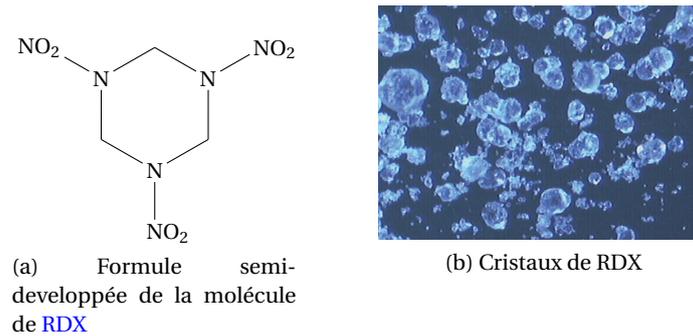


FIGURE 2.6 – RDX

On peut remarquer que les données de compressions isothermes sont en accord avec le diagramme de phases. En effet, les mesures d'Olinger *et al.* [114] d'une part, et celles d'Oswald *et al.* [115] et de Yoo *et al.* [148] d'autre part, présentent un décrochage aux alentours de 40 kbar. Cela correspond au passage de la phase α à la phase γ . En revanche, les calculs de dynamique moléculaire proposés par [110] ne semblent pas reproduire le changement de phase. Cette comparaison des différents jeux de données met en lumière les limites de l'utilisation d'une polaire de choc calibrée à bas niveau de pression. Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.7, la polaire de choc calibrée sur les données d'Olinger présente un écart à haute pression.

TABEAU 2.2 – Propriétés de détonation du RDX d'après [53]

ρ TMD ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	P_{CJ} (kbar)	D_{CJ} ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)
1806	338 ^a	8700 ^b

^a Pression mesurée pour une densité initiale de 1,77

^b Vitesse mesurée pour une densité initiale de 1,767

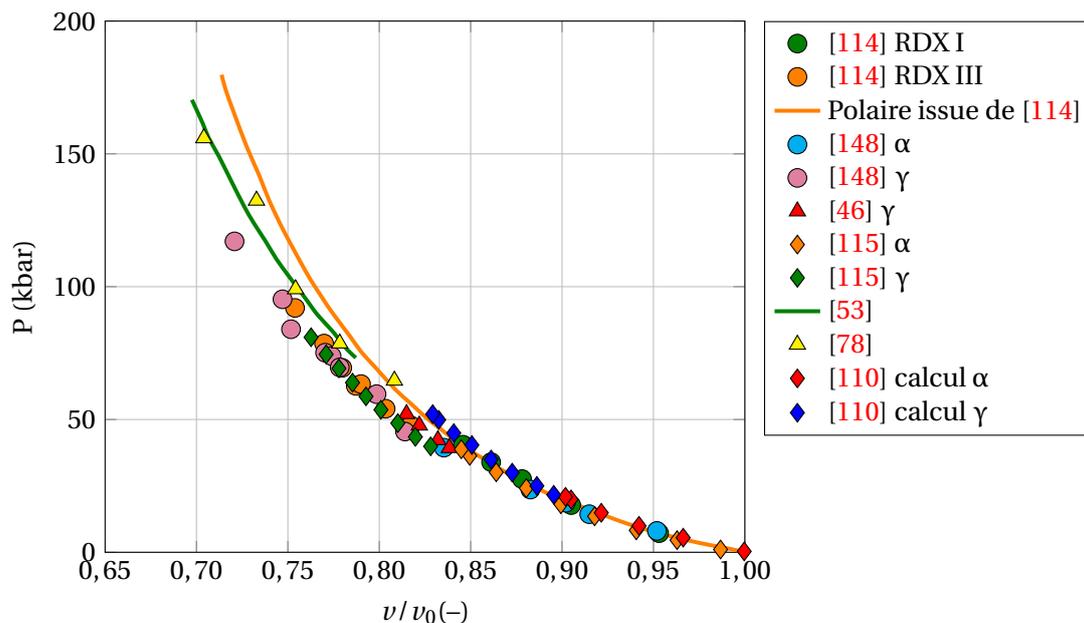


FIGURE 2.7 – Synthèse des données de compressions isothermes et par choc pour le RDX. Les données issues de [114, 148, 46, 115] correspondent à des essais de compressions isothermes alors que celles issues de [53, 78] correspondent à des essais de chocs plans. Enfin, les points de [110] sont issus de calculs.

2.2.1.3 Octogène

L'octogène ou cyclotétraméthylène tétramine ou encore dénommé octahydro-1,3,5,7-tetranitro-1,3,5,7 tetrazocine est une molécule explosive de la famille des nitramines, tout comme le RDX. Il est plus connu sous l'acronyme **HMX** pour *High Melting eXplosive* en raison de son haut point de fusion. Une légende lui attribue cet acronyme pour *Her Majesty eXplosive*, en raison de son origine britannique.

Il a été découvert en 1940 par Bachmann au cours de la synthèse de l'hexogène comme une impureté se trouvant dans les produits. Sa formule brute est $C_4H_8N_8O_8$ et sa formule semi-développée est présentée sur la figure 2.8. Les principales propriétés de détonation du HMX sont données dans le tableau 2.3.

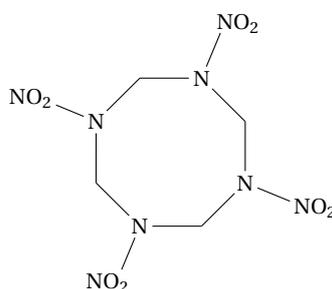


FIGURE 2.8 – Formule semi-développée de la molécule de **HMX**

Le HMX est un explosif à haut point de fusion. Il est polymorphique. Les différentes phases sont δ , γ , α et β . À l'état ambiant, il se trouve sous sa forme β . Ces différentes phases lui confèrent des sensibilités différentes. L'ordre décroissant de sensibilité (au choc), à conditions atmosphériques ambiantes, est le suivant : δ , γ , α , β .

TABLEAU 2.3 – Propriétés de détonation du HMX d’après [64]

ρ TMD(kg·m ⁻³)	P_{CJ} (kbar)	D_{CJ} (m·s ⁻¹)
1910 ^a	395 ^b	9110 ^c

^a Masse volumique mesurée de la phase β

^b Pression mesurée pour une densité initiale de 1,90

^c Vitesse mesurée pour une densité initiale de 1,89

La structure des phases et les changements de phase sont étudiés au moyen de la diffraction X. Saw a étudié la transition $\beta \rightarrow \delta$, en fonction de la température, au moyen de cette méthode [129]. Le diagramme de phase du HMX est donné sur la figure A.2 en annexe A.2. La connaissance des transitions de phase est importante afin d’expliquer certains comportements lors d’expérimentation ou bien afin de les prendre en compte dans les modèles physiques. Une transition de phase peut aussi bien entraîner une sensibilisation ou une flegmatisation de l’explosif. La figure 2.9 permet de mettre en évidence la transition de phase sous compression isotherme à 270 kbar et la transition de phase sous choc à 100 kbar d’après [147, 111]. Les travaux de Myint [111] ont montré l’apparition de nouvelles phases du HMX, ϕ et ϵ au delà de 100 kbar.

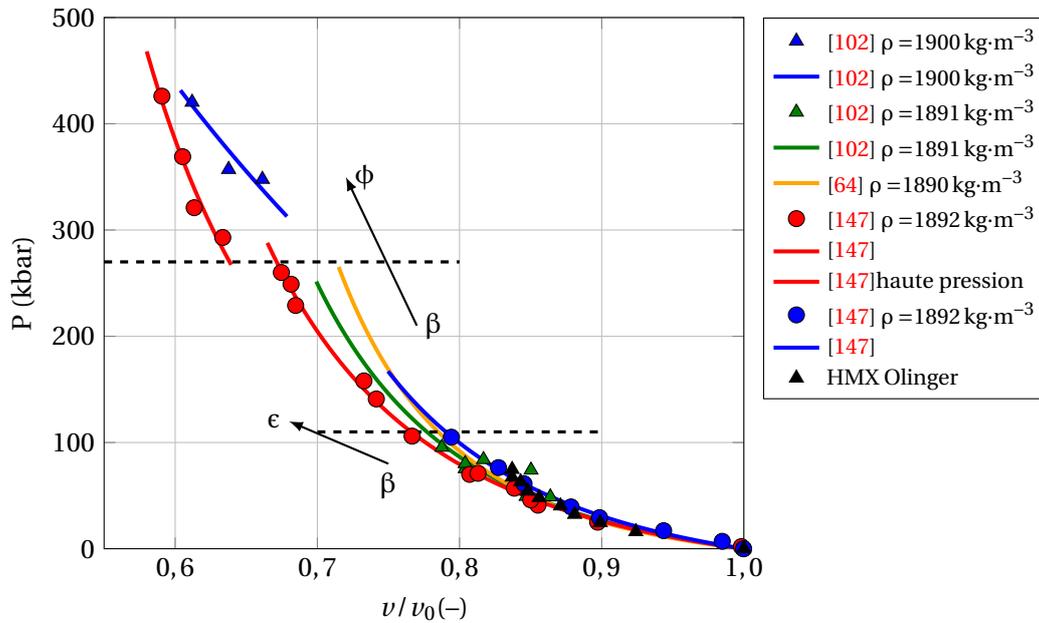


FIGURE 2.9 – Synthèse des données de compression sur le HMX. Les données représentées pour une densité de 1,9 concernent un mono-cristal de HMX alors que celles pour une densité de 1,891 et 1,89 correspondent aux données pour un HMX pressé. Les courbes de [147] présentent les données pour des compressions isothermes en cellules à enclumes en diamant.

2.2.1.4 Oxynitrotriazole

L'ONTA ou 3-oxynitrotriazole est une molécule explosive très peu sensible découverte dans les années 1979 en France ([Société Nationale des Poudres et Explosifs \(SNPE\)](#)) et aux États-Unis ([Los Alamos National Laboratory \(LANL\)](#)). Il est désormais largement utilisé dans les compositions très peu sensibles afin de satisfaire au mieux les critères de muratisation. Cette molécule possède une balance en oxygène négative égale à $-24,6\%$.

À ce jour, très peu de données sont disponibles dans la littérature en ce qui concerne la caractérisation de cette molécule explosive. Les premières données de compression isotherme ont été publiées par Zaug en 2015 [149] et sont présentées sur la figure 2.11. Les données de Chuzeville sont également présentes [37]. Il s'agit de la polaire de choc obtenue par inversion mathématique sur la polaire de choc d'un explosif contenant de l'ONTA. On peut remarquer que les données sont cohérentes jusqu'à une pression de l'ordre de 50 kbar. La position relative des données de compression isotherme et par choc est équivalente à celle observée précédemment pour le HMX, le RDX ou encore le TNT.

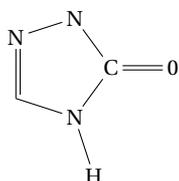


FIGURE 2.10 – Formule semi-développée de la molécule d'ONTA

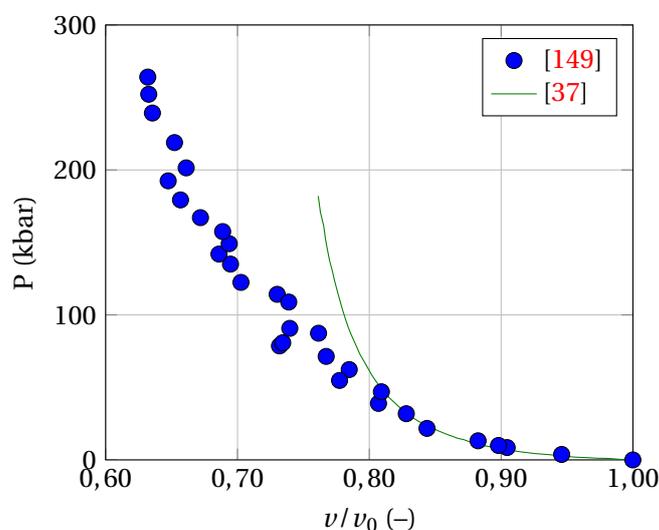


FIGURE 2.11 – Données de compression isotherme de l'ONTA issues de [149] et [37]. La courbe issue de [37] a été obtenue à partir de l'inversion mathématique des équations multiphasiques sur un explosif à base d'ONTA dont la polaire est connue.

TABEAU 2.4 – Propriétés de détonation de l'ONTA.

ρ TMD ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	P_{CJ} (kbar)	D_{CJ} ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)
1910	260 ^a	7860 ^b

^a Pression mesurée pour une densité initiale de 1,85 [97]

^b Vitesse mesurée pour une densité initiale de 1,80 [108]

2.2.2 Synthèse sur les charges réactives

Nous venons de présenter succinctement les principales propriétés des charges réactives utilisées dans la fabrication des explosifs composites et coulés-fondus. À partir des données de la littérature, Chuzeville a calculé les polaires de choc « universelles » des charges réactives afin de reproduire au mieux les courbes de compression [37]. Les paramètres sont donnés dans le tableau 2.5.

TABLEAU 2.5 – Synthèse des propriétés mécaniques, de détonation et thermodynamiques pour les explosifs purs

		TNT	RDX	HMX	ONTA
ρ	($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	1654	1806	1910	1910
D_{CJ}	($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	6930	8700	9110	7860
P_{CJ}	(kbar)	190	338	395	260
c_0^a	($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	2987	2792	2830	2078
s^a	(-)	1,363	1,622	1,983	2,02
Γ^a	(-)	1,2	1,05	1,28	0,35
c_p^a	($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	1040	1000,39	963,45	1031

^a Issus de [37]

2.2.3 Les liants

Comme nous l'avons vu en introduction de ce chapitre, la fabrication d'un explosif nécessite un liant afin d'assurer la cohésion des charges réactives et la tenue mécanique du matériau. Dans le cas des explosifs composites, ce liant doit être fluide pour permettre l'inclusion des grains de HMX, RDX, *etc.*; puis par malaxage l'homogénéisation du mélange. Ensuite, dans la phase de cuisson, le liant réticule et se solidifie.

Dans cette partie, nous nous intéresserons simplement à la caractérisation du PBHT qui est utilisé comme liant dans nos compositions d'intérêt.

2.2.3.1 PBHT

Le **Polybutadiène à terminaison hydroxyle ou hydroxytélchélique (PBHT)** est un liant polymère organique souvent utilisé dans la composition des propergols solides. Il se présente sous la forme d'un liquide translucide insoluble dans l'eau et particulièrement visqueux. Un agent réticulant permet de le solidifier lors de la cuisson. Comme son nom l'indique, le PBHT est une polymérisation du butadiène. Sa représentation semi-développée est proposée avec la figure 2.12.

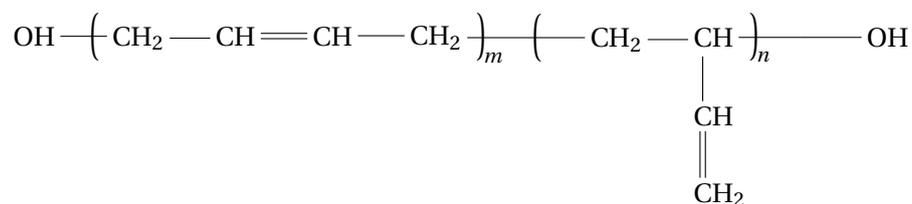


FIGURE 2.12 – Représentation semi-développée du polybutadiène

Récemment, à l'occasion de la conception de SpaceShipOne⁴, le PBHT a été choisi comme combustible principal, sans ajout de perchlorate d'ammonium, pour l'étage II de la propulsion. Dès lors, plusieurs équipes scientifiques l'ont caractérisé afin d'en déterminer les performances en combustion. La problématique majeure de l'emploi de PBHT comme combustible est sa faible vitesse de dégradation. En effet, le faible taux d'oxygène au sein du polymère ne permet pas une combustion. Ainsi, le PBHT se dégrade via le processus de pyrolyse⁵ après qu'il a atteint sa température d'ablation⁶. Ce sont alors les produits de la pyrolyse qui sont susceptibles de brûler dans l'écoulement.

Sinha *et al.* ont caractérisé la dégradation thermique du PBHT au moyen de la **calorimétrie différentielle à balayage (differential scanning calorimeter) (DSC)** et de l'**analyse thermogravimétrique (thermogravimetric analysis) (ATG)** [134]. Le principe de la DSC repose sur la mesure du flux de chaleur émis ou absorbé par l'échantillon étudié lors de son chauffage progressif. Cette mesure permet de quantifier le caractère endothermique ou exothermique des changements de phase ou transformations observés. L'analyse par ATG est une méthode de mesure de la masse de l'échantillon en fonction du temps lors du chauffage progressif de ce dernier. Elle permet de déterminer les températures de transitions de phase, lorsqu'elle est associée à l'**analyse thermo-différentielle (ATD)**, ou encore celles de décomposition chimique. Cette méthode peut également être utilisée pour étudier la stabilité thermique d'un matériau à une température donnée. Le matériau sera alors thermiquement stable à la température donnée si ce dernier ne subit aucune perte de masse.

Le graphique 2.13 présente le résultat d'une analyse thermogravimétrique du PBHT à une vitesse de chauffage de $3\text{ }^{\circ}\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$. Les résultats mettent en avant une décomposition en deux étapes du PBHT. La première se déroulant à partir de $347\text{ }^{\circ}\text{C}$ et se terminant à $449\text{ }^{\circ}\text{C}$ température de début de la seconde étape de décomposition. Alors que dans la première phase, seule une perte de masse de 16 % est observée avec une vitesse maximale de $0,02\text{ }\% \cdot \text{s}^{-1}$, la seconde conduit à une perte de masse totale et une vitesse maximale de dégradation de $0,14\text{ }\% \cdot \text{s}^{-1}$. Sinha attribue la première phase à la dépolymérisation du PBHT et à l'évaporation de l'agent réticulant. Quant à la seconde étape, il s'agit de la fin de la dépolymérisation des produits issus de la première étape.

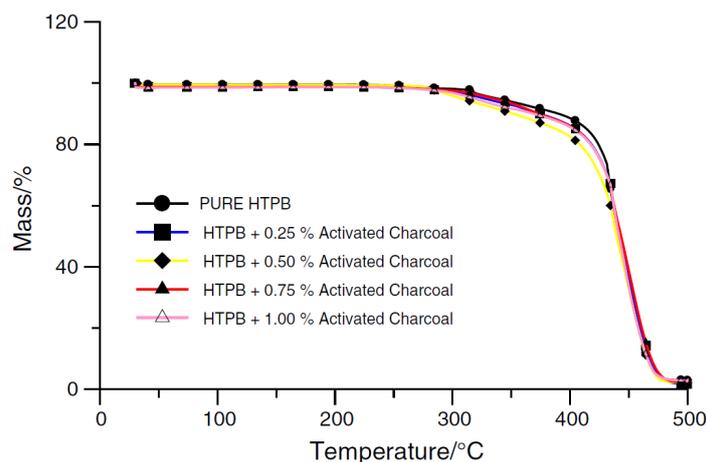


FIGURE 2.13 – Analyse thermogravimétrique (ATG) du PBHT à une vitesse de chauffe de $3\text{ }^{\circ}\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$ [134]

4. SpaceShipOne est le premier avion expérimental privé ayant volé dans l'espace à plus de 100 km.
5. La pyrolyse est une réaction chimique de décomposition d'un corps organique sous l'action de la chaleur et sans autres réactifs.
6. Transformation progressive d'un matériau par décomposition, fusion, vaporisation, sublimation, érosion, *etc.*

La figure 2.14 présente l'analyse de DSC à la même rampe de chauffage que la précédente analyse par ATG présentée. La courbe présente deux phases distinctes : la première est exothermique alors que la seconde est endothermique. Ce mécanisme de décomposition en deux étapes a également été observé par Chen *et al.* avec des DSC à $10^{\circ}\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$ [36]. L'effet de la vitesse de chauffage est observable sur la température du maximum de l'exotherme qui a tendance à se décaler vers les hautes températures plus la vitesse de chauffage est élevée.

Chen mais également Sinha [134, 36] avancent que la phase exothermique est le résultat d'une compétition entre les réactions endothermiques de dépolymérisation d'une partie du PBHT d'une part, et des réactions exothermiques de cyclisation et réticulation du reste du PBHT d'autre part. La perte de masse est due à l'évaporation de produits volatiles issus de la dépolymérisation. La seconde étape est, quant à elle, endothermique car seul le phénomène de dépolymérisation est présent.

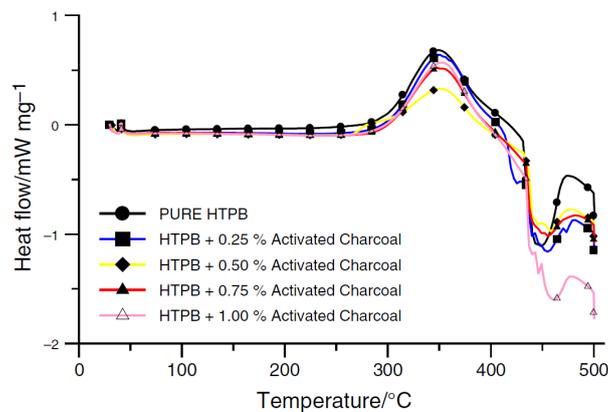


FIGURE 2.14 – Calorimétrie différentielle à balayage (DSC) du PBHT à une vitesse de chauffe de $3^{\circ}\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$ [134]

À partir de plusieurs tests de DSC avec différentes rampes de température, Sinha *et al.* ont appliqué la méthode de Kissinger [94] pour en déduire une cinétique de type Arrhénius pour la décomposition thermique du PBHT. Le facteur pré-exponentiel a été calculé pour toutes les rampes de chauffage. Ce dernier n'évolue presque pas, et peut être considéré constant. Les paramètres de la loi de cinétique sont donnés dans la tableau 2.6. Cette loi est valable sur la plage de température observée, c'est-à-dire entre 20°C et 500°C pour une pression de 1 bar. Nous verrons prochainement que ces conditions sont très éloignées de celles rencontrées lors du fonctionnement des explosifs.

TABEAU 2.6 – Paramètres d'Arrhénius déterminés pour la pyrolyse du PBHT [134]

	E_a (kJ·mol ⁻¹)	A (s ⁻¹)	n
Première étape	256,8	$1,42 \times 10^9$	0,06
Seconde étape	246,1	$1,35 \times 10^{15}$	0,04

De même, la littérature présente très peu de données sur l'évolution de la capacité thermique à pression constante du solide en fonction de la température. Sinha propose la valeur de $1950\text{J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{kg}^{-1}$ à une température de 50°C . Nous verrons dans la partie III une modélisation basée sur les polynômes d'Einstein pour représenter l'influence de la température sur la capacité thermique.

2.2.4 Les additifs

Dans leur manuel de « cuisine des substances pyrotechniques », les chimistes ont à leur disposition tout un panel d'additifs leur permettant de produire ou d'augmenter des effets désirés. L'exemple le plus connu est l'utilisation de sels métalliques ou de métaux dans les feux d'artifices pour produire des effets lumineux différents. Alors que l'aluminium et le magnésium sont employés pour obtenir des couleurs argentées, le chlorure de baryum est lui utilisé pour les tons verts, le chlorure de cuivre pour produire des feux d'artifices bleus, le nitrate de strontium pour le rouge.

En ce qui concerne les matériaux énergétiques de défense, là aussi, les additifs ont toutes leur place suivant l'emploi de la munition. Le perchlorate d'ammonium est, par exemple, utilisé pour augmenter l'effet de post-combustion des produits de détonation, ce qui est intéressant pour des applications sous-marines. En effet, il est une source d'oxygène qui, une fois libéré dans les produits, permet l'oxydation et donc la post-combustion. Il est souvent employé à côté de particules d'aluminium pour permettre leur combustion dans la détente des produits de détonation. Dans nos compositions, l'aluminium seul est employé. C'est pourquoi nous allons nous attarder à le détailler.

2.2.4.1 L'aluminium

L'aluminium est un métal pauvre⁷, le plus abondant de l'écorce terrestre, principalement sous forme de silicates ou de silice. Il est utilisé dans de nombreuses applications très diverses, allant de l'alimentaire à l'aérospatial, pour sa faible densité et son grand pouvoir réducteur entre autre, bien que certains métaux soient de meilleurs combustibles. Dans ce cas là, c'est son coût modéré⁸ qui en fait un bon compromis. L'aluminium possède une seule structure cristalline, **cubique à face centrée (CFC)**, quelque soit sa température. Contrairement à d'autres métaux, il ne possède donc pas de variété allotropique. Nous nous attarderons à détailler les propriétés de l'alliage 6061T6 et de l'aluminium pur. L'alliage 6061T6 est un alliage à base d'aluminium (95,8 à 98,6 %)⁹, de magnésium (0,8 à 1,2 %), et de silicium (0,4 à 0,8 %). Le tableau 2.7 présente les principales propriétés de l'aluminium.

TABLEAU 2.7 – Propriétés générales de l'aluminium issues de [142, 113]

Alliage	Masse volumique (kg·m ⁻³)	Capacité thermique massique (J·K ⁻¹ ·kg ⁻¹)	Module d'Young (kbar)	Conductivité thermique (W·K ⁻¹ ·m ⁻¹)
6061T6	2700	896 ^a	69,5	167 ^b
Pur(>99,99 %)	2701,5	893 ^c	66,6 ^d	237 ^e

^a constant sur la plage 0 à 100 °C

^b à 20 °C

^c à 25 °C [113]

^d valeur la plus probable dans la plage 63 à 71 kbar

^e à 25 °C

7. On appelle métal pauvre un élément métallique du tableau périodique des éléments situé entre les métaux de transition et les métalloïdes.

8. De l'ordre de 1660 €/t

9. Il s'agit d'une fraction massique.

Propriétés sous choc

L'aluminium sous choc a été principalement étudié du fait de son utilisation en élément projeté pour solliciter un matériau d'étude. La figure 2.15 présente les données issues de [102] pour l'alliage 6061. Dans la suite du manuscrit, nous prendrons alors les paramètres donnés dans le tableau 2.8 en ce qui concerne la polaire de choc de l'aluminium, indépendamment du type (pur ou alliage) employé.

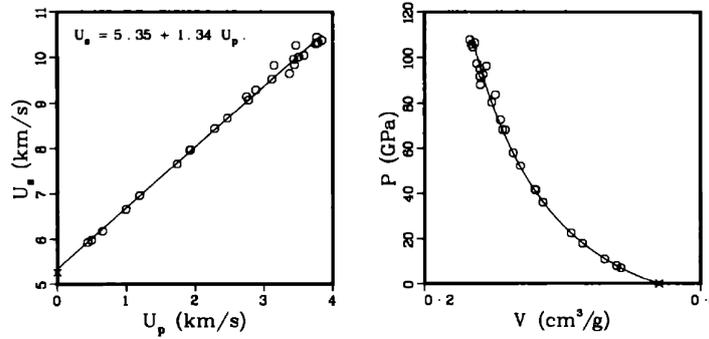


FIGURE 2.15 – Données de compression de l'aluminium 6061 [102]

TABEAU 2.8 – Paramètres de la polaire de choc de l'aluminium [102]

ρ_0 (kg·m ⁻³)	c_0 (m·s ⁻¹)	s (–)
2703	5350	1,34

Propriétés de combustion

La combustion de l'aluminium a été majoritairement étudiée pour la propulsion aérospatiale. À l'état ambiant, l'aluminium pur ne subsiste pas. Dès lors qu'il est en contact avec l'air, il s'oxyde et une fine couche (quelques nanomètres) d'alumine (Al₂O₃) transparente apparaît en surface. C'est cette dernière qui protège l'aluminium de la corrosion et le passive totalement. Pour des particules micrométriques comme dans la Butalane[®], la couche d'alumine est d'environ 50 Å [65]. Le mécanisme admis pour la combustion des particules repose sur plusieurs étapes :

1. la libération de la particule composée d'un cœur en aluminium enrobé d'une fine couche d'alumine dans l'écoulement;
2. l'aluminium au cœur fond à une température de 933 K;
3. l'alumine en surface fond à une température de 2300 K et se rassemble sous forme d'un lobe sur la goutte d'aluminium;
4. une fois la couche superficielle fondue, les gaz oxydants (CO₂, H₂O, CO,...) peuvent réagir avec l'aluminium liquide au travers de réactions de surface ou avec l'aluminium gazeux.

La phénoménologie ainsi décrite met en avant une barrière thermique qui est la température de fusion de l'alumine. Il faut également avoir à l'esprit que la température de fusion de l'aluminium évolue avec la pression. Dans le cas des propergols solides, cela n'a pas d'influence car la combustion se déroule à pression ambiante. En revanche, dans notre cas, les pressions sont élevées. L'évolution de la température de fusion de l'aluminium est tracée sur la figure 2.16 et est donnée par la loi d'Antoine (2.1) avec P en Pa et T_{fus} en K [142]. Les données expérimentales sont issues de mesures en cellule à enclumes

diamants. L'échantillon d'aluminium est monté progressivement en pression sous l'action de deux enclumes en diamant puis il est chauffé à pression constante. La température de fusion est détectée par une discontinuité de résistance électrique.

$$T_{fus} = 933,4 \left(\frac{P}{60,49 \times 10^8} + 1 \right)^{0,531} \quad (2.1)$$

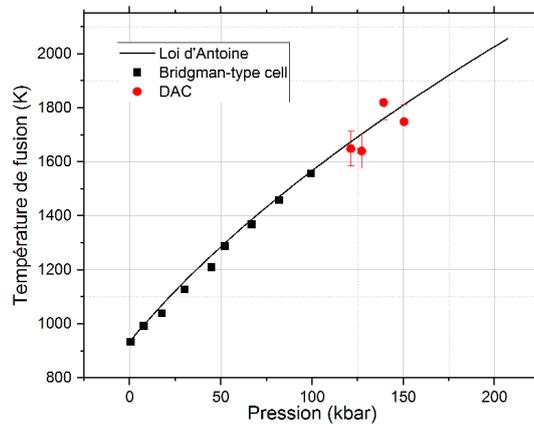


FIGURE 2.16 – Evolution de la température de fusion de l'aluminium en fonction de la pression. Les points correspondent à des mesures en cellule à enclume diamant et sont issus de [57] alors que le trait continu représente la loi d'Antoine (2.1).

On remarque alors que dans la gamme de pression nous intéressant (50 à 100 kbar), la température de fusion augmente significativement. Cette observation sera à prendre en compte dans la partie III traitant de la réactivité de l'aluminium.

2.3 Explosifs étudiés

Au cours de ce chapitre, nous avons souhaité tout d'abord définir les différentes familles d'explosifs avant de présenter quelques caractéristiques importantes des explosifs purs, du liant et de l'aluminium. Enfin, l'influence des caractéristiques des compositions a été étudiée.

Pour les travaux de cette thèse, il a été choisi de travailler sur quatre compositions composites : deux à base de HMX et deux à base de RDX, avec à chaque fois, une des deux intégrant des particules d'aluminium. Ainsi, une étude comparative approfondie de l'influence des additifs métalliques peut être envisagée. Un explosif aluminisé de type coulé-fondu a été ajouté à l'étude afin d'observer les différences par rapport aux composites. Le tableau 2.9 présente en détail la composition des explosifs d'étude.

TABLEAU 2.9 – Synthèse des compositions énergétiques abordées au cours de la thèse

Nom	Compositions	Fraction massique (%)	Type
B2273A	HMX/PBHT	90/10	Composite
B2238A	RDX/PBHT	85/15	Composite
PBXIH-135	HMX/Al/PBHT	45/35/20	Composite
PBXN109	RDX/Al/PBHT	64/20/16	Composite
XF13333	TNT/ONTA/Al/Cire	31/48/13,5/7,5	Coulé-fondu

Chapitre 3

Modélisation du fonctionnement des explosifs

Sommaire

3.1 Modèles de détonation	30
3.1.1 Le modèle Chapman-Jouguet – 1904	30
3.1.2 Le modèle ZND – 1940	31
3.1.3 Vers une modélisation de la détonation courbe – 1954	32
3.2 Modèles d'amorçage	33
3.2.1 Première génération 1959 – 1980 : empirisme	34
3.2.2 Les modèles de deuxième génération	36
3.2.3 Les modèles de troisième génération	40
3.2.4 Les modèles hybrides	43
3.2.5 Les modèles de quatrième génération	46
3.3 Mise en équation du problème	47
3.3.1 Formalisme historique	47
3.3.2 Approche multiphasique	48
3.3.3 Thermodynamique étendue	48
3.4 Synthèse sur la modélisation de la détonation	49

La modélisation de la détonation est un point clé dans la simulation du fonctionnement des explosifs. Elle comporte deux aspects fortement liés. Le premier est de décrire la propagation de l'onde de détonation et la topologie de l'écoulement qui en résulte. Le second, quant à lui, est la modélisation de la décomposition chimique de l'explosif en produits de détonation. On parle alors de modèle d'amorçage. Ce chapitre a pour vocation de présenter ces deux aspects en commençant par les modèles de détonation avant de traiter les modèles d'amorçage et enfin, de décrire la mise en équation complète du problème.

3.1 Modèles de détonation

3.1.1 Le modèle Chapman-Jouguet – 1904

En 1899, Chapman modélise la détonation plane stationnaire à partir des travaux de thèse de Michelson. Cinq ans après, en 1904, Jouguet développe de façon indépendante les équations de la détonation plane stationnaire en se basant sur les travaux théoriques de B. Riemann d'une part et expérimentaux de Dixon, Hugoniot, Berthelot et Vieille d'autre part. C'est en 1917 que Jouguet, dans son ouvrage « Mécanique des explosifs » [84] compare ses travaux à ceux de Chapman. Le modèle CJ est né.

Le modèle de Chapman-Jouguet représente une onde de détonation comme une discontinuité plane stationnaire de vitesse constante D_{CJ} . Cette discontinuité est une onde de choc réactive infiniment mince, c'est-à-dire que la vitesse de réaction est infiniment grande. Ainsi, en amont de l'onde, l'explosif est non réagi, et en aval les produits de détonation sont en équilibre thermochimique. Les effets de viscosité, de diffusion et de conduction ne sont pas pris en compte. Le modèle Chapman-Jouguet pré-suppose que la détonation est sonique par rapport au milieu aval. Elle est donc auto entretenue car les détentes arrières ne peuvent la rattraper. Le schéma 3.1 représente l'onde de détonation vue par Chapman et Jouguet. Le trait pointillé représente la frontière du volume de contrôle $V_m(t)$. Les surfaces de contrôle Σ_0 et Σ_1 sont prises égales afin de simplifier la projection des équations de conservation vectorielles sur l'axe de déplacement de l'onde.

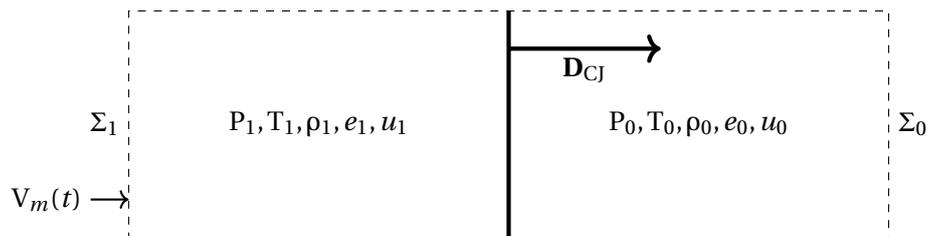


FIGURE 3.1 – Schéma de l'onde de détonation d'après le modèle de Chapman-Jouguet

À partir de cette représentation, il est possible d'appliquer les relations de saut de Rankine-Hugoniot définies dans la partie 1.2.3, à partir desquelles on obtient les équations Eq. 1.55 à Eq. 1.57. Nous avons vu dans le chapitre 1 de rappels mécaniques, qu'il est possible de résoudre le problème du choc plan dans l'espace de Clapeyron (v, P). Ce dernier est représenté sur la figure 3.2.

La droite de Rayleigh (Eq. (1.56) et courbe verte) permet de déterminer l'état de pression et volume spécifique atteint après le passage d'une onde de détonation de vitesse D . Cet état se trouve sur la courbe de Crussard (Eq. (1.57) et courbe rouge) pour les matériaux réactifs. Le pôle, ou état initial (v_0, P_0), représente l'état amont de l'onde de choc. Cet état est appelé état non choqué. L'état de fin de détonation représenté par le point CJ (appelé point de détonation Chapman-Jouguet) est l'état thermodynamique des produits de détonation à l'équilibre. Il représente l'état de la détonation stationnaire, c'est-à-dire la détonation sonique aval, qui ne peut pas être rattrapée par les détentes arrières. L'état de détonation CJ correspond au point de tangence entre la droite de Rayleigh pour la vitesse de détonation D_{CJ} et la courbe de Crussard. Cette droite ne représente pas le chemin thermodynamique de décomposition de l'explosif en produits de détonation. Dans le modèle CJ, la décomposition est instantanée. La courbe d'Hugoniot représente la conservation de l'énergie pour la phase non réagi de l'explosif et la courbe de Crussard la conservation d'énergie pour les chocs réactifs. Quant à la droite de Rayleigh, elle représente la conservation de la quantité de mouvement et la conservation de la masse.

Ce modèle, très simple, permet ainsi de calculer les caractéristiques d'un explosif en ayant seulement l'équation d'état de la phase inerte et celle des produits de détonation.

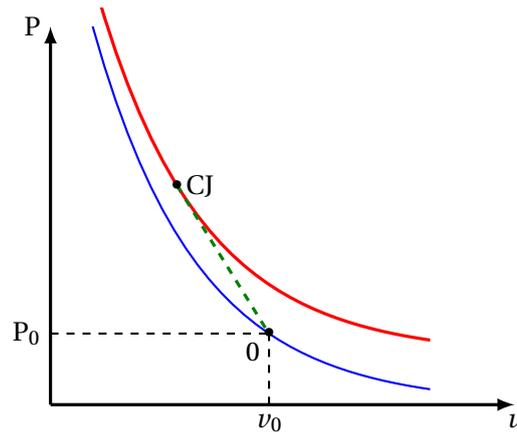


FIGURE 3.2 – Représentation dans le plan de Clapeyron de la courbe d'Hugoniot (en bleu), de la courbe de Crussard (en rouge) et de la droite de Rayleigh (en vert)

En revanche, le modèle CJ présuppose l'unicité de la vitesse de détonation. Or, en 1928, Jones [82] montre à partir d'enregistrements chronophotographiques que la vitesse de détonation varie en fonction du diamètre de la cartouche et que cette variation est liée à la courbure du front d'onde. Il s'agit là de la première limite du modèle CJ. Il faut attendre 1940 pour voir apparaître une nouvelle voie de modélisation qui autorise une variation de la vitesse de détonation avec la courbure du front. Il s'agit du modèle [Zeldovitch - Von Neumann - Döring \(ZND\)](#) que nous présentons dans la partie suivante.

3.1.2 Le modèle ZND – 1940

En 1900, Vieille propose une interprétation de l'onde de détonation stationnaire avant Jouguet. Pour celui-ci, la détonation peut être vue comme un choc inerte suivi d'une zone de réaction où s'initient des réactions chimiques menant à la décomposition de l'explosif en produits de détonation. Jouguet a essayé de mettre en équation cette modélisation sans aboutir à des résultats probants.

Il faut attendre les années 1940-1943 pour voir émerger la modélisation [ZND](#), écrite séparément par Zeldovich [150], Von Neumann [112] et Döring [56]. Ces scientifiques reprennent, indépendamment et chacun dans leur pays, l'idée de Vieille et ajoutent aux équations d'Euler une quatrième équation sur la production massique des produits de détonation. Elle se présente sous la forme (3.1).

$$\frac{\partial \rho \lambda}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \lambda \mathbf{u}) = \rho R \quad (3.1)$$

R représente la cinétique de réaction dépendante des grandeurs de l'écoulement et du temps. Une inconnue se rajoute aux équations décrivant le problème général. Désormais, la fermeture du système nécessite donc de modéliser le mécanisme cinétique de réaction. Ainsi, le modèle [ZND](#) décrit la détonation comme un choc inerte (pic de Von Neumann représenté sur la courbe d'Hugoniot) suivi d'une zone de réaction, au bout de laquelle les produits sont dans l'état CJ dans une détonation plane. À partir de ce point, ils subissent une détente de Taylor. La figure 3.3 présente le raisonnement dans le plan de Clapeyron.

Maintenant qu'une équation d'évolution de la fraction massique de produits a été ajoutée, il est possible de calculer explicitement la zone de réaction, à condition, bien entendu, de modéliser le débit de masse de produit. D'un point de vue numérique, cela implique d'avoir un maillage suffisamment fin pour de capter l'ensemble des phénomènes. Dès lors que la zone de réaction derrière le choc est calculée, les détentes latérales vont pouvoir jouer leur rôle et ainsi courber le choc. Avec le modèle ZND, il est désormais possible de reproduire la variation de la vitesse de détonation en fonction de la courbure de l'onde. La force de ce modèle réside dans sa très bonne concordance avec le modèle CJ pour une détonation plane stationnaire tout en permettant d'étendre la modélisation aux effets bi-dimensionnels et tri-dimensionnels.

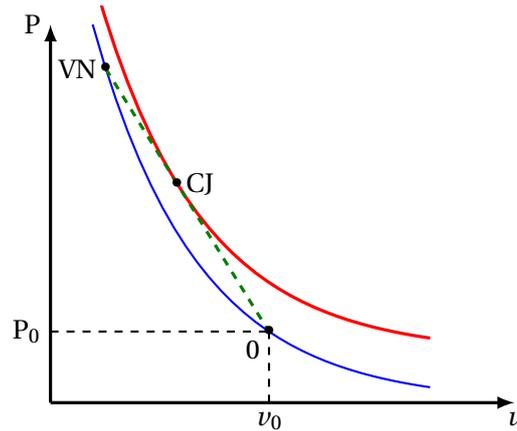


FIGURE 3.3 – Représentation dans le plan de Clapeyron de la courbe d'Hugoniot (en bleu), de la courbe de Crussard (en rouge) et de la droite de Rayleigh (en vert)

3.1.3 Vers une modélisation de la détonation courbe – 1954

À partir de 1940-1943, dates de publication du modèle ZND, les scientifiques tentent de simplifier le modèle pour s'affranchir du calcul de la zone de réaction difficilement réalisable. À l'époque, les premières machines de calculs voient le jour. Il faut attendre 1951 pour que le premier ordinateur soit commercialisé.

Entre temps, d'abord Jones [83] en 1947 puis Eyring [58] en 1949, développent une réduction du modèle ZND aboutissant à une relation entre la vitesse de détonation D et le diamètre d de la charge, donnée avec l'équation (3.2), où a dépend de l'épaisseur de la zone de réaction. Cette méthode est toujours utilisée pour obtenir l'épaisseur de la zone de réaction en fonction d'une relation célérité-diamètre acquise expérimentalement.

$$D = D_{\infty} \left(1 - \frac{a}{d}\right) \quad (3.2)$$

Jusqu'alors il ne s'agissait que de réductions du modèle ZND. C'est en 1954 que Wood et Kirkwood [145], à partir de l'écriture du modèle ZND sur l'axe d'une cartouche, définissent une condition CJ généralisée à l'onde de détonation courbe. En intégrant leurs équations sur l'axe de la cartouche, Wood et Kirkwood décrivent la zone de réaction entre le pic de Von Neumann et le point CJ. La connaissance des équations d'état et de la vitesse de réaction permet alors de calculer la relation célérité-courbure de l'explosif. De façon inverse, la connaissance de la relation célérité-courbure et des équations d'état permet de déterminer la cinétique de réaction.

Plus tard, en 1981, Bdzil *et al.* [24] proposent une évolution du modèle de Wood et Kirkwood en généralisant les équations au delà de l'axe d'une cartouche. Cela donne naissance au modèle [Detonation Shock Dynamics \(DSD\)](#).

3.2 Modèles d'amorçage

Nous venons précédemment de décrire les grandes voies de modélisation de la détonation. L'avènement du modèle ZND met en avant l'importance de connaître la cinétique de réaction de la phase solide. Cela est d'autant plus vrai avec l'étude de l'amorçage où la problématique est de comprendre et modéliser les mécanismes qui initient la dégradation de la phase solide en gaz. Chuzeville a proposé dans sa thèse [37] une représentation graphique du développement historique des modèles d'amorçage. Cette frise chronologique est reprise sur la figure 3.4 et est complétée avec des évolutions récentes intéressantes pour notre problématique.

Les bases des études sur l'amorçage ont été posées par Bowden et Yoffe [32], qui ont établi que les réactions chimiques de dégradation de l'explosif s'initient au passage du choc en des lieux particuliers appelés « points chauds¹ ». Cette hypothèse a été avancée dans le cas d'explosifs comprimés qui ont toujours été plus étudiés en raison de leur application nucléaire. Ainsi, au fil des développements, tout l'enjeu des scientifiques a été de comprendre et de décrire la formation de ces sites d'amorçage.

L'évolution des modélisations peut être synthétisée en trois grandes catégories, chacune marquant une évolution notable dans la représentation du mécanisme d'amorçage. Avec le développement des codes numériques et l'augmentation de la puissance de calcul, les modèles tendent à décrire de plus en plus finement l'avancement de la réaction avec une physique de plus en plus détaillée nécessitant néanmoins un grand nombre de paramètres. Au cours de cette partie nous nous attarderons sur certains exemples de modélisation en donnant leurs atouts et leurs faiblesses. Le lecteur pourra trouver de plus amples informations dans la thèse de Chuzeville et les communications de Baudin et Belmas [16, 25, 37].

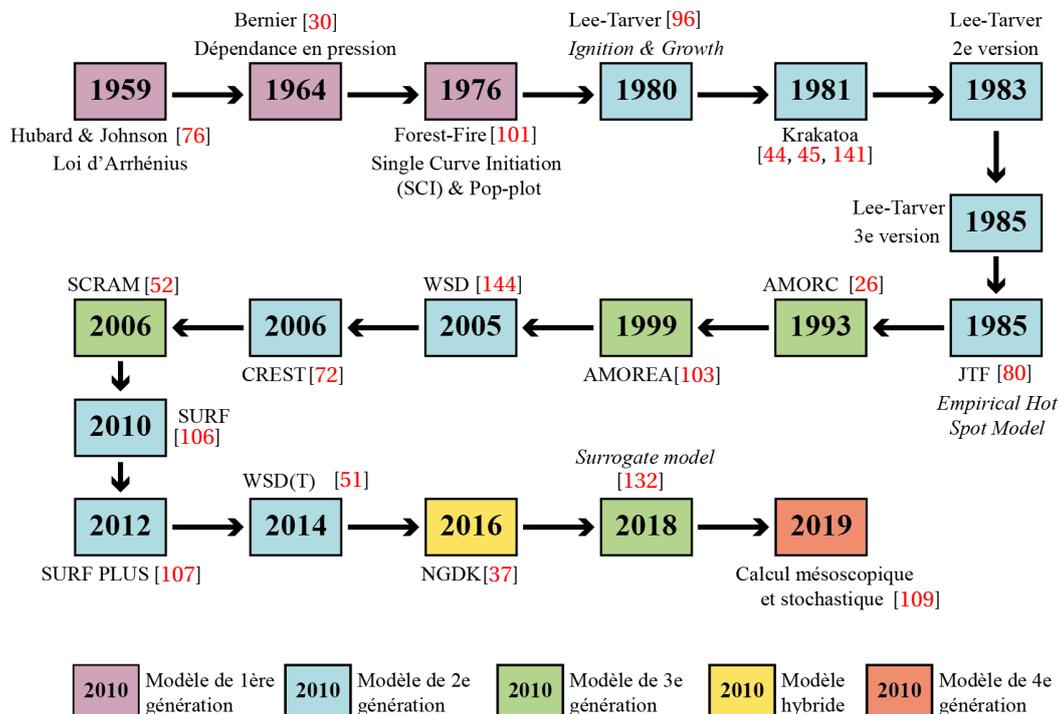


FIGURE 3.4 – Frise chronologique du développement des modèles d'amorçage pour les explosifs solides [37] complétée pour les besoins du manuscrit

1. Hot Spot en anglais

3.2.1 Première génération 1959 – 1980 : empirisme

Les prémices – 1959-1964

Avec l'essor des codes de calcul, les bases de la modélisation du phénomène d'amorçage sont posées. Ce sont Hubard et Johnson qui en sont les pionniers [76]. Leur description des explosifs à l'aide des équations d'Euler plus une équation sur l'avancement de la réaction sera reprise par tous leurs successeurs. Hubard et Johnson modélisent la réactivité par une loi d'Arrhénius qui impose un caractère inductif, mis en défaut pour les explosifs hétérogènes mais fonctionnant pour ceux homogènes. De plus, ils utilisent une équation d'état incomplète pour le mélange explosif inerte-produits de réaction.

En 1964, Bernier [30] améliore la modélisation de Hubard et Johnson en adoptant une équation d'état complète pour chaque phase et une loi de mélange. De plus, il utilise une cinétique dépendante de la pression et non plus de la température. Par la suite, cette hypothèse presque philosophique, sera reprise par la majorité des théoriciens travaillant sur l'amorçage des explosifs.

Tous les détoniciens s'accorderont pour dire que les travaux d'Hubard et Johnson d'une part, et de Bernier d'autre part, constituent les fondements de ce qu'on appelle les modèles d'amorçage et marquent le début d'une course au modèle le plus réaliste.

Le concept de courbe unique d'amorçage – 1966

Deux ans après les travaux de Bernier, Lindstrom [98] publie une série de résultats expérimentaux composée de chocs plans sur un explosif solide à base de RDX. Son étude approfondie des diagrammes de marche le pousse à formuler le principe de courbe unique d'amorçage ou *Single Curve Initiation (SCI)* en anglais. En effet, Lindstrom s'aperçoit que les diagrammes de marche d'un même explosif soumis à une pression de choc différente sont semblables. Il formule alors l'hypothèse que chaque diagramme de marche est une partie d'un seul et même diagramme de marche. En fonction de la pression de choc, les différents diagrammes s'étagent le long d'une seule et même courbe à condition qu'ils soient tous centrés sur leur profondeur de transition. Avec cette assertion, le principe de courbe unique d'amorçage est né. La courbe unique d'amorçage impose que l'accélération du choc ne dépende que de la vitesse du choc et non de l'histoire de cette vitesse ou de tout autre gradient. Ainsi, la zone de réaction n'affecte en rien l'accélération qui est pilotée par la réactivité au choc. Ce principe demeure une constatation expérimentale sans démonstration physique de son existence.

Néanmoins, la courbe unique d'amorçage est une hypothèse fondamentale du modèle d'amorçage Forest-Fire développé en 1976 par Mader et Forest [101, 100] et récemment revu par Menikoff *et al.* [106]. Les auteurs considèrent l'explosif inerte comme un matériau homogène qui se décompose en produits de réaction. L'évolution de la fraction massique de produits de réaction suit la loi (3.3).

$$\frac{d\lambda}{dt} = (1 - \lambda) f(P) \quad (3.3)$$

La fonction f est déterminée à partir du diagramme Pop-plot² de l'explosif qui présente la profondeur d'amorçage en fonction de la pression de choc. L'hypothèse de courbe unique permet alors d'utiliser l'évolution en fonction de la pression de choc comme l'évolution en fonction de la pression au sein de l'écoulement. C'est ici que réside la force du modèle Forest-Fire. Cette inversion mathématique est possible grâce à l'équation maîtresse d'évolution du choc (3.4) dont la démonstration est donnée dans [37].

2. Ce type de diagramme sera plus précisément abordé dans les chapitres 4 et 7.

Cette équation, comme son nom l'indique, gouverne l'accélération du choc et se décompose en plusieurs termes ayant chacun une contribution bien définie :

1. Influence de l'équation d'état de la phase inerte de l'explosif;
2. Influence de la cinétique de l'explosif;
3. Influence de la courbe du front de choc;
4. Influence du gradient de pression derrière le choc.

$$\frac{dD_n}{dt} = \frac{\overbrace{\rho c^2 M^2}^1}{\left(\frac{dP}{dD_n}\right)_H \left[M^2 + \rho_0 D_n \left(\frac{du_n}{dP}\right)_H \right]} \left[\overbrace{\sigma \frac{d\lambda}{dt}}^2 - \overbrace{2u_n C}^3 - \overbrace{\frac{1-M^2}{\rho_0 D_n} \frac{\partial P}{\partial n}}^4 \right] \quad (3.4)$$

$$\sigma = \frac{1}{\rho c^2} \left(\frac{\partial P}{\partial \lambda} \right)_{\rho, e} \quad (3.5)$$

$$M = \frac{D_n - u_n}{c} \quad (3.6)$$

Dans certains cas, cette équation peut se simplifier, notamment lorsque le choc est plan ($C = 0$). De plus, Chuzeville [37] a montré que le gradient de pression pouvait être négligé ($\frac{\partial P}{\partial n} = 0$) lors de la phase de TCD en choc plan soutenu. L'équation d'évolution du choc (3.4) se simplifie alors sous la forme (3.7). Il devient alors possible d'inverser cette équation à partir du diagramme Pop-plot pour obtenir l'évolution de f en fonction de la pression. La méthode est détaillée dans la thèse de Chuzeville [37].

$$\frac{dD_n}{dt} = F(D_n) \sigma \frac{d\lambda}{dt} \quad (3.7)$$

Finalement, en faisant l'hypothèse que la réactivité λ dépend seulement des variables thermo-mécaniques de l'écoulement à l'instant t , ce qui est admissible, l'équation (3.7) montre que l'accélération du choc ne dépend que de l'état de l'écoulement à l'instant t . Alors, on retrouve le principe de courbe unique observé expérimentalement par Lindstrom. L'existence de cette courbe unique trouve un sens physique avec l'équation d'évolution du choc. Dès lors, il appartient aux scientifiques d'en faire l'hypothèse pour modéliser la cinétique de l'explosif. En revanche, la non observation expérimentale de cette courbe unique sera sujette à nombre de questionnements compte-tenu de la remise en question profonde des équations que cela entraîne. Dans la suite du manuscrit, lors de la présentation des résultats expérimentaux (*cf.* partie II), nous verrons que ce questionnement sur l'existence de la courbe unique d'amorçage nous accompagnera continuellement.

En revanche, la simplicité du modèle Forst-fire ne permet pas de reproduire les effets de seuil d'amorçage ou encore de désensibilisation, voire la sensibilisation sous choc. En effet, le modèle rend compte macroscopiquement de la cinétique de l'explosif sans modéliser la phénoménologie de son amorçage. C'est pourquoi très rapidement, les scientifiques se sont orientés vers des modèles contenant plus de « physique ».

3.2.2 Les modèles de deuxième génération

Face aux lacunes des modèles de première génération à reproduire certaines observations, les modèles dits de deuxième génération prennent explicitement en compte l'existence de points chauds responsable de l'amorçage. Si l'existence de points chauds est communément admise à partir des travaux de Bowden *et al.* [32], il faut attendre 1979, et le modèle de Cochran et Chan [40], pour voir apparaître la première représentation mathématique de ces derniers. À partir de là, les modèles vont se développer autour de l'objectif de reproduire le mécanisme de points chauds à partir d'une approche empirique en multipliant les paramètres à ajuster sur les expériences.

La lignée Ignition and Growth

La version la plus connue du modèle *Ignition and Growth* est sans aucun doute le modèle Lee-Tarver, du nom de ses auteurs, et remonte à 1980 [96]. Par la suite, plusieurs modèles découleront de l'esprit *Ignition and Growth*. Avec ces travaux, les auteurs entrevoient la nécessité de combiner une modélisation de l'initiation (*ignition*) des points chauds à une modélisation de leur croissance (*growth*). Le modèle prend alors la forme de l'équation (3.8), où I , a , b , G , c , d et e sont des paramètres de calage. La figure 3.5 présente la comparaison expérience-calcul. Le modèle reproduit assez fidèlement les mesures réalisées à cœur au prix d'un processus d'optimisation lourd de mise en œuvre et coûteux en expériences.

Par la suite, Tarver modifiera deux fois son modèle en 1983 et 1985 pour atteindre douze paramètres dans sa version finale. Une description plus fine de la combustion y est intégrée ainsi que la possibilité d'avoir deux réactions avec des temps caractéristiques sensiblement différents.

$$\frac{d\lambda}{dt} = \underbrace{I(1-\lambda)^a \left(\frac{\rho_s}{\rho_0} - 1\right)^b}_{\text{initiation}} + \underbrace{G(1-\lambda)^c \lambda^d P^e}_{\text{croissance}} \quad (3.8)$$

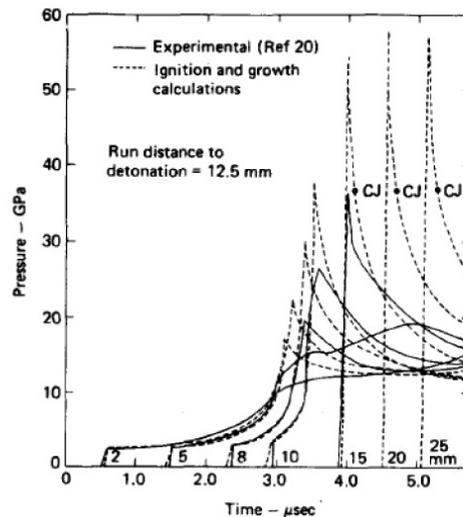


FIGURE 3.5 – Comparaison du modèle Lee-Tarver à une expérimentation de choc plan sur du TNT comprimé [96]

A la suite du modèle Lee-Tarver, en 1981 Damamme *et al.* [45, 44] et Vanpoperynghe *et al.* [141] développent le modèle KRAKATOA où la prise en compte des points chauds se fait par un terme de germination. En effet, les auteurs se basent sur une approche « germination-croissance » à partir du modèle Johnson-Mehl-Avrami-Kolmogorov (JMAK) [95, 81, 6, 7]. Ce dernier décrit le processus de germination-croissance d'une phase α au sein d'une phase β et est couramment utilisé en cristallographie pour modéliser la cristallisation des métaux. Ce principe de germination sera repris plus tard par Rouet *et al.* dans le modèle Grain Explicit Model (GEM) [124].

L'esprit est en tout point semblable à celui de Lee-Tarver où le principe de « germination » a remplacé celui « d'initiation ». Le modèle KRAKATOA a été développé pour les explosifs comprimés présentant des porosités internes. La phénoménologie de Damamme envisage que lors de son passage, le choc amorce la décomposition de l'explosif solide, en produits de détonation, en un nombre $N(P_c)$ de points chauds qui dépend du nombre de porosités initial (N_0) et de la pression de choc P_c . Ensuite, à partir de ces sites d'amorçage, une surface de combustion se propage, dans la phase solide, à une vitesse $D_f(P)$ dépendante de la pression de choc P_c . C'est à partir de cette description que la cinétique macroscopique peut être décomposée en plusieurs termes.

Afin de factoriser la vitesse de réaction ($\dot{\lambda}$), Damamme ajoute plusieurs hypothèses à la phénoménologie décrite précédemment :

1. expansion isotropique des surfaces de réactions à une distance donnée du choc,
2. tous les points chauds ont le même temps d'induction par rapport au passage du choc,
3. $D_f \ll u_c$, avec u_c la vitesse matérielle en aval du choc. Cette condition doit être respectée afin que le front de flamme ne puisse rattraper le choc,
4. évolution localement isobare du mélange de produits et d'explosif frais.

Il démontre théoriquement alors une factorisation de la cinétique macroscopique sous la forme (3.9), et qui se décompose donc en trois parties : la germination des points chauds, la topologie de croissance, et la vitesse de croissance de ces derniers. Dès lors, chacun des termes peut être modélisé séparément.

$$\frac{d\lambda}{dt} = \left(\frac{N(P_c)}{v} \right)^{\frac{1}{3}} h(\alpha) D_f(P_c) \quad (3.9)$$

La fonction D_f est modélisée à partir de la théorie des flammes laminaires dans laquelle la vitesse de propagation d'un front de flamme est *quasi*-stationnaire :

$$D_f = k P_c^\beta \sqrt{T_f} e^{\frac{-E_a}{RT_f}} \quad (3.10)$$

avec T_f la température en aval du front de déflagration, $\beta + 1$ l'ordre de la réaction et k une constante. Finalement, T_f peut être considérée constante en première approximation de sorte que D_f se simplifie en (3.11).

$$D_f = k' P_c^\beta \quad (3.11)$$

La phénoménologie prévoit une expansion de la surface de combustion à partir de points, d'où une expansion sphérique dont le rayon au temps t est donné par l'équation (3.12).

$$r(t) = \int_0^t D_f(P_c) dt \quad (3.12)$$

Une étude géométrique de la topologie de réaction mène à la relation (3.13) en ce qui concerne la topologie de croissance avec α la fraction volumique.

$$h(\alpha) = (36\pi)^{1/3} (1 - \alpha) |\ln(1 - \alpha)|^{2/3} \quad (3.13)$$

La fonction $N(P_c)$ représente le nombre de points chauds activés au passage du choc d'intensité P_c . L'apparition de points chauds requiert la présence, au repos, de sites préférentiels d'amorçage que constituent, par exemple, les pores internes aux grains d'explosifs ou encore les arêtes de ces derniers. On aperçoit ici la nécessité d'employer une méthode stochastique pour déterminer la fonction $N(P_c)$.

Damamme fait l'hypothèse que les points chauds sont le résultat de l'effondrement viscoplastique de la matière autour de ce dernier, atteignant alors une température suffisamment élevée pour démarrer les réactions. Khasainov [88] a montré qu'il existe un rayon limite r_m de pores en dessous duquel ce dernier ne s'active pas. En s'appuyant sur ce critère, Damamme construit la loi $N(P_c)$ à partir d'une distribution de probabilité.

$$r_m(P_c) = K \sqrt{\frac{\kappa \mu}{P_c}} \quad (3.14)$$

La distribution de la taille des pores est choisie arbitrairement comme étant une loi log-normale. Ainsi, cette distribution est caractérisée par le nombre initial de pores N_0 et la porosité relative ρ/ρ_∞ ³ de l'explosif. La probabilité P qu'un pore ait un rayon r supérieur ou égal à R s'exprime à l'aide de l'équation (3.15),

$$P(r \geq R) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\ln \frac{R}{r_0}}^{\infty} e^{-x^2} dx \quad (3.15)$$

avec r_0 un rayon de référence pour lequel $P(r \geq r_0) = \frac{1}{2}$. Le rayon moyen des pores est alors $r_0 e^{\frac{3}{2}}$ et leur volume moyen est $\frac{4}{3} \pi r_0^3 e^{9/2}$. La fonction $N(P_c)$ se met alors sous la forme (3.16).

$$N(P_c) = N_0 \operatorname{erf} \left(cste + \log \left(\sqrt{\frac{\kappa \mu}{r_0^2 P_c}} \right) \right) + N_0 \quad (3.16)$$

Par assemblage des différents modèles, on obtient finalement l'équation d'évolution du débit de masse (3.17), avec A' une constante globalisant la factorisation des diverses constantes des sous-modèles.

$$\frac{d\lambda}{dt} = A' \underbrace{\arctan \left(\log \left(\sqrt{\frac{\kappa \mu}{r_0^2 P_c}} \right) - \frac{\pi}{2} \right)^{1/3}}_{\text{germination}} \underbrace{(1 - \alpha) |\ln(1 - \alpha)|^{2/3} P^n}_{\text{croissance}} \quad (3.17)$$

On peut remarquer que, de par sa construction, le modèle KRAKATOA se situe à la frontière entre les modèles de deuxième génération et ceux de troisième génération. Nous verrons plus tard qu'il pourrait être qualifié de modèle hybride. Sa description fine et physique du procédé de germination font de lui un modèle de troisième génération alors que la partie croissance relève de l'esprit de la deuxième génération. Néanmoins, KRAKATOA, contrairement à Lee-Tarver, possède l'avantage d'un faible nombre de paramètres à calibrer afin de restituer les expériences. Cet effort de simplicité le place en modèle précurseur de ce qui est fait de nos jours.

3. ρ_∞ est la densité théorique maximale de chargement de l'explosif.

Johnson-Tang-Forest

Développé en 1984 par le LANL [80], l'approche *empirical hot spot model* aussi nommée modèle **Johnson-Tang-Forest (JTF)**, essaie au prix d'une modélisation fortement empirique de reproduire l'amorçage de l'explosif sous faibles sollicitations en traitant l'initiation par points chauds. En revanche, la limite du modèle en présence de chocs forts est un modèle de type Forest-Fire.

Ainsi, le modèle prend spécifiquement en compte la température des points chauds et se décompose alors en deux parties. La première concerne l'explosif se décomposant en limite de points chauds et la seconde une cinétique de terminaison pour la décomposition homogène de l'explosif. La figure 3.6 présente la phénoménologie envisagée par Johnson *et al.*. On remarque que les différentes cinétiques interviennent à des temps caractéristiques différents. Ainsi, la cinétique globale se formalise selon l'équation (3.18). L'équation (3.19) correspond à la cinétique de décomposition en périphérie des points chauds modélisée par une loi d'Arrhénius et l'équation (3.20) à l'évolution de la température des points chauds.

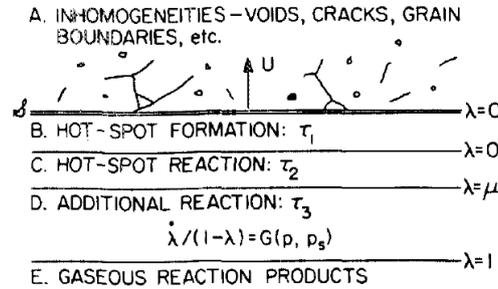


FIGURE 3.6 – Phénoménologie du modèle JTF [80]

HS croissance homogène

$$\dot{\lambda} = \mu \dot{f} + [1 - \lambda - \mu(1 - f)] \left[\frac{f - f_0}{1 - f_0} \right] G(P, P_c) \quad (3.18)$$

$$\dot{f} = (1 - f) Z \left(\frac{\alpha \beta}{\theta_s} \right) \exp(-\alpha/\theta_s) \quad (3.19)$$

$$\dot{\theta}_s = \theta_s \Gamma \kappa \dot{p} - \frac{\dot{q}}{c_p} \quad (3.20)$$

$$G(P, P_c) = G_0 P \left[1 + \frac{\mathcal{F}(P_c)}{G_0 P_c} \right] \quad (3.21)$$

$$\mathcal{F}(P_c) = A \left(\frac{P_c}{P_0} \right)^n \left[1 + B \left(\frac{P_c}{P_0} \right)^{7-n} \right] \quad (3.22)$$

$$\theta_s = \theta_0 \left[1 - m \left(\frac{\theta_0}{\alpha} \right) \ln \frac{P_s}{P_0} \right]^{-1} \quad (3.23)$$

On remarque que ce formalisme impose la succession temporelle des deux cinétiques. La phase de croissance ne joue pas de rôle avant la fin de la décomposition des points chauds obtenue pour un degré de réaction f égal à f_0 et constituant un seuil pour le changement de cinétique. La fonction de croissance homogène est une version modifiée du Forest-Fire (*cf.* (3.21) et (3.22)). Finalement, le modèle comporte sept paramètres (A , B , n , G_0 , θ_0 , f_0 et μ) plus une loi d'Arrhénius (Z , α et β). Il s'agit d'un mal récurrent pour les modèles qui essaient d'être polyvalents. La versatilité du modèle JTF en considérant deux cinétiques imbriquées se paie par un nombre important de paramètres avec une

signification physique mais non identifiables sans expérience. Un exemple de calcul sur l'explosif PBX-9404 est proposé sur la figure 3.7. On peut noter la très bonne concordance entre expérience et calcul en ce qui concerne la vitesse matérielle.

Cette polyvalence de JTF, qui en fait un avantage, a été reprise par Baudin *et al.* [19] et Bergues *et al.* [29] pour traiter un explosif contenant des particules d'aluminium. Ce modèle sera détaillé dans la partie 4.5.1 du chapitre 4.

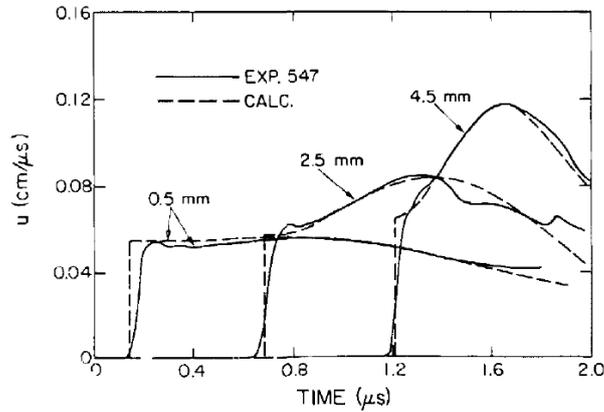


FIGURE 3.7 – Application du modèle JTF à l'explosif PBX-9404 [80]. La grandeur u représente la vitesse matérielle. La comparaison proposée ici est réalisée sur des mesures de vitesses matérielles au sein de l'explosif.

Au cours de cette partie, nous avons abordé différentes modélisations de l'amorçage, toutes issues de la lignée *ignition and growth*, théorisée par Lee et Tarver. L'idée principale est de considérer un amorçage par points chauds, dont le développement dépend de la pression de choc, puis une combustion de l'explosif à partir de front issus des points chauds. Ainsi depuis 1980 et la première version du modèle Lee-Tarver, jusqu'en 2014 avec le modèle WSD2T [51], les scientifiques ont repris l'idée initiale de Bowden et Yoffe avec une volonté de modélisation, mais ont été forcés à une part importante d'empirisme conduisant les modèles à s'enrichir de paramètres physiques dont la connaissance est discutable voire impossible. Il devient alors difficile d'anticiper le comportement des modèles en dehors des domaines de validation. L'aspect prévisionnel des modèles est ainsi perdu de vue.

3.2.3 Les modèles de troisième génération

Les modèles, dits de troisième génération, se veulent « plus physiques » dans le sens où ils prennent en compte explicitement tous les phénomènes physiques. Malheureusement, la complexité des phénomènes traités et l'envergure du nombre de paramètres physiques à connaître sur les matériaux en ont fait leur plus grande faiblesse. Dès lors, les équipes scientifiques se sont rabattues sur des modèles de type deuxième génération. Néanmoins, du côté français on peut citer les modèles AMORC [26] et AMOREA [103] développés respectivement à la [Direction des Applications Militaires \(DAM\)](#) et au [Centre d'études de Gramat \(CEG\)](#) dans les années 90. Ces modèles se basent encore et toujours sur l'implosion visco-plastique de pores puisqu'ils traitent de l'amorçage d'explosifs comprimés. Du côté américain, plus récemment en 2006, le modèle SCRAM [52] a vu le jour. Cette fois-ci, l'amorçage est causé par friction le long de fissures au sein des grains.

En résumé, les modèles de troisième génération, malgré un engouement au début des années 1990, n'ont pas su convaincre de leur force et ont été abandonnés jusqu'au début des années 2010. À partir de cette date là, on retrouve dans la littérature des études portant sur les mécanismes d'implosion de pores. La nette progression en puissance de calcul

permet alors à la simulation mésoscopique de voir le jour. Et c'est à travers le calcul de plus en plus explicite des phénomènes mésoscopiques qu'est désormais étudiée la TCD. Cette méthode poussée à son paroxysme donne naissance à une nouvelle catégorie de modélisation que nous détaillerons ultérieurement (*cf.* partie 3.2.5).

Dans les études récentes visant à la compréhension du mécanisme de formation des points chauds, ce sont sans nul doute les travaux de Rai *et al.* qui sont les plus avancés [120, 121, 132]. Leurs études portent sur le calcul à l'échelle mésoscopique de l'implosion de pores intra-granulaires, leur but étant de connecter les effets entre les échelles mésoscopiques et macroscopiques. Pour cela, deux cinétiques sont envisagées; une première à l'échelle mésoscopique \dot{F} et une seconde à l'échelle macroscopique $\dot{\lambda}$. Ainsi, la connexion entre les deux échelles se fait *via* la porosité ϕ et les équations (3.24) (3.25).

$$\dot{\lambda}_{ignition} = \phi \dot{F}_{ignition} \quad (3.24)$$

$$\dot{\lambda}_{growth} = \phi \dot{F}_{growth} \quad (3.25)$$

La stratégie de développement du modèle est de construire les fonctions $\dot{F}_{ignition}$ et \dot{F}_{growth} à partir d'un plan d'expériences numériques, autrement dit, à partir d'un ensemble de simulations numériques d'implosion, en parcourant les paramètres dont dépendent les fonctions. En effet, les auteurs font l'hypothèse, après plusieurs réductions, que les fonctions \dot{F} dépendent du diamètre du pore et de la pression de choc. Ils établissent alors un protocole d'identification des taux de réactivité pour l'initiation et la croissance à partir de l'évolution de la taille du pore, de sa température et de la production de gaz au cours de son implosion. Un exemple de résultats de calculs est donné sur la figure 3.8. Ainsi, après une série de calculs, ils obtiennent la variation des différents taux en fonction de la pression de choc et du diamètre de pore, représentée sur la figure 3.9. La comparaison expériences-calculs est donnée sur la figure 3.10. Les auteurs étudient l'influence de la taille du pore ainsi que de la porosité sur la sensibilité en regard des résultats de la littérature. On peut légitimement penser qu'une inversion sur le diagramme Pop-plot permettrait de déterminer la taille réelle des pores ainsi que la porosité à prendre en compte. Ces données pourraient ensuite être comparées à des visualisations par microtomographie.

Nous venons de passer en revue un des plus récents modèles de troisième génération. Même si ces derniers ont connu un recul de notoriété dans les années 2000, les évolutions technologiques dans les puissances de calculs et les schémas numériques ont permis une compréhension plus fine des phénomènes.

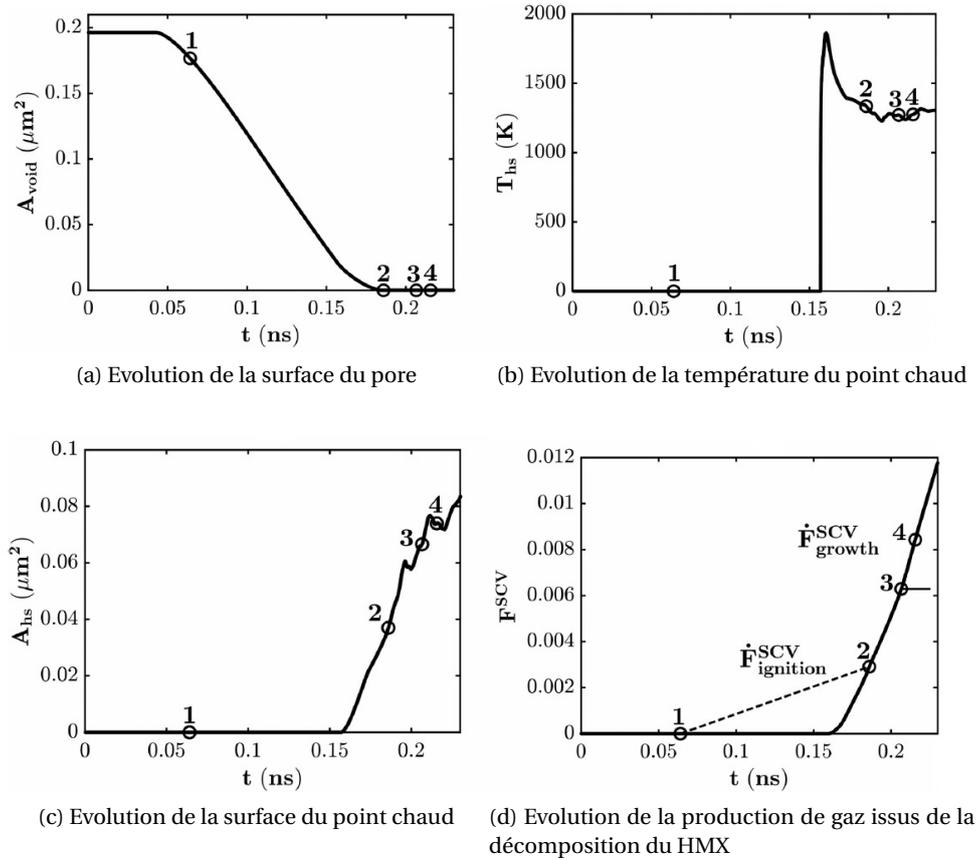


FIGURE 3.8 – Résultats d’une simulation de collapse d’un pore de diamètre $0,5\mu\text{m}$ soumis à une pression de choc de 221 kbar. Les temps référencés 1, 2, 3 et 4 correspondent aux temps choisis pour délimiter les phases d’initiation et de croissance.

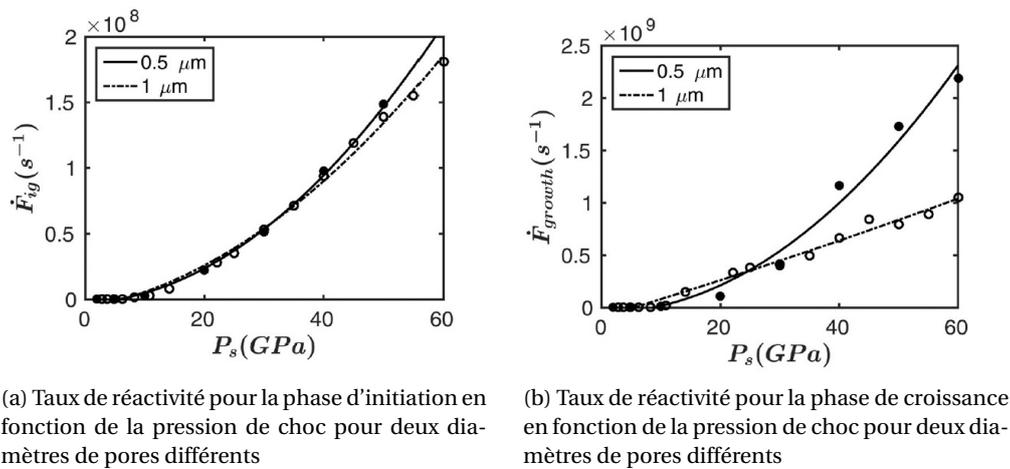


FIGURE 3.9 – Taux de réactivité calculés à partir du plan d’expériences numériques réalisé sur l’implosion d’un pore intra-granulaire pour le HMX [132]

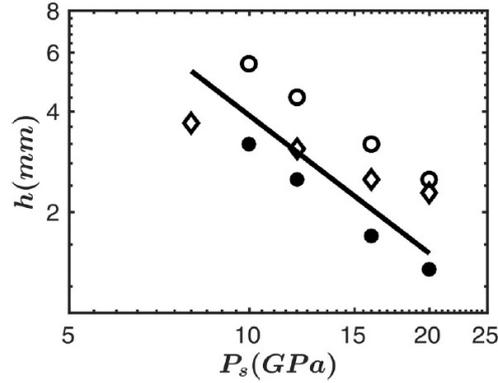


FIGURE 3.10 – Comparaison expériences-calculs pour le test du Pop-plot [132]. La droite représente les données expérimentales alors que les losanges représentent la cinétique identifiée pour des pores de diamètre 1 µm et une porosité de 3 %. Les cercles symbolisent la cinétique construite à partir de pores de diamètre 0,5 µm et une porosité de 3 % (cercles pleins) et une de 1,7 % (cercles vides).

3.2.4 Les modèles hybrides

Hybridation entre deuxième et troisième génération

En 1989, une nouvelle catégorie de modèle apparaît. Il s'agit d'une hybridation de la seconde et de la troisième génération, où généralement, l'initiation est traitée à partir d'un modèle mésoscopique alors que la phase de croissance est retranscrite par modèle empirique. Ces modèles seront tout naturellement appelés modèles hybrides.

Le premier à être publié est le modèle de Kim [90, 77], du nom de son auteur. C'est une déclinaison du modèle Lee-Tarver dans lequel l'initiation est causée par l'implosion viscoplastique des pores. La phase de croissance est quant à elle, pilotée par deux cinétiques, à basse et haute pressions. Il se présente sous la forme (3.26).

$$\frac{d\lambda}{dt} = \underbrace{\left(\frac{d\lambda_{ig}}{dt}\right)}_{\text{initiation}} + \underbrace{\frac{F}{r_0}\lambda^{2/3}P^y}_{\text{basse pression}} + \underbrace{\frac{G}{r_0}(1-\lambda)^{2/3}P^z}_{\text{haute pression}} \quad (3.26)$$

F, G, y et z sont des paramètres à déterminer à partir d'expérimentations. Le rayon r_0 , quant à lui, est le rayon moyen des charges actives. Le terme d'initiation est décrit dans [90]. L'auteur étudie l'évolution du terme d'initiation en fonction du temps et des paramètres du modèle. Le taux de réaction $\left(\frac{d\lambda_{ig}}{dt}\right)$ évolue vers une valeur constante après un certain temps. Ainsi, à partir de cette valeur, Kim propose d'ajouter un terme permettant de retranscrire le mécanisme de combustion en surface des grains. C'est le rôle des deux termes de basse et haute pressions. Le formalisme adopté pour ces deux contributions est issu d'une analyse de la topologie (cf. figure 3.11) de réaction basée sur une description en sphère creuse. Les deux sphères représentent la charge réactive et le liant alors que le « vide » représente la porosité. Kim fait l'hypothèse que le liant est assez « mou » en regard des charges réactives et néglige ainsi la compression de la charge réactive par le liant. Seuls les gaz produits et la pression de choc contraignent les grains.

L'introduction de l'initiation par implosion de pore nécessite la détermination de paramètres supplémentaires, dont un, γ , requiert une expérimentation. En ce qui concerne les autres paramètres (loi d'Arrhénius, conductivité thermique, etc.), Kim estime qu'ils sont identifiables à partir de la littérature. En revanche, l'auteur n'a testé son modèle que sur un explosif, le PBX-9404, sur lequel de nombreuses expérimentations ont été menées, et pour lequel la littérature est assez exhaustive.

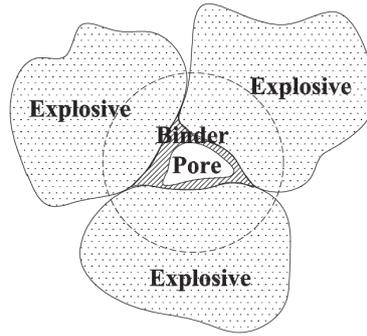


FIGURE 3.11 – Représentation de la topologie de réaction utilisée par Kim pour l'établissement de son modèle [90]

L'application de ce modèle à un explosif nouvellement mis au point peut s'avérer fastidieuse. L'identification des paramètres (Z et T_a) de la loi d'Arrhénius nécessite des expériences particulières, comme celles d'échauffement brusque [37], difficilement réalisables.

Dans la lignée du modèle de Kim, Duan a également réécrit le modèle Ignition and Growth. Il sera nommé plus tard modèle DZK, du nom de ses auteurs : Duan, Zhang et Kim [54]. Il est présenté avec l'équation (3.27).

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{d\lambda_{ig}}{dt} + \frac{3}{r_0} \lambda^{2/3} a_1 P^{n_1} + GP^z (1 - \lambda)^x \quad (3.27)$$

Duan reprend le modèle de Kim en y ajoutant les effets du liant négligés par son prédécesseur [55]. En 2014, les auteurs s'intéressent à l'influence de la température initiale de l'explosif sur sa réactivité. L'effet de la température est contenu dans le terme d'initiation proposé par Kim c'est-à-dire dans l'implosion viscoplastique de pores. Dans [54], les auteurs proposent les simulations d'impacts plans sur du PBX-9501 et la comparaison avec les données de la littérature. Les résultats qui comparent les profondeurs d'amorçage sont présentés sur le graphique 3.12.

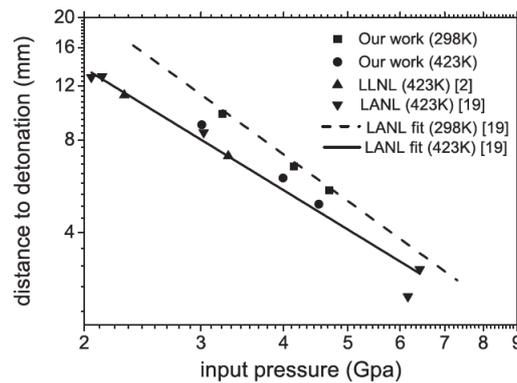


FIGURE 3.12 – Graphique Pop-plot présentant l'évolution de la profondeur d'amorçage en fonction de la pression de sollicitation pour l'explosif PBX-9501 : comparaison entre les calculs effectués avec le modèle DZK [54] et les données de la littérature

Une hybridation totale

Le modèle **Nucleation Growth Deflagration Kinetic (NGDK)** présenté dans cette partie a été élaboré pour les explosifs de type coulés-fondus par Chuzeville en 2016 [37]. Dans un souci de simplicité, et pour s'inscrire en rupture par rapport aux modèles nécessitant un grand nombre d'expériences de calibration, un modèle totalement hybride a été développé. Il a été inspiré par le modèle **KRAKATOA** présenté dans la partie 3.2.2 pour les explosifs comprimés. Ce modèle peut être qualifié de totalement hybride car il se base sur une phénoménologie de type *ignition and growth* tout en utilisant la force de l'hypothèse de courbe unique d'amorçage. Il prend la forme de l'équation (3.28) où l'on peut reconnaître aisément la modélisation de Damamme.

$$\frac{d\lambda}{dt} = \underbrace{N(P_{choc}, P)^{\frac{1}{3}}}_{\text{Germination}} \cdot \underbrace{h(\alpha_p)}_{\text{Topologie}} \cdot \underbrace{D_f(P)}_{\text{Croissance}} + \underbrace{(1 - \lambda) Z e^{-\frac{T_a}{T}}}_{\text{Terminaison}} \quad (3.28)$$

La phénoménologie d'amorçage est fondamentalement différente compte-tenu de la différence entre explosifs comprimés et coulés-fondus. L'initiation ne se produit certainement pas par implosion de pores. Chuzeville fait alors l'hypothèse d'un amorçage en surface de grain (ONTA ou RDX) et se place dans la limite d'un taux de nucléation fort, c'est-à-dire qu'il considère que tous les sites d'amorçage sont initiés. Cela revient à faire l'hypothèse $N(P_{choc}) = 1$.

La phase de croissance est ensuite pilotée par la propagation d'un front de déflagration à partir de la surface des grains. Or, dans les explosifs coulés-fondus, le liant fusible est le TNT qui est aussi réactif. Il y a alors deux fronts de déflagration ; l'un sphérique divergent dans le TNT et l'autre sphérique convergent dans le grain, qui se propagent à la vitesse $D_f(P)$. À partir de cette hypothèse et de la topologie de réaction illustrée sur la figure 3.13, le modèle est entièrement déterminé. L'hypothèse de courbe unique d'amorçage permet d'utiliser le diagramme Pop-plot afin de remonter à l'évolution de la vitesse de déflagration en fonction de la pression. Cette vitesse est prise identique dans les deux phases solides (grain et liant). Cela reste discutable. Néanmoins, dans le cas des explosifs coulés-fondus de type ontalite, le liant TNT étant énergétique, la vitesse de déflagration, dans le liant et dans la charge réactive, ne doit pas être éloignée. En revanche, pour les explosifs composites à liant plastique, il est sûrement nécessaire de prendre en compte deux vitesses de propagation des fronts de réaction.

Par rapport à **KRAKATOA**, Chuzeville ajoute une étape de terminaison pour retranscrire la thermocinétique en phase gazeuse. En effet, à partir d'un avancement « important » de la réaction, donc une fraction massique de gaz proche de 1, la température de la zone de mélange est élevée. Compte tenu de cette constatation, Chuzeville fait l'hypothèse que la zone de mélange est en équilibre thermique. Ainsi, l'explosif réagit en phase gazeuse selon une loi d'Arrhénius. Comme son nom l'indique, le terme rajouté permet de finir de « brûler » l'explosif encore non réagi. Les paramètres de cette étape sont déterminés au moyen de calculs thermocinétiques à partir d'expérimentations de délais d'induction thermique ou délais d'auto-inflammation [38].

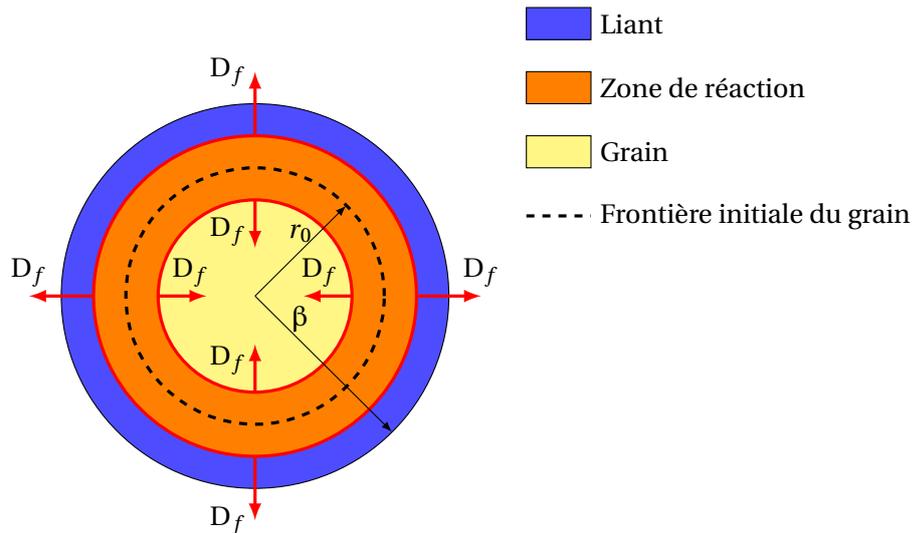


FIGURE 3.13 – Topologie de réaction choisie par Chuzeville pour modéliser la fonction $h(\alpha)$ représentant l'évolution de la fraction volumique de produits [37]. La grandeur β représente le rayon du volume d'étude représentatif. Il est choisi en fonction de la granulométrie des charges réactives et de leur répartition massique dans le liant. La répartition à l'intérieur de ce volume est représentative de l'ensemble de l'explosif. Le rayon r_0 correspond au rayon initial des charges réactives.

3.2.5 Les modèles de quatrième génération

En introduction de la partie 3.2.3, nous avons évoqué une nouvelle voie de modélisation, rendue possible *via* l'augmentation significative des puissances de calculs. Cette voie ne modélise pas à proprement parler la TCD mais tente de la calculer explicitement à travers la simulation mésoscopique, qui permet une étude stochastique du phénomène.

Ce courant est né au début des années 2010 avec les travaux de Barua *et al.* [13, 12, 92] sur les explosifs à liant polymère et s'est poursuivi sur l'étude des composites aluminisés avec les travaux de Kim *et al.* [93] et Miller *et al.* [109]. C'est pourquoi, nous ne ferons qu'évoquer les grandes lignes de leurs travaux et les détaillerons plus amplement dans le chapitre 4 à l'occasion du traitement de l'aluminium.

Leurs travaux sont basés sur le calcul mésoscopique de l'interaction d'un choc avec une micro-structure. Pour cela, ils disposent d'un code lagrangien de simulation numérique basé sur la méthode **Cohesive Finite Element Method (CFEM)**, permettant de prendre en compte la déformation, la fissuration, la friction ou encore le couplage thermo-mécanique. Le lecteur trouvera le détail du code dans [13]. L'amorçage est étudié au moyen d'un critère de température et de taille de point chaud.

Afin de prendre en compte la nature aléatoire de la micro-structure d'un explosif, les auteurs génèrent plusieurs échantillons numériques avec les mêmes propriétés de chargement et étudient leurs réponses à un choc. Ainsi, ils développent une étude stochastique de l'amorçage et transforment les critères usuels en loi de probabilité. Ce point de vue probabiliste constitue alors une approche innovante, en rupture avec ce qui a été présenté avant.

3.3 Mise en équation du problème

Que ce soit dans le traitement de la détonation ou celui de l'amorçage, nous avons vu la nécessité de considérer une épaisseur de réaction non nulle. Dans cette zone de réaction, explosif inerte et produits de réaction coexistent. Il y a donc deux phases de nature différente. En réalité, dans notre cas, trois phases peuvent se distinguer : l'explosif inerte comportant les charges réactives et le liant, les particules d'aluminium et les produits de détonation. Ainsi, face à une telle hétérogénéité, on peut se demander si les équations fondamentales restent valides⁴. Plus précisément, l'amorçage nécessite de traiter chaque phase afin de modéliser la cinétique de réaction et donc le passage d'une phase à l'autre. Des termes de production de phase et des transferts d'énergie peuvent être envisagés. Chaque phase ayant une équation d'état propre, comment les équilibres sont-ils gérés ?

Toutes ces questions amènent à penser que la résolution d'un problème d'amorçage implique un triptyque formé par les équations d'état, le modèle de réactivité et la loi de mélange. À travers la loi de mélange, des hypothèses sont faites sur les équilibres entre les phases. L'objectif de cette section est de présenter les différents types d'équilibre ainsi que leurs avantages et inconvénients.

3.3.1 Formalisme historique

Dans le formalisme historique d'Hubard et Johnson [76], les produits de détonation et l'explosif inerte sont en équilibre mécanique et thermique. Ainsi, le système résolu par les auteurs est fermé au moyen d'une équation d'état unique et d'une cinétique.

Dans la veine de ces travaux-ci, l'équilibre P-T a vu le jour avec deux équations d'état distinctes pour les deux phases. Ainsi, la phase « homogène » (produits de détonation plus explosif inerte) peut être traitée au moyen d'une pseudo équation d'état. Les deux phases ayant la même pression et la même température, le volume spécifique de chaque phase peut être déduit des équations d'état respectives et celui de la phase homogène est déterminé au moyen de l'additivité des volumes. C'est également le cas pour l'énergie interne. En équation, cela donne :

$$v_p = f_p(P, T) \quad (3.29)$$

$$v_r = f_r(P, T) \quad (3.30)$$

$$v = \lambda v_p(P, T) + (1 - \lambda) v_r(P, T) \quad (3.31)$$

$$e_p = e_p(P, T) \quad (3.32)$$

$$e_r = e_r(P, T) \quad (3.33)$$

$$e = \lambda e_p(P, T) + (1 - \lambda) e_r(P, T) \quad (3.34)$$

avec λ la fraction massique de produits de détonation. Les indices p et r représentent respectivement les grandeurs liées aux produits et à l'explosif inerte. Par définition, le système comporte une seule vitesse matérielle.

La limite de ce modèle d'équilibre est vite atteinte avec les explosifs hétérogènes solides où, dans les premiers instants de l'amorçage, explosif inerte et produits de détonation ne sont pas en équilibre thermique, compte tenu du délai d'induction thermique nécessaire au solide (cristaux d'explosifs ou particules d'aluminium) pour s'échauffer.

Un deuxième formalisme d'équilibre est envisagé par Bernier [30]. Il propose l'évolution isentropique de la phase solide. Ce modèle de fermeture impose l'absence de transfert thermique entre les phases gazeuse et solide. Même si cet équilibre résout les premiers instants de l'amorçage, il n'en reste pas moins qu'aux temps plus longs, la non prise en compte des transferts thermiques est une hypothèse assez forte et lourde de conséquences.

4. Les équations fondamentales du chapitre 1 ont été démontrées dans le cas d'un système S homogène.

3.3.2 Approche multiphasique

Compte-tenu des observations faites sur les précédents choix d'équilibre, il devient nécessaire de considérer les phases en déséquilibre total (mécanique et thermique). Cela revient à appliquer les équations de l'hydrodynamique dans chacune des phases et à modéliser les termes de couplage (transfert de chaleur, transfert de masse, *etc.*). Il s'agit de l'approche proposée dans [8] par Baer et Nunziato. Rapidement, les auteurs obtiennent un système d'équations non fermé nécessitant la modélisation d'un trop grand nombre de termes. Qui plus est, les équations n'admettent pas de relations de saut.

Face à ces difficultés, Kapila *et al.* [86] et Petitpas *et al.* [116] font l'hypothèse d'un modèle diphasique en équilibre mécanique (pression et vitesse matérielle) et déséquilibre thermique, ce qui impose d'avoir une température par phase. Le système obtenu est composé de deux équations pour le mélange ((3.35) et (3.36)) associées à deux équations pour chaque phase ((3.37) et (3.38)). Les grandeurs indicées par k sont spécifiques aux phases. Γ_k et Q_k représentent respectivement le coefficient de Gruneisen et le transfert de chaleur reçu de la phase correspondante. Le terme $\rho\dot{Y}_k$ représente la production de masse de la phase k . Elle est modélisée par la cinétique de réaction.

$$\frac{\partial\alpha_k}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \alpha_k = \alpha_k \left(\frac{\rho c^2}{\rho_k c_k^2} - 1 \right) \nabla \cdot \mathbf{u} + \left(\frac{Q_k \Gamma_k}{\rho_k c_k^2} - \alpha_k \frac{\rho c^2}{\rho_k c_k^2} \sum_j \frac{Q_j \Gamma_j}{\rho_j c_j^2} \right) + \left(\frac{\rho \dot{Y}_k}{\rho_k} - \alpha_k \frac{\rho c^2}{\rho_k c_k^2} \sum_j \frac{\rho \dot{Y}_j}{\rho_j} \right) \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial \rho_k \alpha_k}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_k \rho_k \mathbf{u} = \rho \dot{Y}_k \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + \underline{\mathbf{p}} \mathbf{I}) = 0 \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho E + p) \mathbf{u} = 0 \quad (3.38)$$

$$\rho = \sum_k \alpha_k \rho_k \quad (3.39)$$

$$e = \sum_k Y_k e_k \quad (3.40)$$

$$\rho \dot{Y}_k = \alpha_k \rho_k \quad (3.41)$$

L'approche menée semble satisfaisante mais nécessite néanmoins une modélisation du transfert de chaleur entre les phases qui peut s'avérer laborieuse. En effet, compte tenu des temps caractéristiques du phénomène de [Transition Choc Détonation \(TCD\)](#), il est primordial de prendre en compte les transferts par rayonnement plus que ceux par conduction. Cela revient à résoudre l'[Equation du Transfert Radiatif \(ETR\)](#).

De plus, l'approche multiphasique permet l'élaboration de cinétiques dépendantes de la fraction volumique de chaque phase et ainsi, dans le cas de l'aluminium, de prendre en compte la granulométrie.

3.3.3 Thermodynamique étendue

L'approche dite de thermodynamique étendue a été fondée par Godunov et Romensky [66]. Dans cette formulation, le potentiel thermodynamique dépend de toutes les variables de l'écoulement. Par exemple, l'énergie interne dépend de la déformation volumique, de l'entropie, des paramètres d'avancement de la décomposition pour un matériau énergétique, et des vitesses matérielles de chacune des phases. Cette démarche permet de construire des systèmes d'équations strictement hyperboliques de la mécanique en équilibre de pression, hors équilibre thermique et de vitesse.

3.4 Synthèse sur la modélisation de la détonation

Au travers de ce chapitre, nous avons détaillé trois approches de la détonation fréquemment utilisées pour la modéliser. De nombreuses autres approches existent mais c'est un choix de ne présenter que celles utiles dans notre étude. Ainsi, dans le reste du manuscrit, nous nous placerons toujours dans le cadre de la modélisation ZND. La zone de réaction devant être calculée, il devient nécessaire d'introduire une modélisation de la cinétique de décomposition de l'explosif en produits de détonation. C'était l'objet de la partie sur les modèles d'amorçage. Là encore, notre description, loin d'être exhaustive, se veut centrée sur les modèles structurants du domaine de la détonique. La progression historique a permis de comprendre les évolutions et d'en dégager les tendances notamment au travers de la classification en quatre courants bien distincts. Néanmoins, nous avons vu que certains modèles se veulent transverses et ainsi allient les différents avantages.

Malheureusement, la majorité, pour ne pas dire la *quasi*-totalité, des modèles de TCD traite de l'amorçage des explosifs comprimés causé par implosion de pores et création de points chauds. On peut alors noter une lacune dans les modèles d'amorçage pour les explosifs coulés-fondus ou composites, pour lesquels, la phénoménologie est vraisemblablement différente compte-tenu de leurs caractéristiques éloignées des comprimés.

Il est tout de même possible de dégager, de l'analyse proposée, des voies de modélisation pour notre problématique. Dans un premier temps, nous retiendrons les approches de Damamme et Chuzeville très similaires, pour lesquelles le pragmatisme de la topologie de réaction envisagée et le faible nombre de paramètres de calibration sont des atouts certains. Dans un second temps, les approches très « modernes » de Rai d'une part, et de Barua d'autre part, ne sont pas à négliger pour la compréhension de l'amorçage. Ces travaux permettent de mettre en évidence les paramètres clés à prendre en compte dans la modélisation. On peut voir ici un processus de modélisation en deux étapes successives, où au cours de la première, le mécanisme de germination-croissance est étudié en profondeur grâce à des outils numériques dans le but d'identifier la sensibilité de l'amorçage aux différents paramètres, puis une étape de modélisation reprenant les résultats précédents pour construire une cinétique basée sur la description de Damamme et Chuzeville.

Enfin, la dernière brique requise pour construire une modélisation complète de la TCD concerne la gestion du mélange intime gaz-solide dans la zone de réaction. Qui plus est, la présence de particules d'aluminium donc d'une troisième phase laisse présager la nécessité d'une loi de mélange « robuste ». Trois lois de mélange ont été abordées dans cette partie, la première pour l'aspect historique et l'évolution de l'approche, la deuxième dans le but de mettre en avant une approche innovante et la dernière pour faire ressortir toute la richesse d'une telle loi. En effet, l'approche multiphasique contient en elle toute la physique qu'il convient de plus ou moins modéliser suivant le degré de complexité que l'on veut atteindre. Elle semble être une voie non négociable afin de capturer les phénomènes physiques liés à la présence de particules d'aluminium. Aussi, il ne faut pas perdre de vue les possibilités de l'approche thermodynamique étendue concernant le déséquilibre de vitesses matérielles.

Chapitre 4

L'aluminium dans les matériaux énergétiques

Sommaire

4.1 Aluminium et détonation	52
4.1.1 Effet de l'aluminium sur la célérité de détonation	52
4.1.2 Effet de l'aluminium sur les pressions et températures	56
4.2 Aluminium et sensibilité à l'amorçage par choc	60
4.2.1 Chocs plans soutenus	60
4.2.2 Chocs non soutenus	61
4.3 Aluminium et mécanique	63
4.3.1 Effet mécanique de l'aluminium sur l'écoulement	63
4.3.2 Effet de l'aluminium sur les propriétés mécaniques de l'explosif	65
4.4 Modèles de détonation appliqués aux explosifs aluminisés	66
4.4.1 Modélisation de Wood-Kirkwood	66
4.4.2 Une approche multiphasique de la détonation des explosifs aluminisés	67
4.4.3 NIDEX	68
4.5 Traitement de la TCD dans le cas des explosifs aluminisés	70
4.5.1 Application des modèles de type <i>Ignition and Growth</i> aux explosifs aluminisés	71
4.5.2 Une approche mésoscopique de l'amorçage	74
4.6 Synthèse sur les effets de l'aluminium	76

Afin d'augmenter les performances des explosifs, des additifs métalliques sont ajoutés aux compositions. C'est en 1900 qu'un brevet allemand, déposé par Roth, décrit l'utilisation de l'aluminium dans les explosifs pour augmenter leurs performances. C'est lors de la première guerre mondiale que les explosifs aluminisés sont pour la première fois utilisés. L'ajout de particules d'aluminium dans l'explosif impose de diminuer la proportion massique de matériaux énergétiques et donc nécessairement d'en diminuer les performances. En revanche, il permet d'augmenter l'effet de souffle grâce à un phénomène de post-combustion des particules avec les produits de détonation. Il reste à déterminer le « bon compromis » entre teneur en particules d'aluminium et teneur en grains énergétiques. Il va de soi que l'ajout d'un composé métallique n'est pas sans effet sur la sensibilité et la réactivité de l'explosif. Ainsi, ce chapitre, écrit majoritairement à partir de [67], recueille les données de la littérature. L'évolution des propriétés macroscopiques (célérité de détonation CJ, pression CJ,...) des explosifs est étudiée en détails afin d'en dégager des conclusions sur les effets des particules métalliques.

4.1 Aluminium et détonation

4.1.1 Effet de l'aluminium sur la célérité de détonation

La célérité de détonation CJ est une grandeur caractéristique des explosifs pouvant être déterminée au moyen d'expérimentations ou de calculs thermochimiques. C'est une grandeur sensible à la variation de densité ou de composition de l'explosif.

La figure 4.1 présente l'étude expérimentale de Gogulya *et al.* [68] sur les compositions aluminisées à base d'HMX. Les expériences ont été réalisées au moyen de cartouches d'explosif de diamètre 20 mm et de longueur 100 mm amorcées de manière plane grâce à un Générateur d'Onde Plane (GOP). La célérité de détonation tracée sur le graphique est une célérité corrigée. En effet, afin de prendre seulement en compte la variation de fraction massique d'aluminium, il faut s'affranchir de la variation de masse volumique associée à l'ajout d'aluminium dans l'explosif. La célérité de détonation varie linéairement avec la masse volumique (sur une faible plage de densité) (cf. figure B.1 en annexe B). Ainsi, en connaissant le coefficient de proportionnalité, nous pouvons corriger la célérité de détonation afin de « normaliser » les essais en termes de masse volumique avec la formule (4.1). La démonstration graphique de cette formule est donnée en annexe B. Les grandeurs étoilées correspondent aux valeurs recherchées, c'est-à-dire qu'à la densité ρ^* correspond la célérité de détonation D^* , obtenue par proportionnalité.

$$D^* = D_{mes} + a(\rho^* - \rho_{mes}) \quad (4.1)$$

Nous pouvons remarquer, sur la figure 4.1, que la célérité de détonation diminue avec l'augmentation du taux de charge d'aluminium. En revanche, elle est d'autant plus faible que les particules d'aluminium sont petites. Il y a une différence majeure entre particules micrométriques et sub-micrométriques. Les courbes correspondant aux particules micrométriques semblent avoir une décroissance linéaire avec le même gradient égale à $-17,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\%^{-1}$. C'est à dire que pour 1 % d'aluminium ajouté, la vitesse de détonation décroît de $17,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. En revanche, le gradient pour les particules de $0,5 \mu\text{m}$ vaut le double : $-34,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\%^{-1}$. Un comportement similaire est observé sur les explosifs au RDX (cf. figure 4.3) d'après les études de Grishkin en 1993 et Trzcinski en 2007.

En 2006, Antic *et al.* proposent une étude semblable à celle de Gogulya en 1998 mais sur un explosif composite à base de liant polyuréthane. Les auteurs développent une série de compositions d'étude en faisant varier la granulométrie mais également la fraction massique d'aluminium tout en gardant 20 % massique de liant. Les particules d'aluminium ont un diamètre moyen de $15 \mu\text{m}$ et les grains de HMX ont un diamètre moyen compris dans la plage 400 à $600 \mu\text{m}$. Les vitesses de détonations sont mesurées en cartouche. Les résultats sont donnés sur la figure 4.2. Une donnée de vitesse pour un explosif comportant 20 % massique de PBHT a été ajoutée sur le graphique [133]. Cela donne également une idée de l'influence du liant sur la vitesse de détonation.

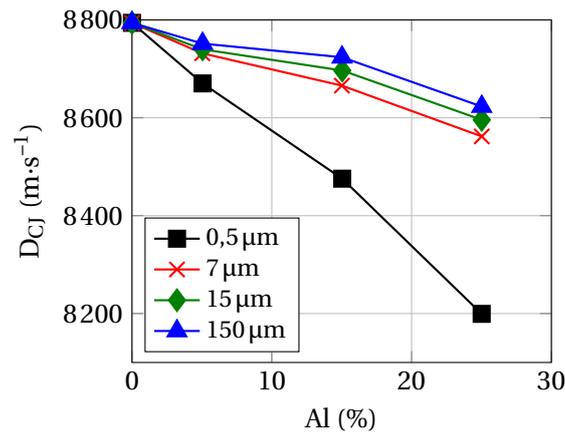


FIGURE 4.1 – Evolution de la célérité de détonation en fonction du taux de chargement en aluminium et de la taille des particules d'aluminium pour un explosif au HMX [68, 118]. Les densités de chacun des essais sont données dans l'annexe B. Les célérités ont été corrigées selon la formule (4.1) pour une masse volumique normalisée de $1808 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$.

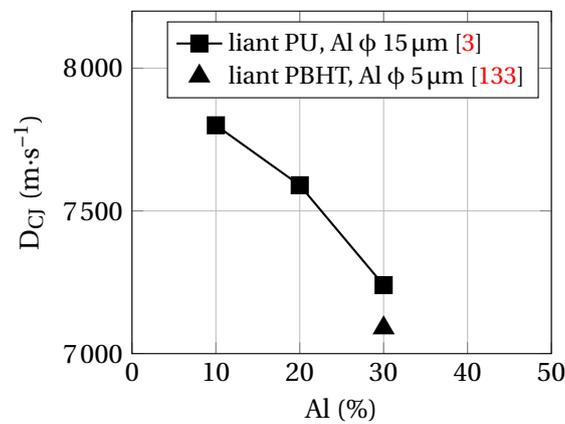


FIGURE 4.2 – Evolution de la vitesse de détonation pour un explosif composite à base de liant polyuréthane [3] et d'un liant PBHT [133] pour une teneur massique en liant constante de 20 %

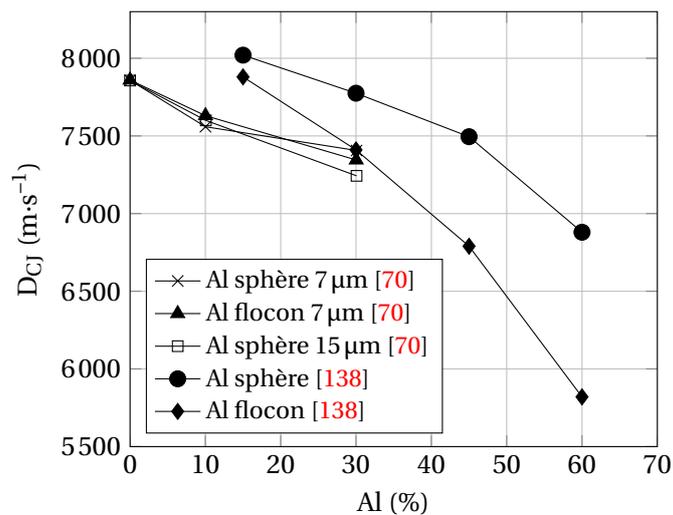


FIGURE 4.3 – Evolution de la célérité de détonation en fonction du taux de chargement en aluminium, de la taille et de la forme des particules d'aluminium pour un explosif au RDX [70, 138]. La masse volumique a été normalisée à 90 % de la masse volumique théorique maximale du RDX pour les données de [70]. La légende indique le diamètre pour les particules sphériques et la dimension d'un côté pour les flocons.

Afin d'approfondir les explications sur ces constatations, la variation de la célérité de détonation en fonction de la taille des particules a été tracée sur la figure 4.4. On peut constater qu'en dessous d'une certaine taille de particules, la célérité de détonation diminue fortement quelle que soit la concentration. Elle diminue d'autant plus que la fraction massique d'aluminium est importante. La granulométrie semble alors jouer un rôle prépondérant dans l'entretien de la détonation. On peut ainsi légitimement supposer qu'il faut la prendre en compte dans le mécanisme de TCD.

En effet, Gogulya *et al.* [69] suggèrent que la décroissance de la vitesse de détonation est causée par l'énergie consommée pour le chauffage des particules et le transfert de quantité de mouvement entre l'écoulement et les particules dû à la force de traînée. L'énergie consommée pour le chauffage des particules est ensuite ré-injectée dans l'écoulement lorsque l'aluminium brûle avec les produits de détonation lors de la phase de détente. Le calcul de la surface spécifique des particules d'aluminium permet de corrélérer les phénomènes. Elle s'exprime, pour une particule sphérique, au moyen de la formule (4.2).

$$s_{spe} = \frac{3}{\rho r} \quad (4.2)$$

La surface spécifique étant inversement proportionnelle au rayon, plus les particules sont petites plus leur surface spécifique est importante, ce qui augmente leur potentiel de réactivité avec les produits de détonation. En même temps, la diminution du rayon de la particule influe significativement sur le temps de chauffage de cette dernière. Des calculs d'ordre de grandeur seront donnés dans la partie 4.1.2.

Une synthèse des données bibliographiques sur l'influence de l'aluminium sur la célérité de détonation est proposée au moyen des diagrammes ternaires (figures 4.5 et 4.6).

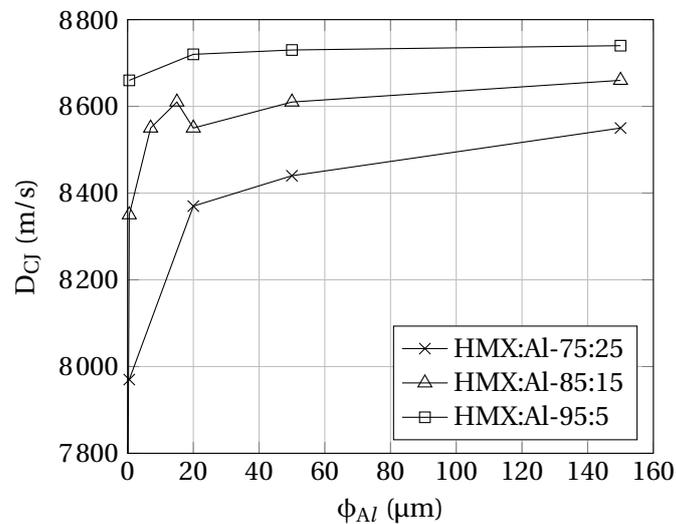


FIGURE 4.4 – Évolution de la célérité de détonation d'un explosif au HMX en fonction de la taille des particules pour différentes concentrations en aluminium. Les particules sont sphériques [68, 69].

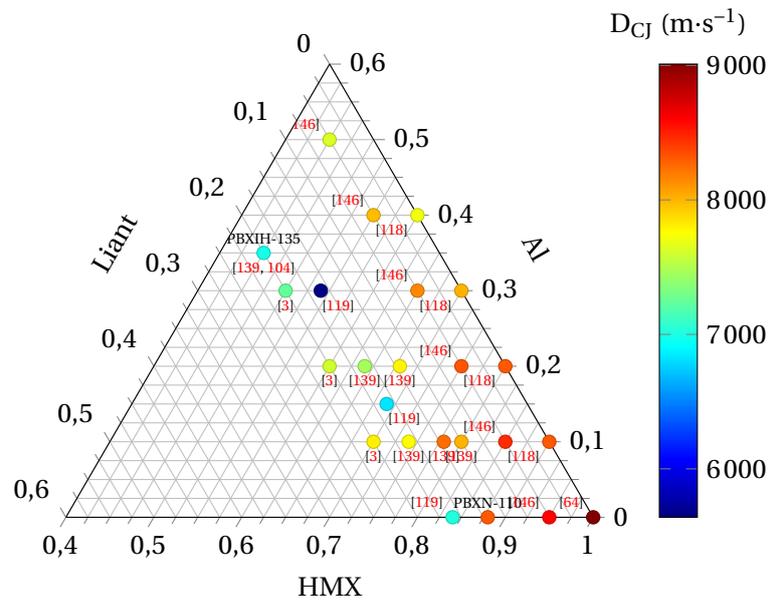


FIGURE 4.5 – Diagramme ternaire de la célérité de détonation en fonction de la composition des explosifs à base de HMX. Synthèse d'après [118, 74, 119, 139, 146]. Le liant peut être de nature différente. La synthèse présente des données pour tout type d'explosif.

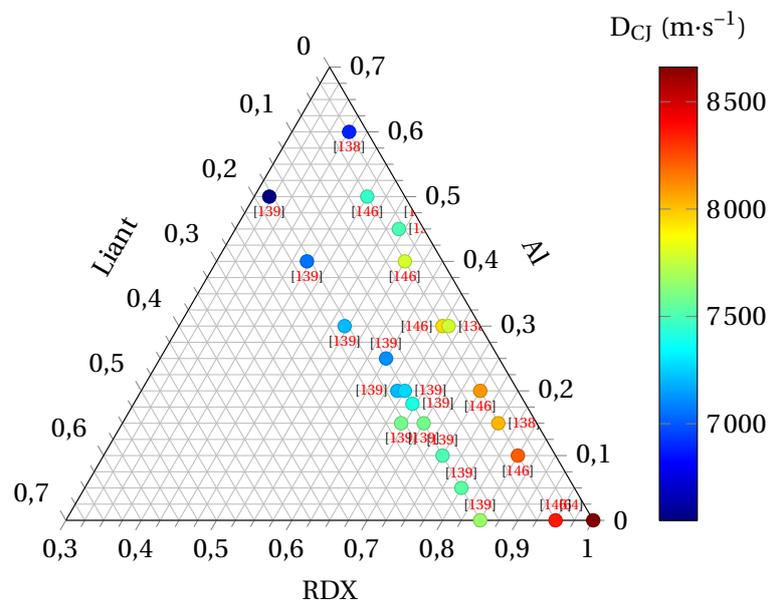


FIGURE 4.6 – Diagramme ternaire de la célérité de détonation en fonction de la composition des explosifs à base de RDX. Synthèse d'après [139, 146]. Le liant peut être de nature différente. La synthèse présente des données pour tout type d'explosif.

4.1.2 Effet de l'aluminium sur les pressions et températures

Gogulya *et al.* propose une étude paramétrique de l'influence de l'aluminium sur les propriétés de détonation [68]. Ils ont mesuré les profils de pression et de température au sein des produits de détonation. Pour ce faire, un matériau indicateur connu, dont la relation température-pression et la polaire de choc ont été caractérisées auparavant, est placé à l'interface entre les mesures et l'échantillon d'explosif. Il s'agit, ici, de bromoforme¹. Ainsi, la mesure de température du matériau indicateur permet de déduire l'état (P,T) des produits de détonation. Les mesures de température ont été réalisées avec un pyromètre optique à deux voies (420 nm et 627 nm). Elles ont, ensuite, été comparées à celles sur le HMX pur².

La figure 4.7 présente les résultats obtenus pour la pression de détonation CJ. Des résultats de calculs thermodynamiques ont été superposés aux résultats expérimentaux. Les courbes bleue et rouge représentent respectivement les simulations, réalisées avec le code SIAME [62], effectuées avec l'aluminium réactif ou inerte. La densité de l'expérience a été respectée dans le calcul. D'un point de vue calcul thermodynamique aucune considération de granulométrie ne peut être faite. C'est pourquoi seul le caractère inerte ou réactif de l'aluminium a été étudié.

On constate alors que la pression de détonation diminue avec l'augmentation de la teneur en aluminium. Cette décroissance semble d'autant plus importante que la taille des particules est petite. Là encore, granulométrie et performance sont étroitement liées. On peut remarquer une incohérence dans les valeurs pour le HMX pur. Gogulya explique cette incohérence par une influence de la longueur de son échantillon sur la mesure. Il est à noter que la pression CJ donnée correspond au premier saut de pression enregistré. Ainsi, en s'intéressant au profil de pression en fonction du temps, de nouvelles observations peuvent être faites.

La figure 4.8³ présente les profils temporels de pression obtenus par Gogulya *et al.* dans [68]. Les mesures sont très différentes selon la taille des particules et la concentration. On peut remarquer que pour des concentrations supérieures ou égales à 15 %, la présence d'aluminium fait chuter fortement la pression de détonation. Qui plus est, pour ces fractions massiques, un profil en double pic est observable sauf dans le cas de particules de 150 μm . En revanche, lorsque ce pic est présent, il apparaît environ 170 ns après le pic de Von Neumann. Dans tous les cas, l'ajout d'aluminium conduit à une pression globale plus faible. La diminution est d'autant plus visible que la concentration est forte pour de « grosses » particules ou faible pour de « petites » particules.

1. Liquide de formule CHBr_3

2. HMX pur : $\rho_0 = 1810 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ et $D_{\text{CJ}} = 8760 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

3. HMX(A) : 200 à 300 μm , HMX(B) : 10 à 20 μm

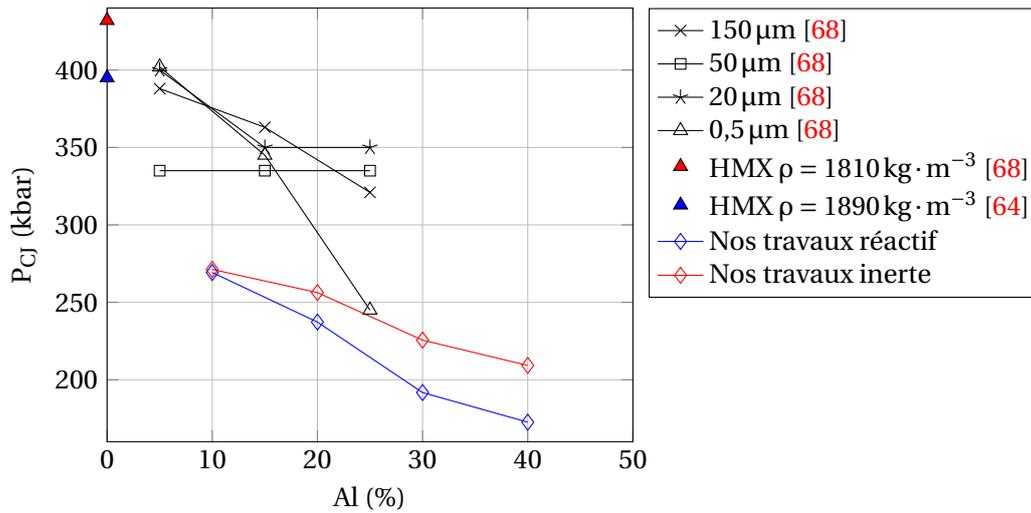


FIGURE 4.7 – Evolution de la pression de détonation en fonction du taux de chargement en aluminium et de la taille des particules d'aluminium [68]

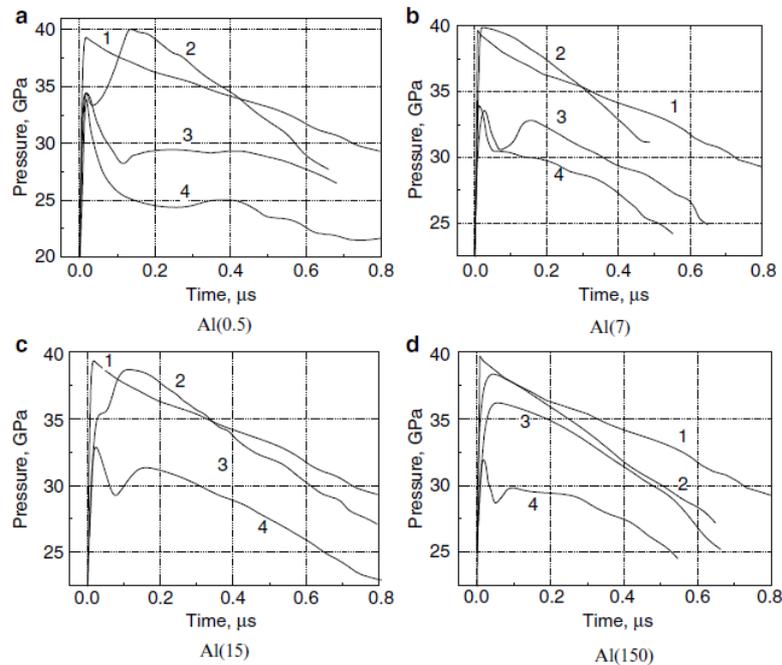
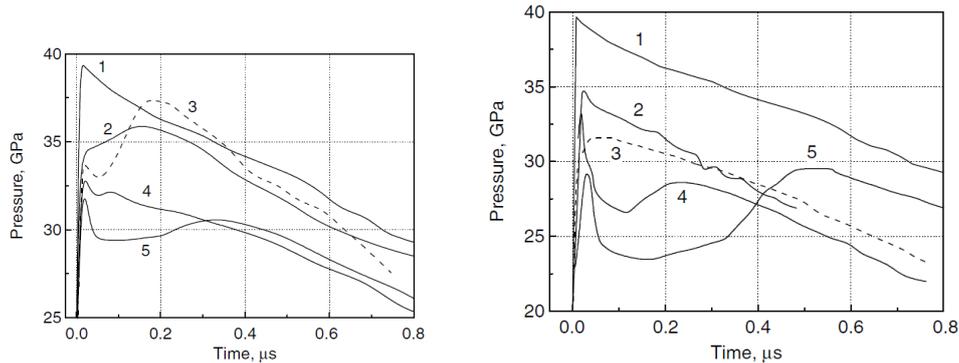


FIGURE 4.8 – Profils temporels de pression pour différentes compositions explosives à base de HMX(A) et d'aluminium. Les quatre graphiques représentent les données pour différentes tailles de particules d'aluminium. Les courbes 1, 2, 3 et 4 représentent respectivement des concentrations en aluminium de 0 %, 5 %, 15 % et 25 % [68].

L'influence des paramètres est encore plus visible sur les figures 4.9a et 4.9b qui mettent également en avant l'influence de la granulométrie de la charge (HMX). Pour ce qui est de la fraction massique, à faible taux de chargement (0 % et 3 %) il n'y a pas d'apparition de double pic. En revanche pour des taux plus élevés, une seconde augmentation de pression est présente. Le délai d'apparition de cette augmentation est croissant avec la fraction massique. Comme il l'a été dit précédemment, l'augmentation de la fraction massique d'aluminium s'accompagne d'une baisse de la pression de détonation. Cependant, la pression est de plus en plus soutenue à un niveau plus faible.

Lorsque l'on s'intéresse à l'influence de la granulométrie (cf. figure 4.9b), on s'aperçoit que l'ajout de particules inertes (LiF) baisse le niveau de pression mais ne modifie pas sa forme. En outre, un couplage entre la granulométrie de la charge réactive et celle de l'additif est observable. La différence entre les profils 3 et 5 en est la preuve. Une modification de la géométrie entraîne l'apparition d'un second pic de pression plus important et retardé de $0,5 \mu\text{s}$. Quant à la différence entre les profils 3 et 4, elle provient de la « désadaptation » de granulométrie entre HMX et aluminium. Pour le profil 4, la taille de la charge réactive est 2000 fois plus importante que le diamètre caractéristique des particules d'aluminium alors qu'elle ne l'est que 200 fois pour le profil 3.



(a) Profil temporel de pression pour une composition au HMX contenant des particules d'aluminium de $15 \mu\text{m}$. Les courbes 1, 2, 3, 4 et 5 correspondent respectivement à des fractions massiques d'aluminium de 0 %, 3 %, 7,5 %, 4,5 %, 10 %

(b) Profil temporel de pression pour une composition au HMX contenant 15 % d'additifs. Les courbes 1, 2, 3, 4 et 5 correspondent respectivement aux mélanges suivants : HMX(A) pur, HMX(A)-LiF, HMX(B)-Al($0,1 \mu\text{m}$), HMX(A)-Al($0,1 \mu\text{m}$) et HMX(B)-Al(flocon)

FIGURE 4.9 – Influence de la granulométrie et de la fraction massique en aluminium sur la pression de détonation après le passage du choc, d'après [67]

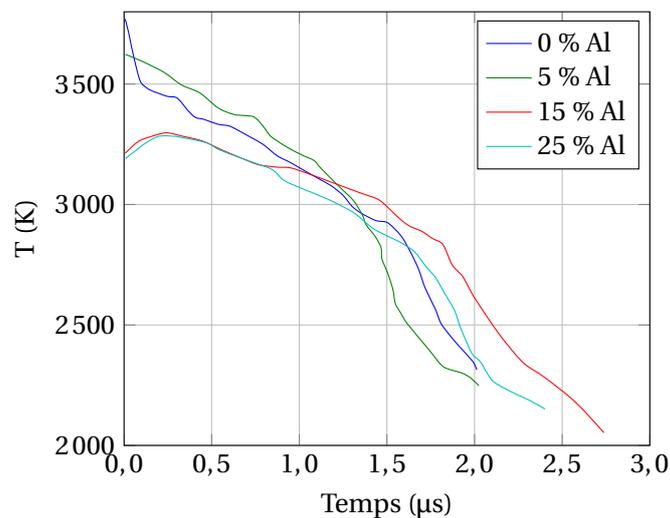


FIGURE 4.10 – Profil de température dans les produits de détonation pour des particules d'aluminium de $50 \mu\text{m}$

La figure 4.10 présente un exemple de résultats pour les profils de température. Nous pouvons remarquer que la température atteinte par les produits de détonation, pendant 1 μ s, est quasiment la même pour le HMX pur et celui chargé à 5 %. Cela implique que la perte d'énergie due à la masse plus faible de HMX est compensée par l'énergie libérée par l'oxydation de l'aluminium. Pour les taux de chargement plus faibles, durant la première micro-seconde, la température est inférieure à celle obtenue avec le HMX pur. En revanche, elle devient plus importante sur la fin de l'enregistrement.

Le retard de montée en température pour les chargements de 15 % et 25 % est dû au délai nécessaire à l'oxydation de l'aluminium. Gogulya *et al.* ont effectué des calculs thermochimiques de température de détonation des compositions HMX/Al. Les températures théoriques sont supérieures à celle du HMX pur d'environ 1000 K. Elles sont atteintes pour une oxydation complète de l'aluminium. Ils ont alors conclu que tout l'aluminium n'est pas oxydé durant les premiers instants.

Gogulya *et al.* émettent, alors, plusieurs postulats sur le mécanisme mis en jeu :

1. la durée de décomposition du HMX est beaucoup plus faible que celle d'oxydation de l'aluminium;
2. les particules d'aluminium sont beaucoup plus froides que les produits de détonation;
3. l'oxydation dépend de la surface de contact entre l'aluminium et les produits de détonation ce qui corrèle le phénomène à la granulométrie et au taux de charge;
4. l'aluminium réagit principalement avec l'eau, présente dans les produits de détonation, pour former de l'alumine⁴.

Pour étayer le postulat 2, les auteurs proposent un calcul d'ordre de grandeur des temps caractéristiques d'équilibre mécanique et thermique entre l'aluminium et les produits de détonation. Le temps d'induction thermique est estimé à l'aide de la formule $t_T \sim d^2/k$ avec k le coefficient de conductivité thermique pris à la pression atmosphérique et à la température de 1000 K. Une critique peut être faite sur ce calcul d'ordre de grandeur. Les auteurs considèrent uniquement le transfert thermique dû à la conductivité, bien qu'à la température des produits de détonation, le transfert par rayonnement ne puisse être négligé. Le temps d'équilibre mécanique est calculé grâce à la formule $t_p \sim d/D$ avec D la célérité de détonation. Dans ce cas là, les auteurs estiment qu'au passage de l'onde de choc, l'aluminium est instantanément en équilibre de pression. Ainsi, le temps d'équilibre pour la particule entière est simplement égal au temps mis par l'onde de choc pour parcourir son diamètre. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.1. Ils montrent que le système est à l'équilibre mécanique mais en déséquilibre thermique.

TABLEAU 4.1 – Temps caractéristiques d'équilibre thermique et mécanique d'après [68]

d (μ m)	t_T (μ s)	t_p (μ s)
150	190	0,070
50	21	0,024
20	3	0,010
0,5	0,002	< 0,0001

4. Alumine : Al₂O₃

4.2 Aluminium et sensibilité à l'amorçage par choc

La plupart des scientifiques s'accordent pour dire que l'ajout de particules d'aluminium dans une composition explosive entraîne une désensibilisation au choc. Paradoxalement, la littérature demeure pauvre en données afin de quantifier cette désensibilisation. Cette partie recueille les résultats expérimentaux disponibles sur les explosifs composites aluminisés.

4.2.1 Chocs plans soutenus

Le choc plan soutenu est souvent la première méthode de caractérisation utilisée face à une nouvelle composition. Son principe sera plus amplement détaillé dans le chapitre 7.

Les données disponibles concernent l'explosif PBXN109 de formulation américaine et celui de formulation française. Pour la composition américaine, deux types de RDX sont utilisés; le *Insensitive RDX (I-RDX)* et le RDX. Le I-RDX présente une morphologie de grain plus émoussée que le RDX, d'où une baisse de sa sensibilité. À titre de comparaison, les profondeurs d'amorçage de la B2238A sont données. D'un point de vue formulation, la B2238A possède 16 % volumique de plus de RDX que le PBXN109. Cependant, la fraction volumique de liant est *quasi*-équivalente (cf. tableau 2.9 de la partie 2.3). On peut remarquer une nette augmentation de la profondeur d'amorçage, d'environ 11 mm, entre la B2238A et le PBXN109 de fabrication française. Une comparaison avec deux autres compositions composites est également proposée. Elle est issue de l'étude de Dervaux *et al.* sur l'influence du liant [50]. La différence entre les compositions B2501A⁵ et B2261A⁶ est leur fraction volumique de HMX qui est plus élevée de 12,2 % pour cette dernière. On observe alors que la différence de sensibilité n'est pas aussi importante que dans le cas d'ajout de particule d'aluminium. Elle est tout au plus de 3 mm.

La comparaison des deux compositions américaines avec pour seule différence la morphologie des grains est également très intéressante. Là encore, la baisse de sensibilité est significative. Cela met en avant l'importance de la morphologie dans le traitement de l'amorçage qui reste compliqué à retranscrire dans un code numérique. Nous verrons une approche très intéressante sur le sujet dans la partie 4.5.2.

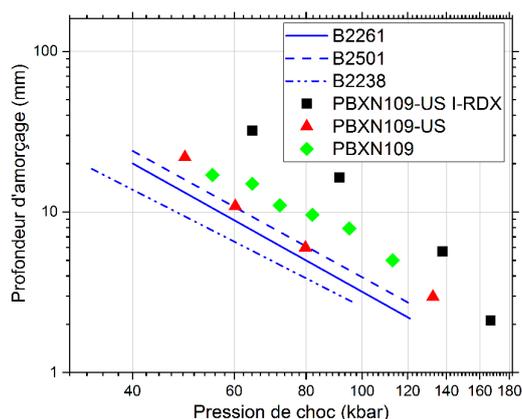


FIGURE 4.11 – Diagramme Pop-plot de deux compositions aluminisées à base de RDX [49, 99]. Les données pour les explosifs non aluminisés sont issues de [50].

5. HMX-Acrylique/82 %-18 %

6. HMX-Acrylique/70 %-30 %

4.2.2 Chocs non soutenus

Contrairement à la partie précédente, les expériences, dont nous allons discuter ici, mettent en œuvre des chocs non soutenus. La différence entre soutenu et non-soutenu relève de la forme du profil de pression qui sollicite le matériau. Le caractère non soutenu de la pression peut se retrouver sur un choc plan ou courbe. De plus amples détails sont disponibles dans les chapitres 7 et 8 respectivement au caractère plan ou courbe du choc. Nous allons ici nous intéresser au *gap test*, aussi appelé **Indice d'Aptitude à la Détonation (IAD)**, utilisé par Arnold *et al.* [4] pour caractériser des compositions aluminisées. Dans ce cas là, il s'agit d'un choc courbe non soutenu.

Le *gap test* consiste en l'étude de l'amorçage d'un explosif par une onde de choc générée par un donneur, généralement un explosif, atténuée à travers une barrière, généralement en PMMA. Le donneur étant amorcé par détonateur, l'onde de choc produite ne peut être plane. C'est pourquoi ce test diffère très fortement du choc plan soutenu présenté précédemment. Le figure 4.12 illustre le dispositif expérimental du *gap test*. Cette expérience prend également le nom de *go/no-go test*, faisant référence aux résultats obtenus qui déterminent s'il y a eu amorçage ou non en fonction de la perforation ou non d'une plaque témoin pour une épaisseur d'atténuateur donnée. Un exemple de configuration⁷ de *gap test* est présenté sur la figure 4.12. Les auteurs utilisent une caméra à balayage⁸ de fente pour enregistrer le diagramme de marche de l'onde réactive dans le matériau d'étude. Par ailleurs, une calibration préalable a permis de connaître la loi de pression en sortie du *gap* en fonction de son épaisseur.

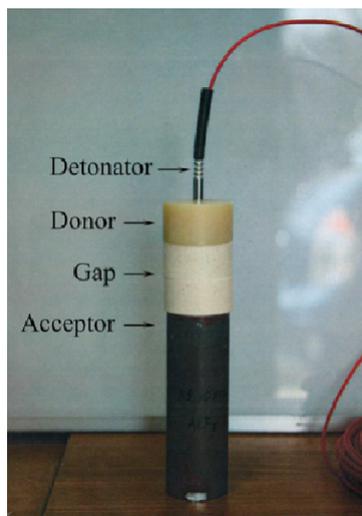


FIGURE 4.12 – Dispositif expérimental du *gap test* [89]

Arnold *et al.* proposent deux axes d'étude autour de la sensibilité : le premier concerne l'influence de la teneur en aluminium dans la composition, alors que le second s'intéresse à la variabilité des rapports massiques entre nitramine et liant. Pour cela, il s'appuie sur deux compositions à partir desquelles il introduit des variabilités. Il s'agit de la KS33 et de la KS22a. Le tableau 4.2 présente la compositions des matériaux d'étude et les figures 4.13a et 4.13b les résultats.

7. Il existe de nombreuses variantes de la configuration de ce test de par le monde.

8. Voir chapitre 5

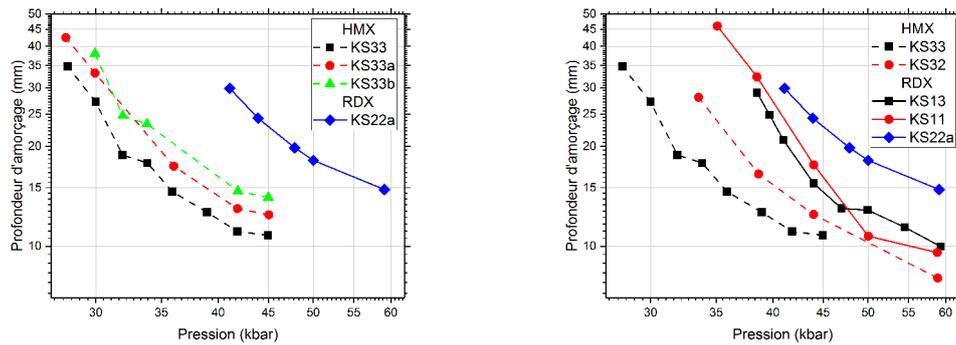
TABLEAU 4.2 – Compositions étudiées par Arnold *et al.* dans [4]

Nom	HMX♣/ RDX♣	PBHT	Al
KS33	90♣	10	0
KS32	85♣	15	0
KS13	88♣	12	0
KS11	85♣	15	0
KS22a	67♣	15	18
KS33a	80♣	10	10
KS33b	70♣	20	10

Les auteurs observent également une désensibilisation suite à l'ajout de particules d'aluminium. Le phénomène semble être continu avec l'augmentation de la fraction d'aluminium. On s'aperçoit, en revanche, que la composition KS22a à base de RDX est nettement moins sensible que la composition KS33b pour laquelle la fraction massique est la plus proche. Pour expliquer cela, Arnold a étudié l'influence du chargement en HMX ou RDX. Les résultats sont exposés sur la figure 4.13b. Une très franche différence entre le HMX et le RDX est observable. On peut remarquer que les positions relatives des compositions à base de HMX et de RDX sont inversées par rapport aux conclusions de la figure 4.11. Aucune explication n'est encore donnée à cette observation. La comparaison des compositions KS32 et KS11 montre une baisse de la sensibilité avec l'utilisation de RDX. Les courbes se rapprochent de la composition KS22a. Ainsi, la combinaison de l'ajout d'aluminium (à la place de la nitramine) associé au choix du RDX plutôt que du HMX permet d'expliquer le changement de sensibilité entre la composition KS33 et KS22a. Pour une profondeur d'amorçage de 20 mm, la pression de choc nécessaire à la composition KS22a est supérieure de 48 % à celle de l'explosif KS33.

Il est à noter que la KS22a est proche de notre composition d'étude PBXN109. Il serait donc intéressant de comparer les résultats obtenus pour ces deux explosifs même s'ils sont issus d'essais de nature différente. La figure 4.14 propose cette comparaison. Les points des diagrammes sont étonnamment alignés et semblent donc bien corrélés, ce qui ne va pas de soi, étant donné la nature différente des essais. Qui plus est, le *gap test* utilise un profil de pression de type « pic détente » alors que le Pop-plot présente un créneau. Les dimensions du *gap test* restent inconnues, mais peuvent être estimées (diamètre de la cartouche égal à 40 mm). Elles montrent que la courbure du choc n'est pas une problématique majeure. Il peut être considéré plan. La méthode d'enregistrement du diagramme de marche est quant à elle, discutable. En effet, les auteurs utilisent une caméra à balayage de fente qui visualise une génératrice du cylindre. L'onde de choc réactive enregistrée est donc celle à l'interface explosif-air, qui subit la détente latérale. La zone de mesure est fortement perturbée.

C'est pour toutes ces raisons que les conclusions tirées à partir de cette comparaison doivent être relativisées. La légitimité d'une telle comparaison peut être remise en cause.



(a) Comparaison entre différentes fractions massiques d'aluminium pour une composition à base de HMX

(b) Comparaison entre différentes fractions massiques de HMX et de RDX

FIGURE 4.13 – Evolution de la profondeur d'amorçage en fonction de la pression d'interface en sortie du *gap* pour différentes compositions aluminisées [4]

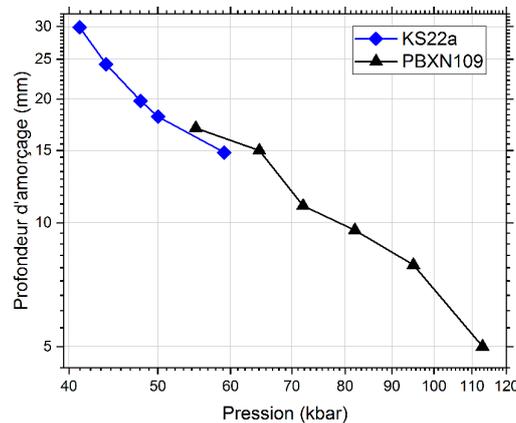


FIGURE 4.14 – Comparaison de l'évolution de la profondeur d'amorçage en fonction de la pression de choc entre les explosifs PBXN109 et KS22a [4, 49]

4.3 Aluminium et mécanique

4.3.1 Effet mécanique de l'aluminium sur l'écoulement

Nous venons de voir les manifestations macroscopiques (vitesse et pression de détonation, profondeur d'amorçage) de l'inclusion de particules d'aluminium au sein d'une composition explosive. Gogulya avance la problématique de l'équilibre thermique entre l'écoulement et les particules pour expliquer ses observations. Les hypothèses sur les équilibres semblent donc primordiaux. Jusqu'alors, les équilibres mécanique (pression) et de température ont été discutés. En revanche, la question de l'équilibre de vitesse matérielle n'a pas été traitée. Or, l'ajout de particules d'aluminium au sein d'un matériau doit nécessairement perturber l'écoulement résultant du passage d'une onde de choc. Plus précisément, la question du transfert de quantité de mouvement entre l'écoulement et les particules semble essentielle.

Zhang *et al.* [152, 151] se sont intéressés à cette problématique et émettent une hypothèse pour expliquer la décroissance de la célérité de détonation avec l'augmentation de la fraction massique d'aluminium. Hormis la perte d'énergie du choc réactif due au « chauffage » des particules, une perte de quantité de mouvement par accélération des particules est envisageable. Zhang *et al.* proposent un calcul d'ordre de grandeur des temps caractéristiques pour montrer que, dans certaines conditions, l'accélération des particules d'aluminium au passage du choc, donc le transfert de quantité de mouvement, devient non négligeable. Considérons une particule métallique de diamètre d de vitesse u_s dans un écoulement à la vitesse u . Le principe fondamental de la dynamique appliqué à la particule s'écrit alors :

$$\frac{du_s}{dt} = \frac{u - u_s}{\tau_v}, \text{ avec } \tau_v \text{ le temps de relaxation en vitesse.} \quad (4.3)$$

Le temps de relaxation en vitesse correspond au temps mis par la particule pour passer de sa vitesse propre à celle d'entraînement de l'écoulement. D'après des considérations aérodynamiques, ce temps de relaxation peut-être évalué comme

$$\tau_v = \frac{4d^2\rho_s}{3\mu C_d Re}, \quad (4.4)$$

avec C_d le coefficient de traînée (dépendant du nombre de Reynolds Re) et μ la viscosité dynamique. Le temps caractéristique de choc (le temps mis par le choc pour traverser la particule) est, quant à lui, défini plus simplement comme

$$\tau = \frac{d}{D}, \text{ avec } D \text{ la vitesse de propagation du choc dans le matériau.} \quad (4.5)$$

Ainsi, le rapport des temps caractéristiques est :

$$\frac{\tau}{\tau_v} = \frac{3\mu C_d Re}{4d\rho_s D}. \quad (4.6)$$

On s'aperçoit alors que suivant les paramètres de l'écoulement, il est possible d'obtenir un temps caractéristique d'accélération de la particule du même ordre de grandeur que le temps de passage caractéristique du choc. Nous avons fait un calcul d'ordre de grandeur pour une composition RDX-Al 85:15 comportant des particules de $10\ \mu\text{m}$ dans laquelle passe un choc à la vitesse de $4500\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Les paramètres du calcul sont donnés dans le tableau 4.3.

TABLEAU 4.3 – Paramètres du calcul d'ordre de grandeur du rapport des temps caractéristiques au passage d'un choc dans un composition RDX-Al 85:15 comportant des particules de $10\ \mu\text{m}$. La viscosité dynamique est prise arbitrairement à une valeur réaliste dans les gaz. Le coefficient de traînée est déterminé grâce au nombre de Reynolds d'après [34].

D ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	u ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	ρ_{Al} ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	Re	C_d	μ ($\text{Pa}\cdot\text{s}$)
4500	966	2700	$2,3 \times 10^4$	~ 1.0	$1,0 \times 10^{-3}$

On trouve alors un rapport τ/τ_v de $1,4 \times 10^{-1}$ ce qui montre que le temps de passage du choc n'est que six fois inférieur au temps caractéristique d'accélération. Ainsi, il n'est pas exclu que les particules atteignent des vitesses élevées.

Zhang *et al.* ont mené cette étude de façon numérique. Dans un premier temps, ils ont étudié l'écoulement présentant une particule d'aluminium puis ils se sont intéressés à une matrice de particules obstruant le choc. Leur modèle numérique résout les équations d'Euler et considère un fluide parfait non visqueux. Les particules sont considérées compressibles. La mise en vitesse de ces dernières, et donc la force de traînée résultante, est

pilotée par le différentiel de pression entre l'écoulement et les particules. Pour la comparaison des différents calculs, les auteurs définissent un facteur de transmission de vitesse α comme le rapport de la vitesse du barycentre des particules et de la vitesse de l'écoulement au passage du choc pris au temps τ . Les résultats de ces calculs sont présentés avec la figure 4.15. Les particules atteignent jusqu'à 80 % de la vitesse de l'écoulement dans le temps caractéristique de passage du choc. Cela témoigne d'un transfert de quantité de mouvement important qui selon Zhang, impose de considérer le déséquilibre mécanique pour expliquer la baisse de vitesse de détonation observée préalablement.

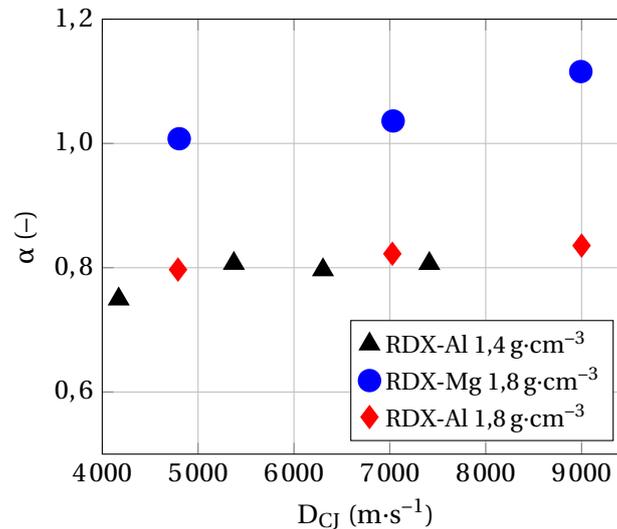


FIGURE 4.15 – Evolution du facteur de transmission de vitesse en fonction de la vitesse de choc pour des matériaux contenant des particules métalliques de $10 \mu m$ [152, 151]

4.3.2 Effet de l'aluminium sur les propriétés mécaniques de l'explosif

Si peu de données sont disponibles pour caractériser l'influence de l'aluminium sur la sensibilité, en ce qui concerne les propriétés mécaniques, elles sont *quasi* inexistantes. Antic *et al.* ont étudié l'évolution du module élastique, de la contrainte et de l'élongation à la rupture pour trois fractions massiques d'aluminium. On remarque que les valeurs de modules élastiques et de contraintes à la rupture sont très petites et varient faiblement avec l'ajout d'aluminium.

Hamshere *et al.*, dans un rapport de validation de la composition PBXN109, annoncent un module élastique de $8,7 \times 10^{-2}$ kbar à une température de $23^\circ C$ ainsi qu'une contrainte à la rupture maximale de $0,61 \times 10^{-2}$ kbar. La grande différence entre ces valeurs et celles d'Antic peut raisonnablement être attribuée au liant. Dans le cas du PBXN109, les auteurs s'attendaient à un module élastique de $2,23 \times 10^{-2}$ kbar à partir de données précédemment acquises. Ils concluent alors, qu'en ce qui concerne les caractéristiques mécaniques de l'explosif, la méthode de « cuisson » de l'explosif est le facteur influant. Une variabilité des caractéristiques en fonction de la taille des *batches* est également mise en évidence. Cette observation abonde aussi dans le sens d'une forte dépendance des paramètres mécaniques à la polymérisation du liant. Malheureusement, ces paramètres ne sont pas toujours identiques entre les différentes études et sont encore moins connus.

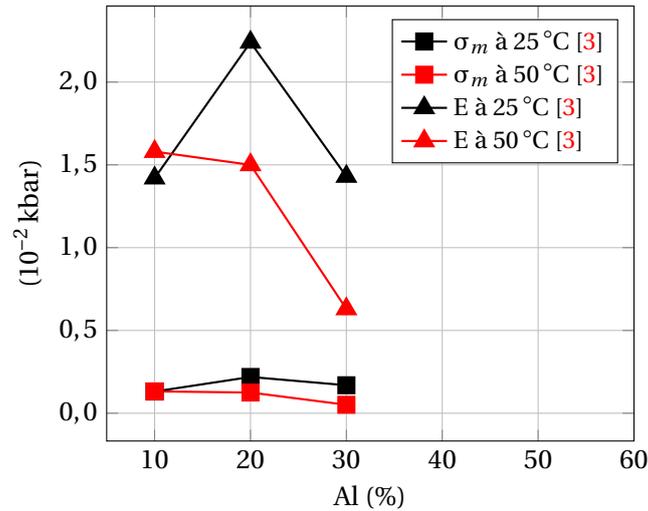


FIGURE 4.16 – Influence de la fraction massique d'aluminium sur la contrainte à la rupture σ_m et le module de Young E pour un explosif à base de HMX à liant polyuréthane [3]

4.4 Modèles de détonation appliqués aux explosifs aluminisés

La première partie de ce chapitre a présenté les différents effets de l'aluminium sur le fonctionnement des explosifs. Plusieurs équipes de scientifiques ont cherché à modéliser globalement leur phénomène de détonation et plus précisément la décroissance de la vitesse de détonation. Ces modèles ne traitent pas la TCD mais seulement la propagation de la détonation selon le modèle ZND et donc la cinétique de l'explosif. L'intérêt étant de reproduire la vitesse de détonation mais également l'énergie libérée qui est primordiale dans l'étude des effets extérieurs ou de l'interaction avec des matériaux connexes.

4.4.1 Modélisation de Wood-Kirkwood

Howard *et al.* [75] proposent un modèle de cinétique basé sur l'approche de Wood-Kirkwood présentée précédemment dans la partie 3.1.3. Les auteurs s'intéressent notamment à la description de l'interaction des particules d'aluminium avec les produits de détonation et utilisent des équations d'état multi-espèces et une cinétique par espèce. Seules les réactions limitantes sont prises en compte et possèdent une cinétique alors que les autres réactions sont considérées comme instantanées et leurs produits immédiatement en équilibre thermodynamique. Les solides sont modélisés *via* une équation d'état Murnaghan modifiée alors qu'une équation d'état de mélange gaz réels avec la calibration Becker-Kistiakowsky-Wilson (BKW) est employée pour les produits de détonation gazeux. Les cinétiques quant à elles, dépendent uniquement de la pression et sont connues pour chaque espèce individuelle.

Les équations résolues sont donc celles de Wood et Kirkwood auxquelles est ajoutée l'équation vectorielle d'évolution des fractions massiques 4.7,

$$\frac{d\lambda_i}{dt} = R_i (1 - \lambda_i) \quad (4.7)$$

avec λ_i la fraction massique et R_i la cinétique de l'espèce i .

L'avancée de ce modèle repose sur la dépendance de la cinétique à la concentration d'eau ($n_{\text{H}_2\text{O}}$), à la pression et à la surface de combustion des particules. Cette cinétique a été déterminée par ajustement sur des données expérimentales. Elle prend la forme (4.8). La comparaison de cette modélisation avec les données de Gogulya est présentée sur la figure 4.17.

$$R_{al} = 0,0002n_{\text{H}_2\text{O}}(1 - \lambda_{al})^{2/3}P^2 \quad (4.8)$$

On peut remarquer que la décroissance de la vitesse de détonation est reproduite. En revanche, l'influence de la granulométrie ne peut être reproduite, compte-tenu du choix de modélisation, même si elle impose une régression surfacique de l'aluminium grâce au terme $(1 - \lambda)^{2/3}$. Il s'agit de la régression d'une surface totale disponible.

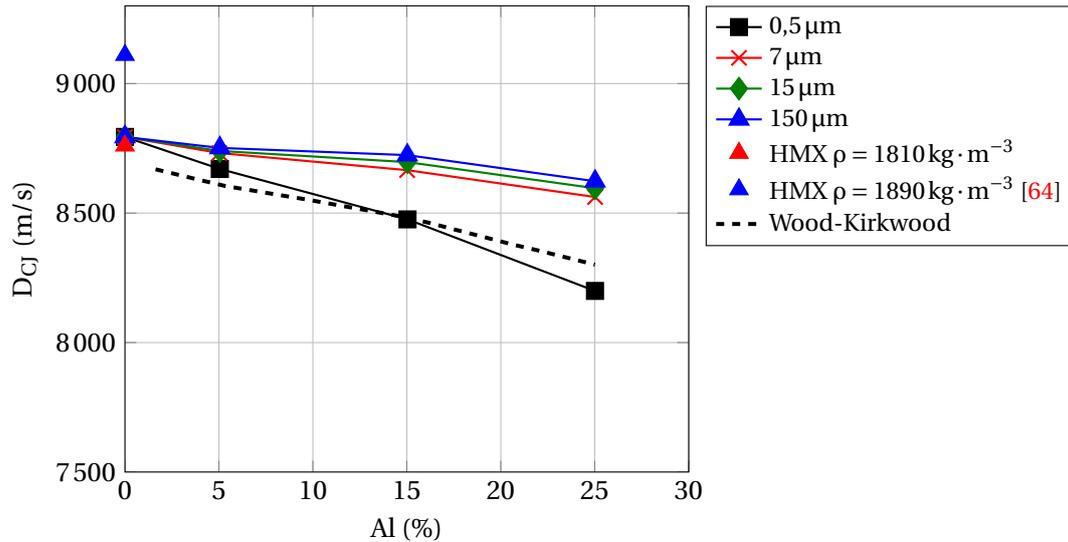


FIGURE 4.17 – Evolution de la célérité de détonation en fonction du taux de chargement en aluminium selon la modélisation de Wood-Kirkwood. La modélisation est comparée aux données expérimentales présentées avec la figure 4.1.

4.4.2 Une approche multiphasique de la détonation des explosifs aluminisés

Baudin *et al.* proposent en 2010 une approche multiphasique pour le calcul des caractéristiques d'une composition à base de particules d'aluminium [22]. À partir des expérimentations réalisées par Gogulya *et al.* et des conclusions attendantes, les auteurs entrevoient la nécessité d'utiliser un modèle hors équilibre thermique. Pour cela, ils se basent sur la description multiphasique de Kapila *et al.* [86] et les relations de saut de Saurel *et al.* [128]. Les auteurs considèrent les phases en équilibre mécanique c'est à dire avec une seule pression et une seule vitesse matérielle pour l'écoulement. En revanche, chaque phase possède sa propre température.

Leur modèle consiste alors en la résolution des équations d'Euler (cf. Eq. (11.7) à (11.9)) appliquées au centre de masse auxquelles sont ajoutées les relations sur l'évolution de la fraction volumique de chaque phase et leur équation d'état. Les auteurs considèrent une seule réaction irréversible donnée avec la relation (4.9). Les particules d'aluminium sont considérées inertes. La décomposition de l'explosif solide est pilotée par une loi de cinétique proposée par Fickett *et al.* [59]. L'avancée de ce modèle repose sur la description fine de l'écoulement en se passant d'une équation d'état de mélange basée sur une hypothèse d'équilibre entre réactifs et produits. Les résultats obtenus par Baudin *et al.* sont présentés sur la figure 4.18.



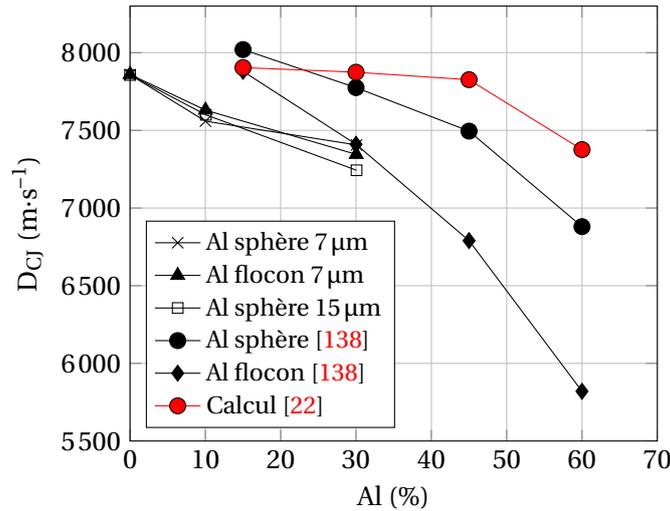


FIGURE 4.18 – Comparaison des calculs effectués par Baudin *et al.* avec les expérimentations de Tczinski *et al.* et Grishkin *et al.*

4.4.3 NIDEX

Le modèle **Non Ideal Detonation of EXplosives (NIDEX)** [49] a été développé conjointement par le CEG et la SNPE dans le but de modéliser la détonation d'explosifs non idéaux tels que les aluminisés ou ceux contenant du perchlorate d'ammonium. Il a été développé et calibré pour restituer des essais en cartouches nues et confinées, des relèvements de cylindre ainsi que des IAD.

Le modèle décrit la réactivité en deux étapes successives, la première très rapide se produit au passage de l'onde de détonation alors que la seconde correspond à une « post-combustion » des intermédiaires réactionnels. Le schéma cinétique peut se représenter comme suit :



Les trois états représentent un mélange homogène où toutes les phases sont en équilibre de pression et de température. Il s'agit en fait de trois états de l'explosif à des instants différents. Dans l'état 2, la fraction massique d'explosif réagi n'est pas connue car elle n'est pas suivie. Il est fort probable que l'explosif ait réagi mais aucun avancement ne peut le prouver. L'avancement cinétique λ_1 représente simplement le passage d'une composition 1 à une composition 2 ayant chacune une équation d'état différente.

La première réaction décrit le mécanisme d'initiation et de croissance des points chauds. Elle s'appuie sur la description de Lee-Tarver :

$$\frac{d\lambda_1}{dt} = I(1 - \lambda_1)^{\frac{2}{9}} \left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right)^4 + G(1 - \lambda_1)^{\frac{2}{9}} \lambda_1^{\frac{2}{3}} P^n, \quad (4.10)$$

avec I , G et n des paramètres ajustables. La seconde réaction est, quant à elle, modélisée avec une loi proposée par Guirguis :

$$\frac{d\lambda_2}{dt} = [K_1(1 - \lambda_2) + K_2\lambda_2] [\lambda_1(1 - \lambda_2)]^a P^z, \quad (4.11)$$

avec K_1 , K_2 , a et z des paramètres ajustables. Dans notre cas, cette réaction correspond à la réactivité de l'aluminium avec les produits issus de la décomposition de l'explosif.

Dans l'article initial, Dervaux [49] précise que l'étape la plus importante dans l'élaboration du modèle est celle d'identification des paramètres. En effet, il y a sept paramètres

de cinétique plus six paramètres pour la *Jones - Wilkins - Lee (JWL)* intermédiaire à déterminer par ajustement sur des expériences.

On voit ici la limite du modèle qui nécessite de nombreuses expériences et donc implique un coût élevé. De plus, l'algorithme d'optimisation mis en œuvre est complexe et demande un nombre considérable de simulations numériques. Là encore, le coût machine est important. Enfin, il est important de souligner les quelques lacunes du modèle, comme ses hypothèses, qui ne permettent pas de respecter toute la physique du phénomène. Nous allons nous attarder à en étudier une particulière qui concerne le traitement des particules d'aluminium.

À titre d'exemple, nous avons étudié les profils de température et de fraction réagie λ_1 et λ_2 sur un cas de choc plan soutenu mono-dimensionnel afin d'étudier l'influence des deux réactions sur la *TCD*. Les résultats sont présentés sur la figure 4.19. Les quatre graphiques représentent les différentes grandeurs à des instants différents. Les figures 4.19a et 4.19b correspondent à la période de transition, alors que les figures 4.19c et 4.19d sont des profils de détonation. À partir du profil de pression, le profil de température de fusion de l'aluminium a été calculé grâce à l'équation 2.1. Ainsi, ce profil a pu être superposé à ceux issus de la simulation. Dans un premier temps, on peut remarquer que la seconde réaction, représentée par la variable d'avancement λ_2 , ne contribue presque pas dans le phénomène de *TCD* ou de détonation. Cela revient à dire que dans les 3 μs simulées, aucun produit final n'est formé. La réaction 2 possède un temps caractéristique plus grand afin de rendre compte des effets balistiques à plus grande échelle, comme le relèvement de cylindre par exemple.

Les particules d'aluminium ne sont pas traitées dans le modèle. Elles sont inhérentes à tous les états sans que leur comportement⁹ soit pris en compte. C'est un choix de modélisation qui induit une lacune. En effet, les particules vont probablement jouer plusieurs rôles au cours de la *TCD* tant d'un point de vue mécanique qu'énergétique ou encore thermodynamique. C'est pourquoi nous avons tracé le profil de température de fusion de l'aluminium en regard du profil de température au sein du système. On peut remarquer que dans la *TCD* (figures 4.19a et 4.19b) la température de fusion est supérieure à celle du système, ce qui nous indique que les particules sont vraisemblablement dans un état solide. En revanche, pour ce qui est de la phase de détonation établie (figures 4.19c et 4.19d), la position relative des deux courbes nous indique que les particules sont dans un état liquide. Leur rôle va alors différer de celui pour un état solide.

Nous venons de mettre en lumière une lacune du modèle à cause du manque de signification physique des différents termes. Qui plus est, le nombre important de paramètres de calage implique un nombre conséquent d'expériences. Et c'est là que le bât blesse, car pour une nouvelle composition à base d'aluminium, le développement du modèle numérique de cinétique aura un coût non négligeable.

9. Ici au sens large du terme et non dans le sens mécanistique.

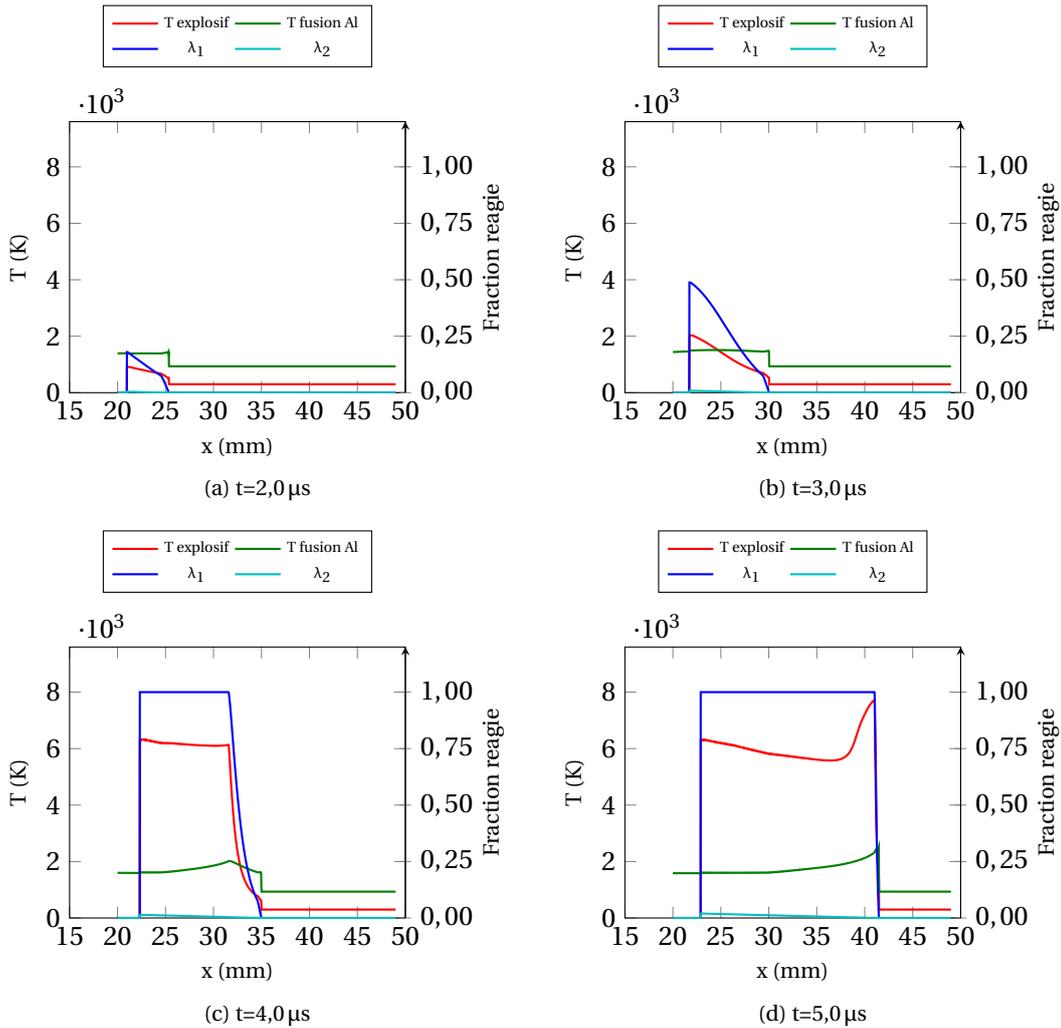


FIGURE 4.19 – Profils de température et de fractions réagies (λ_1 et λ_2), au sein de l'explosif, issus d'une simulation numérique avec le modèle de cinétique [NIDEX](#)

4.5 Traitement de la TCD dans le cas des explosifs aluminisés

Nous venons de passer en revue quelques voies de modélisation de la détonation des explosifs aluminisés. À l'exception du modèle NIDEX qui permet de calculer le phénomène de transition, mais ce n'est pas son but premier, les modèles de détonation ne s'intéressent pas à la phase transitoire et à l'explication de la désensibilisation induite par les particules.

Actuellement, dans la littérature, il existe peu de données sur les modèles d'amorçage d'explosifs contenant des particules métalliques. Dans cette partie, nous allons nous intéresser à deux approches totalement différentes. La première se base sur l'utilisation des modèles de type *Ignition and Growth*, vus dans la partie 3.2.2; alors que la seconde prévoit le calcul explicite de l'amorçage à l'échelle mésoscopique.

4.5.1 Application des modèles de type *Ignition and Growth* aux explosifs aluminisés

Cette étude a été menée par Bai [9] en 2017 sur un explosif à base de CL-20 (85 % massique), d'aluminium (15 % massique) et de liant (5 % massique). Les particules d'aluminium ont une taille moyenne de 15 μm . Bai applique le modèle DZK (cf. partie 3.2.4), présenté précédemment, pour retranscrire la TCD. L'aluminium étant de petite taille, il est considéré que les particules sont intimement mélangées avec le liant. Les propriétés de ce milieu sont déterminées en fonction des proportions massiques grâce à des lois de mélange. Enfin, l'aluminium est considéré réactif dans la zone de transition. Ainsi, Bai modifie le terme d'ignition pour y ajouter une contribution qui retranscrit le dégagement d'énergie dû à la réaction de l'aluminium. Cette modification prend la forme d'un paramètre à ajuster sur des expériences.

La validation du modèle a été réalisée grâce à des tests d'impacts plans instrumentés au moyen de jauges de pression à cœur dans l'explosif. Les auteurs ont simulé ces expérimentations à l'aide du code LS-DYNA. Afin d'identifier la fraction massique d'aluminium qui brûle dans la zone de réaction derrière le choc, les auteurs ont réalisé plusieurs simulations avec un taux réactif d'aluminium variable. Ainsi, à partir de la comparaison expériences-calculs, ils ont pu estimer que seulement 4 % de la masse d'aluminium réagissent durant le phénomène de TCD. La comparaison pour ce taux de réaction est présentée sur la figure 4.20.

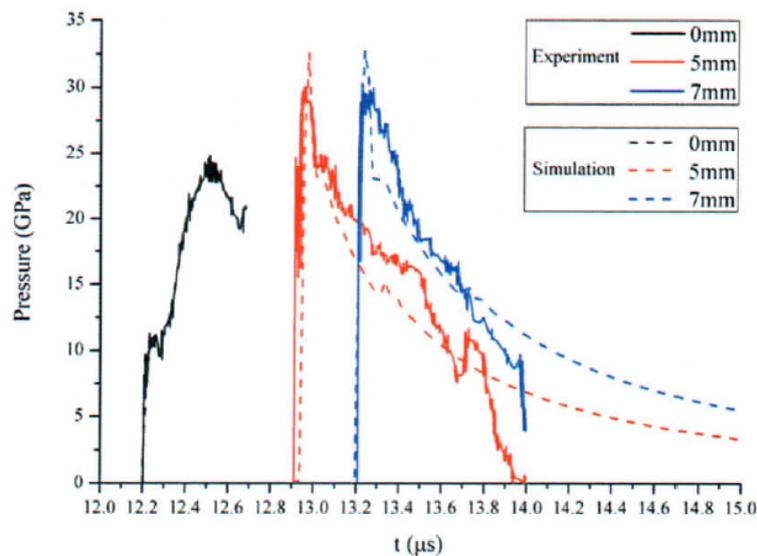


FIGURE 4.20 – Comparaison des profils de pression entre les calculs effectués avec LS-DYNA et les mesures à cœur pour un explosif aluminisé [9]

Compte tenu de l'expérimentation choisie pour la validation du modèle, les résultats peuvent être discutés. En effet, la pression d'entrée dans l'explosif avoisine les 100 kbar. Le profil de pression obtenu pour la jauge à l'interface est croissant dès l'instant où le choc débouche dans l'explosif. Cela veut dire qu'à l'interface le choc est « fortement » réactif. Qui plus est, le manque d'instrumentation ne permet pas de capturer le phénomène de TCD car la jauge à 5 mm présente un profil de détonation établie. Il paraît donc difficile d'identifier un modèle sur une telle expérimentation et d'en déduire que l'aluminium a une influence. La pression d'entrée étant tellement forte que l'explosif réagit directement en détonation sans présenter de zone de transition dans laquelle le comportement des particules peut avoir un impact.

Un autre modèle, de la ligné du modèle Lee-Tarver, appliqué à un explosif aluminisé a été élaboré par B. Kim¹⁰ *et al.* dans [92, 89]. Les auteurs s'intéressent à la caractérisation d'un explosif fortement aluminisé de type RDX(50 %)/Al(35 %)/PBHT(15 %). Leur approche a pour finalité la compréhension du mécanisme d'initiation de l'explosif en vue de la simulation complète d'un dispositif d'amorçage. Leur approche diffère de celle classiquement menée en TCD qui consiste à déterminer les paramètres d'un modèle à partir de profondeurs d'amorçage. En effet, B. Kim *et al.* utilisent des données de tests de cartouche et de *gap test* pour évaluer leur modèle. Ces derniers sont utilisés car le dispositif d'amorçage qu'ils souhaitent simuler fonctionne sous la forme d'un donneur, séparé d'un accepteur par un matériau inerte. C'est le principe même du *gap test*.

Le test de cartouche consiste à faire détoner un cylindre d'explosif d'un certain diamètre et à mesurer la vitesse de détonation. Cette mesure est réalisée à partir d'une certaine longueur, généralement cinq fois le diamètre, afin de considérer que la détonation est bien stationnaire. En effectuant ces tests avec des diamètres d'explosifs différents, il est alors possible de tracer l'évolution de la vitesse de détonation en fonction de la courbure¹¹ sur l'axe de l'explosif ou en fonction du rayon de cartouche. Cette évolution de la vitesse en fonction du rayon de cartouche permet ensuite de déterminer les paramètres du modèle de cinétique et ainsi de s'assurer que la cinétique choisie reproduit bien les effets de la courbure de la détonation.

Dans leurs publications, B. Kim *et al.* ne considèrent pas l'aluminium réactif dans la zone de réaction derrière le front de choc et le justifient par la granulométrie micrométrique des particules qui nécessite un temps de chauffage très grand devant le temps caractéristique de la réaction de l'explosif. Un modèle de post-combustion est adjoint pour permettre à l'aluminium de réagir à un temps plus long. Dans la phase de TCD et de détonation, les particules métalliques rentrent seulement en jeu dans les équations d'état en les modifiant.

Dans un premier temps, les auteurs ont comparé leur modèle à une série de tests de cartouches. La comparaison est donnée sur la figure 4.21. Construit sur les résultats de ces tests, il apparaît alors normal que le modèle soit en accord avec la courbe expérimentale. En revanche, les auteurs notent une augmentation significative de la longueur de la zone de réaction et estiment à 10 le facteur entre la taille de la zone de réaction du RDX pur et celle de l'explosif aluminisé. Afin de répondre à leur problématique, B. Kim *et al.* valident leur modèle sur les *gap test* réalisés. Les expériences montrent une limite de non amorçage de l'explosif entre 25 mm et 26 mm ce qui est reproduit par le calcul présenté sur la figure 4.22. Les deux séries de comparaison présentées attestent de la bonne restitution des expérimentations par le modèle théorique.

10. Bohoon Kim est Coréen alors que Kibong Kim est américain.

11. La courbure doit également être mesurée.

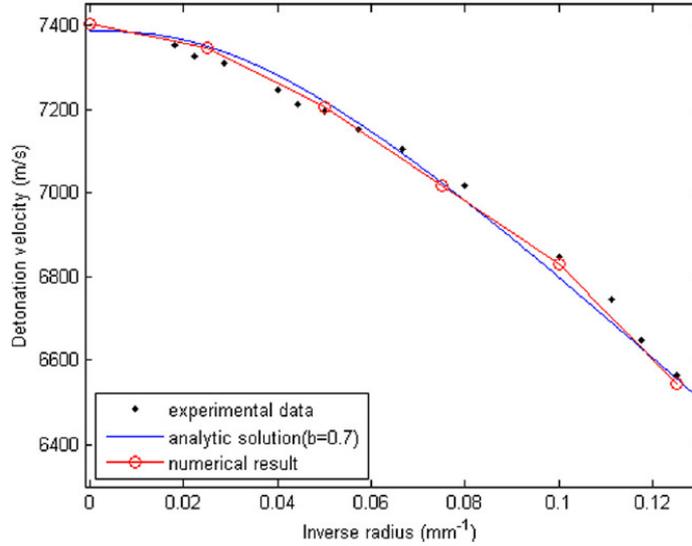


FIGURE 4.21 – Comparaison expériences-calculs pour la relation célérité-inverse du rayon de carouche d'un explosif aluminisé

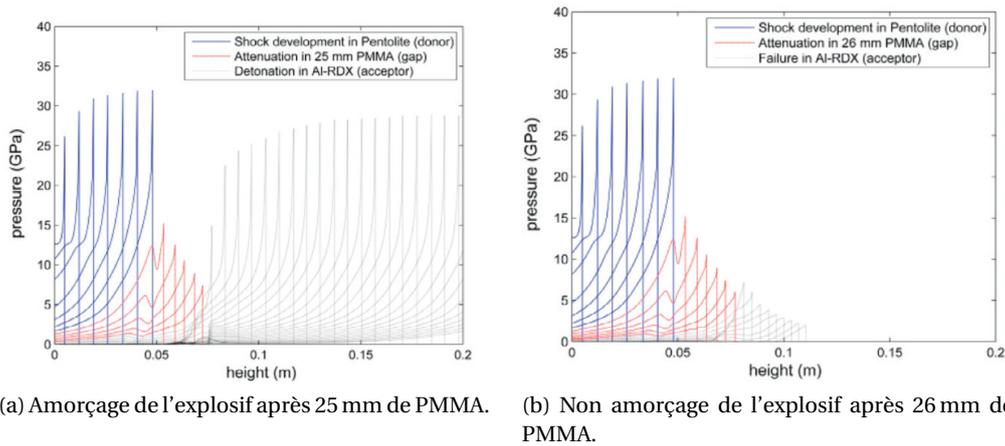


FIGURE 4.22 – Simulation des expériences de *gap test* pour un explosif fortement aluminisé à partir du modèle DZK [89].

Dans la poursuite de l'application des modèles de la lignée *ignition and growth*, Baudin *et al.* [19] reprennent l'idée du modèle JTF (cf. partie 3.2.2) en ajoutant une cinétique à la suite des étapes de germination et croissance, pour retranscrire la combustion de l'aluminium. Cette combustion est modélisée comme la régression sphérique d'une particule à la vitesse D_R dépendante de la pression. Les auteurs obtiennent alors pour l'aluminium la cinétique présentée avec l'équation 4.12. La combustion est déclenchée lorsque l'aluminium passe en fusion. Pour cela, les mécanismes d'échanges entre les produits et les particules sont pris en compte.

$$\dot{\lambda}_{al} = \frac{6}{d_{al}} D_R \left(\frac{P}{P_{CJ}} \right)^y (1 - \lambda_{al})^{2/3} \quad (4.12)$$

4.5.2 Une approche mésoscopique de l'amorçage

Récemment, une nouvelle approche a été mise en œuvre pour l'étude de l'amorçage et plus précisément de la désensibilisation due à l'ajout de particule métallique. S. Kim¹², dans [93], propose une analyse numérique et stochastique de la germination de points chauds dans les explosifs aluminisés. Pour cela, il utilise une approche basée sur une méthode CFEM développée pour les explosifs granulaires. L'avantage du modèle numérique est de prendre en compte de nombreux phénomènes physiques tels que l'élasticité, la viscoélasticité, la viscoplasticité, la fracturation interne, les efforts de contact, la friction, la conduction thermique, *etc.*

Le matériau étudié est composé de HMX, d'estane et d'aluminium avec des fractions massiques différentes pour balayer toute une gamme de chargement en aluminium et pour observer les effets. Le HMX a une distribution bi-modale avec les deux granulométries moyennes égales à 289 μm et 123 μm . Il possède des grains à géométrie aléatoire mais à facette. En revanche, les particules d'aluminium sont considérées sphériques et ont un diamètre moyen de 50 μm . Kim construit ses micro-structures en conservant la fraction volumique de liant (estane) égale à 19 %. C'est-à-dire que l'augmentation de la teneur en particules d'aluminium implique la diminution du chargement en grains d'explosif. La fraction volumique d'aluminium (respectivement de HMX) varie entre 0 % (81 %) et 18 % (63 %). S. Kim étudie cinq points particuliers dans la plage de concentration d'aluminium.

Afin de réaliser des statistiques sur les observations, vingt micro-structures différentes sont générées pour chaque composition. À titre d'exemple, l'auteur présente les statistiques sur la micro-structure sur la figure 4.23 et les micro-structures sur la figure 4.24.

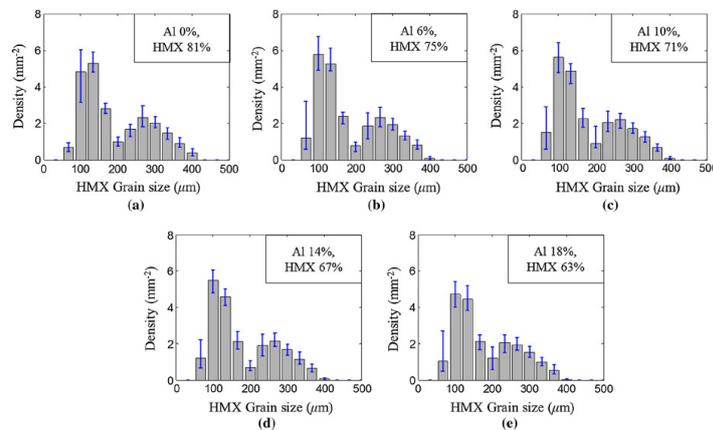


FIGURE 4.23 – Exemple de distribution granulométrique pour le HMX pour les différentes micro-structures. Les barres d'erreurs expriment la variabilité sur les vingt échantillons d'après [93, 91].

12. S. Kim est américain.

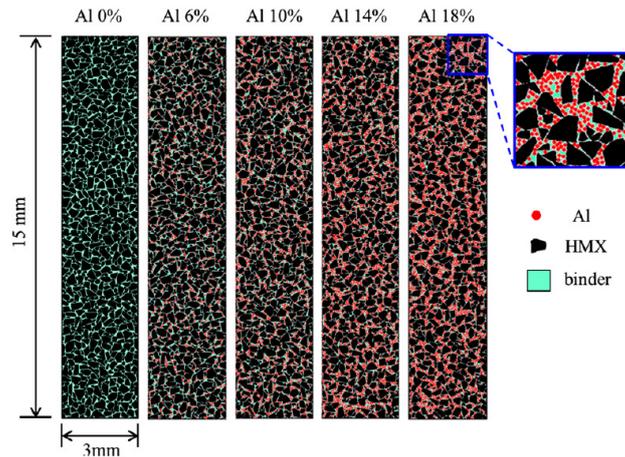


FIGURE 4.24 – Exemple de micro-structures générées numériquement

Les simulations sont effectuées sur des échantillons rectangulaires de 15 mm de long par 3 mm de large. Il s'agit d'un calcul 2D qui implique que les particules sont infinies dans la troisième direction. Initialement, le matériau est au repos (sans contrainte et à une température de 300 K) et une rampe linéaire de vitesse matérielle est imposée comme condition limite gauche. La rampe fait passer la vitesse de $0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à $150 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ en $0,5 \mu\text{s}$. Les conditions limites haute et basse sont des murs de sorte qu'aucune déformation de l'échantillon ne soit possible. Kim choisit cette configuration afin d'approcher celle d'un impact plan d'un matériau infiniment petit.

Afin de quantifier l'amorçage dans les simulations, l'auteur utilise un critère portant sur le diamètre des points chauds et leur température. Ce critère permet de déterminer la fraction d'HMX qui se décompose et conduit à l'amorçage de l'échantillon. Il s'exprime à l'aide de l'équation 4.13,

$$d(T) \geq d_c(T) \quad (4.13)$$

avec d le diamètre du point chaud porté à la température T et d_c le diamètre minimal d'un point chaud à la température T permettant l'initiation thermique et irrémédiable de l'explosif. Ce diamètre minimal est issu des travaux de Tarver *et al.* [137].

À partir de l'expression de ce diamètre minimal, les auteurs identifient dans les calculs le nombre de points chauds permettant l'initiation. En revanche, ils utilisent une densité minimale de ces points comme paramètre pour statuer sur l'amorçage de l'échantillon. Cette densité est fixée à $0,22 \text{ mm}^{-2}$, ce qui équivaut à deux points chauds sur une surface de 9 mm^2 . Aucune précision n'est donnée sur la méthode de détermination de cette valeur de densité minimale. On peut légitimement penser qu'elle est issue d'une simulation.

Une méthode judicieuse serait de rechercher la surface maximale¹³ d'explosif nécessaire, à deux points chauds d'un diamètre d et de température T , pour réagir totalement. Au delà de cette surface, les réactions vont s'éteindre à cause du transfert thermique qui a pour effet de refroidir les gaz produits. En effet, la température sous choc des explosifs n'est pas suffisamment élevée pour produire des réactions. Le volume choqué constitue alors un « réservoir » froid agissant comme puits thermique autour des points chauds. Cette méthodologie de calcul permettrait alors d'estimer la densité surfacique ou volumique de points chauds menant à un amorçage irrémédiable. L'instant, où la densité minimale de points chauds est atteinte, est appelé temps critique et est noté t_c . C'est ce paramètre qui sera utilisé pour comparer les différentes micro-structures entre elles.

13. Il serait plus rigoureux de considérer un volume.

En ce qui concerne l'aluminium, les auteurs considèrent qu'il est inerte dans la zone de transition. Pour cela, ils se basent sur la température de fusion de l'aluminium en regard de celle des points chauds. Ainsi, la réactivité de l'aluminium n'est pas prise en compte et l'analyse des points chauds n'est réalisée qu'au sein de la phase HMX.

Le protocole d'étude mené par les auteurs consiste à simuler avec le même chargement les vingt échantillons de chacune des distributions massiques choisies. Cela fait donc un total de cent calculs. Chaque résultat est analysé afin de déterminer le temps critique t_c , ce qui permet de construire une densité de probabilité, basée sur dix résultats, pour une distribution massique donnée. La fonction de répartition choisie est celle de Weibull, modifiée par Barua *et al.* [12]. Elle s'exprime mathématiquement à l'aide de l'équation 4.14.

$$P(t) = 1 - e^{-\Phi(t)}, \quad \Phi(t) = \begin{cases} 0, & t \leq t_0 \\ \left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^m, & t \geq t_0. \end{cases} \quad (4.14)$$

Les auteurs obtiennent les résultats présentés sur la figure 4.25. On peut remarquer une différence très nette selon la présence d'aluminium ou non. L'aluminium contribue à désensibiliser la composition et à retarder l'amorçage. Le temps médian d'amorçage (t_{50} ¹⁴) est plus grand que pour une composition sans aluminium. En revanche, les conclusions doivent être plus nuancées concernant les différentes proportions massiques d'aluminium. L'analyse de chacune des lois de Weibull révèle un étalement de la densité cumulée de probabilité qui se confirme avec l'allongement du t_{50} .

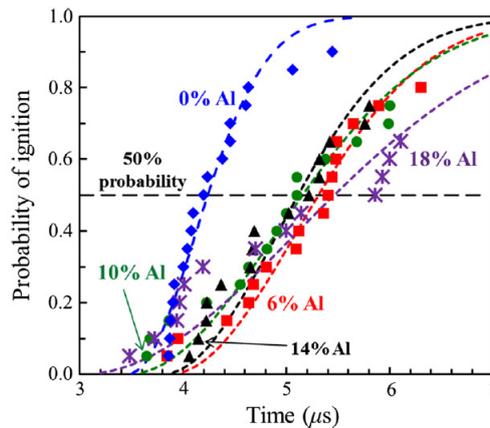


FIGURE 4.25 – Probabilité d'amorçage des compositions issues des simulations numériques

4.6 Synthèse sur les effets de l'aluminium

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux effets observables de l'inclusion de particules métalliques au sein d'un explosif. Les observations expérimentales montrent une décroissance de la vitesse de détonation avec l'augmentation de la fraction massique d'aluminium. Cette décroissance est d'autant plus élevée que les particules sont petites. Ces conclusions sont étayées par le croisement des résultats de plusieurs équipes tant sur le HMX que sur le RDX. Les observations faites sur les profils de pression de détonation montrent une réelle influence de la granulométrie des particules qui pilote la post-combustion à temps plus ou moins long. À partir de ces constatations, on entrevoit une compétition entre le phénomène d'oxydation des particules et le chauffage de ces

14. Temps pour lequel 50 % des échantillons ont atteint la densité critique d'amorçage

dernières. Le chauffage de l'aluminium serait alors vu comme un phénomène endothermique responsable de la baisse de la vitesse et de la pression de détonation. En revanche, la combustion est le siège d'une nouvelle libération d'énergie par l'aluminium au sein des produits de détonation, loin derrière la zone de réaction de la détonation.

Ensuite, nous avons abordé un deuxième aspect des effets observables qui est l'influence sur la sensibilité à l'amorçage par choc. Il est important de souligner que peu de données sont disponibles sur le sujet. Il devient alors difficile d'en tirer des conclusions générales. Dans cette partie, nous avons étudié l'amorçage par choc plan soutenu et non-soutenu. Dans les deux cas, une désensibilisation de la composition est observée.

Dans un second temps, nous avons cherché à comprendre les effets de l'aluminium sur les paramètres mécaniques des explosifs avec les travaux d'Antic et Hamshere. Il a été mis en évidence une importante dépendance des caractéristiques mécaniques aux procédés de fabrication à cause du liant polymère. Enfin, nous nous sommes intéressés à l'approche de Zhang pour expliquer la décroissance de la vitesse de détonation due aux particules d'aluminium. Les résultats montrent que dans le temps caractéristique de la TCD, un transfert significatif de quantité de mouvement se réalise entre l'écoulement et les particules. Ce transfert de quantité de mouvement et *in fine* d'énergie pourrait expliquer, selon l'auteur, la décroissance de la vitesse de détonation.

Après avoir exposé les observations expérimentales faites sur les explosifs aluminisés, nous nous sommes attelés à la description des différents modèles de détonation et/ou TCD existants dans la littérature. Au fil de ces deux parties, nous nous sommes aperçus que la distinction entre modèle de détonation et modèle de TCD est subtile. Dans les deux cas, une cinétique de décomposition est souvent nécessaire, et dès lors la période transitoire de la détonation est calculée. C'est par exemple le cas de NIDEX. En revanche, cela ne veut pas dire que la sensibilité à l'amorçage par choc est reproduite. Au travers des différents modèles, nous avons pu voir une multitude d'approches chacune comportant plus ou moins de paramètres. Toutefois, dans l'évolution chronologique des travaux, on peut voir une volonté de développer des modèles de plus en plus « physiques », c'est-à-dire avec des paramètres physiques reproduisant des phénomènes physiques. L'approche la plus aboutie, qui ne modélise pas mais tente d'expliquer la phénoménologie, est sans nul doute, celle proposée par S. Kim *et al.* [93, 109] avec le calcul explicite à l'échelle mésoscopique de la matière. À l'inverse, le modèle NIDEX et dans un second ordre ceux de la lignée *Ignition and Growth*, grâce à leurs nombreux paramètres, réussissent à reproduire assez précisément les expériences au prix d'une phase de calibration coûteuse tant d'un point de vue financier que temporel. En revanche, le dénominateur commun à tous ces modèles est la volonté de prendre en compte l'aspect multiphasique et multi-réactif des explosifs aluminisés.

Ainsi, ce chapitre nous a permis de comprendre un peu mieux le rôle et les effets des particules d'aluminium au sein des explosifs. L'accent a été mis sur l'inter-comparaison des données de la littérature afin de pouvoir établir des corrélations que nous reprendrons dans la dernière partie de ce manuscrit (partie III). La partie suivante expose les principaux résultats acquis dans l'approche expérimentale mise en œuvre au cours de cette thèse. Ces données vont venir compléter celles de la littérature présentées dans ce chapitre.

Deuxième partie

Etude expérimentale

« Seules, la bonne odeur de poudre, la saine ambiance des champs de tir, l'ardente attente du développement de l'enregistrement, justifient un certain engouement pour cette science austère, qui ne fait appel qu'aux lois les plus simples de la mécanique, qui utilise un outil mathématique désuet, et qui est propre, de ce fait, à décourager à l'avance tout physicien moderne digne de ce nom. »

Les mécanismes élémentaires de la détonique –
fascicule II (1985)
J. Thouvenin

Chapitre 5

Moyens métrologiques

Sommaire

5.1 Mesure de déplacement d'une onde de choc	82
5.1.1 Caméra à balayage de fente	82
5.1.2 Sondes piézoélectriques	84
5.1.3 Le radio-interféromètre	84
5.1.4 Fibre optique à réseau de Bragg pour la vitesse	86
5.2 Mesure de vitesse matérielle	87
5.2.1 Jauge multibrins de vitesse matérielle	87
5.2.2 Mesure de vitesse de surface libre	88
5.3 Mesure de contraintes	89
5.3.1 Jauge de pression	89
5.3.2 Fibre optique à réseau de Bragg pour la contrainte	91
5.4 Mesure de température sous choc	92
5.5 Mesure de géométrie	93

L'étude des explosifs a nécessité et a permis les développements majeurs de moyens métrologiques puissants. La volonté toujours croissante de mesurer les phénomènes physiques avec une précision de plus en plus grande, associée aux conditions sévères de fonctionnement des explosifs, a poussé les théoriciens et les expérimentateurs à concevoir des diagnostics toujours plus performants. L'essor de l'électronique a tout d'abord permis des mesures de chronométrie des ondes de choc dans les années 1940. En revanche, la compréhension et l'interprétation des phénomènes de détonique a nécessité de les visualiser avec des temps de pose très courts et des cadences très grandes. Apparues dans les années 1950, ces techniques ont permis un nouvel essor des théories sur le fonctionnement des explosifs. Dès lors les techniques expérimentales dans le domaine de la détonique n'ont cessé d'évoluer pour repousser un peu plus loin les limites de la compréhension. Il est possible ici d'entrevoir la nécessité de ruptures technologiques fortes pour l'expérimentateur afin d'affiner sans cesse la compréhension des phénomènes physiques. Cela est d'autant plus vrai dans le monde de la détonique où l'expérience est unique et le temps d'observation extrêmement petit.

Les grandeurs mesurables nécessaires au physicien peuvent être classées en plusieurs catégories faisant intervenir chacune différents diagnostics. Pour les paramètres de cinématique des ondes (vitesse, position), cela concerne essentiellement la visualisation des phénomènes et leur chronométrie. En revanche, pour ce qui est des paramètres thermodynamiques tels que la pression ou la température, des diagnostics spécifiques, intrusifs ou non, ont été développés.

Ce chapitre ne prétend pas faire la liste exhaustive de tous les moyens métrologiques mis en œuvre en détonique mais présente les plus utilisés en les regroupant par type de paramètre mesurable.

5.1 Mesure de déplacement d'une onde de choc

La caractérisation des matériaux énergétiques passe nécessairement par une étape de visualisation et de détermination de la vitesse de l'onde de choc se propageant en leur sein. Cette mesure permet, entre autres, de connaître la vitesse de détonation du matériau considéré. Il est également intéressant de mesurer la vitesse d'une onde de choc non-réactive afin d'accéder à certains paramètres de l'équation d'état du matériau.

Il existe deux types de métrologie qui permettent l'acquisition du diagramme de marche d'une onde; la première est basée sur l'enregistrement du temps de passage de l'onde à une position donnée, c'est une méthode ponctuelle; la seconde permet l'acquisition en continu (à l'échantillonnage près) du parcours de l'onde.

5.1.1 Caméra à balayage de fente

L'enregistrement optique de phénomènes ultra-rapides, comme la propagation d'une onde de choc, est réalisé au moyen d'une caméra mécano-optique à balayage de fente. La scène à observer est enregistrée à travers une fente perpendiculaire à l'axe optique. L'image formée est linéaire, semblable à l'observation d'une tranche de la scène. Un miroir tournant, entraîné par une turbine, balaie l'image reçue par la fente sur un film argentique placé sur un arc de cercle. La vitesse de rotation du miroir peut atteindre $10\,000\text{ ts}^{-1}$ et conditionne la vitesse de balayage de l'image. La figure 5.1 illustre le principe de fonctionnement de ce type de caméra. De nos jours, le film argentique est remplacé par un film polaroid¹.

L'image obtenue possède alors une seule dimension d'espace, correspondant à la fente, et une dimension de temps, correspondant à la direction perpendiculaire à la fente. Cette technique permet ainsi d'enregistrer l'évolution temporelle de la scène observée.

Afin de mesurer le diagramme de marche de l'onde de choc ou encore sa courbure, le principe de dé-métallisation est utilisé. La face de l'explosif, dirigée vers l'objectif de la caméra, est métallisée grâce à une bombe de peinture et devient alors réfléchissante. Une source lumineuse continue éclaire cette dernière. Il s'agit, en général, de flashes pyrotechniques, permettant un éclairage bref et intense de la scène. Ainsi, la lumière émise se réfléchit et est enregistrée par la caméra. Lors de l'arrivée de l'onde de choc, la surface réfléchissante est détruite. La caméra enregistre alors une extinction. La figure 5.2 présente la configuration expérimentale de ce type d'essai. Le choc généré par la plaque projetée se propage depuis la base du coin vers son sommet en détruisant la métallisation sur son passage. La caméra enregistre alors deux extinctions apparaissant au bord du film argentique et se propageant vers son milieu (voir figure 5.2b). Le diagramme de marche de l'onde est donc obtenu directement.

Dans ce type d'expérience, c'est la caméra qui déclenche le tir étant donné la fenêtre d'observation réduite, de l'ordre de $20\mu\text{s}$. Cela oblige donc à travailler avec un détonateur à fil explosé. Cette méthode d'observation n'est donc pas compatible avec un tir au lanceur qui nécessiterait un pilotage trop complexe compte-tenu de la faible plage d'enregistrement.

1. Sur les caméras à image intégrale, le film est remplacé par des capteurs [Charged Coupled Device \(CCD\)](#).

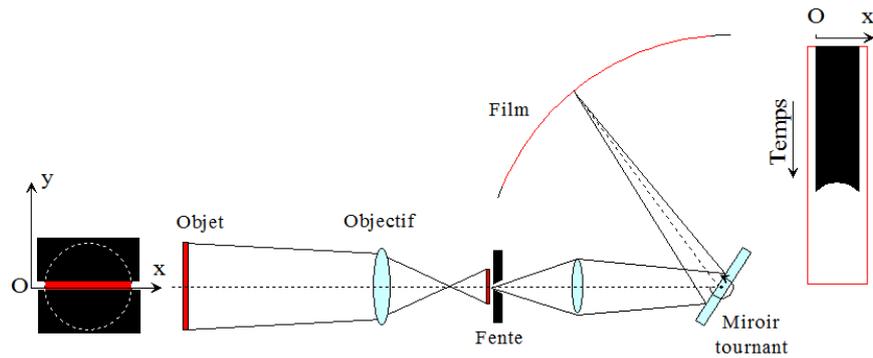
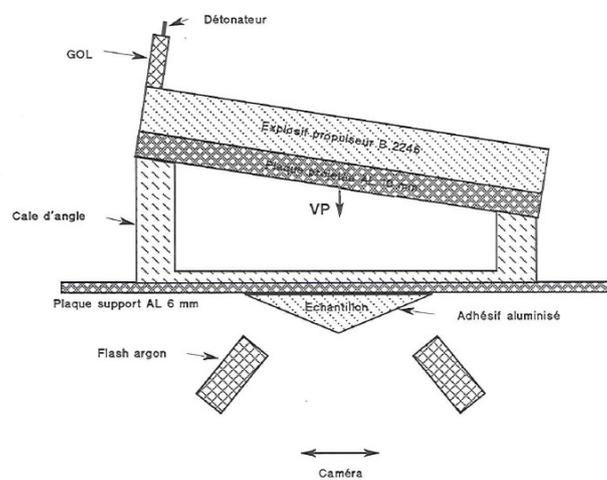
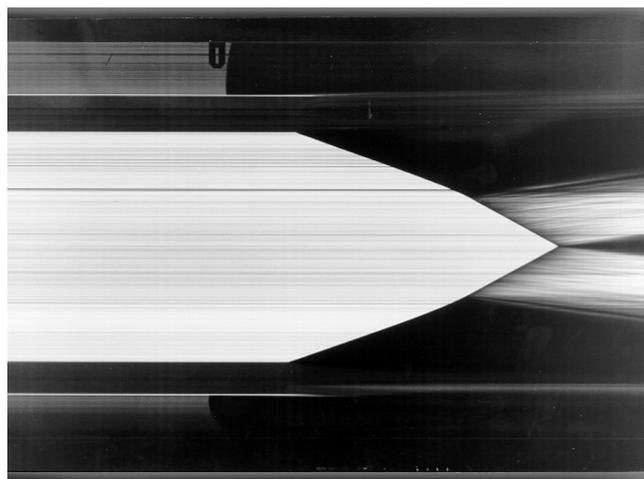


FIGURE 5.1 – Schéma de principe du fonctionnement d'une caméra à balayage de fente [130]



(a) Configuration expérimentale du test du coin



(b) Cliché développé de l'expérience du coin. L'axe horizontal représente le temps avec l'origine à gauche alors que l'axe vertical représente la fente d'observation.

FIGURE 5.2 – Exemple d'expériences utilisant la caméra à balayage de fente pour la mesure de diagramme de marche d'une onde réactive

5.1.2 Sondes piézoélectriques

Les sondes piézoélectriques, comme leur nom l'indique, utilisent le principe de la piézoélectricité. Un matériau piézoélectrique, généralement du quartz, est placé en bout d'une gaine conductrice contenant une âme elle aussi conductrice. Elles sont séparées par un isolant. La figure 5.3 présente le schéma de principe de ce diagnostic.

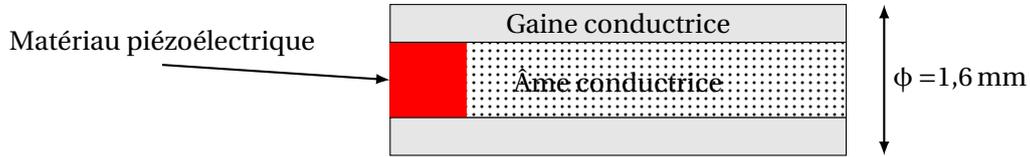


FIGURE 5.3 – Schéma de principe d'une sonde piézoélectrique

Lors de la sollicitation du quartz, par le passage d'un choc par exemple, ce dernier génère un signal électrique transmis à l'oscilloscope. Il s'agit tout simplement du fonctionnement d'un chronomètre. L'avantage de cette technologie réside dans le très faible temps de fonctionnement du matériau piézoélectrique (quelques ns), ce qui permet d'associer le temps enregistré au temps vrai² de passage du choc. La connaissance des positions des sondes sur l'édifice expérimental permet alors la connaissance totale du parcours de l'onde. L'inconvénient de cette méthode est son caractère ponctuel qui oblige à utiliser un nombre important de sondes pour obtenir la vitesse avec une précision suffisante.

5.1.3 Le radio-interféromètre

Le **Radio InterFéromètre (RIF)** [27, 28] utilise l'effet Doppler avec une onde radio pour déterminer continûment la vitesse de l'onde. Il fonctionne à 94 GHz. Dans cette gamme de fréquence, les explosifs sont semi-transparents, ce qui a pour avantage de pouvoir les sonder à cœur. Le choc qui se déplace au sein du matériau induit à son passage une discontinuité de permittivité diélectrique relative ϵ_r . L'onde électromagnétique se propageant dans le milieu est en partie réfléchi par la discontinuité mobile agissant comme une surface réfléchissante. Le choc agit donc comme un émetteur mobile ce qui implique un décalage en fréquence et en phase du signal retour. Le schéma de principe du fonctionnement est présenté sur la figure 5.4.

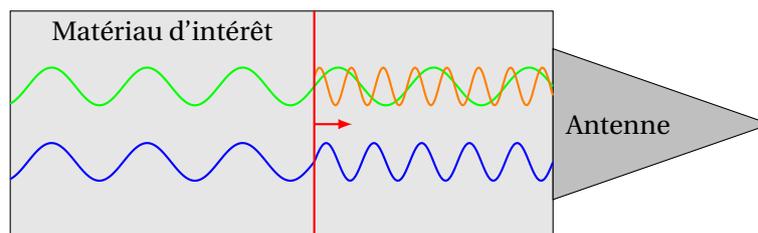


FIGURE 5.4 – Représentation schématique du fonctionnement du RIF. Le trait vertical rouge symbolise le choc se propageant dans le matériau d'intérêt. L'onde bleue représente le signal émis dont une partie est transmise à travers le choc et dont l'autre partie est réfléchi (onde orange). Lors de la transmission, l'onde voit sa fréquence changée du fait du saut de permittivité diélectrique. L'onde verte représente le signal réfléchi en face arrière du matériau et également reçu par l'antenne.

² Le temps enregistré doit être corrigé du temps de transit dans le câble pour obtenir le temps vrai. Dans la pratique, toutes les voies de mesures ont la même longueur de câble ce qui permet de s'affranchir de ce calcul.

Le signal retour est alors comparé au signal d'entrée au travers d'un interféromètre de Michelson. Le post-traitement de l'interférogramme résultant permet d'en déduire la vitesse du choc. Un exemple de signal enregistré par les deux voies du RIF est donné avec la figure 5.5. Il correspond à un essai de choc plan soutenu (CA18139) sur l'explosif PBXN109, qui sera plus amplement détaillé dans le chapitre 7. Le graphique illustre l'évolution de l'amplitude du signal en fonction du temps. Deux parties se distinguent; la première (1) correspond à la propagation de l'onde dans le matériau qui réagit alors que la seconde (2), d'amplitude plus importante, est assimilée à la propagation de l'onde dans l'antenne en téflon. Cette dernière partie n'est pas utilisée pour le dépouillement. Le zoom sur le graphique montre la décroissance de la période du signal enregistré en fonction du temps. Cette diminution de la période (augmentation de la fréquence) est due à l'accélération de l'onde de choc réactive au sein de la matière. La différence d'amplitude observée aux alentours de $78,6\mu\text{s}$ s'explique par la transition choc détonation. À partir de ce temps-ci, la période ne décroît plus et la vitesse de propagation de l'onde est constante, il s'agit de la vitesse de détonation CJ. Il s'avère qu'il a été constaté expérimentalement que la phase de détonation présente un meilleur rapport signal sur bruit que la phase de transition.

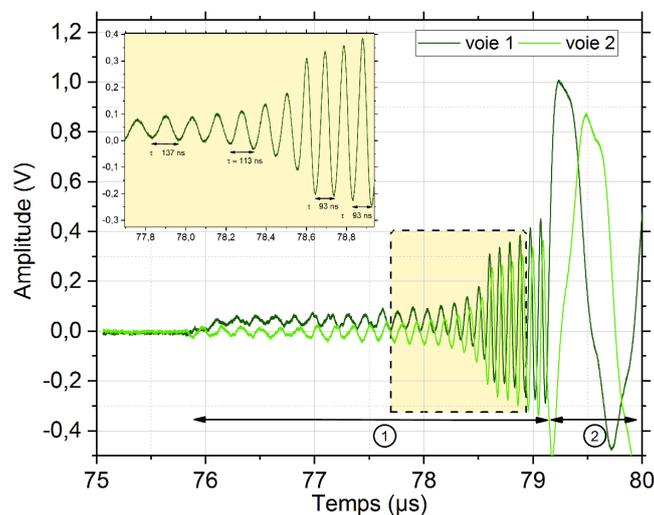


FIGURE 5.5 – Signal acquis par le RIF sur un essai de choc plan soutenu

Par ailleurs, l'utilisation du RIF pour la mesure de vitesse de choc sur des matériaux inertes a montré l'apparition d'une deuxième fréquence, plus basse, dans l'interférogramme. D'après les travaux de Rougier *et al.*, l'exploitation de cette deuxième fréquence permettrait de déterminer la vitesse matérielle du milieu choqué. En revanche, cela nécessite de connaître la permittivité diélectrique du matériau choqué. Il s'agit de l'objet des travaux de thèse de Rougier [126, 127].

La détermination de la permittivité au repos des matériaux est une réelle problématique pour permettre l'exploitation des signaux. Elle est généralement déduite à partir d'essai en cartouche cylindrique d'explosif où la vitesse de détonation est mesurée par deux métrologies différentes. La permittivité est alors recalée pour que les deux vitesses de détonation coïncident. Récemment, un banc de mesure a été mis au point pour mesurer de façon statique cette donnée primordiale. Rougier *et al.* ont mené une comparaison croisée des mesures statiques et dynamiques pour qualifier le banc. Les données concernant nos explosifs d'intérêt sont présentées dans le tableau 5.1.

Le RIF est un moyen métrologique très intéressant grâce à son caractère non-intrusif et sa capacité à mesurer de façon continue la propagation de l'onde de choc. Lors de l'expérimentation, seule l'antenne est détruite.

TABLEAU 5.1 – Permittivité diélectrique relative utilisée pour le dépouillement des signaux du RIF

	B2238	PBXN109	PBXIH-135	XF13333
ϵ_r	$3,18 \pm 0,05^a$	$4,56 \pm 0,12^a$	$5,73 \pm 0,04^a$	$4,678^b$

^a Issue de la mesure statique sur banc d'après [127]

^b Mesure non publiée. L'incertitude n'est pas encore établie.

5.1.4 Fibre optique à réseau de Bragg pour la vitesse

La fibre optique à réseau de Bragg est un diagnostic nouvellement développé au CEA Gramat sous le nom de BraggFast ([10, 39]). Son faible diamètre extérieur (125 μm nue) et ses possibles longueurs de l'ordre de la dizaine de millimètres font d'elle une métrologie peu intrusive et résolue en espace et en temps. Nous allons tout d'abord présenter le principe du réseau de Bragg avant de détailler son utilisation en détonique ou plus généralement pour l'étude mécanique des matériaux.

Il s'agit d'une fibre optique au sein de laquelle un réseau de Bragg a été photo-inscrit. Un réseau de Bragg dans une fibre consiste en une structure périodique formée par une modulation de l'indice de réfraction du cœur de la fibre. Elle est employée comme filtre sélectif de longueur d'onde. En effet, la réponse du réseau à une source large bande spectrale est de réfléchir une longueur d'onde spécifique λ_b , appelée longueur d'onde de Bragg, et de transmettre toutes les autres. La longueur d'onde de Bragg est directement liée au pas et à l'indice de réfraction du réseau selon la loi 5.1 présentée ci-dessous.

$$\lambda_b = 2n_{eff}\Lambda, \text{ avec } n_{eff} \text{ l'indice effectif du réseau et } \Lambda \text{ le pas.} \quad (5.1)$$

Le réseau utilisé dans nos études comporte un pas continûment variable. Il est dit « chirpé » et peut être vu comme la mise en série de réseaux de longueurs d'onde de Bragg différentes. Cette configuration permet une évolution linéaire de la fréquence réfléchie le long de ce dernier. Ainsi, à une source spectrale large bande, le réseau répond par la réflexion d'une bande spectrale plus ou moins large dépendante de ses paramètres.

C'est cette propriété qui est utilisée pour mesurer le déplacement de l'onde de choc au sein d'un matériau. La fibre est insérée au cœur de la matière dans le sens d'évolution du choc, de telle sorte que le réseau soit détruit au fur et à mesure du déplacement de ce dernier. Au cours de l'expérience, l'intégrale spectrale du flux réfléchi est enregistrée au moyen d'un oscilloscope. La destruction du réseau implique une diminution du flux réfléchi directement corrélée à la position du choc le long de la fibre. Ainsi, le diagramme de marche du choc peut être déterminé continûment à la seule condition de connaître la matrice d'inversion reliant la chute d'intensité à la position le long du réseau. Cette étape nécessite une calibration avant expérience. La destruction du réseau doit être totale afin de connaître sans biais la position du choc. La fibre optique étant constituée de silice, le comportement mécanique de cette dernière est prépondérant dans la réponse de la fibre au choc. La silice possédant une limite élastique de 81 kbar et une limite à la rupture de 160 kbar, l'efficacité du Braggfast nécessite des pressions de choc élevées. Nous verrons dans la suite du manuscrit certaines conséquences de la non-destruction du réseau. La figure 5.6 présente schématiquement le fonctionnement du moyen métrologique intégré.

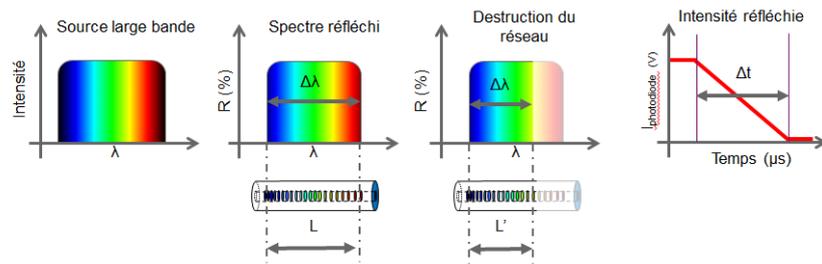


FIGURE 5.6 – Principe de fonctionnement du BraggFast. L'image de gauche présente la source large bande injectée dans la fibre. Sous l'effet du réseau de Bragg chirpé, un spectre continu est réfléchi avant l'expérience. Au cours de cette dernière, le réseau est partiellement détruit et une diminution de l'intensité sous forme de rampe est enregistrée. Cette rampe est présentée sur la figure de droite.

5.2 Mesure de vitesse matérielle

La mesure de vitesse matérielle consiste à déterminer la vitesse de la matière en un point donné. Cette mesure peut être comparée à l'utilisation d'un capteur lagrangien dans une simulation numérique. Deux techniques peuvent être utilisées pour réaliser cette mesure. La première met en œuvre un capteur intrusif alors que la seconde est utilisée en surface libre d'un matériau.

5.2.1 Jauge multibrins de vitesse matérielle

La mesure de vitesse matérielle est effectuée au moyen d'un conducteur électromagnétique inséré au cœur du matériau soumis à un champ magnétique uniforme. Le dispositif théorique est présenté sur la figure 5.7a. Lors du passage de l'onde de choc, le conducteur est mis en mouvement et crée ainsi une différence de potentiel à ses bornes grâce au phénomène d'induction électromagnétique. La loi reliant le champ magnétique \mathbf{B} , la vitesse matérielle \mathbf{u} , la longueur du brin $\|\mathbf{l}\|$ et la différence de potentiel E est donnée par l'équation 5.2. La boucle est positionnée de telle sorte que \mathbf{B} et \mathbf{u} soient perpendiculaires. Ainsi, d'après 5.2, la vitesse matérielle peut être déterminée facilement.

$$E = (\mathbf{u} \wedge \mathbf{B}) \cdot \mathbf{l} \quad (5.2)$$

La jauge multibrins comporte plusieurs boucles électromagnétiques permettant l'acquisition de la vitesse en différents points au sein de la matière. Une photographie du diagnostic est présentée sur la figure 5.7b et un exemple de résultat est donné sur la figure 5.8. Les brins actifs ont une longueur d'environ 10 mm et une largeur d'environ 100 μm .

On peut observer, sur la figure 5.8, le dépouillement d'une jauge multibrins placée au cœur d'un bloc de PMMA soumis à un double choc plan soutenu. Tous les brins indiquent une mise en vitesse du bloc à 800 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ avec un temps de montée très faible permettant également de déterminer une chronométrie du choc.

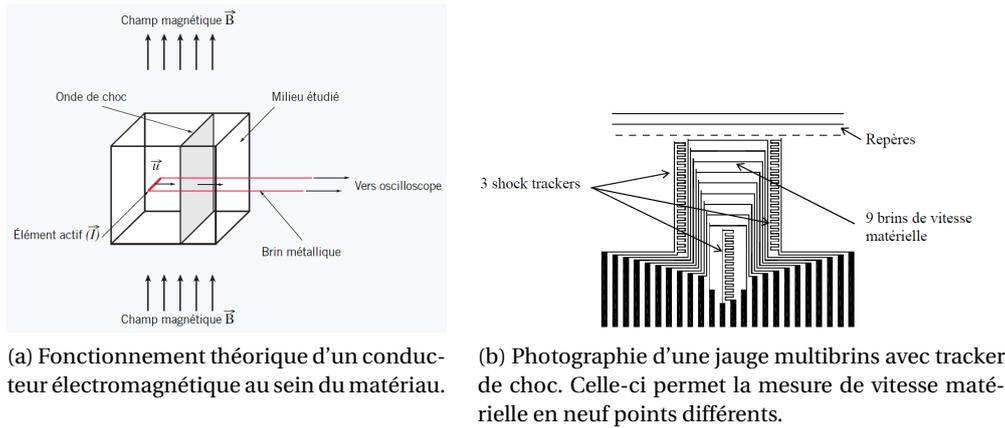


FIGURE 5.7 – Présentation du fonctionnement théorique des jauges multibrins et du diagnostic réel

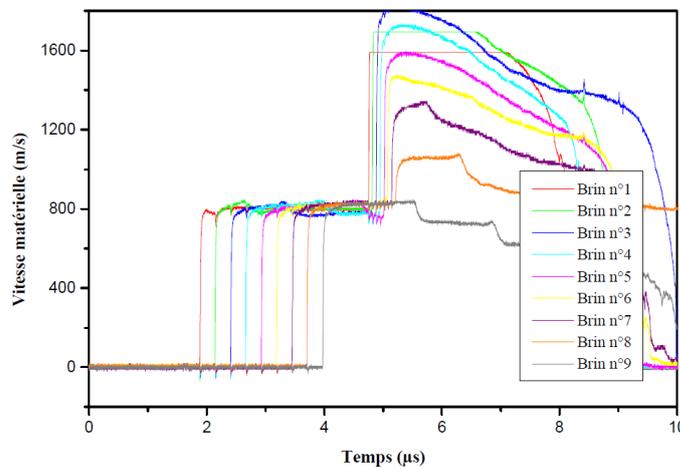


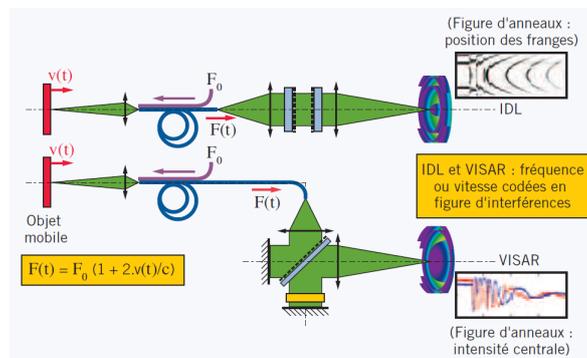
FIGURE 5.8 – Exemple de résultat de mesure de vitesse matérielle par jauge multibrins dans une cible en PMMA. On observe la mise en vitesse du PMMA à $800 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ avec une montée franche représentant le passage du choc.

5.2.2 Mesure de vitesse de surface libre

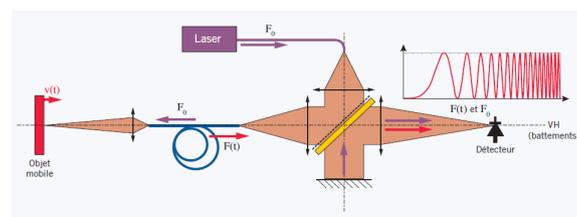
La mesure en surface libre utilise les principes d'interférométrie et d'effet Doppler. Malgré la diversité des techniques employées ([Interférométrie Doppler Laser \(IDL\)](#), [Velocimetry Interferometer System for Any Reflector \(VISAR\)](#), [Vélocimétrie hétérodyne \(VH\)](#), [Interférométrie Doppler Fibrée \(IDF\)](#)), le principe général reste le même. Une onde électromagnétique incidente, produite à l'aide d'un laser monomode, se réfléchit sur la surface du matériau d'étude avec un décalage en fréquence. Cette onde réfléchie est envoyée dans un interféromètre afin de produire une figure d'interférence. L'interprétation de cette figure d'interférence permet de remonter à la vitesse de surface libre. Dans le cas où le signal retour $v(t)$ est couplé au signal incident v_0 , on parle d'hétérodynage (VH) alors que lorsqu'il est couplé à une fréquence voisine $v(t + \tau)$, on parle d'homodynage (IDL et VISAR). La figure 5.9 présente un exemple de configuration de la mesure.

Ce type de diagnostic est principalement mis en œuvre pour la détermination d'équations d'état, comme dans notre cas, et pour la mesure de la vitesse d'envol d'un matériau au contact d'un explosif qui détone. En ce qui concerne la détermination des équations d'état, la mesure de vitesse matérielle est réalisée en face avant d'un cylindre du matériau d'étude soumis à un choc plan. Afin d'améliorer l'amplitude du signal retour, un clinquant

en aluminium de $30\ \mu\text{m}$ est collé sur cette face. Une fenêtre de visualisation généralement en fluorure de lithium (LiF) et transparente pour la longueur d'onde du laser utilisé, est collée sur le clinquant en aluminium, jouant ainsi le rôle d'enclume pour soutenir l'état choqué dans le matériau d'étude. La vitesse mesurée est alors la vitesse d'équilibre entre le matériau choqué et l'enclume, dont les propriétés sont connues. Il est alors possible, par inversion mathématique, de déterminer la vitesse matérielle du matériau d'étude.



(a) Technique homodyne de mesure de la vitesse de surface libre utilisée dans les diagnostics IDL et VISAR



(b) Technique hétérodyne de mesure de la vitesse de surface libre utilisée dans le diagnostic VH

FIGURE 5.9 – Présentation schématique des différences de fonctionnement des diagnostics de vitesse matérielle [131].

5.3 Mesure de contraintes

La mesure de contraintes, équivalente dans certaines configurations à la mesure de pression, au sein de la matière est essentielle pour comprendre le comportement des matériaux. Ces mesures peuvent être réalisées au moyen de deux types de technologies : les jauges ou les fibres optiques à réseau de Bragg.

5.3.1 Jauge de pression

Deux types de jauges sont utilisés suivant le niveau de pression attendu. Ces jauges sont également appelées jauges lagrangiennes, du fait de leur emploi au sein de la matière.

5.3.1.1 Jauge de pression 50 Ω

Les jauges de pression sont uniquement utilisées dans des matériaux soumis à des chocs et dans un régime de déformation uniaxiale. Elles exploitent les propriétés piézo-résistives d'une trame de manganin de résistance nominale $50\ \Omega$, c'est-à-dire la variation de résistivité et par conséquent de résistance électrique en réponse à une sollicitation mécanique. Le manganin est un alliage de cuivre (84 %), de manganèse (12 %) et de nickel (4 %). Ces jauges permettent des mesures dans la gamme 20 à 200 kbar avec un temps de

réponse compris entre 50 à 150 ns. Leurs fonctionnements en compression et en détente ne sont pas équivalents car un phénomène d'hystérésis apparaît.

La trame de manganin est positionnée sur un support en kapton et est protégée par un film protecteur en téflon recouvrant à la fois l'élément sensible et les pattes de connexion. L'épaisseur moyenne d'une jauge est d'environ 0,14 mm. La figure 5.10 présente l'élément sensible en manganin.

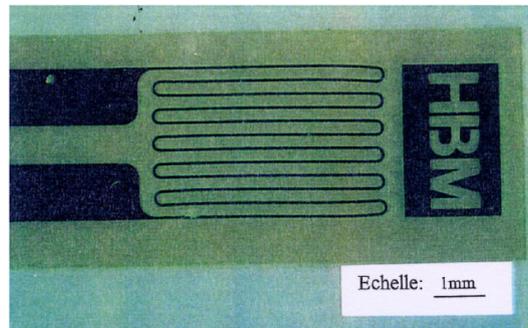


FIGURE 5.10 – Jauge manganin 50 Ω. Le trait noir formant le peigne est l'élément sensible en manganin.

Lors du montage de l'édifice expérimental, la jauge est collée au sein de la matière entre deux blocs au moyen d'une rainure. Un soin tout particulier est porté à son positionnement dans la zone unidimensionnelle de l'écoulement. C'est une condition nécessaire à la réussite de la mesure.

D'un point de vue électrique, la jauge est insérée dans un pont de Wheatstone qui assure le conditionnement du signal. Le pont est alimenté en courant continu par une alimentation impulsionnelle dont le déclenchement est activé par une sonde placée sur l'édifice expérimental. La durée de l'impulsion est calibrée pour couvrir la plage temporelle de mesure.

Une calibration du pont est nécessaire afin de quantifier la relation entre la variation de résistance de la jauge et le déséquilibre en tension du pont. Pour accéder à la valeur de pression, il faut connaître le coefficient de piézorésistivité K reliant la variation de résistance ΔR à la variation de pression. La loi entre la pression et la résistance, obtenue par étalonnage, est donnée par l'équation 5.3.

$$\frac{\Delta R}{R_0} = KP, \text{ avec } K = 2,68 \times 10^{-3} \text{ kbar}^{-1} \quad (5.3)$$

5.3.1.2 Jauge de pression 13 mΩ

Les jauges d'impédance 13 mΩ permettent de mesurer des pressions dans la gamme 100 à 1000 kbar. Elles fonctionnent sur le même principe que celles présentées précédemment. Les seules différences concernent leur valeur de résistance nominale ainsi que la méthode de mesure.

La mesure n'est pas effectuée au moyen d'un pont de Wheatstone mais en « direct ». C'est-à-dire que l'oscilloscope enregistre directement la tension aux bornes de la jauge. Celle-ci est alimentée en courant continu. Par effet piézorésistif, l'application d'une pression entraîne une modification de la résistance de la jauge et donc de la tension à ses bornes. La figure 5.11 présente la configuration géométrique d'une telle jauge et la table 5.2 ses caractéristiques géométriques.

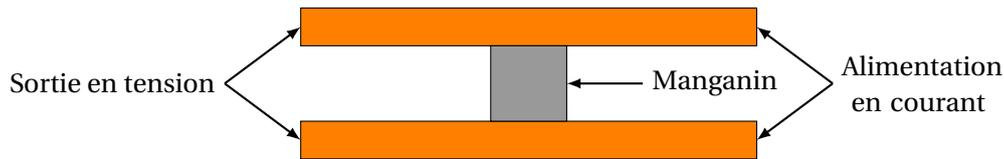


FIGURE 5.11 – Représentation schématique d'une jauge 13 mΩ

TABLEAU 5.2 – Caractéristiques géométriques des jauges 13 mΩ

Surface active (mm ²)	Epaisseur du manganin (mm)	Epaisseur du cuivre (mm)	Epaisseur du téflon (mm)
16	0,025	0,005	0,15

5.3.2 Fibre optique à réseau de Bragg pour la contrainte

La fibre optique à réseau de Bragg peut également être utilisée pour mesurer un profil de contrainte. On parle alors du système BraggPulse [11]. Les propriétés de la silice fondue constituant la fibre optique fixe la gamme de mesure entre 0 à 80 kbar. Elle est particulièrement intéressante pour l'étude du comportement inerte des matériaux énergétiques. De plus, la fibre nue a un diamètre extérieur de 125 μm, ce qui fait d'elle un diagnostic théoriquement peu intrusif. Nous verrons par la suite que ce propos peut être nuancé. En revanche, les réseaux peuvent avoir des longueurs allant du millimètre à plusieurs centimètres. Cela permet l'exploration en profondeur des matériaux.

Contrairement au système Braggfast, le réseau est légèrement chirpé ce qui implique en réponse à une source large bande, une réflexion centrée sur une longueur d'onde de largeur spectrale très faible. Le réseau actuellement utilisé est centré sur 1605 nm avec une largeur spectrale de 4 nm.

Cette métrologie utilise le comportement de la silice sous choc pour quantifier la contrainte au sein de la matière. En effet, la sollicitation en pression du réseau implique un décalage du spectre réfléchi vers les basses longueurs d'onde. En connaissant la relation entre le décalage en longueur d'onde et la contrainte, il est possible d'en déduire le profil de pression dans le matériau d'intérêt. Le décalage en longueur d'onde est de l'ordre de $-1 \text{ nm} \cdot \text{kbar}^{-1}$. Ce fonctionnement est schématiquement représenté sur la figure 5.12.

Même si ce principe semble simple, plusieurs problématiques techniques peuvent être soulevées lors de sa mise en œuvre. L'intégration mécanique de la fibre dans le matériau d'étude est une étape décisive pouvant influencer les résultats. Son faible diamètre n'est pas forcément un avantage lorsqu'un réseau de longueur centimétrique est utilisé. En effet, il n'est techniquement pas possible de réaliser un alésage de 125 μm dans le matériau d'étude. Dans les matériaux énergétiques, le diamètre minimal réalisable est de l'ordre de 0,5 mm. C'est pourquoi, une fêrulle en silice est utilisée pour augmenter le diamètre extérieur de la fibre et ainsi éviter une épaisseur de colle trop importante.

En effet, d'après l'intégration mécanique que nous venons de décrire, il est judicieux de se demander quelle pression la fibre mesure vraiment. Il doit vraisemblablement y avoir une interaction entre la colle, la silice et le matériau d'étude. La pression vue par la fibre résulte d'un équilibre et peut être différente de celle dans le matériau d'intérêt. Les travaux récents s'intéressent, via la simulation, aux phénomènes physiques ayant lieu au plus près de la fibre et tentent de définir un coefficient de couplage permettant de lier la pression mesurée à celle qui est recherchée.

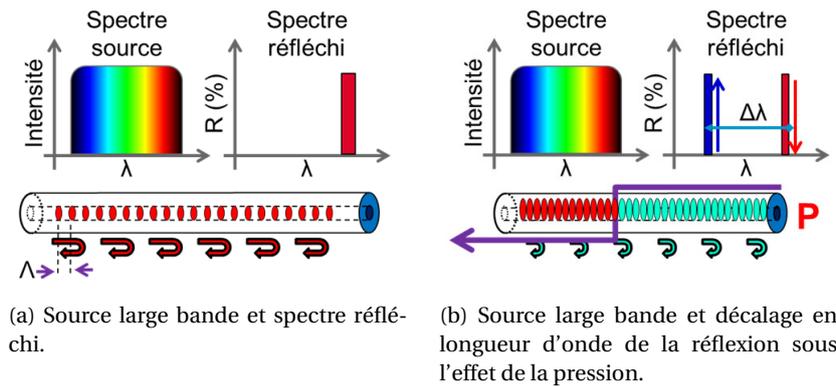


FIGURE 5.12 – Principe de fonctionnement de la mesure de contrainte par fibre optique à réseau de Bragg.

5.4 Mesure de température sous choc

Nous venons d'aborder, au cours des parties précédentes, la mesure des variables mécaniques et cinématiques d'un matériau soumis à une sollicitation. Actuellement, les équations d'états calibrées à partir de ces résultats sont satisfaisantes et reproduisent correctement les états mécaniques de la matière. En revanche, la température est bien souvent le parent pauvre de la calibration d'une équation d'état, et par conséquent, est plus ou moins bien calculée selon les modèles choisis. Une meilleure connaissance et donc prévision de cette température permettrait d'envisager la construction de modèles cinétiques se basant sur la température des matériaux.

La mesure de température sous choc présente des difficultés techniques mais également scientifiques de compréhension et d'exploitation de la mesure. Elle se base sur les techniques de pyrométrie optique ou de spectrométrie infrarouge qui, à partir d'une luminance enregistrée, permettent de remonter à une température du matériau. La difficulté technique de la mesure de température sous choc pour les explosifs non réagis réside dans l'enregistrement de faibles flux dus à la très faible augmentation de la température sous l'effet du choc. Quant aux difficultés d'exploitation, elles sont liées à l'utilisation de la loi de Planck (5.4) pour extraire la température de la mesure de luminance (L) à partir de l'émissivité (ϵ) du matériau et de la luminance du corps noir (L^0). La connaissance de l'émissivité (ϵ) du matériau sous choc est primordiale afin d'inverser le problème et d'en déduire la température.

$$L(\lambda, T) = \epsilon(\lambda, T)L^0(\lambda, T) \quad (5.4)$$

5.5 Mesure de géométrie

Tout au long de ce chapitre nous avons abordé les moyens métrologiques employés pour l'acquisition de grandeurs cinématiques, mécaniques ou thermodynamiques. En revanche, il est une grandeur inhérente à toutes les autres que nous n'avons pas évoquée : il s'agit de la position. Chaque diagnostic a une position dans l'expérience, dont la connaissance est plus au moins importante selon la fonction de la métrologie. Alors que pour les sondes de chronométrie, la connaissance de leur position est primordiale pour l'exploitation, celle des jauges de pression est de l'ordre de l'informatif pour reproduire la géométrie dans les simulations. Outre la maîtrise de la localisation des capteurs, le contrôle dimensionnel de l'édifice expérimental est nécessaire pour l'interprétation *post-mortem* des résultats. Il faut garder à l'esprit qu'une expérience de détonique est unique. Le scénario ne peut être rejoué une fois l'ordre de tir envoyé. Aussi, les phénomènes étudiés possèdent des vitesses de propagation très élevées qui demandent une précision accrue dans l'assemblage de l'édifice et l'usinage de ces différentes parties. À titre d'exemple, un défaut de 0,5 mm dans une épaisseur de colle engendre un retard d'environ 200 ns. Nous pouvons alors très vite imaginer l'accumulation de plusieurs défauts et leurs conséquences sur la chronométrie globale de l'expérience.

C'est pour ces différentes raisons que les édifices expérimentaux, lors de leur assemblage, font l'objet d'un contrôle dimensionnel à l'aide d'une [Machine à Mesurer Tridimensionnelle \(MMT\)](#). Une attention toute particulière est portée sur l'élaboration de la gamme de montage et de contrôle permettant de garantir des résultats les plus fiables possibles. À l'issue de cette étape, la position, ainsi que l'incertitude de chacun des diagnostics sont connues. Bien évidemment, il en est de même pour la géométrie. Nous sommes alors en mesure de pouvoir reconstruire numériquement l'édifice et effectuer la simulation de l'expérience au plus près de la réalité.

Chapitre 6

Mesure de la courbe d'Hugoniot des explosifs

Sommaire

6.1 Principe théorique de l'expérience	96
6.2 Édifice expérimental	97
6.3 Résultats	99
6.4 Synthèse	101

La détermination de la courbe d'Hugoniot inerte est fondamentale dans le processus de caractérisation des explosifs. C'est le point de départ de la construction d'une équation d'état. Cette courbe d'Hugoniot inerte est appelée polaire de choc dans le plan pression-vitesse matérielle. Elle est dite inerte car le matériau étudié ne réagit pas dans la gamme de pression explorée. Plusieurs méthodes expérimentales permettent d'y accéder. Tout l'enjeu de l'expérience est de mesurer deux paramètres mécaniques au sein de la matière choquée, afin de pouvoir reconstruire une loi. Les couples généralement choisis sont (D, u) , pour obtenir la relation empirique linéaire entre ces deux variables ou encore (P, u) pour déterminer la polaire de choc. La mesure d'une troisième variable permet de vérifier la cohérence des résultats. Les expérimentateurs ont à leur disposition toutes les techniques de mesure présentées dans le chapitre précédent. En revanche, la connaissance précise de la courbe d'Hugoniot nécessite un nombre de points conséquent comme nous l'avons vu dans le chapitre 2. Cela se traduit souvent en un nombre important d'expériences lourdes de mise en œuvre et onéreuses. C'est pourquoi, nous avons essayé d'utiliser une méthode permettant la mesure de plusieurs points de polaire avec une seule expérience.

6.1 Principe théorique de l'expérience

La méthode utilisée a été mise au point par Andriot *et al.* en 1993 [2]. Contrairement aux méthodes déjà évoquées, celle-ci repose sur des mesures de vitesse matérielle. Une hypothèse sur la phénoménologie du choc est nécessaire pour permettre l'exploitation des résultats. En effet, Andriot *et al.* pré-supposent qu'à une sollicitation donnée correspond un et un seul état choqué du solide. À partir de cette hypothèse, il est possible de reconstruire la polaire en connaissant les polaires de deux matériaux différents servant d'impacteur. La figure 6.1 illustre le principe. La vitesse matérielle u_e mesurée dans l'explosif est obtenue avec une vitesse u_1 pour l'impacteur 1 et u_2 pour l'impacteur 2. Alors, le croisement des polaires des matériaux 1 ou 2 donne la pression de choc au sein de l'explosif ayant une vitesse matérielle u_e .

Plus concrètement, il n'est pas possible de connaître à l'avance les vitesses u_1 et u_2 pour obtenir une même vitesse matérielle au sein de l'explosif. C'est pourquoi nous allons illustrer, à l'aide de la simulation du procédé expérimental, la méthode que nous utilisons. Dans cet exemple, nous utilisons un impacteur en aluminium et un autre en cuivre pour solliciter un explosif X selon trois vitesses d'impact différentes. La vitesse matérielle est relevée. La figure 6.2a présente les résultats obtenus avec un ajustement linéaire pour chacune des séries de données. Pour appliquer la méthode précédemment décrite, il faut connaître la vitesse d'impact nécessaire au cuivre et à l'aluminium pour obtenir la vitesse matérielle u_e . C'est le processus représenté par les traits pointillés sur le graphique 6.2a. C'est pourquoi, il est nécessaire de faire une régression sur les séries de données pour connaître les fonctions (6.1) et (6.2). Ensuite, avec l'égalité (6.3), il est possible de connaître la vitesse d'impact de l'aluminium en fonction de celle du cuivre, et inversement, pour obtenir le même état choqué de la matière.

$$u_e = f(u_{Al}) \quad (6.1)$$

$$u_e = g(u_{Cu}) \quad (6.2)$$

$$f(u_{Al}) = g(u_{Cu}) \Rightarrow u_{Al} = f^{-1} \circ g(u_{Cu}) \quad (6.3)$$

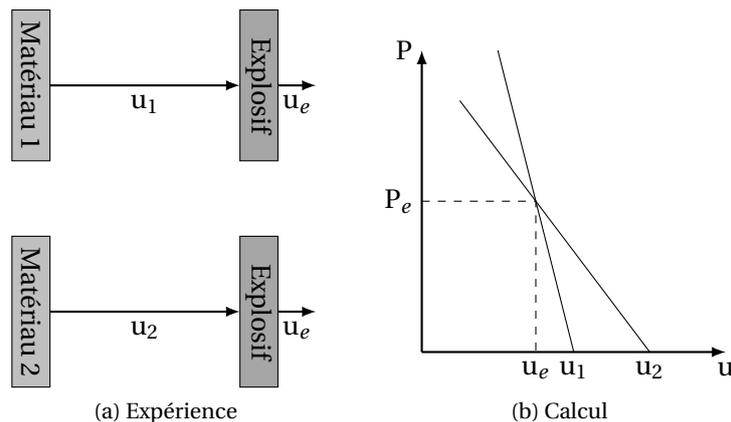


FIGURE 6.1 – Schéma de principe de la méthode de Andriot *et al.* pour la mesure de la courbe d'Hugoniot d'un matériau. La figure 6.1a présente le principe de l'expérience qui est d'impacter un même matériau avec deux projectiles différents et donc des vitesses différentes afin d'obtenir une même vitesse matérielle dans le solide étudié. La figure 6.1b, quant à elle, présente le raisonnement dans le plan (P, u) mis en place pour construire la courbe d'Hugoniot.

Une fois la relation (6.3) connue, d'après l'hypothèse d'Andriot *et al.* selon laquelle la polaire de choc est unique, on sait que l'état choqué se trouve à l'intersection des polaires symétriques de l'aluminium et du cuivre. La figure 6.2b représente la construction de la courbe d'Hugoniot (triangle) de l'explosif X selon ce procédé. Nous avons fait le choix de présenter le raisonnement à l'aide de trois états choqués. Cependant, dès lors que la loi (6.3) est connue, la courbe d'Hugoniot peut être reconstruite de façon continue aux incertitudes d'ajustement près.

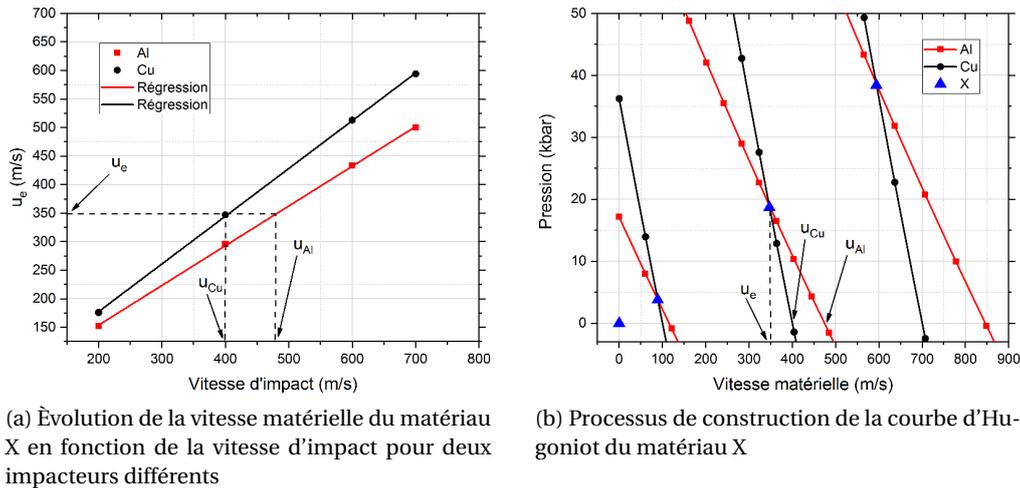


FIGURE 6.2 – Processus de construction de la courbe d'Hugoniot d'un matériau inconnu X à partir de deux matériaux connus et de données d'impacts plans. Le processus illustré résulte de calculs théoriques.

L'inconvénient de la méthode est qu'elle nécessite un nombre minimum de sollicitations afin de construire les fonctions (6.1) et (6.2). Sachant qu'il faut au minimum 3 points pour chaque courbe, la méthode décrite nécessite au minimum 6 sollicitations pour connaître, sur toute la plage de vitesse explorée, l'Hugoniot inerte de l'explosif. D'après les auteurs, la précision des résultats dépend de la différence entre les impédances des matériaux de transfert utilisés. Plus les matériaux ont des impédances différentes, plus le croisement des polaires est net et donc la précision sur le point (P, u) accrue. Naturellement, cette méthode suppose de connaître parfaitement les polaires de chocs des matériaux de transfert.

6.2 Édifice expérimental

Afin de générer un choc plan dans l'explosif, nous utilisons un canon de laboratoire à poudre ou à gaz, appelé aussi lanceur, afin de mettre en vitesse un impacteur qui, au terme de sa course, impacte le dispositif expérimental. Les deux lanceurs communément utilisés pour ce genre d'expérience sont présentés sur la figure 6.3.

Nous avons vu précédemment que la principale contrainte, de ce genre d'étude, réside dans le nombre de tirs limité et la nécessité d'avoir suffisamment de points de mesure. L'enjeu est alors de concevoir un édifice pyrotechnique conciliant ces deux contraintes, c'est-à-dire obtenir le maximum de mesures en un nombre restreint d'expériences.

C'est pourquoi nous avons envisagé la réalisation d'une plaque de transfert composée de différents matériaux. Chaque expérimentation présente une plaque de transfert composée de quatre quarts de cercle : un en tantale, un en cuivre et deux en aluminium. Une des plaques en aluminium permet la mesure d'un point de polaire alors que l'autre permet une mesure de température sous choc. La figure 6.4 illustre la configuration géomé-

trique des essais. L'association du cuivre, du tantale et de l'aluminium permet d'obtenir trois pressions de sollicitation différentes pour une seule vitesse de projectile. Il a été montré que deux matériaux différents suffisent à construire la polaire. Ainsi, l'utilisation d'un troisième matériau d'impédance différente, tel que le tantale, permet une vérification des mesures et donc une meilleure confiance dans les résultats. Les niveaux de pression recherchés étant inférieurs à 40 kbar afin de ne pas déclencher de réactions au sein de la matière, il a été choisi d'utiliser un impacteur en [Polyméthacrylate de méthyle \(PMMA\)](#).



(a) Lanceur à poudre Arès. Les vitesses d'impact sont comprises entre 800 à $2300 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ suivant la masse du projectile et la masse de poudre.



(b) Lanceur à gaz Déimos

FIGURE 6.3 – Moyens expérimentaux utilisés au CEA pour générer des chocs plans

En termes de métrologie, la vitesse matérielle de l'explosif est mesurée en face arrière au moyen d'une tête optique et de la technique de vélocimétrie hétérodyne. Un clinquant en aluminium est collé sur la face arrière et une enclume en [LiF](#) est mise par dessus afin de soutenir le choc et permettre la mesure de vitesse avec un temps suffisant. Le clinquant permet une meilleure réflexion du laser que la surface de l'explosif. La vitesse du projectile est elle aussi mesurée à l'aide d'un système [VH](#). Nous avons également fait le choix d'instrumenter chaque échantillon avec une jauge manganin 50Ω à cœur afin de mesurer la pression de choc. Cela est fait au prix d'une perturbation de l'écoulement. C'est une façon d'assurer la mesure ¹. Nous verrons par la suite que ce choix ne s'est pas révélé judicieux. Le quatrième échantillon sur la plaque de transfert sert à la mesure de température sous choc. Elle est réalisée grâce à un pyromètre optique dont le fonctionnement a été présenté dans le chapitre précédent.

1. Dans le jargon des expérimentateurs, cela s'appelle avoir la ceinture et les bretelles!

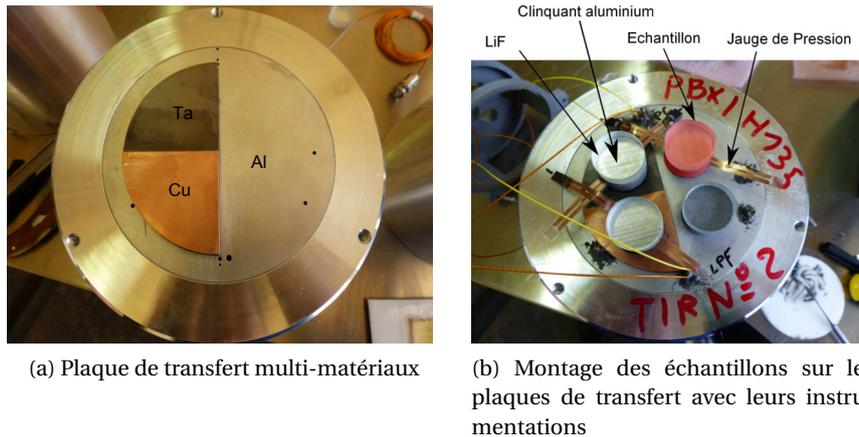


FIGURE 6.4 – Montage expérimental pour un essai de polaire de choc sur l'explosif PBXIH-135

6.3 Résultats

Nous avons réalisé deux tirs sur la composition PBXIH-135. Les résultats ainsi que les comparaisons avec la simulation sont donnés avec les figures 6.5 et 6.6 pour ce qui concerne les mesures de vitesses matérielles et de pression. La mesure de température a échoué. L'oscilloscope a saturé sur chacun des deux tirs. Il semblerait qu'un mauvais collage de la fenêtre en LiF soit responsable de cette observation. En effet, un mauvais dégazage de la colle impliquerait la présence de bulles d'air. Le PBXIH135 étant opaque à la longueur d'onde utilisée, la mesure de température est effective à partir du moment où l'onde de choc débouche de l'explosif et est transmise dans la colle puis dans la fenêtre. Or le choc passant dans la colle, fait ioniser les bulles d'air et crée un rayonnement de corps noir intense. Le détecteur est alors « aveuglé » et l'oscilloscope sature.

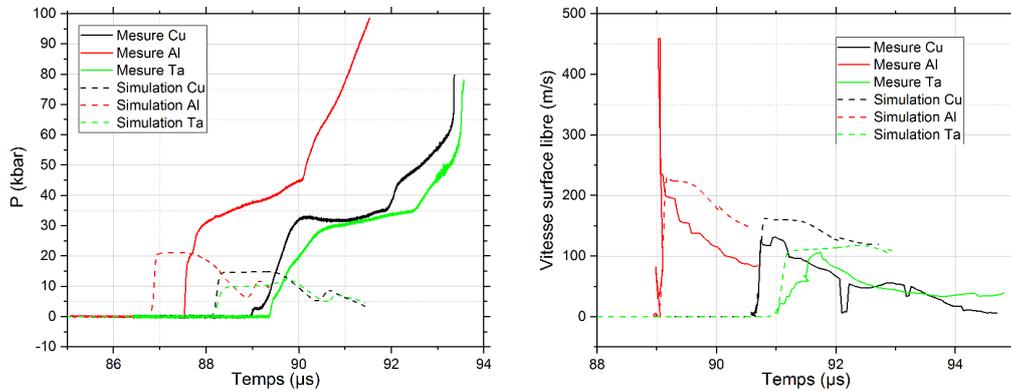
En ce qui concerne les autres mesures, compte tenu de la mauvaise qualité des résultats obtenus, nous avons procédé à des simulations numériques 2D axisymétriques de l'impact du projectile sur l'édifice expérimental. Des sondes lagrangiennes ont été positionnées à l'emplacement des métrologies. L'explosif a été simulé grâce à une équation d'état théorique construite selon la méthode présentée dans la partie III.

Pour la comparaison des signaux de pression, la chronométrie de l'expérience et celle de la simulation sont dans le même référentiel, c'est-à-dire celui de l'impact du projectile sur la plaque de transfert. Les écarts de temps d'arrivée des chocs (environ inférieur à 400 ns) peuvent être issus d'imprécision dans les équations d'état ou encore d'imprécision sur les contrôles dimensionnels. Pour la comparaison des signaux de vitesses matérielles, expériences et simulation ont été recalées afin que les fronts de choc coïncident.

On peut remarquer que les mesures de pressions sont très éloignées des niveaux attendus. La mesure semble avoir été perturbée et aucune conclusion ne peut être donnée quant à la signification des phénomènes observés. Les jauges de pression n'ont pas été blindées lors de leur montage au sein de l'explosif. La présence d'aluminium dans l'explosif est la seule différence par rapport aux essais déjà réalisés par le passé. Il semblerait que cela perturbe la mesure et qu'un blindage soit donc nécessaire. Qui plus est, lors du contrôle post-montage, des fissures et des manques de colle ont été observés au sein de l'explosif au niveau des jauges. Il est alors fort probable que ces problèmes soient responsables d'une perturbation de l'écoulement et donc de la mauvaise qualité des signaux de vitesse matérielle. Ainsi, cette mesure, censée assurer l'exploitation du tir en l'absence de signal de vitesse, semble avoir rendu inexploitable l'ensemble du tir².

2. Les bretelles lâchent emportant avec elles la ceinture sur laquelle elles sont fixées! Moralité, toujours

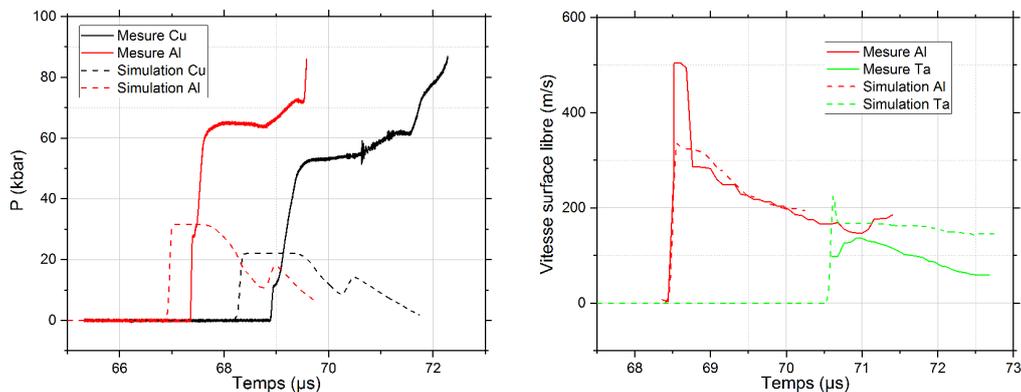
Comme le montrent les profils de vitesse théoriques, un plateau est présent après l'interaction du choc avec la fenêtre en LiF, permettant la mesure sur plusieurs centaines de nanosecondes. Il n'en est rien de ceux mesurés, présentant plutôt un profil pic-détente et pour lesquels aucune corrélation ne peut être établie entre les niveaux mesurés et ceux attendus. Cette observation peut être expliquée par la présence d'un écoulement 2D présentant des détentes latérales se propageant vers le milieu de l'échantillon.



(a) Comparaison entre les mesures de pression obtenues et les simulations effectuées. L'expérience et la simulation possèdent la même origine temporelle.

(b) Comparaison entre les mesures de vitesse matérielle obtenues et les simulations effectuées. Les fronts de montée ont été volontairement recalés afin de comparer la phase de détente.

FIGURE 6.5 – Comparaison expérience-calcul pour le tir CA17081. La figure 6.5a présente les données concernant la pression de choc alors que la figure 6.5b présente les données de vitesse matérielle. Les simulations ont été effectuées à partir des contrôles dimensionnels. En ce qui concerne la comparaison des signaux de pression, la chronométrie de l'expérience a été recalée sur l'origine temporelle de l'expérience.



(a) Comparaison entre les mesures de pression obtenues et les simulations effectuées. L'expérience et la simulation possèdent la même origine temporelle.

(b) Comparaison entre les mesures de vitesse matérielle obtenues et les simulations effectuées. Les fronts de montée ont été volontairement recalés afin de comparer la phase de détente.

FIGURE 6.6 – Comparaison expérience-calcul pour le tir CA17083. La figure 6.6a présente les données concernant la pression de choc alors que la figure 6.6b présente les données de vitesse matérielle. Les simulations ont été effectuées à partir des contrôles dimensionnels. En ce qui concerne la comparaison des signaux de pression, la chronométrie de l'expérience a été recalée sur l'origine temporelle de l'expérience.

6.4 Synthèse

En conclusion, la mise en œuvre de la méthode d'Andriot *et al.* est très alléchante sur le point intellectuel mais elle présente des limites dues au nombre de données nécessaires. Le paradoxe réside dans le fait qu'avec seulement deux tirs, cette méthode semble être la seule permettant de construire une courbe d'Hugoniot fiable, grâce notamment à l'utilisation d'une plaque de transfert multi-matériaux. En revanche, la miniaturisation des échantillons d'explosif, nécessaire à l'agencement, est responsable de la mauvaise qualité des signaux acquis. Les jauges de pression ont vu leur effet sur l'écoulement grandir, compte tenu de leur taille devenue non négligeable. La mise en place des métrologies a également été compliquée et a entraîné des erreurs. Cette suite d'approximations a causé la non acquisition des signaux.

Cette série d'expériences, ne permet donc pas l'acquisition de points de polaire pour la validation de l'équation d'état théorique. Néanmoins, elle met en lumière les limites de l'utilisation de capteurs trop intrusifs dans l'écoulement et montre la nécessité de consacrer un nombre raisonnable de tirs pour la caractérisation d'un matériau.

Chapitre 7

Amorçage plan et sensibilité

Sommaire

7.1 Configuration expérimentale	105
7.1.1 Génération du choc plan	105
7.1.2 Edifice pyrotechnique	107
7.1.3 Moyens métrologiques	108
7.2 Méthode de dépouillement de la vitesse de choc	109
7.2.1 Correction de tilt	110
7.2.2 Extraction de la vitesse du choc réactif	111
7.3 Résultats pour les chocs plans soutenus	121
7.3.1 Mesure de pression de choc	121
7.3.2 Mesure du diagramme de marche par radio-interférométrie	122
7.3.3 Mesure du diagramme de marche par sondes piézoélectriques	125
7.3.4 Comparaison des métrologies pour la mesure de vitesse de choc	133
7.4 Résultats pour les chocs plans non-soutenus	135
7.5 Synthèse sur les expérimentations de chocs plans	137

La première expérience d'impact plan publiée remonte à 1961 dans les travaux de Campbell *et al.* [33]. Dans cette expérience, les auteurs sollicitent de façon plane un échantillon d'explosif afin de mesurer le diagramme de marche de l'onde réactive. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 7.1. Campbell utilise un **GOP** pour générer l'onde de choc plane. Le diagramme de marche est, quant à lui, enregistré au moyen d'une caméra à balayage de fente (*cf.* partie 5.1.1) dont le résultat est donné avec la figure 7.1b. Deux droites blanches ont été ajoutées afin de symboliser les deux parties du diagramme de marche; la première correspondant au choc « inerte », de plus faible pente, et la seconde correspondant à la vitesse de détonation établie. Le passage d'un régime à un autre, autrement dit le point d'inflexion du diagramme de marche, est appelé profondeur de transition ou d'amorçage. Elle est définie comme la profondeur à partir de laquelle l'onde réactive passe d'un état transitoire à une détonation stable et établie. Désormais, elle est définie comme la distance à partir de laquelle l'onde atteint 99 % de la vitesse de détonation Chapman-Jouguet.

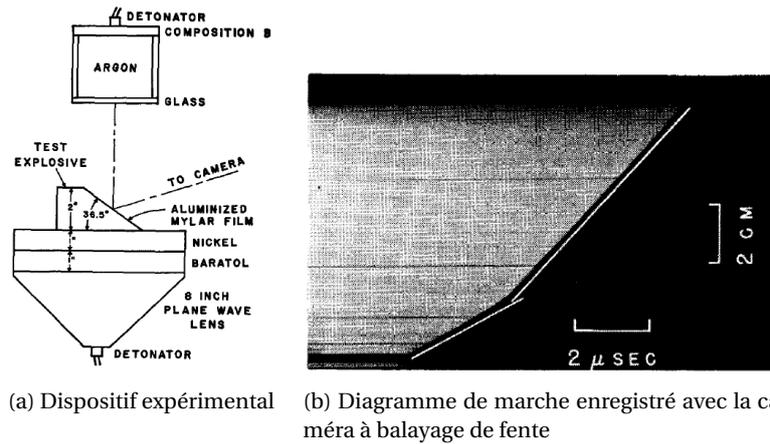


FIGURE 7.1 – Premier dispositif expérimental publié par Campbell en 1961 [33]

Quelques années plus tard, en 1965, Ramsay et Popolato [122] reprennent les expériences de Campbell et tracent un diagramme illustrant la variation de la profondeur d'amorçage en fonction de la pression de sollicitation. Ce diagramme sera appelé par la suite diagramme Pop-plot, du nom de son auteur, et deviendra un méthode très pratique pour déterminer la sensibilité au choc des explosifs. Cela permet également d'établir un classement des compositions les unes par rapport aux autres. Le premier diagramme Pop-plot est donné sur la figure 7.2. La sensibilité décroît lorsqu'à une pression de choc donnée, la profondeur de transition augmente, ou alors, lorsqu'à une profondeur donnée la pression de choc nécessaire augmente. Ainsi, lorsque pour une composition donnée, on trace l'évolution de la profondeur de transition en fonction de la pression, on obtient une courbe décroissante. Cette évolution est empiriquement modélisée comme une droite dans le diagramme log-log. Ainsi, les résultats de Ramsay *et al.* montrent que la pentrite est plus sensible que la composition 9404, elle même plus sensible que le TNT, et ainsi de suite.

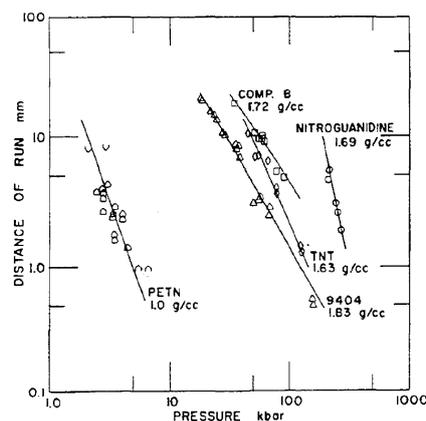


FIGURE 7.2 – Diagramme Pop-plot publié par Ramsay *et al.* en 1965 [122]

Ainsi, les travaux de Campbell d'une part, puis ceux de Ramsay d'autre part, peuvent être considérés comme le point de départ des études expérimentales sur la transition choc détonation. Le principe de l'impact plan sera repris et amélioré, de même que plusieurs métrologies (*cf.* chap. 5) seront développées afin d'obtenir des résultats de plus en plus précis.

Plus tard, en 1993, Cooper [42] propose une nouvelle analyse du diagramme Pop-plot en établissant des corrélations entre plusieurs données publiées sur des explosifs différents. À partir de ses travaux, l'auteur propose une relation universelle (7.1) pour décrire l'évolution de la profondeur d'amorçage x^* en fonction de la pression de choc P_c .

$$P_c^2 x^* = a \quad (7.1)$$

Dans ce chapitre, nous aurons à cœur de présenter, dans un premier temps, la configuration expérimentale d'impact plan mise en œuvre ainsi que les méthodes de dépouillement utilisées. Puis, dans un second temps, nous détaillerons les résultats obtenus pour chaque composition en s'efforçant de comparer les différentes métrologies employées pour en retenir les principaux avantages.

7.1 Configuration expérimentale

Comme il l'a été précisé précédemment, les configurations expérimentales ont évolué avec l'arrivée de nouveaux moyens. L'utilisation du GOP comme sur la figure 7.1 reste d'actualité car facilement réalisable. Il est important de noter que l'utilisation d'un GOP entraîne la génération d'un choc non-soutenu. Cette notion sera détaillée par la suite.

Il est également possible de trouver l'utilisation d'une plaque projetée au moyen d'explosif comme moyen de sollicitation. Cette technique est illustrée sur la figure 7.3. Cette méthode utilise un Générateur d'onde linéaire (GOL) afin d'amorcer un explosif selon une ligne. La détonation va alors se propager dans l'explosif propulseur et ainsi mettre en mouvement la plaque métallique au contact. L'ensemble est incliné par rapport à la face d'impact dans le but d'obtenir une sollicitation plane. En effet, la distance à parcourir par la plaque en début d'amorçage est plus longue afin que, dans le temps où la détonation se propage dans l'explosif propulseur, la plaque relevée atteigne la plaque support. Cela permet d'obtenir une sollicitation plus ou moins plane.

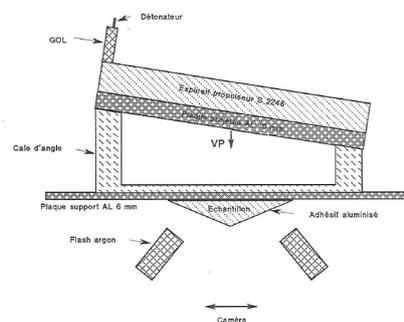


FIGURE 7.3 – Impact plan réalisé au moyen d'une plaque projetée par explosif

7.1.1 Génération du choc plan

Dans notre cas, nous utilisons un lanceur afin de projeter une plaque métallique, appelée impacteur, sur une plaque de transfert supportant elle-même l'explosif d'étude. Les deux lanceurs utilisés pour ce genre d'expérience ont déjà été présentés sur la figure 6.3 du chapitre précédent. Cette technique est préférée à celle de la plaque projetée par explosif car elle garantit un tilt à l'impact beaucoup plus faible et une meilleure planéité de la plaque. Nous verrons par la suite ce qu'est le tilt et pourquoi il est important qu'il soit petit.

La matière de l'impacteur ainsi que sa vitesse déterminent le niveau de pression attendu dans l'explosif. On parle de choc soutenu lorsque la pression est maintenue un certain temps dans le matériau. Dans ce cas, l'impacteur possède une épaisseur permettant de retarder l'arrivée de la détente arrière. À l'inverse, lorsque l'on souhaite étudier la réponse à un choc bref, l'épaisseur de l'impacteur est définie afin de permettre à la détente arrière de rattraper le choc et ainsi de créer un profil « triangulaire » de pression.

Les deux types d'essais sont représentés sur la figure 7.4 au moyen d'un diagramme $x - t$, réalisé avec des simulations numériques 1D, sur lequel nous allons nous attarder pour décrire précisément les deux sollicitations. Commençons par le choc soutenu dont le calcul est représenté sur la figure 7.4a. Ce type de sollicitation est réalisé dans notre cas grâce à un impacteur et une plaque de transfert en aluminium, d'épaisseurs respectives 15 mm et 5 mm. Lors de l'impact de l'impacteur sur la plaque de transfert (1), un choc est transmis dans la plaque de transfert (2) et un choc symétrique remonte dans l'impacteur (3). Ce dernier étant assez épais, le choc n'interagit pas avec le téflon du sabot avant que le choc de la plaque de transfert ne se transmette dans le massif d'explosif (4). Le choc transmis dans l'explosif se propage à vitesse constante dans notre cas (6), mais en réalité, il est accéléré par la réactivité du matériau. La zone (5) est une zone où la pression est soutenue au niveau de choc déterminé par les impédances mécaniques de la plaque de transfert et de l'explosif. L'onde réfléchie (7) est généralement une onde de détente car l'explosif est moins impédant que la plaque transfert.

En ce qui concerne le choc non soutenu, illustré sur la figure 7.4b, il est généré grâce à une configuration géométrique mise au point par Chuzeville [37]. Il repose sur le principe de la désadaptation d'impédance. En effet, un impacteur « fin » ($\approx 0,4$ mm) d'un matériau très impédant tel que le tantale, est collé sur un sabot en téflon. Lors de l'impact (1), un choc symétrique est généré de la même façon que la configuration précédemment décrite. En revanche, le choc « remontant » atteint immédiatement le téflon et un faisceau de détente est réfléchi (2). Or, la plaque de transfert, en tantale, possède une épaisseur de l'ordre de 4 mm. Le choc alors transmis (3) est petit à petit rattrapé par la détente (4), et le profil de pression passe d'un créneau à un triangle. C'est l'épaisseur de la plaque transfert qui permet alors d'ajuster la pression de sollicitation en laissant plus ou moins la détente rattraper le choc. Dès lors, il ne s'agit plus d'un choc se déplaçant à vitesse constante. Ce profil triangulaire de pression est transmis à l'explosif (5) et une onde de détente est réfléchie suite à l'interaction. Dans le cas illustré, le choc transmis a une vitesse qui décroît (7). La zone (6) est une zone de traction dans laquelle le phénomène d'écaillage va apparaître suite au croisement des deux détentes. Nous verrons par la suite que cette écaillage sera une limite de ce type d'essai.

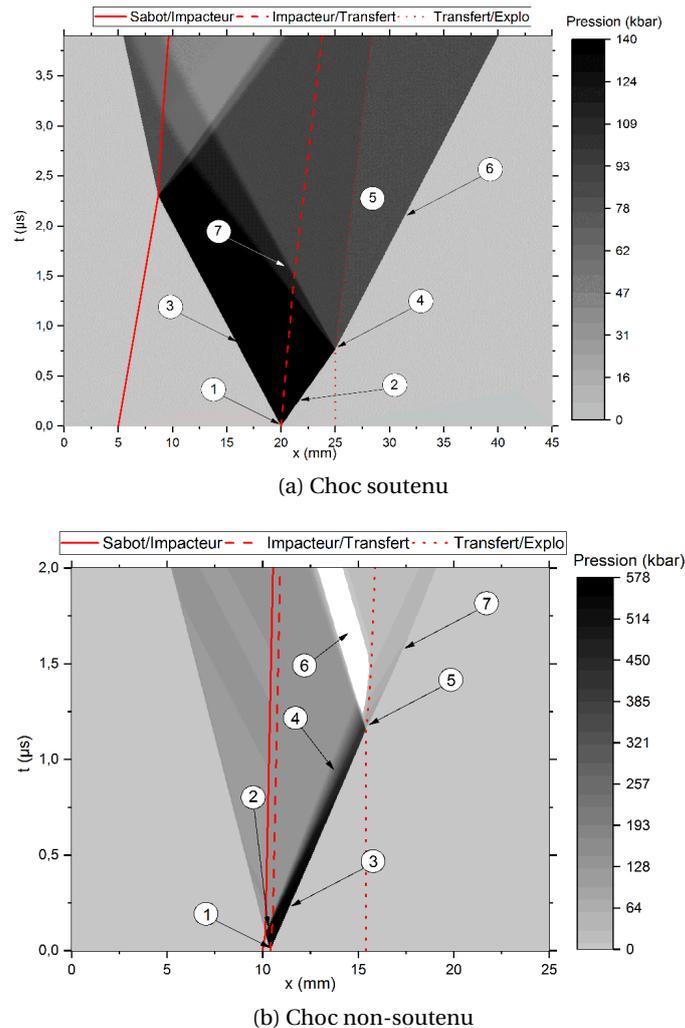


FIGURE 7.4 – Différence du profil de pression de sollicitation entre les chocs soutenu et non-soutenu

7.1.2 Edifice pyrotechnique

L'édifice pyrotechnique, présenté sur la figure 7.7, est composé d'une gamelle permettant l'implantation des métrologies mais également la fixation de l'édifice sur le lanceur. La gamelle comporte la plaque de transfert qui supporte le « coin » d'explosif et qui transmet le choc à l'explosif. L'explosif est tout d'abord usiné en forme de cylindre puis deux plans inclinés sont taillés dans ce cylindre pour obtenir la géométrie présentée sur la figure 7.5b. L'angle entre la plaque de transfert et les deux plans est de 30° . Cet angle permet d'éviter aux détentes latérales de perturber l'écoulement derrière l'onde de choc. Ainsi, le choc reste plan et la mesure le long du plan incliné est semblable à une mesure à cœur de l'explosif sans en perturber l'écoulement. Le fait d'imposer cet angle entraîne que l'épaisseur d'explosif maximale pour enregistrer les phénomènes est d'environ 22 mm en prenant un diamètre de 80 mm pour le cylindre. Il s'agit là d'une des limitations de l'utilisation d'un lanceur comme moyen expérimental. Le diamètre de l'impacteur et donc du tube dimensionnent directement l'épaisseur d'explosif maximale utilisable pour l'expérience. Cela demande alors de solliciter assez fortement le matériau afin que celui-ci s'amorce en détonation plane rapidement. Nous verrons par la suite que cela peut être délicat.

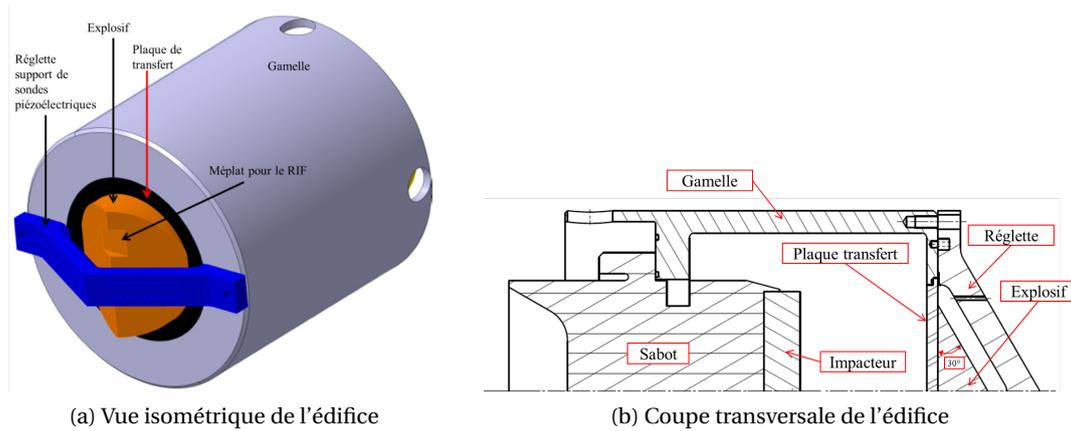


FIGURE 7.5 – Mise en plan de l'édifice pyrotechnique

7.1.3 Moyens métrologiques

En termes de métrologie, les deux plans offrent un lieu privilégié pour l'implantation de diagnostics ponctuels. Ainsi, c'est tout naturellement que nous utilisons les aiguilles piézoélectriques pour mesurer le diagramme de marche de l'onde de choc. En effet, les sondes sont placées sur une réglette comportant deux rangées d'aiguilles sur chaque plan. Certaines aiguilles sont doublées afin de vérifier la planéité du choc. La configuration expérimentale actuelle autorise l'utilisation maximale de 24 aiguilles pour l'enregistrement du diagramme de marche. Les sondes piézoélectriques constituent le moyen de mesure de référence pour ce type d'essai.

La vitesse du choc est également mesurée de façon continue grâce au RIF et à la fibre à réseau de Bragg. Le RIF est positionné sur un méplat usiné sur l'arrête centrale du coin. Cela permet, en moyenne, d'enregistrer le déplacement de l'onde sur 17 mm. La fibre de Bragg est, quant à elle, introduite au cœur de l'explosif au moyen d'un perçage de 0,5 mm et est tenue en place avec de la colle. La longueur de la fibre utilisable est mesurée avant tir au moyen d'un réflectomètre.

La pression de choc à l'interface plaque de transfert-explosif est mesurée grâce à une ou plusieurs jauges manganins basses impédances. Lors de son utilisation sur explosif aluminisé, la jauge est blindée au moyen d'une feuille de cuivre ou d'aluminium. Cela constitue également un filtre mécanique compte-tenu de l'épaisseur ajoutée, retardant alors l'équilibre mécanique entre la jauge et le milieu environnant.

La figure 7.6 met en avant la diversité des métrologies employées ainsi que la complexité de montage de l'édifice. Il est important de noter que la configuration actuelle résulte d'améliorations apportées au cours des années, toujours avec l'objectif d'obtenir une mesure plus précise du phénomène. À titre d'exemple, dans un souci de densifier le nombre de sondes piézoélectriques, afin d'obtenir une description plus précise du diagramme de marche, nous avons développé une géométrie différente. Cette dernière est présentée sur la figure 7.7a. Les sondes sont alors positionnées en spirale autour de l'échantillon d'explosif usiné en cône. Cette répartition permet l'utilisation de 31 aiguilles, soit 7 de plus, que dans la configuration précédemment décrite. De plus, le cône est tronqué au sommet pour permettre le positionnement du RIF. En revanche, aucune fibre à réseau n'est utilisée dans cette configuration. La figure 7.7b, quant à elle, présente la mise en place du montage en bout de lanceur.

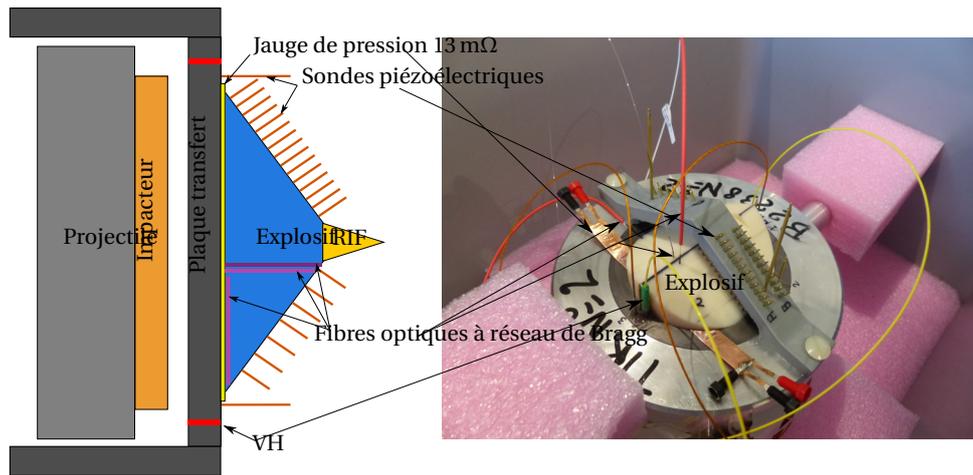
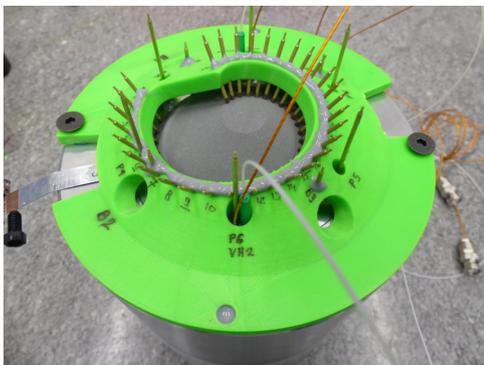


FIGURE 7.6 – Configuration expérimentale de l'essai de choc plan. Le schéma de gauche présente une coupe transversale du lanceur avec l'édifice en bout. À droite se trouve une photographie d'un montage Pop-plot lors de son contrôle dimensionnel.



(a) Nouvelle géométrie d'édifice en forme de cône avec une spirale d'aiguilles piézoélectriques. Cet arrangement en spirale des sondes de chronométrie a été conçu afin de densifier le nombre de sondes et ainsi d'obtenir une meilleure description du diagramme de marche.



(b) Édifice pyrotechnique à la bouche du lanceur

FIGURE 7.7 – Photographie de deux édifices pyrotechniques; un lors du contrôle métrologique et l'autre, mis en place sur le lanceur avant tir. On distingue l'antenne du RIF (cône blanc).

7.2 Méthode de dépouillement de la vitesse de choc

Après avoir présenté dans la partie précédente la configuration expérimentale, il nous faut maintenant nous attarder à décrire la méthode de dépouillement des mesures effectuées. Pour cela, il est nécessaire de revenir sur le but de l'expérience. En effet, le test du Pop-plot a pour objectif de déterminer la profondeur de transition en détonation établie en fonction d'une pression de choc donnée. Il faut alors mesurer le profil temporel de vitesse du choc. Or, les moyens métrologiques mesurent un déplacement. Il suffit de dériver le signal, me direz-vous! Cela est vrai, seulement si le diagramme de marche contient une discrétisation suffisante pour éviter à l'opération de dérivation d'être trop bruitée. Cela fonctionne avec le RIF et la fibre de Bragg au prix d'une opération de filtrage parfois délicate. En revanche, la chronométrie des sondes piézoélectriques ne permet pas de le faire simplement. Or, il s'agit de notre mesure de référence, c'est-à-dire celle dans laquelle nous avons le plus confiance.

C'est pour cela que le dépouillement de la vitesse du choc à partir du diagramme $x - t$ des sondes nécessite deux opérations successives. La première est la correction de tilt à l'impact. La seconde est l'extraction à proprement parler du diagramme de marche corrigé. Ces opérations seront décrites pour le tir référencé CA17072.

7.2.1 Correction de tilt

De par l'implantation géométrique des sondes de chronométrie, le diagramme de marche est sensible au défaut de planéité du choc. En effet, lors de l'impact, l'impacteur peut former un angle, appelé tilt, avec la plaque de transfert. On dit que l'impacteur est tilté. Ce phénomène entraîne une dé-synchronisation temporelle des différentes sondes résultant du choc tilté et du lieu géométrique de chaque sonde. Le diagramme de marche extrait des enregistrements n'a alors pas de signification physique.

Ainsi, le recalage temporel, aussi appelé correction de tilt, est réalisé à partir de la mesure du défaut de planéité lors de l'impact. Elle consiste à mesurer le temps d'arrivée de l'impacteur en face arrière de la plaque de transfert au moyen de sondes piézoélectriques disposées sur un cercle. Le tableau 7.2 présente un exemple de résultat correspondant à l'expérimentation CA17072. Dans le cas d'un impact parfaitement plan, toutes les sondes enregistrent l'arrivée en même temps. En revanche dans un cas tilté, les temps d'arrivée diffèrent suivant l'orientation angulaire des sondes.

Le temps d'impact d'un point orienté sur la face avant de l'impacteur peut être modélisé au moyen de la fonction 7.2, introduite par Deforge [47],

$$t_i = A + B \cos(\theta + \phi) \quad (7.2)$$

avec A le temps moyen d'impact du projectile, B le tilt temporel, θ la position angulaire du point considéré et ϕ l'angle du dernier point d'impact aussi appelé azimuth du tilt. À partir de cette équation, on définit le tilt ψ selon l'équation 7.3 à partir de la vitesse de l'impacteur v_{proj} et du rayon r_{sondes} sur lequel sont positionnées les sondes, dans l'approximation des petits angles.

$$\psi = \frac{v_{proj} B}{r_{sondes}} \quad (7.3)$$

Les paramètres du tir CA17072 sont donnés dans la tableau 7.1. Il est alors possible de corriger le temps enregistré par les sondes suivant leur position, à l'aide des équations (7.4) à (7.6).

$$t_{correction} = t_{mes} + \frac{\alpha x}{v_{proj}} + \frac{\beta y}{v_{proj}} \quad (7.4)$$

$$\alpha = f_\alpha \frac{\psi}{\sqrt{1 + \tan^2(\phi - \pi)}} = f_\alpha \psi \cos(\phi) \quad (7.5)$$

$$\beta = f_\beta \frac{\psi \tan(\phi - \pi)}{\sqrt{1 + \tan^2(\phi - \pi)}} = -f_\beta \psi \sin(\phi) \quad (7.6)$$

Un exemple de recalage chronométrique est présenté avec les graphiques 7.8a et 7.8b. Le premier présente l'enregistrement tilté alors que le second présente la correction. La différence est essentiellement observable par comparaison entre les séries B et C. Lors de l'implantation mécanique des sondes, ces deux séries sont positionnées afin que la série C soit redondante de la B et puisse ainsi fournir un indicateur qualitatif sur la correction de tilt. Sur le graphique 7.8a, la série C est légèrement en retard sur la B, témoignant donc d'un impact tilté.

TABLEAU 7.1 – Paramètres pour la correction de tilt du tir CA17072.

ψ (rad)	$0,001 \pm 0,001$
v_{proj} ($m \cdot s^{-1}$)	$1341,0 \pm 13,4$
α (rad)	$-0,001$
β (rad)	$0,0$
A (μs)	$76,094 \pm 0,024$
B (μs)	$0,043 \pm 0,036$
ϕ (rad)	$0,00 \pm 0,69$

TABLEAU 7.2 – Temps d'arrivée de l'impacteur sur les sondes chronométriques

	P₁	P₂	P₃	P₄
Position angulaire	90°	330°	270°	210°
Temps de déclenchement (μs)	57,738	57,817	57,768	57,776

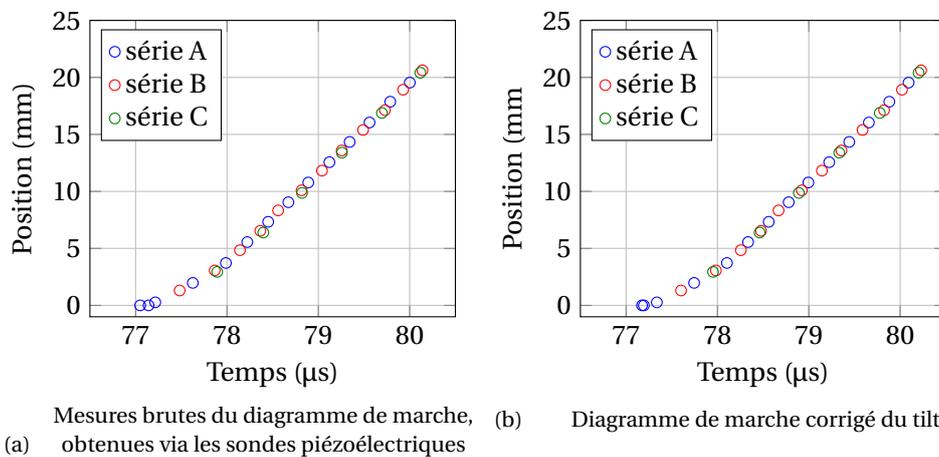


FIGURE 7.8 – Mesure piézoélectrique du diagramme de marche de l'onde réactive pour le tir CA17072

7.2.2 Extraction de la vitesse du choc réactif

L'intérêt des chocs plans est d'obtenir le diagramme de marche de l'onde réactive dans un matériau énergétique lors de l'amorçage. Les mesures enregistrées sont donc constituées de positions (x^{exp}) et temps de passage (t^{exp}). Il est alors possible de déterminer la profondeur d'amorçage en recherchant l'endroit, depuis l'impact, à partir duquel la vitesse de l'onde est établie. Quel que soit le diagnostic employé pour enregistrer le diagramme de marche de l'onde, le dépouillement se résumait généralement à tracer deux droites; la première à partir des premiers points du diagramme, correspondant alors au choc « inerte », et la seconde en se basant sur les derniers points supposés correspondre à une détonation stable établie. Cette méthode est illustrée sur la figure 7.1b. La profondeur de transition est alors définie comme l'intersection de ces deux droites. Cette méthode, qui a longtemps perduré, n'était pas reproductible d'un tir à l'autre et était trop dépendante de l'expérimentateur en charge du dépouillement. Historiquement, la part d'incertitude due à l'expérience était plus importante, c'est pourquoi cette méthode convenait. Désormais avec l'acuité des métrologies, le contrôle dimensionnel de l'édifice et l'utilisation des lanceurs, il était regrettable de perdre, dans le dépouillement, tous les efforts de développement pour obtenir une mesure plus précise et plus reproductible.

Ainsi, en 2002, Hill et Gustavsen [73], partant de ce constat, développent les équations DSD de Yao et Stewart en faisant quelques hypothèses sur les équations d'états et la cinétique. Ils aboutissent alors à une fonction théorique modélisant l'accélération de l'onde de choc qui se met sous la forme (7.7) :

$$a^{th}(t) = a_m \frac{D_{CJ} - D^{th}(t)}{D_{CJ} - D_m} e^{\frac{D^{th}(t) - D_m}{D_{CJ} - D_m}} \quad (7.7)$$

avec :

- a l'accélération de l'onde réactive;
- a_m l'accélération maximale de l'onde réactive;
- D la vitesse de l'onde réactive;
- D_m la vitesse à l'accélération maximale de l'onde réactive;
- D_{CJ} la célérité de détonation plane de Chapman-Jouguet.

L'équation (7.7) est en réalité une **équation différentielle ordinaire (EDO)**, dont le déplacement de l'onde est solution et qui comporte quatre paramètres. Les trois premiers sont donnés dans (7.7) alors que le dernier est la vitesse initiale du choc (noté D_0) nécessaire à la résolution de l'EDO. L'introduction d'une fonction accélération qu'il faut optimiser contribue à standardiser la méthode de dépouillement et à la rendre plus « robuste ». Désormais, le processus de dépouillement se résume à un procédé d'optimisation afin d'ajuster la fonction théorique d'accélération aux données expérimentales.

Face à ce problème d'optimisation, il faut définir une fonction coût qui servira de critère de convergence et de critère de qualité du processus. Nous avons choisi le critère des moindres carrés exprimé grâce à l'équation (7.8). De plus, cet ajustement est réalisé sous contraintes afin de satisfaire la relation d'ordre (7.10).

$$J = \sum_{i \in \llbracket 0; \text{card}(x^{exp}) \rrbracket} \left[t^{th}(x^{exp}, \alpha) - t^{exp}(x^{exp}) \right]^2 \quad (7.8)$$

$$\alpha = [D_0, D_m, D_{CJ}, a_m]^T \quad (7.9)$$

$$D_0 \leq D_m \leq D_{CJ} \quad (7.10)$$

Les dépouillements étaient, jusqu'alors, réalisés grâce à un script MATHEMATICA, opérant comme une boîte noire. C'est pourquoi, dans un souci de maîtrise du dépouillement, nous avons cherché à reprogrammer l'optimisation. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à des algorithmes « classiques » basés sur la descente de gradient. Les diverses méthodes employées n'ont pas abouti, attestant d'un problème d'optimisation présentant de nombreux minima locaux et dont les contraintes (*cf.* eq. (7.10)) empêchent la convergence. Bien entendu, face à ce problème de dimension quatre, il n'est pas possible d'estimer, au moyen d'une évaluation sur une grille, la topologie de la fonction coût. Ainsi, face à ces constatations et les échecs successifs des méthodes classiques, nous nous sommes orientés sur l'utilisation d'un script basé sur un nouvel algorithme d'optimisation stochastique : le recuit simulé.

7.2.2.1 Optimisation par recuit simulé

Le recuit simulé¹ est une méthode empirique inspirée d'un procédé en métallurgie : le recuit. Ce procédé est, la plupart du temps, mis en œuvre à la suite du procédé de trempe (dans ce cas il est appelé revenu) ou du procédé de fabrication. En effet, la trempe a comme objectif de figer la structure cristalline au moyen d'un refroidissement rapide d'un alliage. Le recuit (ou revenu), quant-à-lui, s'opère à la suite afin de relaxer les contraintes et d'obtenir une structure cristalline moins fragile. De même, le procédé de mise en forme des aciers par laminage à froid entraîne un écrouissage des matériaux qui implique une baisse de leur ductilité : les aciers sont plus fragiles. Un traitement thermique de recuit est alors nécessaire pour abaisser leur limite élastique. Il consiste en un chauffage graduel du matériau puis en un refroidissement contrôlé. La vitesse de refroidissement définit la vitesse de germination des grains et par conséquent leur taille et leur nature². Le matériau, ainsi traité, possède une structure cristalline de plus basse énergie. L'algorithme de recuit simulé est entièrement né de ce constat. Il s'appelle également algorithme de relaxation lente.

La deuxième source d'inspiration, qui a permis à ses créateurs³ de le mettre en œuvre, est la thermodynamique de Boltzmann. En effet, Boltzmann a introduit une grandeur (cf. (7.11)) qui représente la probabilité d'un système à se trouver dans un état d'énergie donné.

$$P(E) \propto e^{-\frac{E}{k_B T}} \quad (7.11)$$

D'après (7.11), l'état de plus basse énergie est le plus probable. En revanche, il n'est pas certain, c'est-à-dire qu'il existe toujours une probabilité, certes faible mais non nulle, de quitter cet état et d'augmenter l'énergie du système avant de converger vers un autre état de moindre énergie. C'est l'essence même de l'algorithme de recuit simulé. Il autorise, avec une certaine probabilité, d'augmenter la fonction coût afin d'explorer l'espace des paramètres en vue de trouver le minimum global. Cette liberté n'est pas permise avec un algorithme à descente de gradient qui oblige la minimisation de la fonction coût à chaque itération.

7.2.2.2 Principe de fonctionnement du recuit simulé

Le recuit simulé [140, 48] repose sur un algorithme de Metropolis-Hastings à partir de la probabilité de Boltzmann. Il est donc nécessaire d'introduire une température fictive à notre système. La fonction énergie E est remplacée par la fonction coût J définie dans (7.8). À partir d'un paramètre⁴ initial α_0 , d'un coût initial J_0 et d'une température initiale T_0 , on tire aléatoirement un paramètre α_1 dans une boule⁵ de centre α_0 . Le rayon de cette boule est déterminé empiriquement. Puis, le coût de ce paramètre est évalué et comparé au coût précédent. Ainsi, si $J(\alpha_1) \leq J(\alpha_0)$ alors le nouveau paramètre devient l'optimal. En revanche, dans le cas inverse, α_1 est tout de même retenu mais avec la probabilité exprimée par l'équation (7.12).

$$P = e^{-\frac{J(\alpha_1) - J(\alpha_0)}{T}} \quad (7.12)$$

1. Simulated Annealing en anglais

2. Dans le cas des aciers, on peut citer en exemple les grains d'austénite ou de martensite

3. S. Kirkpatrick, C.D. Gelatt et M.P. Vecchi en 1983 & V. Cerny en 1985

4. On emploiera le terme « paramètre » indépendamment de la nature scalaire ou vectorielle de celui-ci.

5. La notion de boule est la généralisation, dans \mathbb{R}^n , de la notion de cercle dans \mathbb{R}^2 .

Cet enchaînement est réalisé un certain nombre de fois à T constant, c'est le palier. Ensuite la température du système est réduite afin d'augmenter l'exigence d'acceptation. En effet, une étude de l'équation (7.11) montre qu'à ΔJ constant, la probabilité tend vers zéro quand T tend vers zéro aussi. D'un point de vue plus pragmatique, la diminution de la température d'un système physique conduit à le stabiliser dans son état, c'est le principe du refroidissement en métallurgie. C'est exactement la même signification de la décroissance de la température dans l'algorithme. En pratique, elle est généralement modélisée suivant une suite géométrique de raison comprise entre zéro et un.

Afin de représenter le fonctionnement de l'algorithme et l'importance de la température, nous allons imaginer un promeneur qui se déplace dans un massif montagneux et qui cherche la vallée la plus profonde. Ce qui correspondrait à l'optimal de la fonction potentielle $E(h) = mgh$ avec $h = S(x, y)$. Dans l'analogie proposée par Bonomi et Lutton en 1988 [31], la température symbolise la vigueur du marcheur. Au début de sa randonnée, il est très vif, donc ne se sentant pas sur le bon chemin pour descendre, il accepte de remonter la pente, sur une grande distance, pour chercher un col qui le mènera vers la vallée la plus profonde. Ainsi, au fil du temps, le marcheur se fatigue (*i.e.* la température diminue) et fera moins d'effort pour trouver un col donnant sur une autre vallée. Dans son état de très grande fatigue, le marcheur stoppe la randonnée dans la vallée où il se trouve. On comprend, aisément, qu'il est nécessaire au marcheur de démarrer « en grande forme » (*i.e.* à une température élevée) afin d'explorer le plus de vallées possible tout en économisant son énergie (*i.e.* la décroissance en température doit être relativement lente). Il apparaît, désormais, que deux des points clés du recuit simulé sont la température initiale du système et le critère d'arrêt.

En pratique, la température initiale est choisie afin d'avoir 50 % de chance d'accepter un changement défavorable. On a alors :

$$T_0 = \frac{E_0}{\ln 2} = \frac{J_0}{\ln 2} \quad (7.13)$$

En ce qui concerne la vitesse de décroissance de la température, il s'agit d'un paramètre empirique. Plus le comportement de la fonction coût est chaotique, plus cette vitesse doit être faible, ce qui implique une augmentation non négligeable du temps de calcul. Un compromis entre la longueur des paliers et le refroidissement est alors nécessaire pour obtenir le résultat avec un temps de calcul raisonnable.

En ce qui concerne le critère de convergence de l'algorithme, nous allons montrer qu'il n'est pas trivial. En effet, la convergence est généralement déterminée à partir de l'écart, en valeur absolue, entre deux optima successifs. Or, dans notre cas, nous sommes en présence d'un vecteur paramètre à quatre composantes. Ainsi, déterminer la convergence de l'optimisation à partir de la norme du vecteur entraînerait une possible compensation entre les composantes, c'est pourquoi, nous avons fait le choix de déterminer la convergence sur les écarts successifs entre deux évaluations de la fonction coût. C'est la signification des lignes 4 et 13 de l'algorithme 1 dont l'architecture simplifiée est présentée ci-après.

Algorithme 1 : Algorithme de recuit simulé

```

1:  $\alpha_{opt} = \alpha_0$ 
2:  $J_0 = J(\alpha_0)$ 
3:  $T = T_0$ 
4: Tant que  $j \leq N_{convergence}$  faire
5:   Pour  $i = 1$  à  $N$  faire           # Palier de longueur N
6:      $\alpha_i \sim U_{[\alpha_{i-1}-\rho; \alpha_{i-1}+\rho]}$    # Tirage aléatoire dans une boule centrée en  $\alpha_{i-1}$ 
7:      $J_i = J(\alpha_i)$            # Evaluation du nouveau coût
8:      $\Delta = J_i - J_{i-1}$            # Ecart de coût
9:      $p \sim U_{[0;1]}$            # Tirage aléatoire de  $p$  dans  $[0; 1]$ 
10:    Si  $p \leq e^{-\frac{\Delta}{T}}$  alors           # Test d'acceptation
11:       $\delta = |J(\alpha_i) - J(\alpha_{opt})|$    # Calcul de l'écart de coût entre 2 optima
      consécutifs
12:       $\alpha_{opt} = \alpha_i$ 
13:      Si  $\delta \leq 10^{-11}$  alors           # Condition d'arrêt du calcul
14:         $j = j + 1$ 
15:      Sinon
16:         $j = 0$ 
17:      Fin
18:    Fin
19:  Fin
20:   $T = aT, \quad a \in [0; 1]$ 
21: Fin

```

7.2.2.3 Evaluation des incertitudes d'ajustement

Si l'on admet que la fonction théorique d'accélération du choc (7.7) est vraie, c'est-à-dire qu'elle même ne résulte pas d'hypothèses faisant d'elle, en réalité, une approximation de l'accélération, alors un résidu d'ajustement non nul implique une incertitude sur les paramètres optimisés. Elle peut être évaluée à partir du jacobien de l'application J (7.14) et se met sous la forme (7.15) avec t_{n-p} le facteur de Student à n degré de liberté (*i.e.* la taille des données expérimentales, dans notre cas, il s'agit du nombre de sondes) et p paramètres. Une démonstration de cette estimation des incertitudes peut être trouvée dans [18].

$$A_{ij} = \frac{\partial J_x}{\partial \alpha_j}(t_i^{exp}), \text{ avec } i \in \llbracket 0; \text{card}(x^{exp}) \rrbracket \text{ et } j \in \llbracket 0; \text{card}(\alpha) \rrbracket \quad (7.14)$$

$$\Delta_{\alpha_i} = t_{n-p} \sigma_r \sqrt{(H^{-1})_{ii}} \text{ avec } \sigma_r = \sqrt{\frac{J(\alpha)_{opt}}{n-p}} \quad (7.15)$$

7.2.2.4 Exemple d'application du recuit simulé

L'algorithme de recuit simulé présenté précédemment peut apparaître quelque peu complexe. C'est pourquoi, afin d'expliquer son fonctionnement, il a été choisi de le mettre en œuvre sur un exemple simple d'optimisation pour lequel une solution analytique peut être définie. Dans notre exemple, la fonction coût est représentée par l'équation (7.16). Il s'agit alors de déterminer la valeur de x minimisant cette fonction.

$$f(x) = (x-2)^2 \left(\frac{1}{2}x^2 + 4x + 3 \right) \quad (7.16)$$

Le comportement de la fonction est présenté figure 7.9. Cette fonction a été choisie en exemple car elle présente un minimum global et un minimum local sur le domaine d'intérêt. La solution exacte donnant le minimum global a été calculée et vaut :

$$x_{opt} = -\frac{5 + 2\sqrt{29}}{4} \approx -5,1925824. \quad (7.17)$$

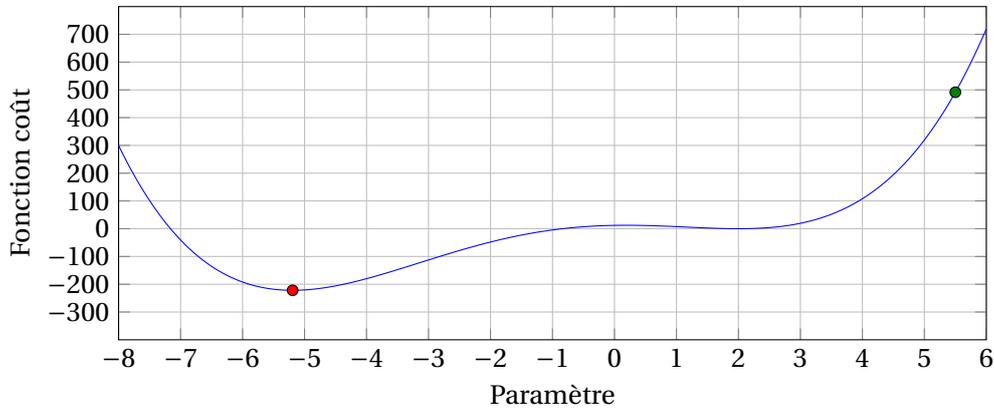


FIGURE 7.9 – Représentation de la fonction coût f en fonction du paramètre x d'intérêt. Le point rouge représente l'état initial du paramètre avant optimisation et point vert la solution théorique optimale.

Dans un premier temps nous avons tenté de résoudre ce problème avec un algorithme à descente de gradient. Le résultat est illustré sur la figure 7.10. On peut remarquer que la solution est piégée dans le premier minimum. La figure 7.10 montre ce mécanisme de piégeage. Les flèches noires symbolisent la descente de gradient. Sur le détail 7.10, on s'aperçoit que l'algorithme explore une région au delà du minimum local. En revanche, le gradient augmentant, l'algorithme considère qu'il s'éloigne de la solution. On peut alors facilement imaginer que dans le cas d'une fonction coût au comportement chaotique cette méthode échoue.

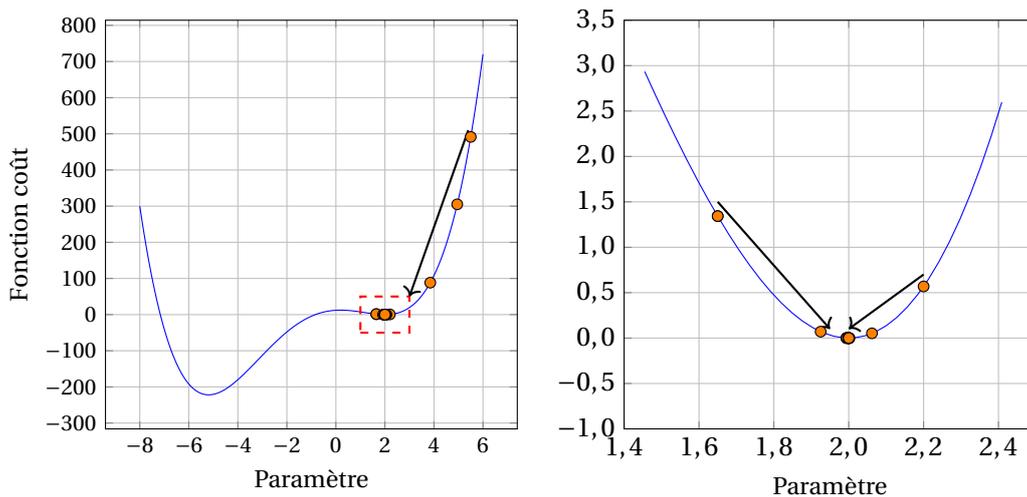


FIGURE 7.10 – Processus d'optimisation à l'aide de l'algorithme à descente de gradient. Les différentes itérations sont représentées par les points oranges. La figure de droite correspond au détail entouré en rouge sur la figure de gauche.

Les figures 7.11a et 7.11b présentent respectivement l'évolution de la fonction coût et l'évolution du paramètre optimal en fonction du nombre d'itérations (donc de la progression de l'algorithme). Les courbes sont à chaque fois comparées à l'évolution de la

température du système. Ainsi, les graphiques permettent d'étayer les explications sur la méthode d'optimisation présentée dans la partie 7.2.2.2 et de présenter, de façon pragmatique, le rôle de la température.

En effet, la figure 7.11a montre qu'à « haute » température le processus autorise d'augmenter le coût d'une décision⁶ avant de le minimiser. Le minimum local en $x = 2$ est retrouvé, il correspond au palier de la fonction coût observé aux alentours de l'itération 2000. En parallèle, on remarque, sur la figure 7.11b que l'algorithme balaye un « large » domaine autour du paramètre optimal avant de converger. En revanche, le nombre d'itérations pour accéder au résultat est important. On peut en compter vingt-deux mille dans notre cas contre dix-neuf pour l'algorithme à descente de gradient. Le temps de calcul est d'environ 3 s. Il reste raisonnable car l'évaluation de la fonction coût se fait grâce à une fonction explicite (7.16). En revanche, il faut se rappeler que dans l'optimisation réelle, l'évaluation de la fonction coût nécessite une résolution d'équation différentielle ordinaire et une comparaison à une expérience.

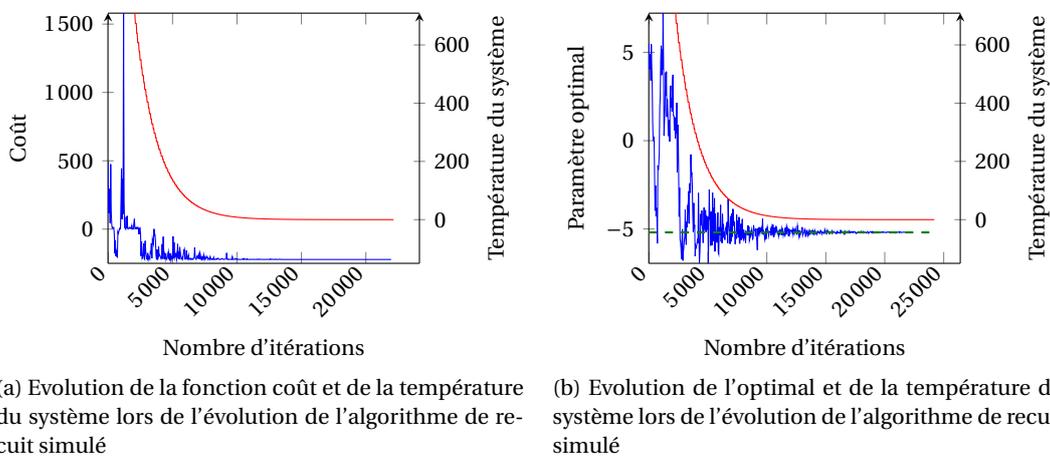


FIGURE 7.11 – Comportement de l'algorithme de recuit simulé lors de la convergence

7.2.2.5 Validation de l'algorithme de recuit simulé sur un cas fictif

Nous venons de voir le fonctionnement du recuit simulé sur un cas trivial comportant un seul paramètre et où une solution analytique existe. En revanche, avant de dépouiller une expérience avec cet algorithme, nous avons fait le choix de le valider sur un cas fictif de TCD. C'est-à-dire que nous avons pris un jeu de paramètres fictif puis nous avons intégré l'équation différentielle afin d'obtenir le diagramme de marche de l'onde. À partir du diagramme de marche théorique et continu, nous avons extrait 24 points équirépartis sur le diagramme de marche. Ces points représentent la chronométrie fictive sur laquelle l'algorithme est testé. Dans un premier temps, l'optimisation est réalisée sur l'échantillon de 24 points tel quel. Puis dans un second temps, nous avons perturbé l'échantillon afin de tester la robustesse du programme. Nous avons fait le choix de perturber l'échantillon temporel avec une loi normale de moyenne nulle et d'écart type 100 ns choisi au mieux pour représenter la dispersion expérimentale couramment observée. La solution de référence est présentée sur la figure 7.12 avec les échantillons utilisés pour la validation. Pour chaque échantillon, nous avons réalisé dix dépouillements afin de prendre en compte l'aspect stochastique de l'algorithme. Les résultats de la comparaison entre les dépouillements et la solution théorique sont présentés dans le tableau 7.3.

6. La décision représente le tirage aléatoire d'un paramètre.

On peut remarquer que l'algorithme présente de très bonnes performances sur l'échantillon non perturbé avec des écarts par rapport aux paramètres théoriques inférieurs à 1 % et une profondeur d'amorçage trouvée avec une précision de 0,1 mm et un écart moyen de 0,3 % par rapport à la solution théorique. En ce qui concerne, l'échantillon perturbé, les résultats sont très probants mais plus éloignés de la solution théorique avec notamment l'accélération maximale qui est trouvée avec un écart moyen de 14 %. La profondeur d'amorçage est alors affectée et son écart est porté à -8 %. Ces écarts relatifs plus élevés peuvent s'expliquer par le fait que la solution perturbée présente un résidu de $2,23 \times 10^{-14} \text{ m}^2$ alors que le résidu moyen des dix dépouillements est de $2,03 \times 10^{-14} \text{ m}^2$. Cela veut dire que l'algorithme trouve une solution plus « proche » de l'échantillon perturbé que la solution théorique de départ. La solution théorique initiale peut être vue comme une « mauvaise » optimisation, au regard de la différence de résidu.

Ces deux comparaisons attestent donc des performances du recuit simulé sur le problème d'optimisation globale posé par le dépouillement des sondes de chronométrie. Les observations faites sur la régression à partir de l'échantillon perturbé nous renseignent sur la sensibilité, de l'inversion mathématique, à l'accélération maximale.

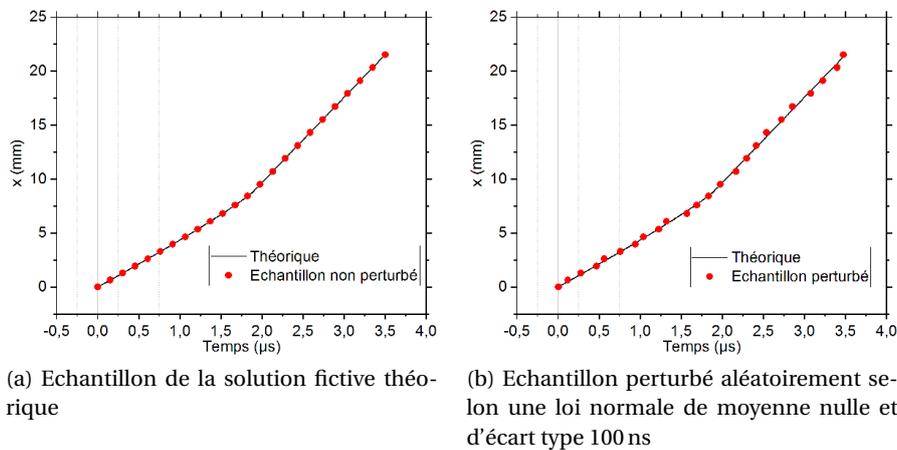


FIGURE 7.12 – Solution de références et échantillons utilisés pour la validation de l'algorithme de recuit simulé

TABLEAU 7.3 – Validation de l'algorithme de recuit simulé

	$\overline{\log a_m^a}$ ($\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$)	Δ^b (%)	$\overline{D_m^a}$ ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	Δ^b (%)	$\overline{D_0^a}$ ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	Δ^b (%)	$\overline{D_{CJ}^a}$ ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	Δ^b (%)	$\overline{x^*^a}$ (mm)	Δ^b (%)
TH^c	11	–	7500	–	4200	–	7900	–	8,9	–
NP^c	$10,9 \pm 0,2$	-0,9	7477 ± 25	-0,3	4184 ± 27	-0,4	7893 ± 12	-0,1	$8,9 \pm 0,1$	0,3
P^c	13 ± 1	14	7599 ± 57	1,0	4219 ± 37	-0,4	7858 ± 12	-0,5	$8,2 \pm 0,1$	-8

^a Moyenne calculée sur les dix dépouillements. L'incertitude donnée correspond à l'écart type.

^b Ecart entre la valeur théorique et la valeur moyenne exprimé pourcentage. Le signe indique le positionnement relatif de la valeur moyenne par rapport à celle théorique.

^c TH=théorique, NP= non perturbé et P=perturbé

7.2.2.6 Application du recuit simulé au dépouillement d'une expérimentation

Nous avons précédemment présenté le fonctionnement de l'algorithme de dépouillement ainsi que testé et validé son fonctionnement sur le problème d'optimisation qui nous est posé. Nous allons désormais l'appliquer au dépouillement d'un diagramme de marche enregistré pour la composition B2238A et recalé en tilt d'après la méthode présentée dans la partie 7.2.1. Le diagramme de marche est donné sur la figure 7.14 avec les cercles noirs. Les points correspondant aux sondes « doublées » ont été enlevés afin de ne pas leur donner plus de poids lors de l'opération d'ajustement.

De même, les deux premiers points correspondant à $x = 0$, donnés par les sondes au contact de la plaque de transfert, ne seront pas pris en compte dans le dépouillement. En effet, ces sondes sont positionnées verticalement au contact de la plaque de transfert et au bord de l'explosif. Elles sont donc dans le sens de propagation du choc alors que les sondes sur les deux plans possèdent un angle par rapport à cette direction. Ainsi, dans le processus de dépouillement, nous nous sommes rendu-compte qu'en prenant en compte ces points, la vitesse initiale du choc, censée être égale à la vitesse calculée à partir de la méthode de croisement de polaire, n'était pas bonne. Or, sans tenir compte de ces points, la vitesse initiale est plus proche de celle attendue. Cela peut être expliqué par une différence de temps de fonctionnement du quartz selon l'orientation de la sonde par rapport au choc. C'est pourquoi dans la suite des dépouillements, nous ne prendrons pas en compte les deux premiers points du diagramme de marche. Ainsi, toutes les mesures retenues correspondent à une même orientation des sondes par rapport à la propagation du choc et aucun biais dû à leur fonctionnement n'est introduit. De plus, même si la vitesse initiale calculée est plus proche de celle théorique, elle demeure inférieure de plusieurs centaines de mètres par seconde. Cette erreur systématique a également été constatée dans les travaux de Chuzeville. Cette inconsistance avec l'équation d'état et la mesure de pression de choc n'est pas satisfaisante. C'est pourquoi nous faisons le choix de fixer D_0 à sa valeur théorique et de réduire le nombre de degrés de liberté du système.

Désormais, la fonction théorique à ajuster comporte quatre paramètres dont un est fixé (D_0). Le deuxième D_{CJ} , peut être connu par ailleurs. C'est pourquoi, nous avons à nouveau fait le choix de réduire le nombre de degrés de liberté et ainsi de fixer D_{CJ} , en faisant l'hypothèse de la connaissance *a priori* de sa valeur. Comme nous l'avons précisé précédemment, D_0 est calculé via l'équation d'état de l'explosif et la méthode des croisements de polaires. Nous verrons que cette méthode est quantitativement bonne par comparaison entre la pression de choc prévue et celle mesurée. En ce qui concerne D_{CJ} , la réalisation d'expérimentations de cartouche de grand diamètre permet d'avoir une valeur expérimentale de la vitesse de détonation avec une précision suffisante. Ainsi, seuls D_m et a_m restent inconnus.

Le résultat de la convergence de l'algorithme de recuit simulé est présenté avec la figure 7.13. La carte en nuance de gris présente l'ensemble des tirages de paramètres et l'évaluation du résidu à chaque tirage effectué par le recuit simulé. On s'aperçoit clairement qu'il existe une « vallée étroite » pour laquelle le résidu est minimisé. La convergence est obtenue lorsque, pendant 5000 itérations, soit 5000 tirages aléatoires, la variation de résidu est inférieure à 10^{-19} s^2 . Les paramètres de l'optimisation sont donnés dans le tableau 7.4 et la comparaison entre les résultats expérimentaux et la régression est présentée sur la figure 7.14. On peut remarquer que l'algorithme de dépouillement converge assez rapidement avec la réalisation de 75 701 itérations en 3 min 27 s. La loi de décroissance de la température ainsi que la taille des paliers a été choisie empiriquement à partir d'essais de convergence faits sur un jeu de paramètres totalement fictif.

À partir de l'ajustement, tous les paramètres de l'équation d'évolution de l'accélération sont déterminés. On peut en déduire le profil temporel de vitesse du choc et la profondeur d'amorçage. La figure 7.14 présente ce processus d'identification de la transition.

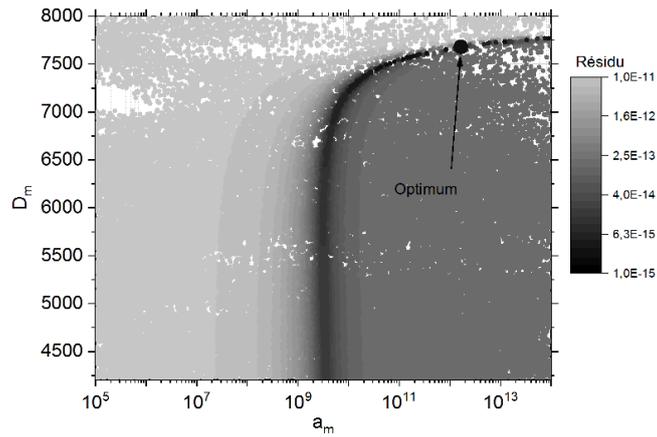


FIGURE 7.13 – Variation du résidu d’ajustement dans le plan (a_m, D_m) pour le dépouillement du tir CA17072. L’ensemble des points tracés correspond aux tirages effectués par le recuit simulé dans le processus de convergence.

TABLEAU 7.4 – Résultat de l’optimisation réalisée sur le tir CA17072

a_m ($\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$)	D_m ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	D_0 ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	D_{CJ} ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	x^* (mm)	t^* (μs)	J_{opt} (s^2)	Temps de calcul –
$1,667 \times 10^{12}$	7677	4207	8000	3,925	78,056	$2,65 \times 10^{-15}$	3 min 27 s

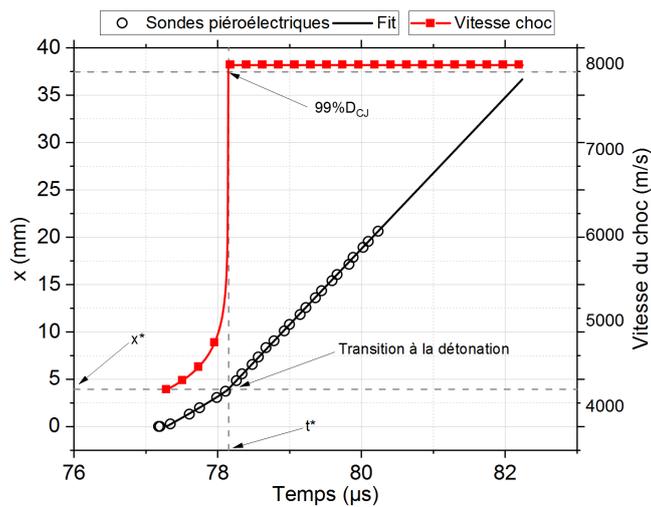


FIGURE 7.14 – Comparaison entre la chronométrie enregistrée par les sondes et l’ajustement réalisé sur ces données. La vitesse obtenue à partir de l’équation théorique de l’accélération (cf. eq. (7.7)) est tracée.

Nous sommes arrivés à la fin des explications concernant la méthode de dépouillement des expériences. Il est important de noter qu’un effort tout particulier a été porté sur l’élaboration de cette méthode ainsi que sa validation. Elle est le fruit de nombreuses réflexions et d’un processus itératif qui ont permis d’aboutir à une démarche pragmatique non utilisateur dépendant.

7.3 Résultats pour les chocs plans soutenus

Désormais, il est venu le temps de rentrer dans le vif du sujet et de présenter les résultats expérimentaux avec notamment une confrontation entre les différentes métrologies. Au cours de cette partie, nous nous attarderons sur les résultats d'expérimentations de chocs plans soutenus en différenciant les deux familles d'explosifs à l'étude. En fin de chapitre, le tableau 7.10 synthétise les résultats qui seront exposés par la suite. Il est à noter que certains résultats présentés sont issus de l'exploitation de tirs non réalisés au cours de cette thèse.

7.3.1 Mesure de pression de choc

La mesure de pression est réalisée au moyen de jauges $13\text{ m}\Omega$ ou $70\text{ m}\Omega$ présentées dans le chapitre 5. La figure 7.15 présente les résultats obtenus. Nous avons ajouté les droites qui représentent la pression de choc prévue par le calcul. L'incertitude sur la pression de choc peut être donnée en faisant une moyenne sur le plateau observable après le front de montée. Cette incertitude ne tient ni compte de toute la chaîne de mesure ni de l'incertitude sur le coefficient piézoélectrique utilisé pour le dépouillement. En revanche, elle donne une bonne estimation de l'incertitude due à l'extraction du plateau de pression par une moyenne.

La prévision de la pression de choc est réalisée à partir de la vitesse du projectile, mesurée à l'aide de têtes optiques et de la technique de vélocimétrie hétérodyne dont l'incertitude de mesure est estimée à 1 %. Cette incertitude peut alors être propagée dans le calcul de la pression de choc à l'aide la méthode de Monte-Carlo, en présupposant une loi de probabilité (uniforme) pour la vitesse du projectile. Nous faisons l'hypothèse que les lois d'état des matériaux sont parfaitement connues et n'ajoutent pas d'aléas. La valeur de l'incertitude de pression attendue, due à l'incertitude sur la vitesse du projectile, est négligeable et se trouve dans l'épaisseur du trait sur le graphique 7.15.

On peut remarquer qu'il y a une très bonne concordance entre les pressions mesurées et celles attendues. Cela atteste d'une bonne calibration de l'équation d'état en ce qui concerne la polaire de choc. La construction de ces équations d'état sera détaillée dans la partie III. En outre, on peut observer sur le tir CA17073 un début de réactivité de la composition, responsable de l'augmentation de pression. En ce qui concerne ce tir, le plateau de pression est difficilement décelable. Le même phénomène est plus subtilement observable sur le tir CA17072 et sur la composition B2238A. En effet, on remarque que la pression mesurée est assez éloignée du plateau attendu dans la zone (1) représentée sur le graphique. Afin d'expliquer cette observation, nous avons simulé l'expérience à l'aide du modèle cinétique connu pour la B2238A [23]. La comparaison expérience-calcul est présentée sur la figure 7.16. L'augmentation de pression est bien causée par la cinétique chimique et l'explosif qui commence à réagir. La très bonne concordance du calcul par rapport à l'expérience permet également de valider le modèle de cinétique de la B2238A qui constitue un explosif de référence pour notre étude.

En ce qui concerne les oscillations observées après le front de montée du choc (zone 2), elles sont dues à l'équilibrage de la pression au sein de la jauge par le mécanisme d'aller-retour d'onde de choc et/ou détente.

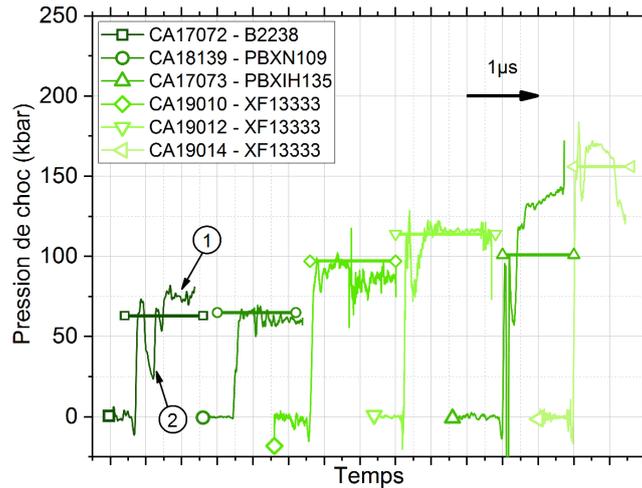


FIGURE 7.15 – Mesures de pression de choc, pour les cas soutenus, réalisées avec des jauges managan basse impédance. Les droites ajoutées représentent la pression de choc prévue par le calcul.

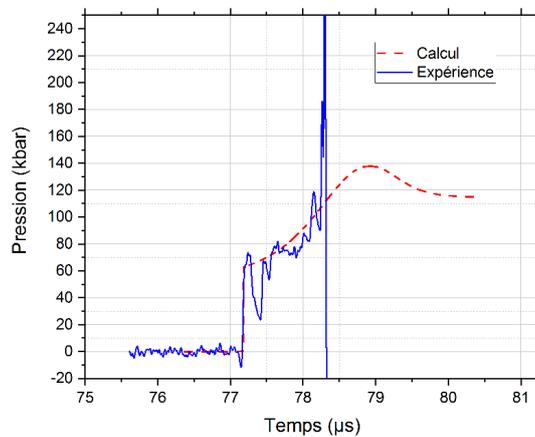


FIGURE 7.16 – Comparaison entre le calcul et l'expérience pour la mesure de pression du tir CA17072 sur la composition B2238A. La pression dans le calcul est extraite *via* une sonde lagrangienne à l'interface plaque transfert explosif.

7.3.2 Mesure du diagramme de marche par radio-interférométrie

Le radio-interféromètre a été utilisé sur chacun des tirs réalisés, y compris sur les explosifs aluminisés. Seul le tir CA17073 est dépourvu d'enregistrement RIF car l'appareil n'a pas fonctionné. Les dépouillements ont été réalisés à partir des mesures de permittivité diélectriques effectuées sur un banc de mesure par Rougier *et al.* [127]. Les résultats sont présentés avec les figures 7.17a à 7.17e. La vitesse de l'onde de choc réactive est tracée en fonction de sa position dans l'explosif. Pour chaque tir, une droite rouge indique la valeur attendue de la vitesse du choc en entrée de l'explosif. Les permittivités diélectriques relatives utilisées pour le dépouillement sont données dans le tableau 5.1 du chapitre 5. Le RIF n'ayant pas fonctionné lors du tir CA17073 sur la composition PBXIH135, le signal n'est pas présenté.

Comme on peut le voir sur la figure 7.17a, le RIF n'enregistre pas tout le déplacement de l'onde de choc. Il semble être « aveugle » sur une partie de l'explosif correspondant à la transition choc détonation. La vitesse de l'onde croît très vite vers D_{CJ} en partant d'une vitesse très faible, qui ne correspond pas à la vitesse du choc inerte prévue par le calcul. Le front de montée observé est l'effet du début de la détection de l'onde de choc par le RIF. Il ne s'agit pas d'une accélération physique. La non détection de la phase transitoire sur des

explosifs à base de RDX avait déjà été observée par Chuzeville [37] sur des compositions coulées-fondues. Il semblerait que le comportement piézoélectrique sous choc du RDX soit responsable de ce phénomène, mais, à ce jour, aucune explication n'a été démontrée.

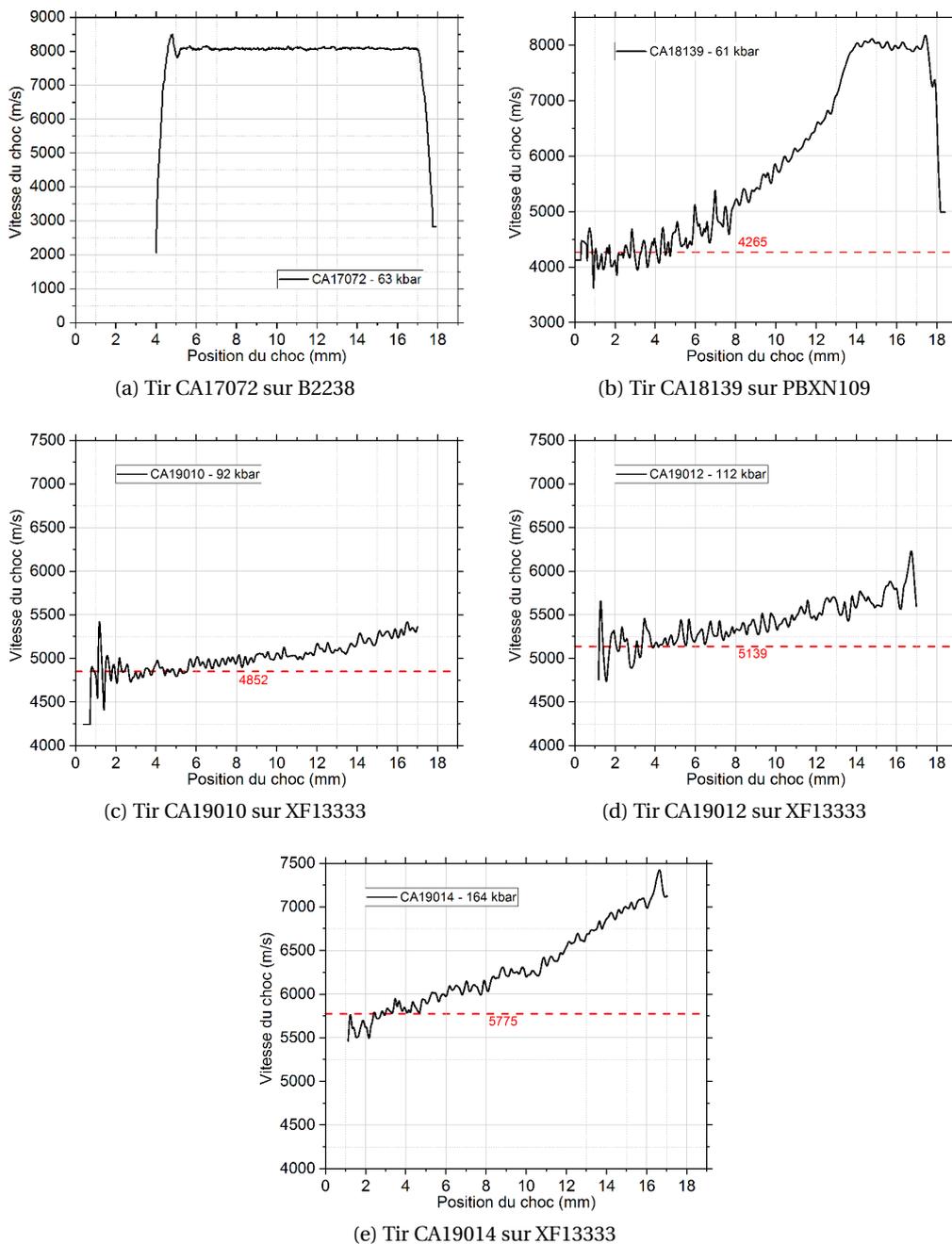


FIGURE 7.17 – Mesure par radio-interférométrie de la vitesse de l'onde de choc pour les chocs plans soutenus

À l'inverse, le tir CA18139 (*cf.* fig.7.17b), réalisé sur la composition PBXN109 à base de RDX, présente un enregistrement complet, par le RIF, de la vitesse du choc réactif au sein de la matière. Le signal est quelque peu bruité dans les premiers instants; cela est dû à sa faible amplitude. La vitesse initiale mesurée correspond à celle prévue par le calcul. La comparaison stricte des tirs CA17072 et CA18139 permet d'avancer l'hypothèse que les particules d'aluminium, au sein de la matière, permettent un « guidage » de l'onde électromagnétique et donc une profondeur d'observation plus importante. De prime abord,

nous pensions que les explosifs aluminisés ne pouvaient être étudiés avec le RIF à cause de la perturbation causée par les particules. Cette constatation expérimentale est en cours d'investigation pour comprendre l'influence de ces particules et de leur fraction massique sur la permittivité diélectrique et le fonctionnement du radio-interféromètre.

En revanche, la vitesse de détonation du PBXN109 obtenue est trop élevée. Elle est mesurée à $8006 \pm 130 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ alors que la vitesse théorique est de $7666 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, ce qui donne un écart d'environ 4,4 %. D'après Rougier [127], l'incertitude sur la permittivité diélectrique utilisée pour le dépouillement peut expliquer un écart d'environ 1,3 % sur D_{CJ} mais guère plus. Afin de retrouver la bonne vitesse de détonation, il faudrait augmenter la permittivité diélectrique relative d'environ 7 %. Cette augmentation ne peut pas être expliquée par un écart de masse volumique entre l'échantillon expérimenté et celui utilisé pour la mesure de permittivité d'après Rougier [125]. À ce jour, nous ne sommes pas en mesure de donner une explication à cet écart de vitesse, qui par ailleurs, avait déjà été observé par Chuzeville [37].

Les figures 7.17c à 7.17e présentent les résultats de trois essais réalisés sur la composition XF13333. Là encore, la propagation entière de l'onde est visualisée alors qu'il s'agit d'une composition coulée-fondue aluminisée. D'après les courbes, il est évident que lors de ces essais, aucune transition choc détonation n'a été observée. L'explosif a réagi car la vitesse de l'onde de choc augmente et cela ne peut être dû qu'à l'effet piston de la réactivité du matériau. Les vitesses initiales de choc sont en accord avec les calculs, avec un écart tout de même plus important pour le tir CA19014. Cet écart peut s'expliquer par le niveau important du choc, pour lequel l'équation d'état inerte n'est peut être pas bien calibrée. Nous verrons dans la partie III que l'équation d'état inerte, à ce niveau de pression, est en réalité une extrapolation des données hors de leur domaine de validité.

Néanmoins, nous avons tenté de recalcr les tirs entre eux afin de déterminer si l'existence d'une courbe unique d'amorçage pour cette composition est envisageable. Le résultat est présenté sur la figure 7.18. Le recalage a été réalisé de telle sorte qu'il y ait une continuité de la vitesse. Par exemple, le profil CA19012 a été translaté afin que la position à laquelle il atteint $5775 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ concorde avec le début du profil CA19014 pour lequel la vitesse initiale est de $5775 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

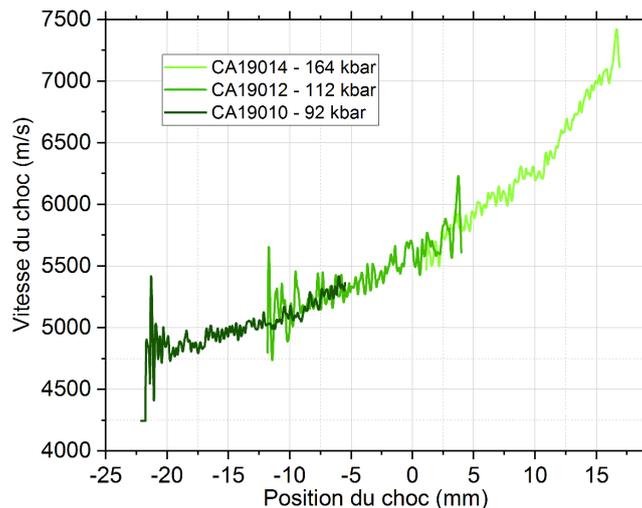


FIGURE 7.18 – Recalage en position des diagrammes de marche de la composition XF13333 pour les tirs CA19010, CA19012 et CA19014

7. La vitesse de détonation est calculée à partir d'une moyenne sur le plateau enregistré. L'incertitude associée correspond à deux fois l'écart-type afin d'avoir un niveau de confiance de 95 %.

Comme nous pouvons le remarquer, l'accélération le long du profil semble continue, c'est le principe même de la courbe unique d'amorçage qui dit que l'accélération du choc ne dépend que de sa vitesse et non de son histoire. C'est ce qui est observé sur la figure 7.18 avec l'accélération en début de profil qui est la même que celle du profil précédent recalé.

7.3.3 Mesure du diagramme de marche par sondes piézoélectriques

La mesure du diagramme de marche par sondes piézoélectriques constitue une mesure de référence dans nos expériences. C'est à partir de celle-ci que les autres diagnostics sont validés. Sa simplicité de fonctionnement et de mise en œuvre en sont des atouts majeurs. Malheureusement, nous l'avons vu précédemment, la mesure comporte peu d'information, et c'est au prix d'un dépouillement méticuleux que la vitesse de l'onde peut être extraite. Dans cette partie, nous présenterons seulement les dépouillements et leur analyse.

B2238A

Nous commençons par notre explosif de référence, la B2238A. La figure 7.19 présente les résultats pour les trois tirs à notre disposition. Il faut noter que deux tirs (CA15035 et CA15037) sont antérieurs à la thèse et ont été re-dépouillés selon la nouvelle méthode. Ils comportent moins de points de mesure. Ces tirs sont proches en pression de choc, c'est pourquoi les profils de vitesses sont proches les uns des autres. Cela est d'autant plus mis en avant sur la figure 7.20 où les diagrammes de marche et les profils de vitesse ont été translattés afin que leurs points de transition coïncident. Cette méthode de recalage est à la base même de la courbe unique d'amorçage présentée dans la partie 3.2.1. On peut remarquer que toutes les courbes sont superposées dans le plan (t, x) alors que quelques différences sont mises en exergue avec les profils de vitesse. En effet, nous avons constaté que conclure sur l'existence de la courbe unique d'amorçage à partir seulement du diagramme $x - t$ est trop peu pertinent. Ces courbes sont peu sensibles à la variation d'accélération ce qui est la base de l'analyse de la courbe unique. C'est pourquoi nous préférons nous appuyer sur les profils de vitesse. À partir de la figure 7.20b, il est donc possible de conclure à l'existence de la courbe unique d'amorçage pour la composition B2238A, quand bien même les pressions de chocs ne sont pas très éloignées.

TABLEAU 7.5 – Résultats des dépouillements des essais sur la composition B2238A

Essai	Vitesse d'impact ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	Pression de choc (kbar)	a_m ($\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$)	D_m ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	D_0 ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	D_{CJ} ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	x^* (mm)	t^* (μs)
CA15035 ^a	1233	56 ^b	$9,83 \times 10^{13}$	7769	4102	8000	5,1	89,85
CA15037 ^a	1283	60 ^b	$3,24 \times 10^{11}$	7624	4165	8000	5,9	88,88
CA17072 ^a	1341	63 ± 12^c	$1,67 \times 10^{12}$	7677	4207	8000	3,9	78,06

^a Projectile et plaque transfert en aluminium 6061T6

^b Pression de choc calculée

^c Pression de choc mesurée

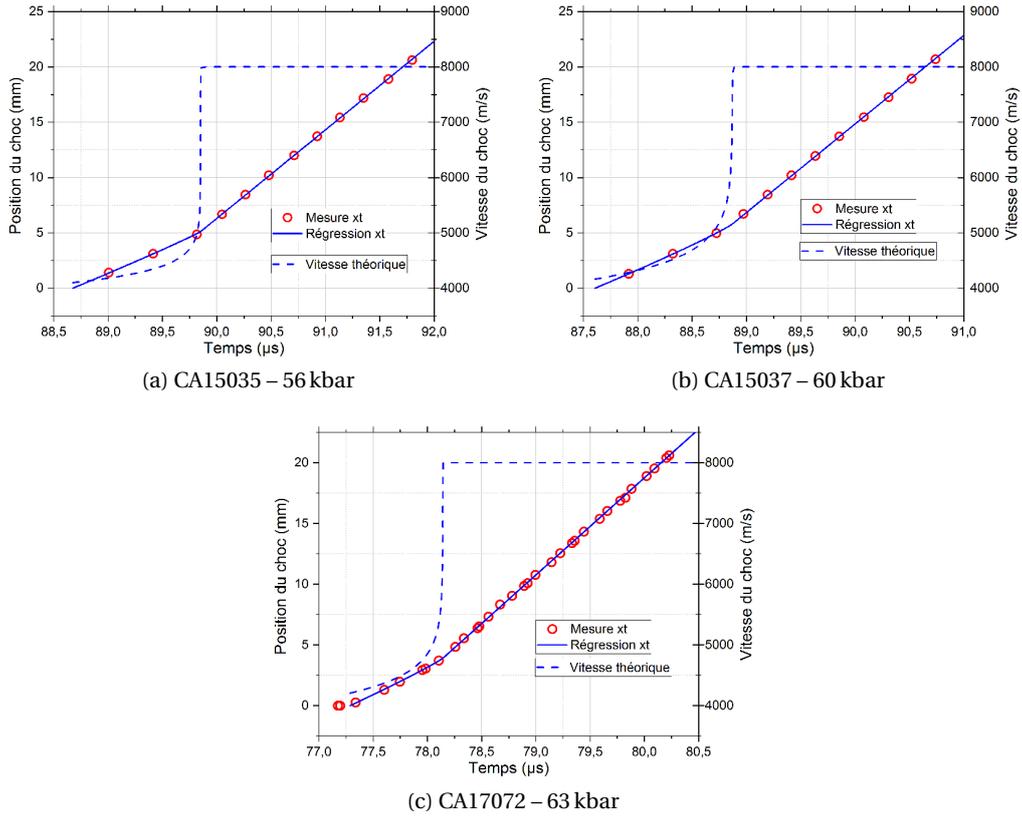


FIGURE 7.19 – Résultats expérimentaux obtenus par les sondes piézoélectriques sur la composition B2238. Les tirs CA15035 et CA15037 correspondent à des tirs antérieurs à la thèse qui ont été dépouillés selon la nouvelle méthode.

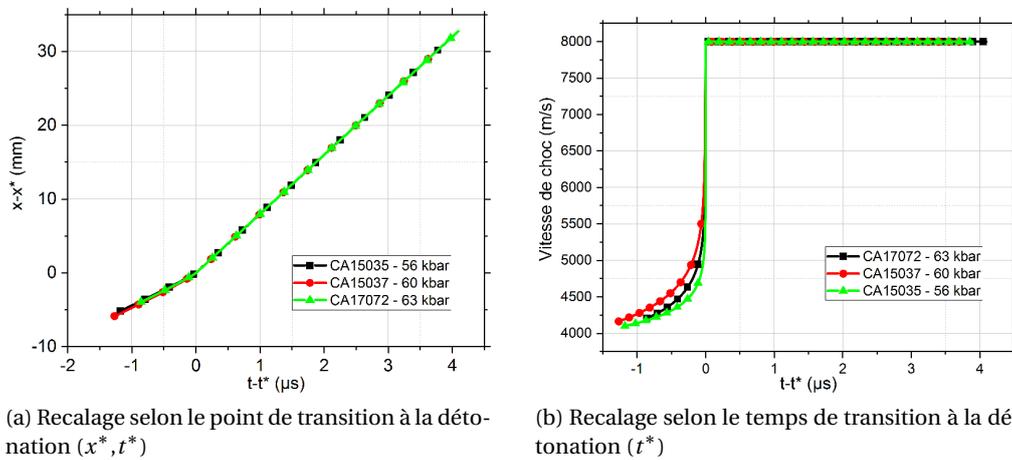


FIGURE 7.20 – Recalage des diagrammes de marche et des profils de vitesse selon la méthode de Lindstrom

PBXIH135

En ce qui concerne la composition PBXIH135, les résultats sont donnés sur les figures 7.21 et 7.22. Là encore, nous avons re-dépouillé trois tirs antérieurs à la thèse. Les profils de vitesse obtenus présentent une accélération beaucoup plus faible et la transition est donc plus difficile à déceler. La vitesse de détonation a été fixée à une valeur moyenne obtenue par régression linéaire sur les derniers points de chaque diagramme de marche. Nous avons également procédé au recalage des profils de vitesse les uns par rapport aux autres comme illustré sur la figure 7.22. Il n'est vraisemblablement pas possible de conclure à l'existence de la courbe unique d'amorçage compte-tenu de l'écart entre les profils de vitesse. Il faut tout de même noter, qu'en comparaison avec la composition B2238A, la plage de pression de choc est beaucoup plus grande. Si les tirs CA14090 et CA14089 semblent proches, le tir CA14091 est vraiment éloigné des deux autres. Il s'agit du tir à plus basse pression (69 kbar). Il se pourrait que l'on soit proche du seuil d'initiation et que la composition n'ait pas entièrement détoné. L'algorithme de dépouillement recherche obligatoirement une transition, donc le résultat pourrait être biaisé.

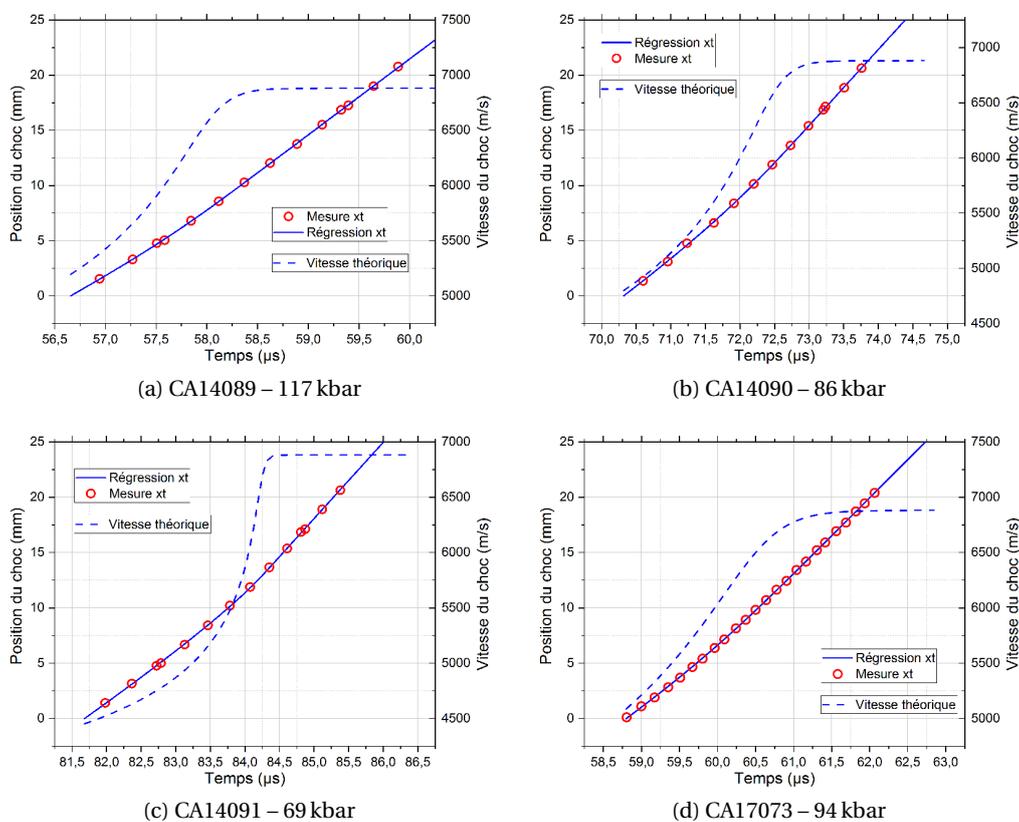


FIGURE 7.21 – Résultats expérimentaux obtenus par les sondes piézoélectriques sur la composition PBXIH135. Les tirs CA14089, CA14090 et CA14091 correspondent à des tirs antérieurs à la thèse qui ont été re-dépouillés selon la nouvelle méthode.

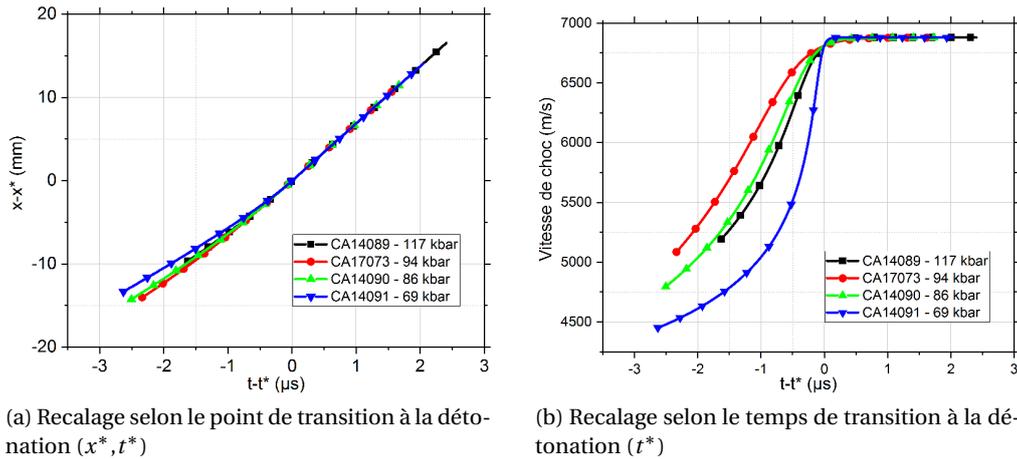


FIGURE 7.22 – Recalage des diagrammes de marche et des profils de vitesse selon la méthode de Lindstrom

TABLEAU 7.6 – Résultats des dépouillements des essais sur la composition PBXIH135

Essai	Vitesse d'impact ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	Pression de choc (kbar)	a_m ($\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$)	D_m ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	D_0 ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	D_{CJ} ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	x^* (mm)	t^* (μs)
CA14089 ^a	1950	117 ^b	$1,45 \times 10^9$	6323	5195	6880	9,7	58,28
CA14090 ^a	1553	86 ^b	$1,27 \times 10^9$	6249	4798	6880	14,2	72,83
CA14091 ^a	1318	69 ^b	$3,84 \times 10^9$	6644	4452	6880	13,3	84,31
CA17073 ^a	1753	94 ^c	$9,73 \times 10^8$	6111	5087	6880	14,0	61,14

^a Projectile et plaque transfert en aluminium 6061T6

^b Pression de choc calculée

^c Pression de choc mesurée

Néanmoins, au regard des trois autres essais, l'hypothèse de courbe unique d'amorçage pour cette composition ne semble pas valide. Il est donc important de rappeler les conséquences qu'une telle conclusion entraîne. Nous avons déjà discuté des fondements de ce principe et de son importance dans la modélisation Forest-Fire dans la partie 3.2.1. En choc plan soutenu, la non validité du principe de courbe unique (SCI) implique que l'accélération du choc dépende de son histoire ce qui, d'après l'équation maîtresse d'évolution, impose que la cinétique de l'explosif dépende de gradients de l'écoulement. Cette conclusion est assez lourde de conséquences car elle oblige à repenser la manière de modéliser la cinétique et remet en question les phénoménologies couramment admises. L'enjeu est trop important pour avoir une confiance aveugle dans les résultats expérimentaux. Il ne faudrait pas que la conclusion soit un effet du dépouillement et des incertitudes expérimentales.

C'est pourquoi nous sommes revenus sur la méthode de post-traitement et avons cherché si les écarts observés, sur le graphique 7.22, pourraient être le fait de l'algorithme mais également de l'incertitude expérimentale. Notre démarche a consisté à dégrader petit à petit l'optimisation (*i.e.* le résidu) jusqu'à obtenir une courbe unique d'amorçage, ce qui revient à trouver un couple unique (a_m, D_m) permettant l'ajustement de toutes les courbes. Nous avons ensuite mis en regard la qualité d'ajustement et les incertitudes expérimentales pour conclure quant à la légitimité de cet écart à l'optimal.

Pour cela, nous avons cartographié le résidu d'ajustement et l'écart maximal temporel Δt_t^{max} à l'expérience dans le plan (a_m, D_m). La cartographie a été réalisée en balayant l'espace des paramètres sur une grille de 400×400 et en récupérant le résidu et l'écart maximal d'ajustement pour chacun des couples de paramètres de la grille. Cet écart maximal tem-

porel peut directement être comparé à une incertitude type sur le temps de passage de l'onde de choc enregistré, alors que la racine carré du résidu est un indicateur de l'écart moyen et ce dernier peut se compenser. Ainsi, en se fixant un critère sur l'écart maximal, cela revient à imposer que l'erreur d'ajustement soit bornée. L'écart maximal est défini selon la formule (7.18) et a été fixé à 50 ns. Cela correspond à l'ordre de grandeur de l'incertitude attendue, sur la mesure du temps de passage du choc, par les sondes de chronométrie.

$$\Delta_t^{max} = \max |t_i^{th} - t_i^{exp}| \quad (7.18)$$

Les cartographies effectuées sont données avec les figures 7.23a à 7.23d. Ces cartes de couleur représentent l'évolution du résidu d'ajustement en fonction du couple de paramètres (a_m, D_m) . Le point blanc symbolise le lieu de l'optimum, c'est-à-dire le couple de paramètres ajustant au mieux l'équation théorique sur les données expérimentales. L'observation de ces cartes fait apparaître la présence, dans chaque cas, d'une vallée « étroite » pour laquelle le résidu est inférieur de quelques ordres de grandeur par rapport aux plateaux environnant. Le long de cette vallée, le résidu semble décroître de façon monotone jusqu'à l'optimal puis augmenter à nouveau. Il est important de noter que la forme caractéristique de cette vallée est semblable sur chaque tir. De plus, elle semble être unique pour toutes les expériences.

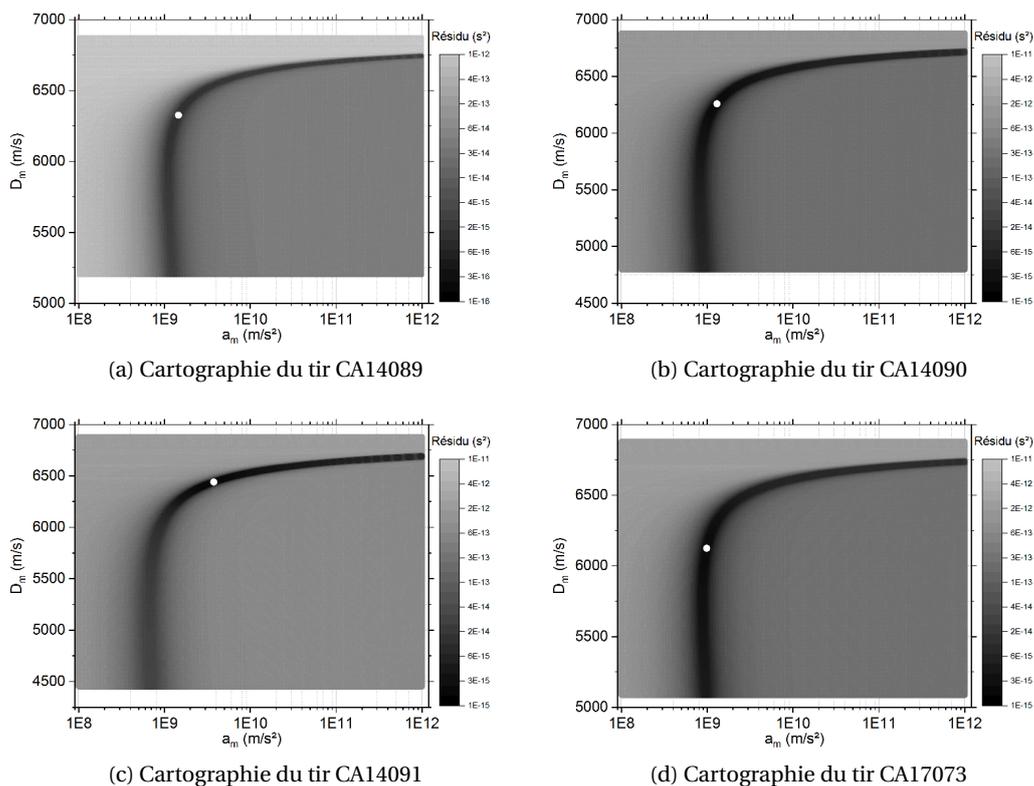


FIGURE 7.23 – Cartographie des tirs sur le PBXIH135. L'échelle de couleur représente l'amplitude du résidu d'ajustement. Le point blanc représente le lieu, dans le plan (a_m, D_m) , de l'optimal.

Ainsi, face à ce constat, il nous a paru intéressant de superposer ces vallées puis de rechercher le point d'intersection. Si ce point d'intersection se trouve dans une zone où le critère Δ_t^{max} est respecté et où le résidu d'ajustement n'a pas été augmenté de plus de cinq fois, alors on pourra considérer que le couple de paramètre dégrade raisonnablement les solutions optimales. Dans ce cas, une courbe unique d'amorçage peut être trouvée et est tout autant légitime que les solutions précédemment présentées, une fois mise en regard de l'incertitude expérimentale.

La figure 7.24 présente la superposition des vallées dans la zone d'intersection. Les tailles de cercles ont été adaptées pour montrer la coïncidence de certains points de la grille, formant la zone d'intersection. Tous les couples de paramètres représentés respectent les deux critères de qualité d'ajustement que nous nous imposons et précédemment donnés. Les cercles de plus grande taille indiquent le lieu des paramètres optimaux pour chacun des tirs. Celui pour le tir CA14091 se situe en dehors de la plage représentée. Le zoom met en avant les points d'intersections des quatre vallées ainsi que leur barycentre.

Il existe bel et bien un couple de paramètres communs aux quatre séries de données et pour lequel l'écart maximal d'ajustement est inférieur à 50 ns et le résidu est inférieur à cinq fois le résidu optimal. Ce couple de paramètres est le barycentre de la zone d'intersection et est présenté sur le zoom. L'utilisation de ces paramètres permet d'obtenir une courbe unique, représentée sur la figure 7.25. Les profondeurs d'amorçage sont donc modifiées. Une comparaison est proposée avec le tableau 7.7 dans lequel les profondeurs de transition avec et sans courbe unique sont mises en regard. On peut remarquer que la transition n'est pas tellement modifiée sauf pour le tir CA14091 pour lequel une nette augmentation est observable. En effet, l'optimal trouvé est très éloigné de la zone d'intersection ce qui influe significativement sur le profil de vitesse et donc la profondeur de transition. Il s'agit également du tir pour lequel un doute subsiste, quant à la présence d'une détonation stable établie tant la pression de choc est faible et proche du seuil d'amorçage. Cette interrogation est confirmée par l'augmentation de la profondeur de transition, qui se trouve désormais à 18,5 mm, c'est-à-dire à la fin du coin d'explosif, où seulement une ou deux aiguilles sont placées et ne peuvent donc pas capter correctement la détonation établie.

TABLEAU 7.7 – Comparaison des profondeurs d'amorçage obtenues avec et sans l'hypothèse de courbe unique d'amorçage

Essai	a_m (m·s ⁻²)	D_m (m·s ⁻¹)	D_0 (m·s ⁻¹)	D_{CJ} (m·s ⁻¹)	x^* (mm)	x_{sci}^* (mm)
CA14089			5195	6880	9,7	11,4
CA14090	$1,12 \times 10^9$	6153 ± 73^a	4798	6880	14,2	14,8
CA14091			4452	6880	13,3	18,5
CA17073			5087	6880	14,0	12,2

^a L'incertitude correspond à deux fois l'écart type.

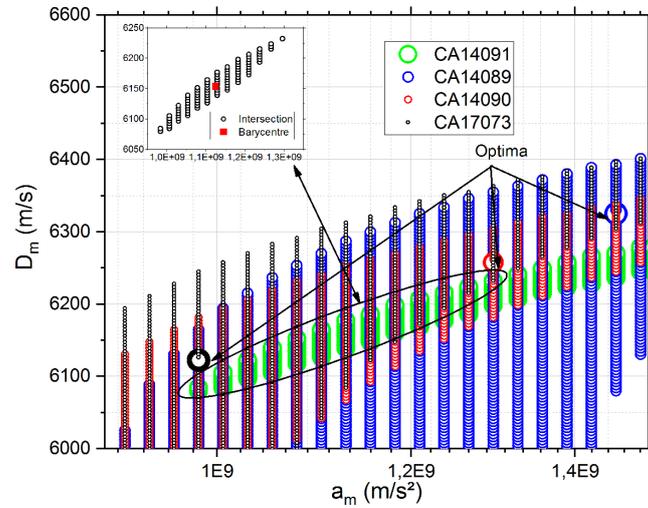


FIGURE 7.24 – Superposition des différentes vallées optimales pour les tirs sur la composition PBXIH135. Les différentes couleurs et tailles de cercle représentent les différents tirs. Les cercles plus gros symbolisent le lieu de l’optimal pour les différents tirs dépouillés indépendamment. Le zoom montre les points d’intersection des quatre vallées et donc le lieu potentiel du couple (a_m, D_m) pour obtenir une courbe unique. Le barycentre de cette zone d’intersection est représenté avec un carré rouge.

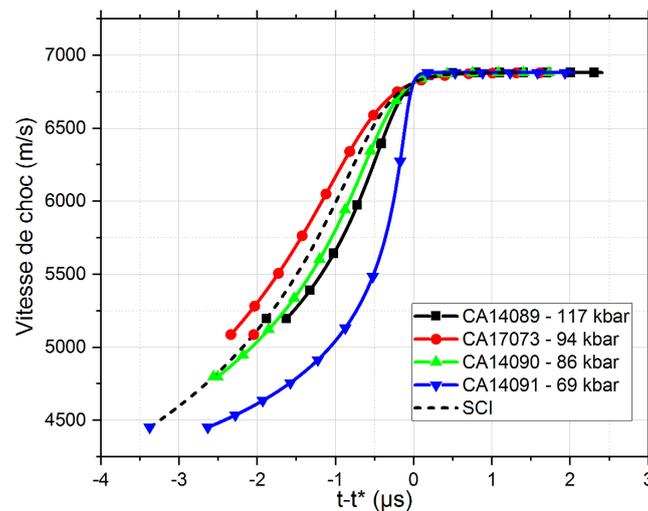


FIGURE 7.25 – Courbe unique d’amorçage (SCI) obtenue à partir de l’analyse des cartographies du résidu d’ajustement pour la composition PBXIH135. La courbe unique est représentée en trait discontinu.

PBXN109

Nous avons réalisé un seul essai sur la composition PBXN109. Il s'agit de la nouvelle configuration géométrique, présentée sur la figure 7.7a, permettant d'augmenter la densité de sondes piézoélectriques. Pour le dépouillement, la vitesse de détonation a été imposée à la valeur théorique quand bien même la mesure RIF, présentée dans la partie 7.3.2, indique une valeur plus importante ($8000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ mesuré contre $7666 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ théorique). À ce dépouillement nous avons ajouté le post-traitement de deux essais réalisés par la SNPE. Ils ont été réalisés à partir d'un montage expérimental utilisant une plaque projetée pour générer le choc plan. Le diagramme de marche est visualisé au moyen d'une caméra à balayage de fente. Les films ont ensuite été numérisés et le diagramme de marche est extrait manuellement en repérant l'extinction de lumière. C'est pour cela que les données expérimentales comportent plus de points pour ces essais.

La figure 7.26 présente les diagrammes de marche expérimentaux et théoriques ainsi que les profils de vitesse et le tableau 7.8 détaille les paramètres. De la même façon que nous avons étudié la composition PBXIH135, nous avons procédé à l'étude de cartographie afin de statuer sur l'existence de la courbe unique d'amorçage. Les résultats sont donnés dans l'annexe C.1. Un comportement similaire du résidu dans le plan (a_m, D_m) est observable. C'est pourquoi, nous avons cherché le point de concours des « vallées », respectant le critère sur l'écart temporel maximal Δt_t^{max} et le critère sur le résidu $J \leq 5J_{min}$. Il existe bien un couple (a_m, D_m) permettant de satisfaire ces critères pour chacun des essais. Ainsi, on peut conclure à l'existence d'une courbe unique d'amorçage pour la composition PBXN109. Cette dernière est représentée sur la figure 7.27.

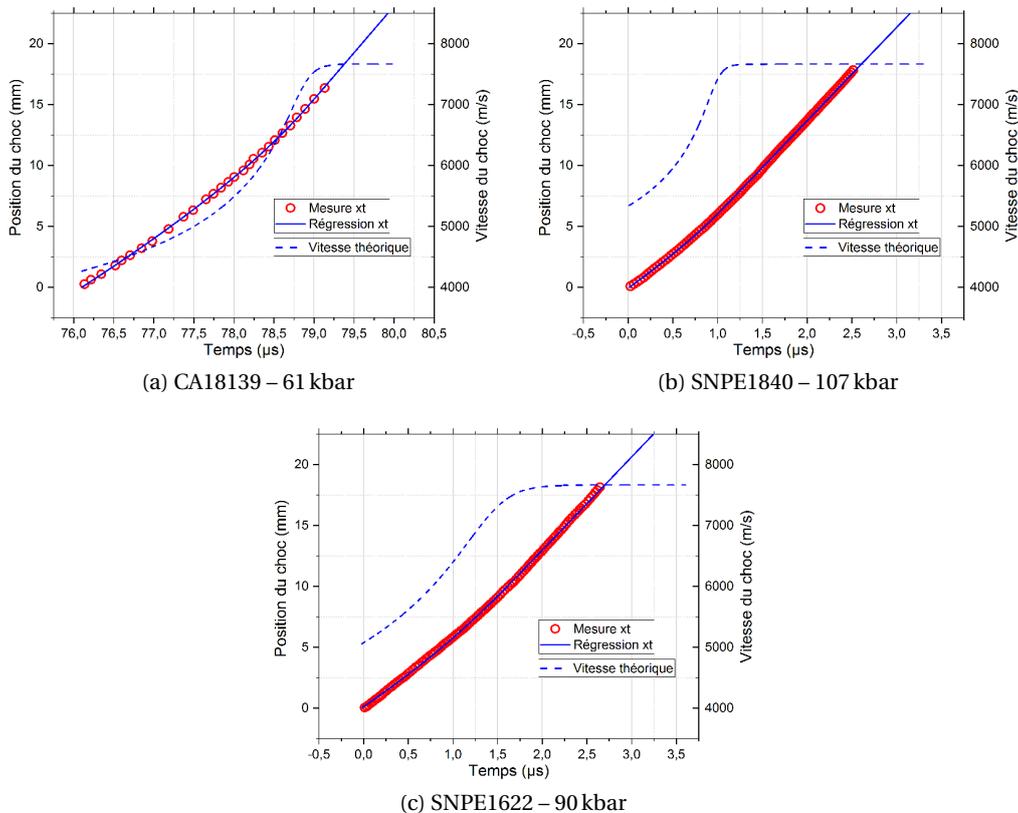


FIGURE 7.26 – Résultats expérimentaux obtenus par les sondes piézoélectriques sur la composition PBXN109. Les tirs SNPE1622 et SNPE1840 correspondent à des tirs antérieurs à la thèse et réalisés avec une plaque projetée et une caméra à balayage de fente.

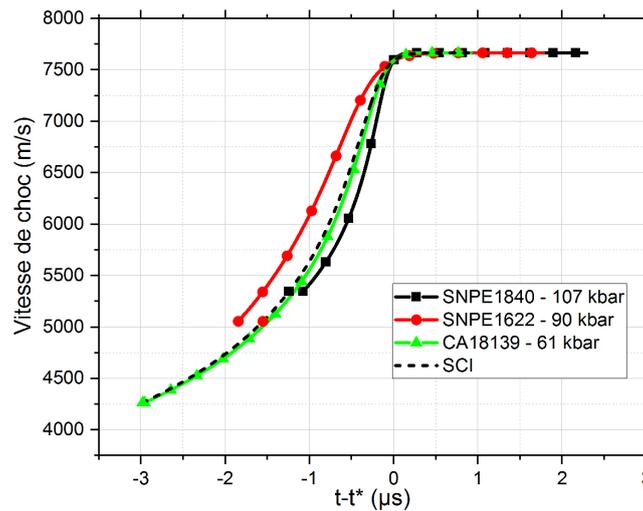


FIGURE 7.27 – Profils de vitesses recalés par rapport au temps de transition pour la composition PBXN109. La courbe en trait discontinu présente le profil de vitesse dans l’hypothèse de courbe unique d’amorçage. Les symboles sur la courbe représentent les vitesses initiales de choc des différents essais.

TABLEAU 7.8 – Résultats de dépouillement des essais sur la composition PBXN109. Le tableau donne les paramètres des dépouillements réalisés séparément mais également ceux de la courbe unique d’amorçage obtenue par analyse des cartographies présentées sur la figure C.1 en annexe.

Essai	Vitesse d’impact ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	Pression de choc (kbar)	a_m ($\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$)	D_m ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	D_0 ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	D_{CJ} ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	x^* (mm)	t^* (μs)
CA18139 ^a	1325	61 ^b	$2,86 \times 10^9$	6921	4265	7666	15,9	79,06
SNPE1840 ^d	1840	107 ^c	$3,84 \times 10^9$	7053	5346	7666	6,7	1,09
SNPE1622 ^d	1622	90 ^c	$1,96 \times 10^9$	6742	5056	7666	11,6	1,82
Courbe unique d’amorçage							x_{SCI}^*	t_{SCI}^*
CA18139 ^a	1325	61 ^b	$2,66 \times 10^9$	6896	4265	7666	16,1	79,09
SNPE1840 ^d	1840	107 ^c	$2,66 \times 10^9$	6896	5346	7666	7,9	1,25
SNPE1622 ^d	1622	90 ^c	$2,66 \times 10^9$	6896	5056	7666	9,6	1,54

^a Projectile et plaque transfert en aluminium 6061T6

^b Pression de choc mesurée

^c Pression de choc calculée

^d Essais réalisés à l’aide d’un dispositif de plaque projetée (cf. 7.1)

7.3.4 Comparaison des métrologies pour la mesure de vitesse de choc

Dans la description de l’édifice expérimental nous avons présenté la fibre à réseau de Bragg (voir partie 5.1.4 pour le principe de fonctionnement) comme moyen de mesure de la vitesse de choc. Nous avons fait le choix de ne pas revenir en détail sur les résultats comme pour le RIF ou les sondes piézoélectriques, compte-tenu des différents problèmes de mise en œuvre et du caractère peu quantitatif de la mesure. À titre d’exemple, la figure 7.28 propose la superposition des résultats des divers diagnostics pour le tir CA17072. La vitesse présentée résulte d’une importante étape de filtrage qui est à ce jour une des principales limitations de la méthode de dépouillement. Cette méthode peut être qualifiée de méthode qualitative car il n’est actuellement pas possible de déterminer avec exactitude une profondeur de transition à partir du BraggFast. Cette métrologie est utilisée comme «témoin» du phénomène afin de corréliser les signaux issus du RIF et des sondes piézoélectriques.

La comparaison avec la mesure du RIF et celle des sondes montre que la fibre enregistre une onde plus rapide dès le début avec un retard de la transition. La vitesse plus rapide n'est pas cohérente avec le retard du phénomène de transition. Pour expliquer cela il faut revenir au fonctionnement du système. C'est la destruction de la fibre au cours du temps, par le choc, qui permet de déterminer sa position. Une vitesse plus élevée signifie que le choc est vu, plus en avant, le long de la fibre optique, qu'il ne l'est réellement. Au contraire, un retard est provoqué par le phénomène inverse. Dans notre cas, il apparaît que les deux phénomènes se succèdent.

Néanmoins, il est possible que selon la pression de choc initiale, un retard physique de l'onde vue par la fibre puisse être observé. Ce retard est provoqué par la destruction de la fibre après le passage du choc et non au passage du choc. La silice ayant une limite à la rupture assez importante, selon la pression de choc, la fibre peut résister au choc et casser avec un retard. L'onde vue par la fibre est alors plus loin que l'onde réelle. Dans le cas de la TCD à faible pression, comme pour la B2238A, il se pourrait que ce phénomène existe car la vitesse de détonation, propageant une discontinuité de pression bien plus importante, est correctement mesurée.

De plus, l'intégration de la fibre au cœur du matériau au moyen de colle pose la question du couplage entre la fibre et le matériau environnant. La vraie question étant de savoir, réellement, quel phénomène la fibre enregistre. À ce stade, plusieurs travaux sont en cours afin de mieux comprendre la mesure pour pouvoir l'exploiter complètement. C'est aussi dans cette démarche d'amélioration et de développement continu que la fibre de Bragg est utilisée sur nos expérimentations. Cela permet l'acquisition de mesures dans des configurations différentes.

Concernant la composition B2238A (cf. fig. 7.28), les trois métrologies donnent une vitesse de détonation semblable. La vitesse enregistrée par le RIF est de $8078 \pm 48 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ⁸ alors que la vitesse théorique de la B2238A est de $8000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. La fibre de Bragg, quant à elle, enregistre une vitesse de l'ordre de $7991 \pm 140 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Les principales différences résident dans la forme et la longueur temporelle du profil de vitesse. En effet, le RIF peut s'avérer « aveugle » et n'enregistrer que la détonation établie. Ce phénomène semble être reproductible sur les explosifs à base de RDX bien que l'ajout d'aluminium semble faire disparaître cette lacune. Néanmoins, il reste la seconde métrologie la plus fiable, quant aux résultats acquis tout au long des campagnes expérimentales. Sa mesure directe du profil de vitesse en fait un diagnostic très probant pour l'étude de la transition choc détonation dès lors que la transition est enregistrée. En revanche, il ne peut être actuellement utilisé pour déterminer avec précision une profondeur d'amorçage, qui est le but premier de ce type d'essai.

En conclusion, les sondes piézoélectriques restent une métrologie de référence dont le fonctionnement ainsi que le dépouillement sont maîtrisés. Le radio-interféromètre présente des caractéristiques très intéressantes notamment sa capacité à enregistrer avec acuité la vitesse de l'onde de choc, sa simplicité de mise en œuvre ou encore son aspect non intrusif. Néanmoins, certaines interrogations demeurent quant à la phénoménologie exacte de son fonctionnement et la surface sur laquelle l'onde électromagnétique est censée se réfléchir. Il est nécessaire d'investir dans cette direction afin d'obtenir un niveau de confiance dans la mesure équivalent à celui des sondes piézoélectriques. Dès lors, la méthode mathématique lourde, et reposant sur l'hypothèse d'une fonction théorique à ajuster, pourra être abandonnée au profit d'une mesure directe de la vitesse. Pour ce qui est de la fibre de Bragg, elle reste un diagnostic en développement dont le dépouillement et l'intégration mécanique au sein de l'explosif sont à perfectionner.

8. L'incertitude sur la vitesse mesurée est établie à partir de l'écart type de la mesure sur le plateau, élargi à 95 %.

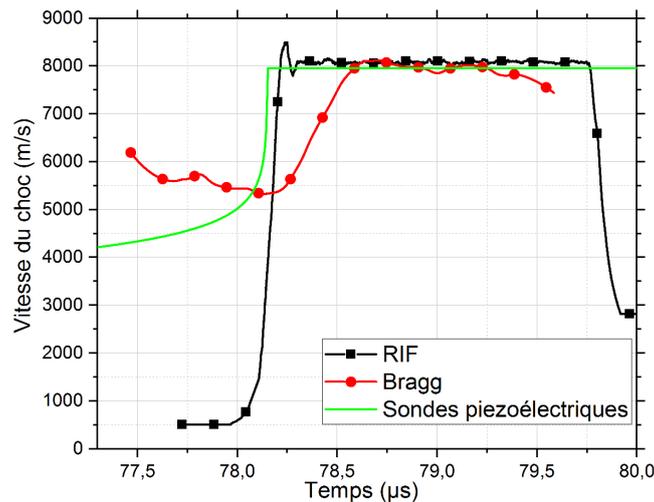


FIGURE 7.28 – Inter-comparaison des métrologies permettant l'acquisition du diagramme de marche de l'onde de choc réactive au sein de l'explosif. Cette comparaison est réalisée sur la composition B2238A.

7.4 Résultats pour les chocs plans non-soutenus

Après avoir détaillé avec minutie le dépouillement et les résultats des expériences de choc plan soutenu, nous nous efforcerons d'être synthétique sur l'exposition de ceux d'impacts plans non soutenus. Ce type de sollicitation a par ailleurs été présenté dans la partie 7.1.1. Ces expérimentations ont pour vocation de créer une sollicitation reproductible numériquement, se rapprochant un peu plus de celle d'un détonateur, et ceci afin de tester l'acuité des modèles de TCD. Ce sont en quelque sorte des essais de validation, qui sont indispensables pour dimensionner ou expertiser des chaînes d'amorçage.

La différence notable dans la méthode de dépouillement des sondes piézoélectriques réside dans le nombre de degrés de liberté. En effet, le choc n'étant pas soutenu, il n'est pas possible de déterminer la vitesse initiale du choc à partir d'un croisement de polaire. Il nous faut alors ré-introduire le paramètre D_0 dans la boucle d'optimisation. De plus, la fonction d'accélération proposée par Hill *et al.* [73] n'est pas valide dans le cas d'un gradient de pression non nul derrière le choc initial. Néanmoins, nous ferons l'hypothèse qu'elle reste valide et nous l'emploierons dans l'extraction de la vitesse de choc. Il a été effectué un tir sur la composition B2238A et un tir sur la composition PBXIH135 dont les résultats sont données avec les figures 7.29a à 7.29d et détaillés dans le tableau 7.9.

Dans le cas de sollicitations non soutenues, la mesure de pression est plus complexe, essentiellement à cause de la détente qui suit le choc. En effet, les jauges manganins sont conçues pour fonctionner en compression de telle sorte que le dépouillement et la calibration du coefficient piézorésistif ont été faits pour des cas de compression. Or, dans le cas non soutenu, la jauge subit une compression puis immédiatement une détente ce qui revient à une sollicitation en compression-traction. Un phénomène d'hystérésis apparaît et la relation linéaire (5.3) n'est plus valide pour dépouiller la phase de détente. C'est pourquoi, nous ne nous intéresserons qu'au premier front de montée observé sur les signaux. De toutes façons, la jauge casse peu de temps après à cause de la traction. Comme nous l'avons précisé auparavant, le niveau de pression ne peut être déduit d'un simple croisement de polaires. Nous avons alors procédé à la simulation de la configuration expérimentale avec des équations d'état théoriques pour les explosifs non réagis. La cinétique n'est pas traitée. On peut observer une assez bonne corrélation entre la mesure et la simulation sur les deux tirs. Cette comparaison témoigne de la bonne calibration de l'équation d'état d'un point de vue mécanique.

Il est important de noter que la mesure par fibre de Bragg n'a pu être exploitée pour ces tirs. En effet, un pic de flux a été enregistré lors de l'entrée du choc dans la fibre, rendant le signal inexploitable. Aucune explication n'est à ce jour donnée pour ce phénomène. Pour ce qui est des mesures par RIF et par sondes piézoélectriques, elles sont concordantes. Dans le cas du tir CA17074, il est très clair que l'amorçage a eu lieu dès l'entrée du choc dans l'explosif. Ce n'est pas le but recherché mais cela permet d'obtenir une mesure de la vitesse de détonation de la B2238A qui est de $8055 \pm 24 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Cette vitesse se trouve être dans le même ordre de grandeur que celle du tir CA17072. On peut remarquer que la vitesse vue par le RIF est toujours supérieure à celle théorique. En revanche, l'incertitude sur la permittivité diélectrique relative (*cf.* partie 5.1.3) utilisée pour le dépouillement explique cet écart de vitesse. Là encore, le RIF n'enregistre pas la TCD et l'accélération de l'onde qui en résulte. Par comparaison avec les sondes, on peut remarquer que le signal du RIF débute juste après la transition. Il s'agit de la même observation que sur le tir CA17072. Ce phénomène semble être propre à la composition B2238A et à celle à base de RDX plus généralement.

En ce qui concerne le tir CA17075 sur le PBXIH135, l'accélération de l'onde est bien présente et d'après les sondes, la transition à la détonation a eu lieu en bout de coin à 19,8 mm. Cela est confirmé par le RIF dont le profil de vitesse est proche de celui des sondes avant la transition. Malheureusement, le RIF est placé sur un méplat à 16 mm de la face d'entrée du choc et ne peut donc, dans ce cas là, enregistrer la transition à la détonation. La vitesse initiale du choc est moins bien enregistrée notamment du fait du signal brut qui est bruité et dont l'amplitude n'est pas très élevée.

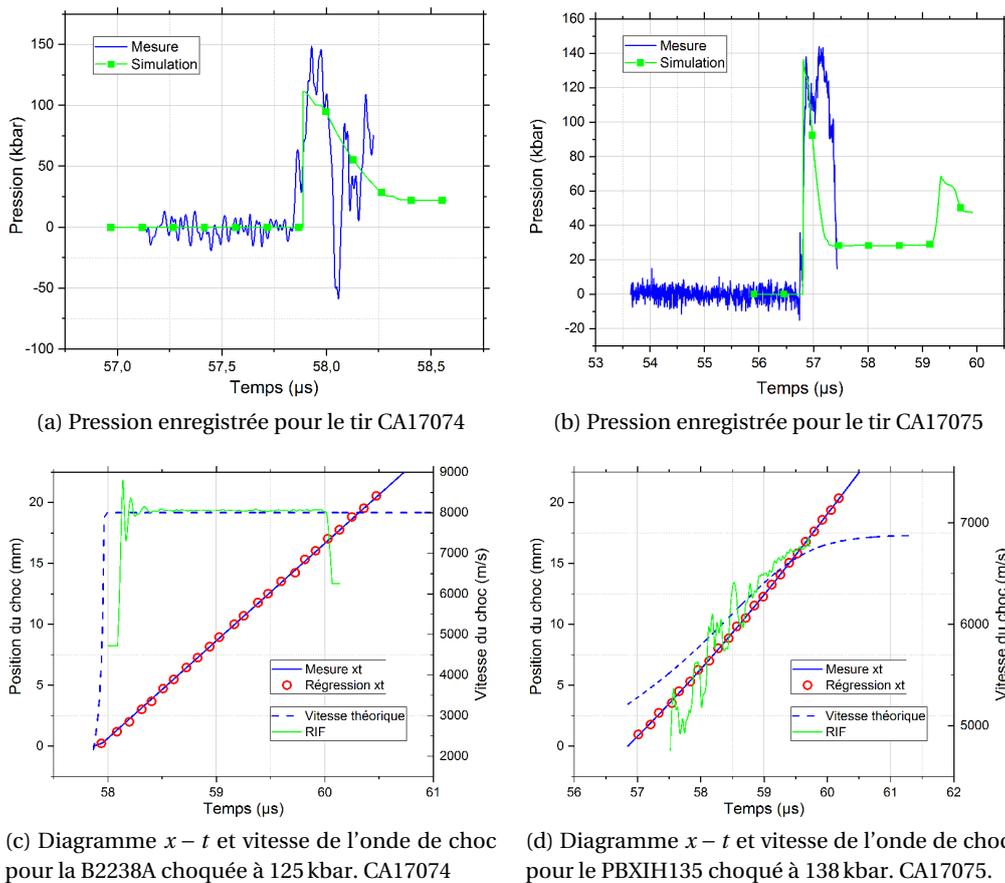


FIGURE 7.29 – Dépouillement des diagrammes de marche des tirs CA17074 et CA17075

TABLEAU 7.9 – Résultats des dépouillements des essais non soutenus sur les compositions B2238A et PBXIH135

Essai	Vitesse d'impact (m·s ⁻¹)	Pression de choc (kbar)	a_m (m·s ⁻²)	D_m (m·s ⁻¹)	D_0 (m·s ⁻¹)	D_{CJ} (m·s ⁻¹)	x^* (mm)	t^* (μs)
CA17074 ^a	1742	148 ^b	$2,0 \times 10^{11}$	6885	2162	8000	0,4	57,97
CA17075 ^a	1848	138 ^b	$6,3 \times 10^8$	6112	5213	6880	19,8	60,11

^a Projectile et plaque de transfert en tantale

^b Pression de choc mesurée

Enfin, l'interprétation des résultats de ces essais peut être critiquée. Pour comprendre cela, il faut revenir à la méthode de génération du profil triangulaire de pression présenté dans la partie 7.1.1. En effet, sur la figure 7.4b, la formation d'une écaille due au croisement de deux détonations apparaît. Il s'agit de la zone (6) au sein de laquelle la pression est négative, ce qui signifie que le matériau subit une traction. Cette écaille est présente dans la plaque de transfert en tantale. L'étude de la cinématique à temps plus long montre un choc arrière remontant l'écoulement et refermant l'écaille sur son passage. Cette fermeture produit un nouveau choc d'intensité élevée qui est transmis dans l'explosif déjà choqué. Il peut alors y avoir création d'une sur-détonation dans le cas où l'explosif n'a pas réagi, ce qui peut se produire avec des explosifs particulièrement insensibles. Ce raisonnement est purement théorique et se base sur la simulation d'une expérience mais n'a pas été vérifié expérimentalement. À ce jour aucune manifestation de ce phénomène n'a été observée sur les enregistrements.

7.5 Synthèse sur les expérimentations de chocs plans

Au travers de ce chapitre, nous avons parcouru les différents résultats acquis lors des campagnes expérimentales d'impacts plans. Nous nous sommes attardés à détailler les méthodes de post-traitement et à confronter les résultats émanant de plusieurs types de métrologie. La complexité de ce type d'essai a été mise en avant avec la description de l'édifice pyrotechnique et des métrologies mises en œuvre. Les coûts temporel⁹, matériel et financier d'une telle expérience, imposent l'utilisation et le développement de métrologies innovantes afin d'acquérir un maximum d'informations. C'est pourquoi trois diagnostics différents sont employés pour la mesure de la vitesse de choc et que d'autres systèmes, comme la fibre à réseau de Bragg (cf. 5.3.2), sont développés afin de mesurer la pression différemment de la jauge manganin. Cette utilisation n'a pas été présentée dans ce chapitre mais a été mise en œuvre sur certains essais de la campagne expérimentale.

La méthode de dépouillement des sondes piézoélectriques de chronométrie a été exposée et son fonctionnement a été prouvé sur des cas tests. Cette méthode résulte d'un besoin de connaissance précis du profil de vitesse de l'onde de choc. Nous avons vu les conséquences que peut avoir le dépouillement sur certaines observations, comme par exemple, l'existence de la courbe unique d'amorçage. Il nous a semblé important de maîtriser la méthode mathématique de dépouillement afin de pouvoir comprendre et analyser les résultats. Néanmoins, il est important de rappeler que cette méthode repose sur l'expression théorique de l'accélération de l'onde qui est sujette à des hypothèses. C'est la raison pour laquelle il est primordial, à notre sens, de pouvoir utiliser une autre métrologie de référence pour l'enregistrement continu de la vitesse de l'onde. On peut entrevoir ici, les travaux nécessaires sur la compréhension du fonctionnement du RIF, qui nous a montré ses performances tout au long des résultats présentés dans ce chapitre.

9. Il faut compter un an depuis le dimensionnement jusqu'à la réalisation de l'expérience.

En guise de conclusion, nous allons revenir sur le but premier de ces essais, qui est de déterminer le diagramme Pop-plot des explosifs afin de comparer leur sensibilité au choc. En effet, si l'on s'acharne à mesurer aussi précisément le profil de vitesse, c'est pour deux raisons; la première est de pouvoir en extraire une profondeur d'amorçage, la seconde, est d'accéder à l'accélération de l'onde qui est directement liée à la cinétique de l'explosif.

Sur le graphique 7.30, ont été concaténés tous les résultats présentés dans ce chapitre et le tableau 7.10 en présente une synthèse. On peut observer la très nette influence des particules d'aluminium sur la sensibilité des explosifs. Les compositions B2238A et PBXN109 possèdent le même taux de liant mais dans le PBXN109, une partie du RDX a été remplacé par des particules d'aluminium. Il en résulte une translation de la courbe de Pop-plot vers le haut. L'analyse analogue sur le PBXIH135 ne peut être faite, faute de composition similaire non aluminisée. En revanche, les courbes correspondant aux compositions B2501 et B2261 ont été ajoutées afin de donner un point de comparaison avec des explosifs à base de HMX mais non aluminisés qui ont déjà été présentés dans l'état de l'art (*cf.* 4). Là encore, l'influence est nettement observable.

Enfin, nous avons précédemment évoqué la nécessité d'accéder à l'accélération de l'onde comme témoin de la cinétique de l'explosif. Le graphique 7.31 propose la comparaison des accélérations de l'onde de choc des compositions B2238A et PBXN109 soumises à un choc plan soutenu d'amplitude similaire. La pression de choc étant égale par ailleurs, la différence d'accélération est imputée à l'effet des particules d'aluminium sur la cinétique de l'explosif ou alors sur l'écoulement global. En effet, l'accélération nettement inférieure peut être causée par l'interaction de ce dernier avec les particules métalliques et les diffractions d'onde qui peuvent en résulter. À partir de cette analyse, deux phénoménologies sont envisageables. La première fait l'hypothèse d'une réactivité moindre des charges explosives à cause de transferts thermiques. Il s'agit d'une explication à l'échelle mésoscopique. En revanche, c'est une explication macroscopique qui est mise en avant avec la seconde hypothèse. La réactivité des charges est la même mais c'est le taux de chargement et l'interaction du choc avec les particules métalliques qui fait baisser l'accélération. Nous aborderons ces deux phénoménologies dans la partie III.

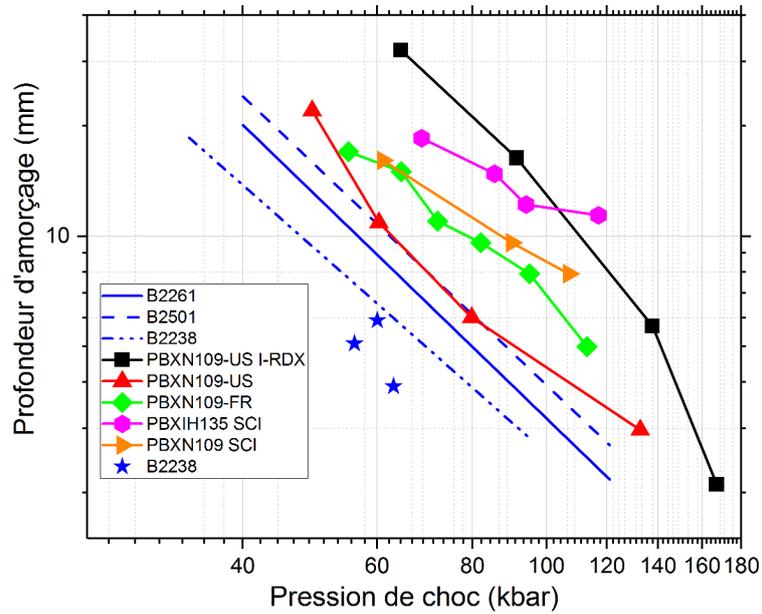


FIGURE 7.30 – Diagrammes Pop-plot obtenus à partir des expérimentations dépouillées dans ce manuscrit. Le graphique présente l'évolution de la profondeur d'amorçage en fonction de la pression de choc qui a sollicité l'explosif.

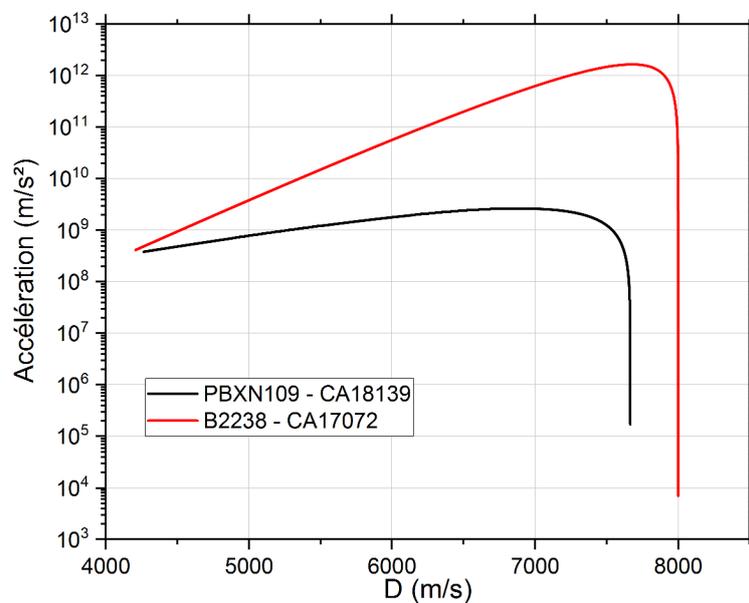


FIGURE 7.31 – Comparaison de l'accélération de l'onde pour les compositions B2238A et PBXN109 en fonction de la vitesse du choc. L'accélération est déterminée à partir de l'ajustement sur les sondes piézoélectriques. Les deux compositions ont été soumises à un choc plan d'amplitude similaire.

TABLEAU 7.10 – Synthèse des résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre

Famille	Explosif	Tir	Type ^a	Pression de choc mesurée ^b (kbar)	Pression de choc attendue (kbar)	Ecart ^d (%)	D _{CJ} mesurée ^c (m·s ⁻¹)	D _{CJ} attendue (m·s ⁻¹)	Ecart ^d (%)	Profondeur d'amorçage ^e (mm)	
Composites	B2238A	CA17072	S	63 ± 12	63	0,0	8078 ± 48	8000	0,98	3,9	
	B2238A	CA15035	S	-	56	-	-	8000	-	5,1	
	B2238A	CA15037	S	-	60	-	-	8000	-	5,9	
	PBXHI135	CA17073	S	94	101	6,9	-	6880	-	12,2	
	PBXHI135	CA14089	S	-	117	-	-	6880	-	11,4	
	PBXHI135	CA14090	S	-	86	-	-	6880	-	14,8	
	PBXHI135	CA14091	S	-	69	-	-	6880	-	18,5	
	PBXN109	CA18139	S	61 ± 8	65	6,2	8006 ± 130	7666	4,4	16,1	
	PBXN109	SNPE1622	S	-	90	-	-	7666	-	9,6	
	PBXN109	SNPE1840	S	-	107	-	-	7666	-	7,9	
	B2238A	CA17074	NS	148 ^f	111	1,5	8055 ± 24	8000	0,69	0,4	
	PBXHI135	CA17075	NS	138 ^f	136	1,5	-	6880	-	19,8	
	Coulés-fondus	XF13333	CA19010	S	92 ± 10	97	5,2	-	-	-	-
		XF13333	CA19012	S	112 ± 20	114	1,8	-	-	-	-
		XF13333	CA19014	S	164 ± 26	136	5,1	-	-	-	-

^a S = Soutenu, NS = Non soutenu

^b Mesurée par une jauge manganin basse impédance. Dans le cas soutenu, la valeur correspond à la moyenne sur le plateau après le front de montée et l'incertitude associée correspond à 2σ .

^c Mesurée par le RIF

^d Ecart entre la valeur théorique et la valeur moyenne (%)

^e Valeur avec l'hypothèse de courbe unique d'amorçage

^f Valeur prise au pic de la mesure

Chapitre 8

Amorçage sphérique divergent

Sommaire

8.1 Édifice expérimental	141
8.1.1 Conception	142
8.1.2 Logosphère de première génération – 2017	144
8.1.3 Logosphère de seconde génération – 2018	145
8.2 Résultats	148
8.3 Post-traitement et discussion	149
8.4 Simulations hydrodynamiques	151
8.5 Synthèse	154

Au travers du précédent chapitre, nous avons détaillé et analysé les essais d'impacts plans. Depuis de nombreuses années, ils sont utilisés non seulement pour déterminer un classement de sensibilité des explosifs mais aussi pour calibrer des modèles de cinétiques. C'est notamment le cas du modèle Forest-Fire s'appuyant sur la courbe unique d'amorçage et le diagramme Pop-plot. Il nous vient tout naturellement à l'esprit la question de l'acuité de ces modèles lors de leur utilisation dans des configurations autres qu'un impact plan. La sollicitation d'un détonateur ou d'un relais d'amorçage est très loin de celle d'un impact plan. Face à ce questionnement, nous avons cherché à concevoir une expérimentation permettant d'étudier la transition choc détonation dans une configuration sphérique divergente, plus représentative du fonctionnement réel d'une charge militaire. Cette expérience constituera alors un moyen de validation des modèles de cinétique.

Au cours de ce chapitre, nous détaillerons la conception de l'édifice expérimental ainsi que l'instrumentation associée avant de présenter la méthode de dépouillement et les résultats obtenus.

8.1 Édifice expérimental

Lorsque l'on parle d'amorçage sphérique divergent, cela est synonyme d'onde de choc non soutenue. L'objectif est donc d'enregistrer le diagramme de marche de l'onde de choc réactive lors d'une TCD sphérique divergente. À l'instar du montage Pop-plot, il va nous falloir concevoir un édifice expérimental permettant de mesurer l'évolution de l'onde de choc dans la matière sans en perturber l'écoulement.

8.1.1 Conception

Aveill  *et al.* et Baudin *et al.* [5, 20] ont déjà mené ce genre d'expérience dans le but de déterminer la relation célérité-courbure d'explosifs à base de [Triaminotrinitrobenzène \(TATB\)](#) et de HMX pour les premiers, et d'explosifs non-idéaux pour les seconds. Nous avons repris leur géométrie, la logosphère, et avons changé la méthode d'amorçage. Une représentation plane de la logosphère est donnée avec la figure 8.1a. Il s'agit d'une spirale logarithmique de révolution, où en tout point de la surface, la tangente en ce point et la perpendiculaire au rayon $R(\theta)$ forment un angle constant α . L'amorçage se fait au foyer O de la logosphère. Dans notre cas, α vaut 30° . Il permet d'éviter la perturbation de l'écoulement par les détentes latérales comme sur l'édifice Pop-plot. Cette géométrie permet une instrumentation sur toute la surface de l'édifice sans perturber l'écoulement. Ainsi, le diagramme de marche est mesuré à la surface et l'onde de choc observée est sphérique. La figure 8.1b présente le repère cartésien pris pour l'étude ainsi que la géométrie tridimensionnelle de la logosphère. Les équations de la surface S sont données avec le système (8.1).

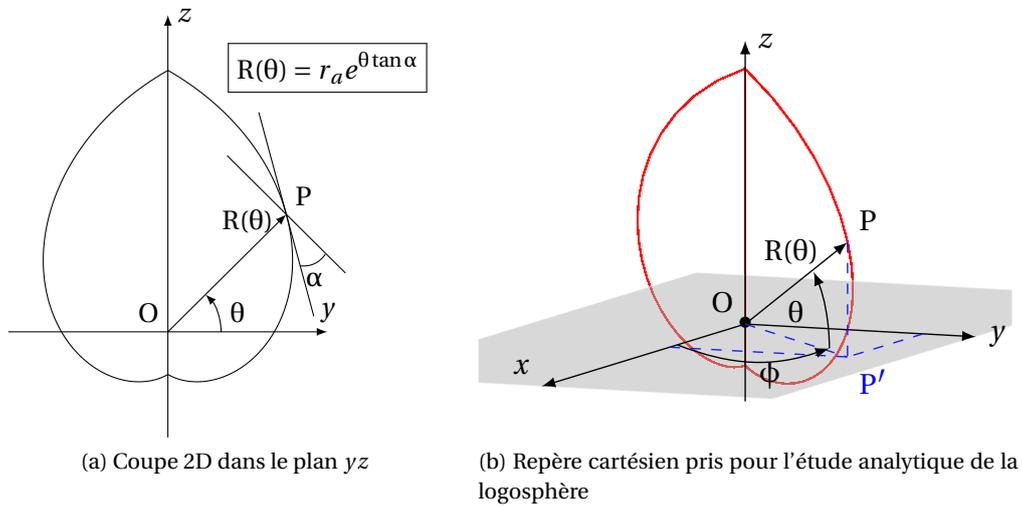


FIGURE 8.1 – Description mathématique de la surface sphérique

$$P \in S \Leftrightarrow \begin{cases} R(\theta) = r_a e^{\theta \tan \alpha} \\ x = R(\theta) \cos(\theta) \cos(\phi) \\ y = R(\theta) \cos(\theta) \sin(\phi) \\ z = R(\theta) \sin(\theta) \end{cases}, \forall \theta \in \left[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2} \right], \forall \phi \in [0; 2\pi] \quad (8.1)$$

Afin d'utiliser cet édifice en TCD, il est important de pouvoir calibrer la pression de choc en entrée de l'explosif d'intérêt. Pour cela, un relais amorcé par un détonateur est utilisé pour produire une onde de choc qui est ensuite atténuée par une coquille en [PMMA](#). L'épaisseur de la coquille est calculée pour avoir le niveau de choc attendu. En revanche, la problématique qui appar it avec cette méthode concerne le système d'amorçage et son influence sur la mesure.

Dans l'optique de quantifier l'effet du détonateur, des expériences mettant en œuvre un relais amorcé en son centre ont été réalisées. Le détonateur est placé au fond d'un puits à fond plat percé jusqu'au centre géométrique de la boule. Le temps d'arrivée de l'onde en surface du relais a été enregistré grâce à des sondes piézoélectriques. Un exemple de résultat est présenté sur la figure 8.2. On peut remarquer que l'onde de détonation est retardée

suivant l'angle de visualisation autour de l'axe du détonateur. En revanche, ce retard est axisymétrique. Cela implique que l'onde de détonation produite n'est pas parfaitement sphérique. Ce défaut doit être pris en compte afin de ne pas introduire un biais dans la chronométrie de l'onde. En effet, sans la prise en compte de ce défaut, un écart, par rapport à une simulation, de temps d'arrivée de l'onde en une position de la logosphère ne peut pas être attribué seulement à l'effet de la cinétique. C'est pourquoi nous cherchons à avoir une mesure dénuée de tout biais expérimental.

Compte-tenu de la surface d'onde produite par le détonateur, le diagramme de marche doit être mesuré suivant un angle constant par rapport à l'axe de ce dernier, c'est-à-dire, sur un cône d'axe confondu avec celui du détonateur. Cette configuration de mesure est possible en effectuant une rotation du détonateur de 45° de telle sorte que le diagramme de marche soit mesuré sur un cône ayant pour sommet le détonateur et de demi-angle 45° . La nouvelle géométrie est présentée sur la figure 8.3a. Ainsi, la courbe de mesure, sur laquelle aucun biais temporel n'apparaîtra est l'intersection de la logosphère avec le cône de sommet O et de demi-angle ψ . Cette intersection est mathématiquement définie et son équation est donnée en annexe D et présentée en vert (tiret et pointillés) sur la vue tridimensionnelle 8.3b.

L'édifice conçu possède une taille unique. C'est l'épaisseur de la coquille atténuatrice ($r_s - r_b$) qui varie d'un tir à l'autre. Les paramètres de la géométrie utilisée sont donnés dans le tableau 8.1. D'après les caractéristiques données, on peut remarquer qu'il y a une épaisseur de 3,3 mm entre la coquille atténuatrice et le début de la surface logosphérique au niveau du plan de joint ($\theta = 0$). Cette épaisseur est nécessaire au support du massif d'explosif mais constitue une zone où aucune métrologie ne pourra être mise, donc une zone où nous sommes aveugles.

Enfin, il est à noter que la profondeur de transition explorée avec la logosphère est beaucoup plus importante qu'avec le test du Pop-plot. Dans notre cas, il est possible de mesurer la TCD sur 73,5 mm contre 20 mm avec le Pop-plot.

TABLEAU 8.1 – Paramètres géométriques de la logosphère

r_a (mm)	r_s (mm)	α (°)	ψ (°)
50	46,7	30	45

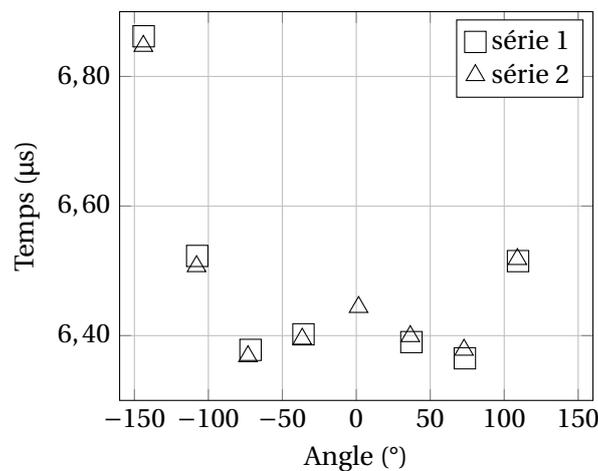


FIGURE 8.2 – Temps d'arrivée de l'onde de détonation en fonction de l'angle par rapport à l'axe du détonateur. Les mesures ont été faites sur un relais de diamètre 50 mm en B2238A. Les séries 1 et 2 correspondent à deux méridiens situés dans des plans perpendiculaires.

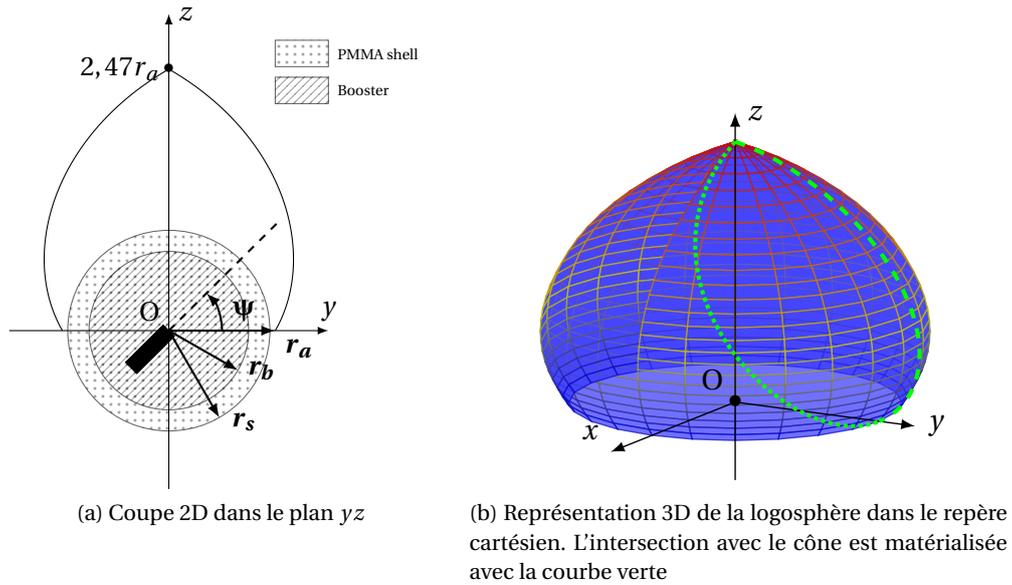


FIGURE 8.3 – Coupe 2D de la logosphère dans le plan yz et matérialisation de l'emplacement des diagnostics sur sa surface

Cette expérimentation étant nouvelle, nous avons dans un premier temps réalisé un seul essai afin de démontrer la faisabilité et l'intérêt d'une telle conception. Ce « démonstrateur » a été fait sur la composition B2238A qui constitue notre référence. Ensuite, deux autres essais ont été réalisés sur un explosif d'intérêt pour la thèse. Entre les deux séries d'essais, des améliorations ont été apportées, notamment en ce qui concerne l'implantation des métrologies. C'est pour cette raison que nous pouvons parler de logosphères de première et seconde générations.

8.1.2 Logosphère de première génération – 2017

Le diagramme de marche est mesuré grâce à une série de sondes piézoélectriques ainsi qu'une fibre à réseau de Bragg. Afin de vérifier l'hypothèse de sphéricité de l'onde le long de la courbe de mesure, trois sondes de répétition ont été placées symétriquement par rapport à l'axe du détonateur. L'emplacement des sondes a été mesuré à l'aide d'une MMT. Il est alors possible de connaître le rayon et la courbure de l'onde lors du déclenchement de la sonde.

La pression de choc, en entrée de logosphère, est, quant à elle, déterminée théoriquement. Aucun diagnostic n'a été mis en place pour mesurer cette grandeur afin de ne pas perturber l'écoulement. Qui plus est, les jauges de pression fonctionnent uniquement en compression-traction uni-axiale. Or, à l'interface coquille-logosphère, l'expansion sphérique induit un chargement tridimensionnel non compatible avec la mesure de pression.

La figure 8.4 présente l'édifice expérimental assemblé avec les différents diagnostics. Le support de sondes (en plastique noir) a été réalisé grâce à une imprimante 3D. Il s'agit de la seule technologie permettant une réalisation aussi complexe tout en ayant un coût raisonnable. L'avantage de cette méthode réside également dans la facilité de mise en œuvre et favorise alors le prototypage. Cette expérimentation étant nouvelle, la conception a nécessité plusieurs phases de prototypage pour aboutir à un support de mesure répondant aux différentes exigences de la phase de vie de l'édifice. C'est en cela que l'impression 3D a été d'une grande aide.

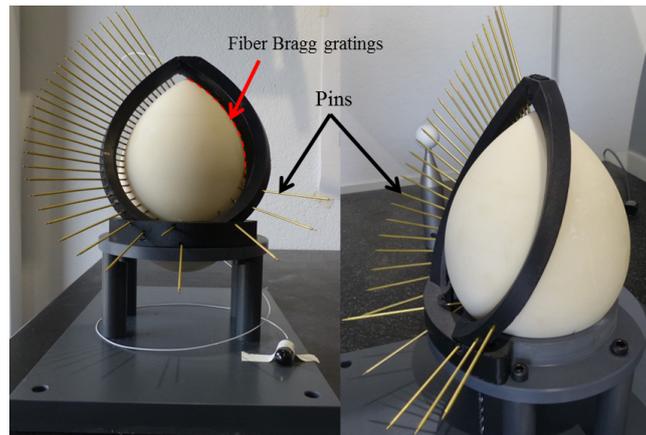


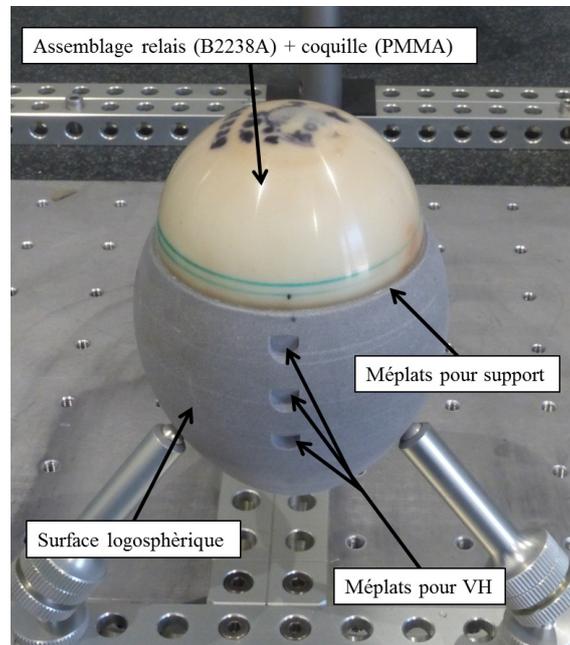
FIGURE 8.4 – Edifice expérimental sur le marbre de contrôle. La pièce noire en plastique est le support de mesure. On peut distinguer les sondes piézoélectriques ainsi que la fibre à réseau de Bragg.

Les résultats seront détaillés plus amplement dans la partie 8.2, mais il nous faut en dire quelques mots afin de présenter la seconde conception de la logosphère. Lors du dépouillement de ce premier essai, nous nous sommes rendus compte que les sondes piézoélectriques ne sont pas suffisantes pour enregistrer le diagramme de marche, surtout dans la zone proche de la coquille atténuatrice. La fibre de Bragg mise en surface, afin de doubler la mesure du diagramme $x - t$, donne une mesure incohérente. Il nous a alors paru important de revoir la conception afin d'utiliser plus de diagnostics. De plus, le retour d'expérience du montage a mis en évidence un support de sondes trop fragile et pas assez rigide, ne permettant pas un contrôle exact de la position des sondes et de la fibre de Bragg.

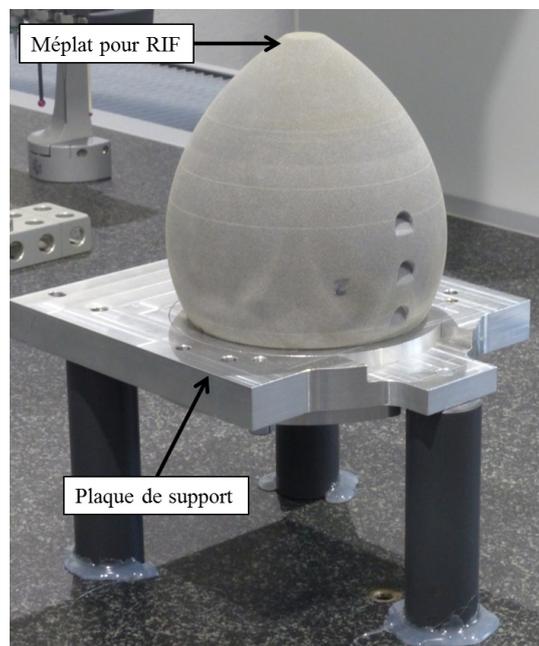
8.1.3 Logosphère de seconde génération – 2018

Lors de cette seconde phase de conception, nous nous sommes alors attardés à utiliser plus de métrologies et à changer l'agencement de ces dernières pour obtenir une conception robuste permettant un montage et un contrôle dimensionnel simple.

Le haut de la logosphère a été tronqué pour y mettre le RIF et ainsi mesurer au cœur de la matière le déplacement de l'onde de choc. Face à la problématique de la zone en sortie de coquille où nous sommes aveugles, nous avons inséré une seconde fibre de Bragg, d'une longueur de 20 mm, sur un rayon issu du foyer O et débouchant sur la coquille. La fibre de Bragg est la seule métrologie permettant l'instrumentation de cette zone. La fibre de Bragg de 100 mm en surface ainsi que les deux rangées de sondes de chronométrie ont été conservées. En revanche, le support de métrologie a été renforcé et le support de maintien de la fibre de Bragg en surface a été revu. Enfin, trois têtes optiques ont été positionnées en surface de la logosphère, au plus proche de la zone de transition présumée, afin d'effectuer une mesure de surface libre. La figure 8.5 présente le montage du relais d'amorçage et de la coquille atténuatrice dans le logement prévu. Les méplats pour accueillir les clinquants en aluminium et les fenêtres en LiF pour permettre la mesure de surface libre sont visibles. On aperçoit également le haut tronqué de la logosphère pour la mise en place du RIF. La figure 8.6, quant à elle, présente l'édifice monté sur la dalle de tir lorsque tous les branchements ont été effectués. Elle permet notamment d'apprécier combien cette conception est différente de la première version.

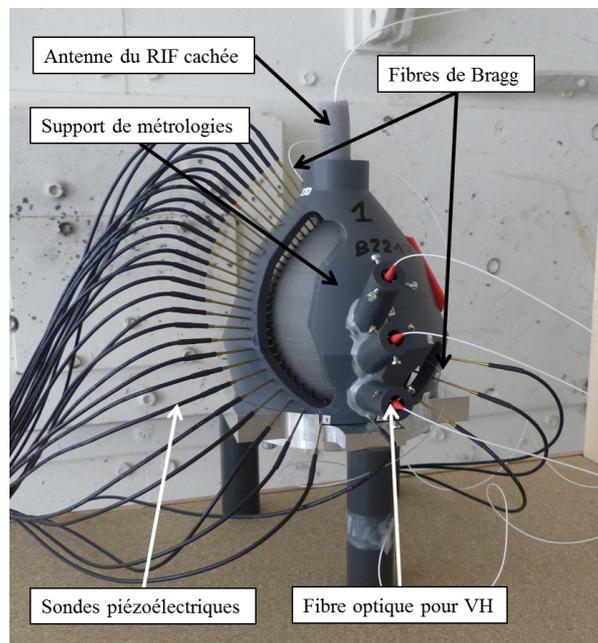


(a) Montage du relais d'amorçage dans la logosphère

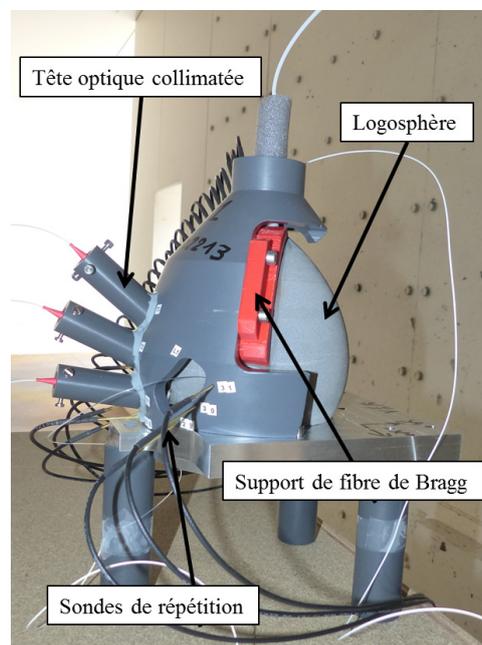


(b) Mise en place de la logosphère sur la plaque support en aluminium

FIGURE 8.5 – Montage de l'édifice logosphère issu de la seconde conception



(a) Vue de face



(b) Vue à 45° droite

FIGURE 8.6 – Edifice pyrotechnique sur la dalle de tir avec les branchements effectués

8.2 Résultats

Trois essais ont été réalisés au cours de la thèse : un sur l'explosif B2238A afin de démontrer la faisabilité d'une telle expérimentation et deux sur la composition PBXN109 qui fait partie de nos compositions d'intérêt. En raison d'une réalisation tardive des essais sur le PBXN109 (juin 2019), les résultats ne seront pas présentés dans ce manuscrit. Nous nous attarderons à détailler l'essai de faisabilité sur lequel la méthode de dépouillement a également été développée.

En ce qui concerne l'essai de démonstration, une coquille en PMMA d'une épaisseur de 8,7 mm a été utilisée pour avoir un pic de pression de 95 kbar en entrée de l'explosif d'intérêt. La géométrie adoptée a permis d'explorer une grande plage de rayon, allant de 50 mm à 124 mm. Les résultats bruts sont présentés sur le graphique 8.7. Les données représentées par des carrés, triangles et losanges correspondent aux sondes de chronométrie alors que la courbe verte correspond au BraggFast. Les triangles symbolisent les sondes de répétition et le losange la sonde placée au contact de la coquille en PMMA. Cette sonde donne le temps d'émergence de l'onde de choc. Toutes les mesures sont données dans le même référentiel temporel.

La comparaison des chronométries des séries 1 et 2 (cf. fig.8.7 et tab.8.2) montre que le décalage temporel induit par la géométrie est inférieur à 50 ns. Cela confirme l'hypothèse d'un choc parfaitement sphérique le long des courbes de mesure. Ainsi, les temps de passage de l'onde, enregistrés par les sondes piézoélectriques, sont cohérents entre eux et peuvent servir à établir le diagramme de marche de l'onde. On peut également noter que le temps d'arrivée enregistré par la première sonde au contact n'est pas en accord avec le diagramme de marche. Ce point ne sera pas pris en compte dans l'exploitation. De plus, à cause du plan de contact nécessaire pour maintenir la logosphère, 3,3 mm ne peuvent être sondés. Par conséquent, il y a une plage de rayons, entre 46,7 mm et 51,4 mm, pour lesquels aucune mesure n'est disponible.

TABLEAU 8.2 – Comparaison des temps d'arrivée de l'onde de choc réactive sur les deux courbes de mesure

Série	Rayon (mm)	Temps (μ s)	Δt (ns)
1	54,667	12,887	18,0
2	54,643	12,905	
1	59,717	13,526	49,0
2	59,894	13,575	
1	65,080	14,205	-7,00
2	64,813	14,198	

En revanche, le diagramme de marche vu par la fibre n'est pas cohérent avec la mesure par sondes. Durant la première microseconde de l'enregistrement, les deux signaux sont superposés et ensuite le BraggFast observe une vitesse d'onde plus grande que les sondes. Il semblerait que ce comportement puisse être expliqué par l'intégration de la fibre sur le massif d'explosif. En effet, la fibre est collée sur la logosphère le long d'un guide, mais l'épaisseur de colle ainsi que la position exacte du réseau ne peuvent être déterminées à cause de l'intégration mécanique qui ne permet pas à la MMT d'effectuer la mesure. Le signal BraggFast n'est donc pas exploitable.

L'enregistrement du diagramme de marche ne permet pas de répondre à l'objectif de cette expérience qui, rappelons-le, est de déterminer l'acuité d'un modèle de TCD dans une configuration réelle. Une phase de post-traitement est nécessaire pour obtenir la vitesse de l'onde de choc réactive.

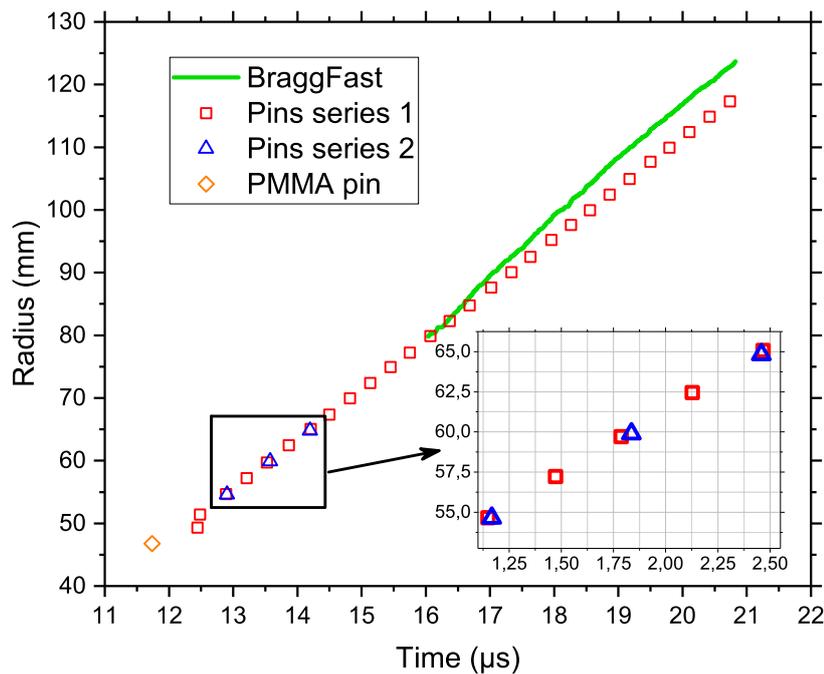


FIGURE 8.7 – Diagramme de marche mesuré grâce aux sondes piézoélectriques et à la fibre à réseau de Bragg sur l'édifice logosphère. Le zoom met en avant les différences chronologiques entre les séries 1 et 2.

8.3 Post-traitement et discussion

Le post-traitement a pour objectif de déterminer si le diagramme de marche présente une accélération qui peut être associée au phénomène de TCD. Contrairement à la phénoménologie rencontrée lors d'un choc plan, dans une configuration sphérique divergente, l'onde de détonation ne cesse d'accélérer avec l'augmentation du rayon de l'onde. Lorsque la détonation atteint un rayon très important par rapport à son diamètre critique, alors sa vitesse de propagation se rapproche de D_{CJ} . En revanche, proche de son diamètre critique, elle suit sa relation célérité-courbure. La période de transition est alors « masquée » par le comportement global de l'onde de choc réactive. Ainsi, la problématique qui apparaît, concerne la définition de la profondeur d'amorçage qui n'a pas de sens dans notre cas, à cause de l'absence de détonation stationnaire.

Nous proposons alors de définir la profondeur de transition en configuration sphérique divergente comme le rayon à partir duquel la détonation suit sa relation célérité courbure. Par la suite, nous travaillerons avec la vitesse de l'onde plutôt qu'avec le diagramme de marche afin d'accentuer la transition.

Il nous faut alors déterminer la vitesse de l'onde à partir du diagramme x,t . En revanche, une simple dérivée serait trop bruitée à cause du faible nombre de points de mesure. De même, la fonction utilisée par Hill *et al.* [73], ne permet pas d'obtenir une vitesse variable de la détonation établie. La stratégie mise en œuvre a donc été d'utiliser une relation célérité-courbure connue pour remonter au diagramme de marche théorique de l'onde et le comparer à l'expérimental.

Nous avons fait l'hypothèse que la vitesse de détonation suit une loi linéaire en fonction de sa courbure, telle que :

$$D(R) = \frac{dR}{dt} = D_{CJ} \left(1 - \frac{A}{R} \right), \quad (8.2)$$

avec D_{CJ} la vitesse de détonation plane stationnaire. À partir de 8.2, le diagramme de marche peut être établi sous la forme :

$$D_{CJ} \cdot (t - t_0) = R(t) - R_0 + A \log \frac{R(t) - A}{R_0 - A}, \quad (8.3)$$

avec R_0 le rayon de l'onde de détonation au temps t_0 .

Pour connaître les paramètres théoriques de la relation célérité-courbure, des calculs Cheetah¹ [61] ont été réalisés à partir du modèle Wood-Kirkwood [145] de détonation stationnaire en cartouche cylindrique. Cette approche est basée sur le calcul de la vitesse de détonation stationnaire d'une cartouche cylindrique en résolvant les équations de Wood et Kirkwood sur l'axe de cette dernière. Les solides sont traités avec une équation d'état Murnaghan et les gaz avec l'équation d'état de mélanges de gaz réels BKW avec la calibration BKWC2. Les cinétiques sont définies selon l'équation 8.4 où B est une constante spécifique de chaque espèce.

$$\frac{d\lambda}{dt} = (1 - \lambda) B P^2 \quad (8.4)$$

La figure 8.8 présente les résultats des calculs. La relation 8.2 a été ajustée sur les données Cheetah. Les paramètres sont donnés dans le tableau 8.3. On peut noter la faible dépendance de la vitesse de détonation à la courbure. En effet, c'est une conséquence de l'explosif choisi dans la gamme de rayon explorée. Ce comportement est similaire à celui observé par Aveillé *et al.* ([5]). D'autres matériaux énergétiques, comme ceux utilisés par Baudin *et al.* ([20]), auraient été préférables pour leur relation célérité-courbure plus «franche» mais leur modèle cinétique n'est pas aussi bien connu.

Le point (t_0, R_0) a été choisi afin que les diagrammes de marche théorique et expérimental puissent être comparés dans le même référentiel. Ainsi, le diagramme théorique a été recalé par rapport au dernier point de mesure, en faisant l'hypothèse qu'en ce point là, l'onde de détonation suit sa relation célérité-courbure.

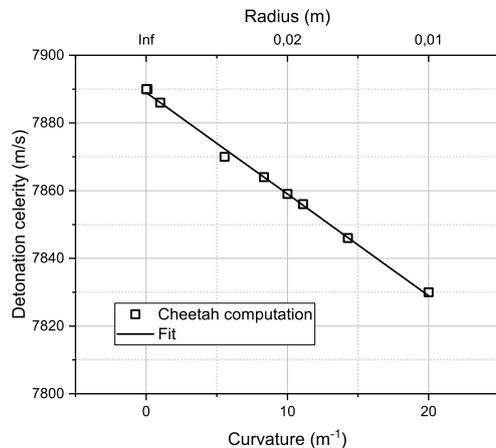


FIGURE 8.8 – Relation célérité courbure déterminée théoriquement par calcul avec Cheetah

1. Siame ne comporte pas les outils thermocinétiques nécessaires.

TABLEAU 8.3 – Paramètres des lois 8.2 et 8.3 déterminés à partir du calcul Cheetah

D_{CJ} (m·s ⁻¹)	A (m)	t_0 (μs)	R_0 (mm)
7889	$3,80 \times 10^{-4}$	8,252	117,34

La comparaison des deux diagrammes de marche est présentée avec la graphique 8.9. Le signal expérimental semble suivre la relation théorique sur toute la plage de rayon observée. Le zoom focalise la comparaison sur les premières sondes et donc les premiers rayons explorés. Là encore, le très faible retard du choc dans l'expérience par rapport à sa position théorique ne peut pas être associé à une phase de transition, compte-tenu des hypothèses faites sur la courbe théorique. Il n'y aurait donc pas de phénomène de TCD observé. Afin d'approfondir l'analyse et de répondre à l'objectif premier de cette expérience, des simulations hydrodynamiques ont été réalisées. Elles font l'objet de la section qui suit.

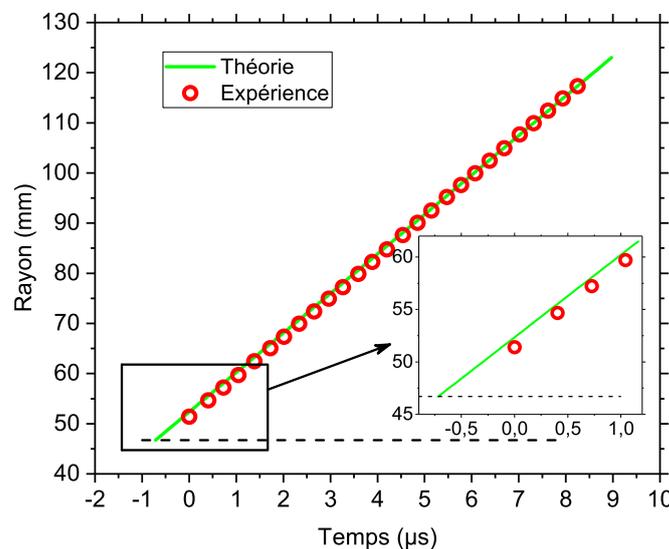


FIGURE 8.9 – Comparaison entre le diagramme de marche de l'onde de choc réactive et celui théorique donné par la relation célérité-courbure. La ligne discontinue noire symbolise le rayon extérieur de la coquille en PMMA.

8.4 Simulations hydrodynamiques

Des simulations bidimensionnelles axisymétriques ont été réalisées avec le code de calcul Ouranos [85]. Les équations d'Euler plus une équation sur la cinétique de réaction des matériaux sont résolues. Les matériaux énergétiques sont considérés comme un mélange entre le solide inerte et les produits de réaction. Seule la décomposition irréversible du solide vers les produits est considérée dans l'écoulement. Le solide est décrit au moyen d'une équation d'état de type Cochran-Chan alors qu'une équation d'état JWL est utilisée pour les produits de détonation. Le PMMA est modélisé avec une équation d'état Steinberg-Mie-Gruneisen. Le modèle de cinétique utilisé est celui de Baudin *et al.* proposé dans [23].

Le diagramme de marche a été extrait de la simulation à partir de profils eulériens de pression pour lesquels la position du choc est déterminée en se basant sur le gradient de pression. Cette méthode permet d'obtenir une précision, sur la position du choc, de l'ordre de la taille caractéristique du maillage, compte-tenu de l'opération de dérivation présente dans le calcul du gradient. Dans notre cas, elle est de l'ordre de $32\mu\text{m}$. La figure 8.10 illustre les résultats de simulation obtenus. Il s'agit d'une carte de couleur de la densité à six instants différents.

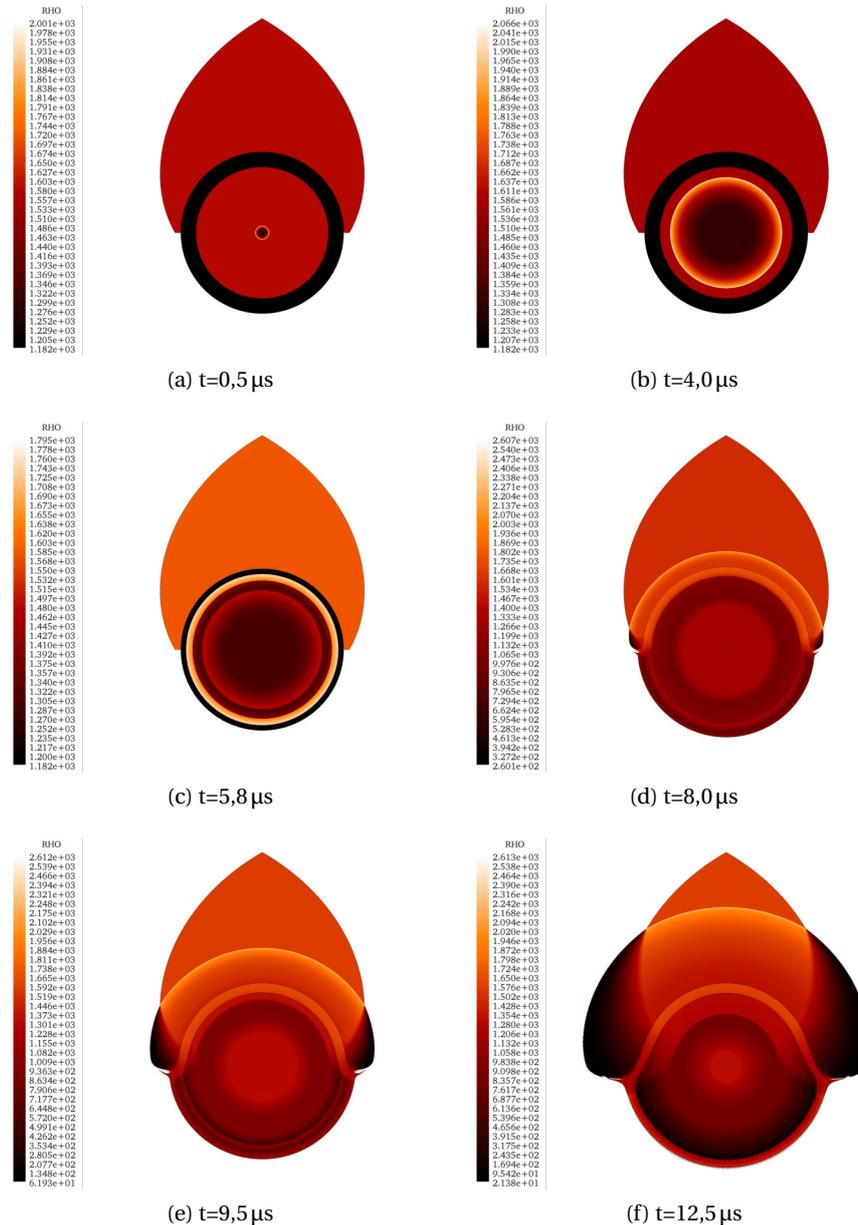


FIGURE 8.10 – Résultats de la simulation numérique de l'expérience ZD17058 à six instants différents. Les cartes de couleurs représentent le champ de densité au sein des matériaux.

La comparaison expérience, simulation et théorie est présentée avec la figure 8.11. Le diagramme x,t numérique reproduit parfaitement l'expérience et la théorie. Il est alors possible de conclure que le modèle de cinétique établi en configuration unidimensionnelle plane est également valide en géométrie tridimensionnelle divergente pour cet explosif. Néanmoins, il s'agit d'une validation partielle étant donné l'absence de TCD dans l'expérience. Le zoom du graphique 8.11 présente une différence entre la simulation et la

théorie. La vitesse de l'onde est plus faible ce qui permet d'associer ce phénomène à la présence d'une zone de transition. En revanche, comme on peut le remarquer, cette zone intervient trop proche de la coquille en PMMA et ne peut être alors détectée par les sondes de chronométrie.

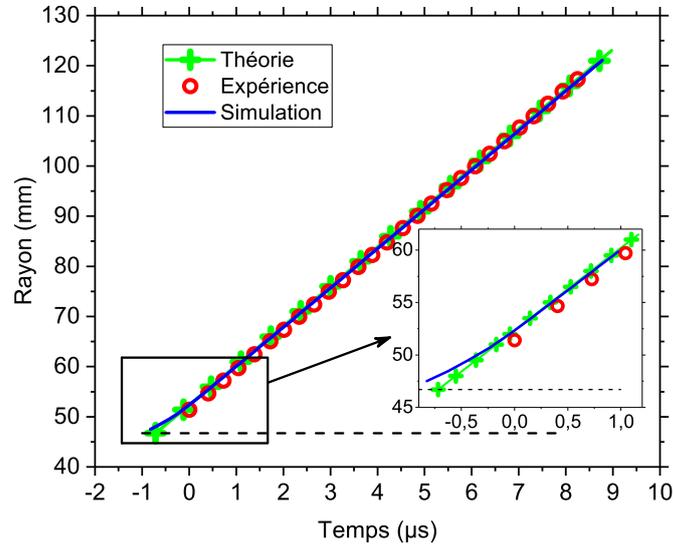


FIGURE 8.11 – Comparaison entre les diagrammes de marche issus de la simulation, de l'expérience et de la théorie. Le zoom détaille le comportement de la simulation dans les premiers millimètres de l'explosif. La ligne discontinue noire symbolise le rayon extérieur de la coquille en PMMA.

L'étude de la vitesse de détonation nous renseigne plus précisément sur la zone de transition car l'accélération de l'onde est plus flagrante. Nous avons fait le choix de prendre comme critère de transition, le rayon à partir duquel l'onde de choc réactive atteint 99 % de sa vitesse théorique. Le graphique 8.12 présente la comparaison entre la théorie et la simulation et fait apparaître la profondeur de transition. Ainsi, d'après le critère, la zone transitoire a une épaisseur de 8,3 mm et la détonation s'établit à partir d'un rayon de 55 mm. D'après le graphique 8.11, deux sondes semblent être dans la zone de transition, ce qui est insuffisant pour détecter le phénomène.

En revanche, il apparaît nécessaire de nuancer le critère de transition choisi, compte-tenu de toutes les hypothèses faites et des incertitudes de mesure. En effet, il est important de rappeler que la relation célérité-courbure est purement théorique et que le formalisme mathématique choisi résulte d'une analyse qualitative. Il est donc plus raisonnable d'abaisser le critère de transition à 95 % de la valeur théorique de la vitesse de détonation. On peut alors se demander pourquoi choisir 95 % ? Ce critère résulte d'un choix arbitraire qui s'appuie sur les critères de confiance dans le domaine des incertitudes. En effet, un résultat est, dans la mesure du possible, annoncé avec l'incertitude qui lui est associée, elle-même relevant d'un pourcentage de confiance. Ainsi, dans le cas d'une loi normale, si l'incertitude vaut l'écart type (σ) alors le pourcentage vaut 68 %. Afin d'augmenter la confiance dans le résultat annoncé, il faut élargir l'intervalle. En prenant l'incertitude égale à 2σ , il y a 95 % de chance que le résultat «vrai» se trouve dans l'intervalle. De même, pour 99 % de confiance il faut élargir l'intervalle à 3σ ². Ces exemples sont donnés dans le cas où la mesurande suit, *a priori*, une loi de probabilité normale. Nous avons donc raisonné par analogie et pris comme critère 99 % ou 95 % de la valeur théorique.

2. Une démonstration de ces résultats est disponible dans [18]

Dans le cas à 95 % de confiance, la profondeur de transition est abaissée à 6,9 mm. On peut noter un écart de 1,4 mm, entre les résultats annoncés avec les deux critères, qui est du même ordre de grandeur que l'incertitude attendue sur le résultat. En effet, les sondes de chronométrie ont été réparties le long de la courbe de mesure de façon à respecter un écart constant moyen de $2,5 \pm 0,4 \text{ mm}^3$ entre deux rayons successivement sondés. Il apparaît alors que l'écart est inférieur à la résolution spatiale du diagnostic qui, en première approximation, peut être prise comme incertitude sur la profondeur de transition attendue. On peut donc conclure que le changement de critère n'implique pas un résultat significativement différent.

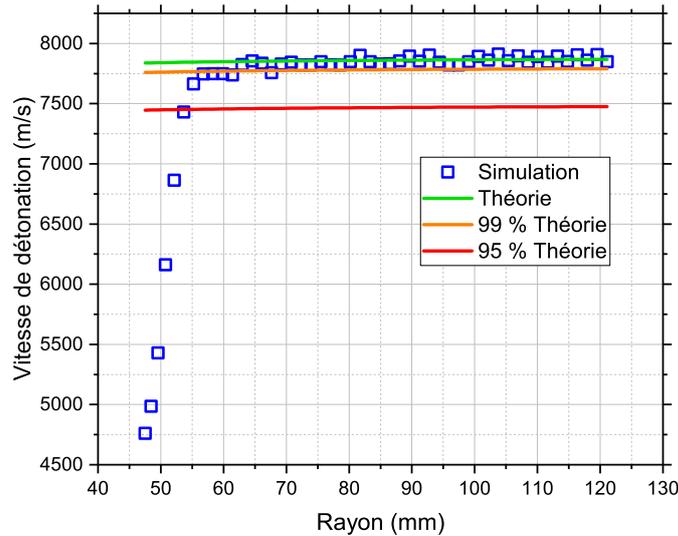


FIGURE 8.12 – Comparaison entre la vitesse de détonation de la simulation numérique et celle théoriquement prévue. Les droites rouge et orange présentent respectivement 95 % et 99 % de la vitesse de détonation théorique.

8.5 Synthèse

Tout au long de ce chapitre, nous avons abordé un nouveau montage expérimental permettant d'étudier à la fois la TCD et la relation célérité-courbure d'un explosif. Cette expérience est née du besoin de valider les modèles de cinétique, établis à partir d'expériences de base, dans des configurations se rapprochant de la réalité de fonctionnement d'une charge militaire. L'analyse précise, présentée précédemment, a permis de démontrer le fonctionnement et l'intérêt de l'expérience tout en relevant ses limites. Il est important de noter que le dépouillement est une étape délicate dont les conclusions doivent être mesurées. Le premier prototype a permis également de montrer les limites des métrologies utilisées. Ainsi, des améliorations ont été apportées, afin notamment de permettre la mesure de vitesse matérielle en différents points de la surface ou bien encore l'enregistrement continu du diagramme de marche de l'onde de choc réactive *via* le RIF.

Enfin, cette expérience nous apporte un nouvel outil pour étudier la transition choc détonation des matériaux énergétiques notamment en ce qui concerne les différences de comportement dues au gradient de pression derrière le choc.

3. Résultats issus du contrôle de position.

Troisième partie

Modélisation

« Si l'on cherche les lois qui gouvernent l'explosif, on trouve bien plus souvent des lois administratives que des lois physiques. Ceci explique pourquoi la loi de Chapman-Jouguet ne reçoit que si rarement la "satisfaction" qu'elle mérite. »

Les mécanismes élémentaires de la détonique –
fascicule II (1985)
J. Thouvenin

Chapitre 9

Introduction à la modélisation de l'influence de l'aluminium sur la TCD

Dans cette troisième et dernière partie, nous sommes au cœur du questionnement qui nous accompagne depuis maintenant 157 pages. Il s'agit de comprendre et expliquer, si possible en modélisant, l'influence des particules d'aluminium sur le phénomène de transition choc-détonation. Nous avons, au cours de l'état de l'art de la partie I, eu un aperçu détaillé des observations expérimentales faites, dues à l'ajout de particules, notamment sur des grandeurs macroscopiques comme la vitesse de détonation. Cela a également été l'occasion de présenter les différentes voies de modélisation et hypothèses quant à l'effet de l'aluminium. Enfin, la partie II, portant sur l'étude expérimentale a permis de mener une comparaison entre explosif aluminisé et non aluminisé et d'asseoir certains résultats et conclusions utilisables pour bâtir une phénoménologie de la TCD des explosifs aluminisés.

Revenons quelques instants sur les principales conclusions de notre étude expérimentale. Premièrement, le principe de courbe unique d'amorçage a été observé expérimentalement pour les explosifs dits « non-idéaux ». Il permet d'utiliser l'accélération du choc, donnée par la courbe unique, pour inverser l'équation maîtresse d'évolution du choc et ainsi obtenir la cinétique de l'explosif.

Deuxièmement, une désensibilisation au choc, au sens de la profondeur d'amorçage, par rapport aux compositions non aluminisées a été observée. Deux effets peuvent en être la cause. Le premier est le déficit en charges explosives des compositions, provoqué par l'ajout de particules d'aluminium. Le second est le ralentissement des réactions de décomposition causé par l'aluminium. Afin d'explorer les pistes de modélisation, il va nous falloir tout d'abord formuler quelques hypothèses dont les deux effets précédemment cités font partie.

Pour cela, essayons tout d'abord de réfléchir sur les différents phénomènes à envisager. D'un point de vue mécanique, l'ajout d'aluminium augmente l'impédance mécanique de l'explosif global. En d'autres termes, à une pression d'impact donnée, la vitesse de choc initiale au sein de l'explosif sera plus élevée. Il devra moins accélérer pour atteindre la vitesse de détonation plane stationnaire.

L'autre interaction mécanique possible concerne l'écoulement hydrodynamique induit par la TCD. Nous avons vu dans le chapitre 4, les travaux réalisés par Zhang *et al.* dans [152, 151] sur le transfert de quantité de mouvement entre l'aluminium et le reste de l'écoulement. « Le retard à l'allumage » pourrait être expliqué par le transfert de quantité de mouvement, et donc d'énergie, entre l'écoulement et les particules d'aluminium ayant initialement une vitesse matérielle plus faible. Ces considérations sont au cœur du questionnement sur les hypothèses d'équilibre mécanique entre les différentes phases de l'écoulement.

Enfin, il apparaît judicieux de discuter sur l'équilibre thermique et la réactivité de l'aluminium. En effet, l'aluminium est réactif et peut brûler sous certaines conditions. Dans le processus global d'oxydation, une phase endothermique précède une phase exothermique. L'aluminium sous choc n'atteint pas des températures très élevées. À titre d'exemple, pour une pression de choc de 100 kbar, l'aluminium atteint une température de 383 K soit une augmentation de 85 K par rapport à l'ambiante. Ainsi, l'étape de chauffage de l'aluminium constitue un processus de transfert d'énergie de l'écoulement vers l'aluminium. Elle sera restituée à l'écoulement lors de l'oxydation des particules dans la phase de détente des produits de détonation.

Dernièrement, une autre question sous-jacente à cette problématique d'équilibre est de savoir si l'utilisation d'un code numérique de production, pour le traitement de la TCD des explosifs aluminisés, est toujours possible. En effet, la forte hétérogénéité due à l'introduction de particules métalliques au cœur de l'écoulement, pourrait nécessiter un code multiphasique, en rupture avec ceux habituellement utilisés.

Chapitre 10

Équations d'état des explosifs

Sommaire

10.1 Formalisme Mie-Grüneisen	160
10.2 Équations d'état de la phase inerte	160
10.2.1 Avec l'Hugoniot comme courbe de référence	160
10.2.2 Avec l'isotherme 0 K	161
10.2.3 Polaire multiphasique	161
10.3 Équation d'état des produits de détonation	162
10.4 Synthèse sur les équations d'état	164

Les équations d'état des explosifs constituent une brique élémentaire de la modélisation du fonctionnement de ces derniers. Afin de décrire l'évolution de l'explosif, et plus précisément la dégradation de l'explosif solide en produits de réaction gazeux, il est impératif de décrire thermodynamiquement les deux phases. Dans le cas d'un formalisme macroscopique, où l'explosif est vu comme un mélange de solides et de gaz, alors une loi de mélange est nécessaire. Elles ont été abordées dans la partie 3.3. L'équation d'état permet de relier, entre elles, les grandeurs thermodynamiques propres à un système, tels que la pression, la température, le volume spécifique, l'énergie interne, l'enthalpie ou encore l'entropie. La modélisation de l'état thermodynamique de la phase solide (phase inerte) des explosifs par une équation d'état est possible avec l'hypothèse que le solide se comporte comme un fluide. Cette approximation a été démontrée dans le chapitre 1 sur les rappels de mécanique des milieux continus. En détonique, les pressions mises en jeu dépassent largement les limites plastiques des matériaux. Ces derniers se comportent alors comme des fluides.

Ce chapitre n'a pas vocation à faire un cours de thermodynamique approfondi. Pour cela, le lecteur trouvera un développement complet dans les manuscrits de Baudin et Damamme [17, 60] et dans le chapitre de Menikoff [105]. Dans un premier temps, nous introduirons le formalisme général des équations d'état en détonique puis nous détaillerons les équations propres aux solides non réagis et aux produits de détonation en donnant les paramètres pour nos explosifs d'étude.

10.1 Formalisme Mie-Grüneisen

En ce qui concerne le développement d'équations d'état pour des domaines de pression et température élevés, les domaines de la géophysique et de la détonique sont proches. L'étude du comportement thermodynamique des solides à haute pression se retrouve dans les problématiques de compositions de la Terre ou les impacts de météorites, pour ce qui est de la géophysique, et dans la propagation de la détonation pour le domaine des explosifs.

À cause de la relativement faible augmentation de température au passage d'un choc pour les solides, il a été choisi historiquement de paramétrer l'équation d'état avec le volume spécifique, simplifiant ainsi la modélisation. Le formalisme Mie-Grüneisen relie la variation de pression aux variations de volume spécifique et d'énergie interne en fonction d'une courbe de référence. Ainsi, suivant la courbe de référence choisie, l'équation d'état est différente. Le formalisme est donné avec l'équation (10.1) où P_{ref} et e_{ref} sont les courbes de référence. L'hypothèse sous-jacente de cette modélisation est que le coefficient de Grüneisen Γ ne dépend que du volume spécifique v et donc que la capacité calorifique à volume constant c_v ne dépend que de l'entropie s .

$$P(v, e) = P_{ref}(v) + \frac{\Gamma(v)}{v} (e - e_{ref}(v)) \quad (10.1)$$

Cette équation d'état est incomplète du point de vue de la thermodynamique car elle ne prend pas explicitement en compte la température. Dans le cas de simulations hydrodynamiques où la température n'est pas explicitement prise en compte dans les modèles cinétiques ou encore dans les modèles de comportement, alors ce formalisme convient parfaitement. En revanche, il faut garder à l'esprit qu'une extension de cette équation d'état est nécessaire dans le cas contraire. Avec l'hypothèse d'un c_v constant, cette extension prend la forme (10.2). Ce formalisme sera utilisé pour déterminer les équations d'état de la phase inerte de l'explosif et des produits de réaction. Seule la courbe de référence entre les deux phases changera.

$$T(v, e) = T_{ref}(v) + \frac{e - e_{ref}(v)}{c_v} \quad (10.2)$$

10.2 Équations d'état de la phase inerte

10.2.1 Avec l'Hugoniot comme courbe de référence

Compte-tenu des données de la littérature qui sont essentiellement constituées de données de choc, il est judicieux de prendre comme courbe de référence, la courbe d'Hugoniot du matériau. L'avantage de ce choix est que l'énergie interne de référence e_{ref} est calculée immédiatement à partir de la courbe d'Hugoniot démontrée dans la partie 1.2.3.4. L'équation est rappelée avec l'expression (10.3). Or, nous avons vu que dans le cas des solides, il existe une relation linéaire entre la vitesse de choc et la vitesse matérielle. Ainsi, nous avons également démontré, d'après les relations de saut de Rankine-Hugoniot, que la courbe d'Hugoniot peut se mettre sous la forme (10.4). L'équation d'état est alors entièrement déterminée. Il est à noter que le formalisme proposé ne possède pas de température. En effet, l'utilisation d'une équation d'état Mie-Grüneisen avec l'Hugoniot comme courbe de référence, ne permet pas de calculer une température pour le matériau sans hypothèse supplémentaire, telle que $c_v = a$. Il faut maintenant connaître les paramètres c_0 , s et Γ pour nos matériaux d'étude. Nous verrons leur calcul dans la partie 10.2.3.

$$e_H(v) = e_0 + \frac{1}{2} (P_0 + P_H(v)) (v_0 - v) \quad (10.3)$$

$$P_H(v) = P_0 + \rho_0 \left(1 - \frac{v}{v_0}\right) \frac{(c_0 + u_0(s-1))^2}{\left(1 + s\left(\frac{v}{v_0} - 1\right)\right)^2} \quad (10.4)$$

10.2.2 Avec l'isotherme 0 K

Une autre courbe de référence, communément utilisée, est l'isotherme 0 K. Cette approche a été proposée par Cochran et Chan en 1979 [40]. La pression sur l'isotherme 0 K est modélisée *via* la somme de deux potentiels, l'un attractif et l'autre répulsif. Les auteurs considèrent le coefficient de Grüneisen et le c_v constant. La pression et l'énergie de référence prennent la forme (10.5) et (10.6) avec e_0 l'énergie correspondant à T_0 et v_0 .

$$P_{ref}(v) = A_1 \left(\frac{v}{v_0}\right)^{-E_1} - A_2 \left(\frac{v}{v_0}\right)^{-E_2} \quad (10.5)$$

$$e_{ref}(v) = -\frac{A_1 v_0}{1-E_1} \left[\left(\frac{v}{v_0}\right)^{1-E_1} - 1\right] + \frac{A_2 v_0}{1-E_2} \left[\left(\frac{v}{v_0}\right)^{1-E_2} - 1\right] - c_v T_0 + e_0 \quad (10.6)$$

Dans leurs travaux, Cochran et Chan proposent une méthode d'identification des paramètres, A_1 , A_2 , E_1 et E_2 , à partir des paramètres de polaire des matériaux. Cela donne les relations (10.7) à (10.10). L'équation d'état Mie-Grüneisen avec la courbe de référence proposée par Cochran et Chan porte le nom de Cochran-Chan par simplification.

$$A_1 = \rho_0 c_0^2 + 2s\Gamma_0 \rho_0 c_v T_0 \quad (10.7)$$

$$A_2 = A_1 + \Gamma_0 \rho_0 c_v T_0 \quad (10.8)$$

$$E_1 = 2s \quad (10.9)$$

$$E_2 = 2s - 1 \quad (10.10)$$

On peut remarquer que la détermination des paramètres requiert les paramètres de polaire de choc. Cette méthode, historiquement proposée par Cochran et Chan, a été revue et modifiée au CEA, afin de faciliter le calcul des paramètres pour certains matériaux après avoir observé des incohérences. Cette méthode est largement détaillée dans les travaux de Chuzeville [37].

Nous avons vu, dans la première partie, que nous possédons ces paramètres pour les ingrédients des explosifs mais pas pour les explosifs eux-mêmes. Nous allons donc désormais nous intéresser à la construction d'une polaire de mélange à partir des données des ingrédients.

10.2.3 Polaire multiphasique

La construction d'une polaire de mélange repose sur une description multiphasique de l'écoulement. Dans ce chapitre, nous ne détaillerons pas le formalisme multiphasique des équations d'Euler. Il sera démontré dans le chapitre 11. Cette méthode, utilisée au CEA-Gramat, repose sur plusieurs hypothèses.

1. Il y a équilibre de pression entre les matériaux constitutifs du mélange.
2. Les relations de saut de Rankine-Hugoniot sont valides pour le mélange.

Afin de présenter la méthode de calcul, prenons l'exemple d'un matériau constitué de N phases indicées k et pour lequel on cherche l'état après le passage d'un choc à la vitesse D amenant le mélange à la pression P . L'idée de la méthode est de construire pas à pas la courbe d'Hugoniot du mélange donnant la pression de choc en fonction du volume spécifique.

L'équilibre de pression entre les phases permet d'écrire la relation (11.52) à partir de laquelle la masse volumique de la phase k pour la pression P peut être calculée.

$$P(\rho_k) = P_0 + \rho_0 \frac{xc_0^2}{(1-sx)^2}, \text{ avec } x = 1 - \frac{\rho_0}{\rho_k} \quad (10.11)$$

Le volume spécifique du mélange s'écrit comme la somme des volumes spécifiques des phases pondérées par leur fraction massique (11.53). C'est ici que l'hypothèse d'invariance des fractions massiques après le passage du choc est nécessaire.

$$\frac{1}{\rho} = \sum_k \frac{\lambda_k}{\rho_k} \quad (10.12)$$

Avec la méthode précédemment décrite, la courbe d'Hugoniot est entièrement déterminée. Il reste à ajuster l'équation (11.52) sur cette courbe afin de déterminer les paramètres c_0 et s du matériau issus du mélange des N phases. La partie 10.4 donne les résultats de la méthode précédente appliquée à nos explosifs d'étude. Les paramètres de l'équation d'état Cochran-Chan sont également indiqués. Cette méthode de construction des équations d'état est implémentée dans un outil écrit en Python, baptisé **MULTI PHASE INert Shocks (MUPHINS)**.

10.3 Équation d'état des produits de détonation

L'équation d'état des produits de détonation est un point crucial de la modélisation des explosifs notamment en ce qui concerne les performances balistiques. La mise en vitesse d'éléments au contact de l'explosif est pilotée par la détente des produits de détonation. La prévision de l'effet terminal de la charge dépend alors de l'acuité de l'équation d'état des produits de détonation.

L'équation d'état la plus connue et la plus utilisée est certainement celle de Jones, Wilkins et Lee, aussi nommée **JWL**. Elle se base sur un formalisme Mie-Grüneisen, présenté précédemment, dont la courbe de référence est l'isentrope issue du point CJ. Les courbes de référence s'écrivent sous les formes (10.13) et (10.14). Les paramètres A , B , C , R_1 , R_2 et ω sont calibrés à partir de l'expérience du « test du cylindre ». Ce test consiste à faire détoner une cartouche d'explosif préalablement confinée avec un cylindre en cuivre¹ dont l'épaisseur est connue. La cartouche est amorcée en bout grâce à un relais d'amorçage. Lorsque la détonation se propage, le confinement est « relevé » avec un angle caractéristique du matériau et est mis en vitesse. Des mesures de la vitesse sont faites grâce notamment à la technique de vélocimétrie hétérodyne. Le relèvement du cylindre est entièrement piloté par la détente des produits de détonation car il débute après le point CJ qui suit la propagation de la détonation. La calibration de l'équation d'état est faite alors pour reproduire la mise en vitesse du confinement et donc l'effort de pression sur la paroi en cuivre.

$$P_{ref}(v) = A \exp\left(-R_1 \frac{v}{v_0}\right) + B \exp\left(-R_2 \frac{v}{v_0}\right) + C \left(\frac{v_0}{v}\right)^{\omega+1} \quad (10.13)$$

$$e_{ref} = \frac{Av_0}{R_1} \exp\left(-R_1 \frac{v}{v_0}\right) + \frac{Bv_0}{R_2} \exp\left(-R_2 \frac{v}{v_0}\right) + \frac{Cv_0}{\omega} \left(\frac{v_0}{v}\right)^{\omega+1} \quad (10.14)$$

1. Il existe également des confinements en acier pour ce type d'essais.

Ce type d'essai est assez onéreux et coûteux en temps. C'est pourquoi, la voie numérique offerte par les codes de thermochimie est maintenant préférée. Un code de thermochimie a pour objectif de calculer l'état thermodynamique et thermochimique d'un mélange subissant une transformation telle qu'une compression par choc, une compression isotherme, une explosion à volume constant et encore bien d'autres chemins thermodynamiques. Revenons quelques instants sur le principe de fonctionnement d'un code de thermochimie.

Le code de thermochimie [Simulation Aéro-thermo-chimique de la Mécanique des Explosifs \(SIAME\)](#) a été développé au CEA dans le but de calculer les équilibres thermochimiques dans le cas des explosifs. Dans l'idéal, l'interfaçage d'un code de simulation hydrodynamique avec un code de thermochimie permet de s'affranchir des équations d'état des matériaux car l'état thermodynamique est calculé directement à partir du mélange en minimisant l'enthalpie libre. Le code prend simplement en données d'entrée, la composition chimique du mélange initial.

Ainsi, la méthode mise en œuvre consiste à calculer la détente isentropique des produits de détonation à partir du point CJ. Ensuite, le formalisme JWL est ajusté sur le calcul explicite de cette dernière. La problématique majeure est la capacité de la JWL à reproduire les états de détente à basse pression, pour ce qui est du formalisme mathématique, mais concerne également la justesse du calcul thermochimique dans ces états. Les questions de condensation du carbone en graphite ou diamant sont au cœur des enjeux du calcul des produits de détonation fortement détendus. Ces questions ont été traitées dans les travaux de thèse de Poef [117].

10.4 Synthèse sur les équations d'état

TABLEAU 10.1 – Paramètres de polaire et d'équation d'état Cochran-Chan calculés à partir d'une méthode de mélange

Explosif	ρ_0 ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	c_0 ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	s (-)	Γ (-)	c_p ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	A_1 (Pa)	A_2 (Pa)	E_1 (-)	E_2 (-)
B2238A	1578	2359	1,97	1,04	1000	$1,4736 \times 10^9$	$1,9660 \times 10^9$	6,45	0,88
PBXN109	1660	2317	2,17	1,10	978	$1,2390 \times 10^9$	$1,7746 \times 10^9$	7,51	0,86
B2273A	1724	2431	2,22	1,22	967	$1,3826 \times 10^9$	$1,9927 \times 10^9$	7,70	0,91
PBXIH135	1716	2178	2,59	1,25	945	$8,1727 \times 10^8$	$1,4253 \times 10^9$	9,84	0,91
XF13333	1708	2224	2,05	0,59	1012	$1,2136 \times 10^9$	$1,5194 \times 10^9$	7,18	0,49

TABLEAU 10.2 – Paramètres de l'équation d'état JWL calculés à partir de SIAME

Explosif	A (Pa)	B (Pa)	C (Pa)	R_1 (-)	R_2 (-)	ω (-)	c_p ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	P_{CJ} (Pa)	T_{CJ} (K)	D_{CJ} ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)
B2238A	1,087 651 2	$2,679 56 \times 10^{10}$	$1,524 13 \times 10^9$	5,83	1,78	0,297	2935	$2,21 \times 10^{10}$	3407	7627
PBXN109	$2,126 15 \times 10^{12}$	$1,855 59 \times 10^{10}$	$1,154 49 \times 10^9$	6,91	1,32	0,155	2736	$1,84 \times 10^{10}$	3977	6990
B2273	$3,328 42 \times 10^{12}$	$4,068 42 \times 10^{10}$	$1,944 88 \times 10^9$	7,12	1,86	0,360	2522	$2,52 \times 10^{10}$	3799	8143
PBXIH135	$4,077 19 \times 10^{12}$	$2,230 59 \times 10^{10}$	$1,135 48 \times 10^9$	7,46	1,45	0,162	3019	$1,95 \times 10^{10}$	3460	7413
XF13333	$1,747 34 \times 10^{12}$	$1,850 64 \times 10^{10}$	$9,817 87 \times 10^8$	6,97	1,40	0,141	2451	$1,59 \times 10^{10}$	3897	6327

Chapitre 11

Entre équilibre mécanique et thermique

Sommaire

11.1 Déséquilibre thermique et réactivité de l'aluminium	166
11.2 Influence du déséquilibre thermique et mécanique	169
11.2.1 Equations de conservation multiphasiques	170
11.2.2 Étude du mouvement du centre de masse	172
11.2.3 Application aux explosifs aluminisés	173
11.2.4 Quantification de l'impact des déséquilibres thermique et méca- nique sur l'écoulement du centre de masse	175
11.3 Synthèse sur l'équilibre thermique et mécanique	178

Dans la liste des effets potentiels des particules d'aluminium sur la transition choc détonation, les hypothèses d'équilibre mécanique et thermique sont souvent citées. Les travaux de Gogulya [68, 69, 67], portant sur la détonation de compositions aluminisées, mettent en avant l'effet possible de « puits thermique » dû au déséquilibre de température et à la phase de chauffage de l'aluminium impliquant un transfert d'énergie. La réactivité de l'aluminium est, bien entendu, indissociable de l'équilibre thermique. D'après Zhang [152, 123], c'est le déséquilibre mécanique qui est responsable de la baisse de vitesse de détonation avec un transfert de quantité de mouvement non négligeable. Il est important de garder à l'esprit que notre objectif se décompose en deux parties qui sont premièrement de comprendre pourquoi les particules désensibilisent l'explosif et deuxièmement d'établir une voie de modélisation de leur réactivité dans le cadre numérique imposé.

C'est pourquoi, dans un premier temps nous reviendrons sur l'aspect thermique du problème avant de nous attarder sur l'équilibre mécanique entre les phases.

11.1 Déséquilibre thermique et réactivité de l'aluminium

Dans l'état de l'art, nous avons présenté l'évolution de la température de fusion de l'aluminium en fonction de la pression. La figure 11.1 redonne les données et ajoute la position de la courbe d'Hugoniot. Le modèle ZND décrit la détonation comme un choc inerte, se déplaçant à D_{CJ} , suivi de réactions chimiques. Pour la modélisation de la TCD, nous faisons la même hypothèse. Ainsi, il est légitime d'envisager que chacune des phases se retrouve sur sa courbe d'Hugoniot au passage du choc. Cette hypothèse sera discutée par la suite, mais en première approximation, cela donne un bon aperçu de l'état thermodynamique de chaque phase. Comme on peut le remarquer sur la figure 11.1, la température sur l'Hugoniot augmente très peu avec la pression de choc et est très éloignée de la température de fusion, ce qui permet d'assurer que l'aluminium reste solide sous choc.

Les autres phases présentes comme le RDX, le HMX ou encore le liant ont également une faible évolution de leur température le long de leur courbe d'Hugoniot, comme présenté avec la figure 11.1. Il n'y a alors pas réellement de déséquilibre thermique car chaque phase est plutôt « froide ». En revanche, dès lors que des points chauds¹ vont apparaître, ce qui est le cas dans notre choix de modélisation de la réactivité, ces derniers vont avoir une température très importante. Cette dernière pourra, par ailleurs, être estimée à une température de combustion à pression constante. C'est dans ce cas précis qu'un déséquilibre en température apparaît au sein de l'écoulement. Cela mène donc à envisager un potentiel transfert d'énergie de la phase « chaude » vers la phase « froide ». La phase chaude représente ici les poches de gaz chauds issues de la décomposition de la nitramine, quant à la phase froide, il s'agit de l'aluminium. Dès lors que les particules pourraient être chauffées, alors il faut s'intéresser à leur état (solide ou liquide) et à l'importance du transfert thermique induit. La question est alors de savoir si l'aluminium peut se retrouver dans un état et un environnement thermodynamique favorable à sa combustion. Il faut garder à l'esprit que l'ensemble de ces phénomènes doit avoir un temps caractéristique de l'ordre de 100 ns pour avoir un effet sur l'amorçage et plus précisément sur la désensibilisation.

La réactivité de l'aluminium ne peut pas être discutée sans évoquer la problématique de l'alumine présente en surface. Le processus de fabrication des particules d'aluminium et de l'explosif n'est pas entièrement réalisé sous atmosphère inerte, ce qui entraîne l'oxydation des particules et l'apparition en surface d'une fine couche d'alumine. Dans l'étude de la combustion de particules d'aluminium à l'état ambiant, il est communément admis qu'une barrière thermique doit être passée pour permettre l'oxydation et donc la combustion de l'aluminium. Il s'agit de la température de fusion de l'alumine qui est de 2300 K à 1 bar. Cette dernière va vraisemblablement croître avec la pression à l'instar de celle de l'aluminium. On s'aperçoit donc que l'élévation de température sous choc n'est pas suffisante pour faire fondre la couche d'alumine en surface et ainsi permettre la réactivité de l'aluminium.

En revanche, il est légitime de s'interroger sur l'interaction mécanique du choc avec cette fine couche d'alumine. Dans le cas où l'épaisseur d'alumine, qui est de l'ordre de 50 Å, ne subsiste pas sous choc, alors on revient au questionnement de la réactivité de l'aluminium. Les coefficients de dilatation étant différents, $8 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ pour l'alumine contre $23 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ pour l'aluminium, sous l'effet de la compression du choc, les températures vont augmenter et la couche d'alumine va se briser. Ainsi, en faisant l'hypothèse que l'aluminium pur se retrouve dans l'écoulement, il est désormais envisageable que ce dernier réagisse.

1. Dans notre cas, la notion de point chaud n'est pas synonyme de fermeture de pores. Elle désigne simplement le lieu d'initiation des réactions chimiques.

Afin d'étudier la question du chauffage des particules d'aluminium, nous allons raisonner à partir de la figure 11.1 qui présente, le positionnement relatif des courbes d'Hugoniot de l'aluminium, du RDX et du PBHT dans le plan (P,T), une température de point chaud, une température d'interface et la température de fusion de l'aluminium. La température de point chaud donnée est calculée à partir du code SIAME². Pour cela, nous avons assimilé la température de point chaud à la température de combustion à pression constante d'un mélange RDX-PBHT. Ainsi, le chemin thermodynamique suivi se décompose en une compression par choc, donc un déplacement sur l'Hugoniot de l'explosif inerte, puis une combustion à pression constante pour obtenir la température des produits à l'équilibre thermochimique. On peut remarquer que cette température de point chaud est supérieure à celle de fusion de l'aluminium.

Le chauffage de l'aluminium peut être estimé à partir de la résolution de l'équation de la chaleur (11.1) en présence de deux milieux en déséquilibre de température et ayant une interface commune. Cette équation ne traite que le transfert par conduction. La convection peut légitimement être négligée, compte-tenu de l'état du matériau, qui est majoritairement solide lors de la transition choc détonation. Le transfert thermique par rayonnement n'est pas pris en compte car il est difficilement estimable. Il existe une solution exacte de cette équation, proposée par Carslaw et Jaeger [35] et reprise par Kato [87], donnée avec les équations (11.3) et (11.4).

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \Delta T, \text{ avec } \alpha \text{ la diffusivité thermique} \quad (11.1)$$

$$\alpha = \frac{k}{\rho c_v}, \text{ avec } k \text{ la conductivité thermique} \quad (11.2)$$

$$T_{HS}(x, t) = T_{al} + \frac{T_{HS} - T_{al}}{1 + \beta} \left[1 + \beta \operatorname{erf} \left(\frac{x}{\sqrt{4\alpha_{HS} t}} \right) \right], x \geq 0 \quad (11.3)$$

$$T_{al}(x, t) = T_{al} + \frac{T_{HS} - T_{al}}{1 + \beta} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x}{\sqrt{4\alpha_{al} t}} \right) \right], x \leq 0 \quad (11.4)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{k_{al} \rho_{al} c_{val}}{k_{HS} \rho_{HS} c_{vHS}}} \quad (11.5)$$

À partir des équations (11.3) et (11.4), la température de surface est immédiatement déterminée (11.6). Les paramètres telles que la conductivité thermique, la densité et la capacité thermique de l'aluminium et des gaz contenus dans les points chauds sont calculés grâce à SIAME. Seule la conductivité thermique de l'aluminium a été fixée à $237 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, valeur à la température et à la pression ambiante [142], en l'absence de données sur sa variation avec la pression. Concernant la conductivité thermique des produits de détonations, nous avons également utilisé le modèle proposé par Bastea [15] pour les produits du HMX, en faisant l'hypothèse que les produits de réaction du RDX et du HMX sont semblables. La comparaison est proposée avec la figure 11.2. La conductivité proposée par Bastea est supérieure à celle de SIAME d'au moins deux ordres de grandeurs. La température de surface est représentée sur la figure 11.1. Elle est presque confondue avec la température sous choc de l'aluminium, dans le cas de la conductivité issue de SIAME, alors qu'elle est plus importante avec le modèle de Bastea.

$$T_{surf} = T_{al} + \frac{T_{HS} - T_{al}}{1 + \beta} \quad (11.6)$$

Grâce à la résolution des équations (11.3) et (11.4), on peut tracer le profil de température à l'interface des matériaux en fonction du temps. Les figures 11.2a et 11.2b présentent

2. SIAME est un code de thermochimie des explosifs.

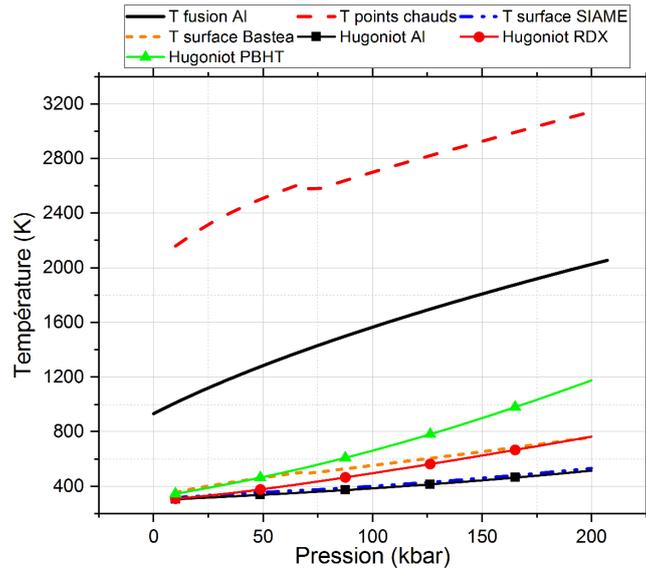
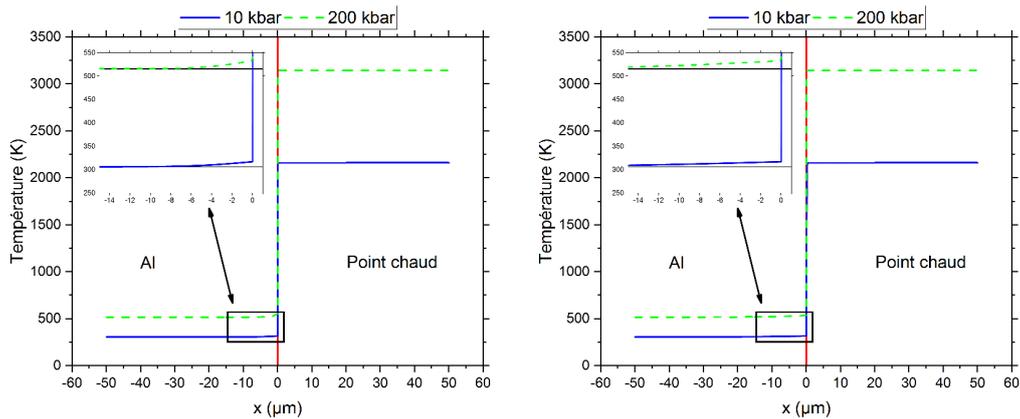


FIGURE 11.1 – Evolution de la température de fusion, de la température de points chauds et des température le long des courbes d'Hugoniot pour l'aluminium [135], le RDX et le PBHT. L'aluminium est liquide au dessus de cette courbe de fusion et solide en dessous. Les courbes d'Hugoniot correspondent à des calculs SIAME. La température de surface est la température d'interface entre l'aluminium et les points chauds. Elle est donnée pour deux modèles de conductivité des gaz.

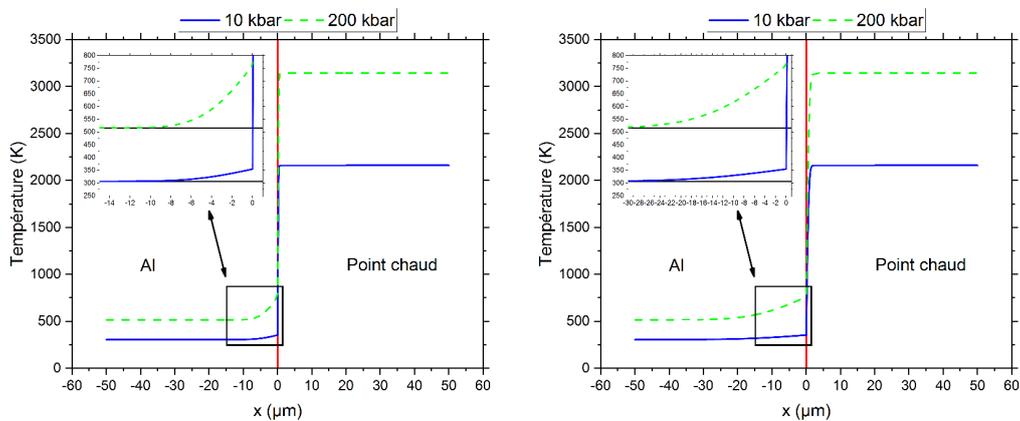
les profils calculés aux temps respectifs de 100 ns et 1 μ s pour les pressions de 50 kbar et 200 kbar. On peut remarquer que le transfert thermique est négligeable, compte-tenu de la faible épaisseur de peau thermiquement affectée. Cela est dû à la diffusivité thermique des produits qui est nettement plus petite que celle de l'aluminium. La diffusivité thermique α caractérise la capacité d'un matériau à transmettre spatialement la chaleur. Les gaz chauds transmettent moins bien la chaleur, donc le flux thermique sortant à l'interface, qui est égal au flux thermique entrant dans l'aluminium, est faible. La particule ne peut pas être chauffée dans le temps caractéristique de la transition choc détonation.

Il est alors possible de conclure qu'il y a un déséquilibre thermique au sein de la matière et que l'aluminium reste solide et inerte pendant toute la phase de TCD, dans la zone de réaction qui suit le choc. Le chauffage de l'aluminium, induit par ce déséquilibre thermique, ne peut pas être responsable d'un transfert d'énergie entre la phase réactive et l'aluminium. Il ne peut pas expliquer la désensibilisation observée.



(a) Profil de température après 100 ns de transfert thermique

(b) Profil de température après 1 μs de transfert thermique



(c) Profil de température après 100 ns de transfert thermique

(d) Profil de température après 1 μs de transfert thermique

FIGURE 11.2 – Profils de température de part et d'autre de l'interface (ligne rouge en $x = 0$) entre la particule d'aluminium et les gaz des points chauds pour différentes pressions et différents temps de transfert. Les lignes horizontales sur les zooms représentent les températures sous choc de l'aluminium et de point chaud. Les figures 11.2a et 11.2b correspondent aux calculs effectués avec la conductivité de SIAME, alors que les figures 11.2c et 11.2d correspondent à celle du modèle de Bastea [15].

11.2 Influence du déséquilibre thermique et mécanique

Nous venons de montrer qu'il existe un déséquilibre thermique au sein de l'explosif. Il nous faut maintenant s'attarder sur l'hypothèse d'équilibre mécanique qui implique un équilibre de vitesse matérielle et un équilibre de pression. Ces deux équilibres peuvent exister indépendamment l'un de l'autre. Il s'agit donc maintenant de statuer sur la légitimité de ces deux hypothèses et leur impact dans la modélisation de la TCD.

Jusqu'à alors, le fonctionnement des explosifs est modélisé à partir des équations d'Euler, présentées dans le chapitre 1, où seuls la phase inerte et les produits de détonation sont pris en compte *via* une loi de mélange Pv^3 , PT^4 ou encore $H(P)^5$, au choix du détonicien. Les différents équilibres ont été discutés dans la partie 3.3. L'explosif est alors macroscopiquement décrit par les équations d'Euler moyennées. Il s'agit, en quelque sorte, du mouvement du centre de masse.

3. Equilibre de la pression et du volume spécifique entre les deux phases
4. Equilibre de la pression et de la température entre les deux phases
5. Equilibre de l'enthalpie entre les deux phases

La prise en compte des particules d'aluminium nécessite de changer de paradigme et d'utiliser les équations multiphasiques. Chaque phase est en équilibre thermodynamique et possède ses propres variables mécaniques et thermodynamiques. Les interactions entre les phases sont gouvernées par les forces de traînée, les échanges de chaleur et la réactivité des phases. Dans un premier temps, nous présenterons les équations multiphasiques avant de les appliquer à un explosif aluminisé pour quantifier les conséquences de la prise en compte des déséquilibres.

11.2.1 Equations de conservation multiphasiques

Afin d'établir les équations de conservation multiphasiques, essentielles pour notre étude, nous devons choisir une microstructure de référence avec un nombre de phases donné. Une micrographie de la surface d'un échantillon de PBXN109 est donnée avec la figure 11.3b. Nous allons donc nous appuyer sur une représentation schématique de cette microstructure comme présentée avec la figure 11.3a. On considère un volume de contrôle V de l'explosif au sein duquel cohabitent particules métalliques, charges explosives, liant et poches de gaz produits et où la proportion de chaque phase est respectée.

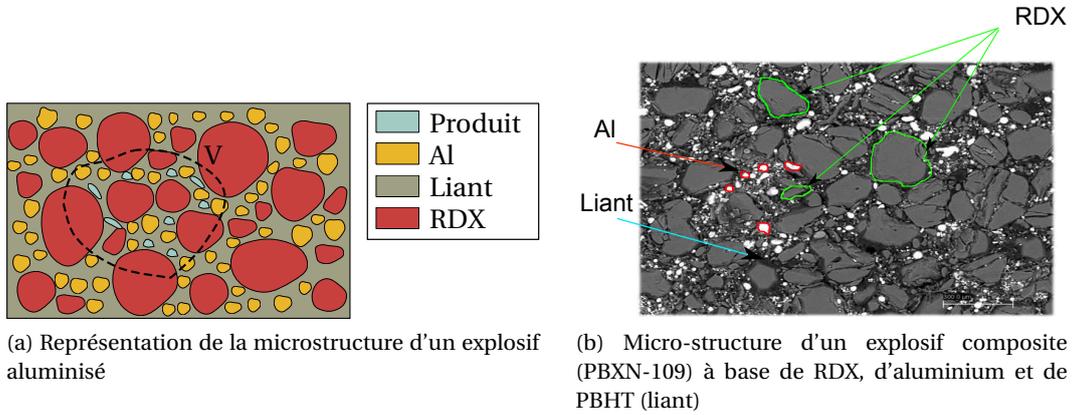


FIGURE 11.3 – Exemple de microstructure d'un explosif aluminisé visualisé par microscopie optique. La figure de gauche est une représentation schématique de la microstructure, afin de définir le volume de contrôle V pour l'étude.

Dans ce volume V , les équations de conservations (masse, quantité de mouvement et énergie totale) sont valables dans chacune des phases prises indépendamment les unes des autres. Ainsi, le système d'équation (11.7) à (11.9) décrit le mouvement de chaque phase sans interaction avec les phases voisines.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (11.7)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}^2) = -\nabla p \quad (11.8)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho E + p) \mathbf{u} = 0 \quad (11.9)$$

Notre but étant d'établir les équations de conservation multiphasiques, il faut définir la fonction indicatrice X_k qui vaut, 1 dans la phase k , et 0 ailleurs. Cette fonction permet de spécifier les équations précédemment données à la phase que l'on étudie.

$$X_k = \begin{cases} 1, & \forall x \in k \\ 0, & \text{sinon} \end{cases}, \quad \frac{\partial X_k}{\partial t} + \sigma \nabla X_k = 0, \quad \text{avec } \sigma \text{ vitesse d'interface} \quad (11.10)$$

Les équations (11.7), (11.8) et (11.9) sont multipliées par X_k afin de sélectionner la phase d'intérêt k . En utilisant la propriété de transport de l'interface donnée dans (11.10), le système se simplifie pour donner les équations (11.11) à (11.14).

$$\frac{\partial X_k \rho}{\partial t} + \nabla \cdot X_k \rho \mathbf{u} = \rho (\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) \nabla X_k, \quad (11.11)$$

$$\frac{\partial X_k \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot X_k (\rho \mathbf{u}^2 + p) = (\rho \mathbf{u} (\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) + p) \nabla X_k, \quad (11.12)$$

$$\frac{\partial X_k \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot X_k (\rho E + p) \mathbf{u} = p \mathbf{u} \nabla X_k + \rho E (\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) \nabla X_k, \quad (11.13)$$

$$\frac{\partial X_k}{\partial t} + \boldsymbol{\sigma} \nabla X_k = 0. \quad (11.14)$$

Ces équations décrivent le mouvement de chaque phase au sein de l'écoulement global. Néanmoins, au sein du volume de contrôle V , il n'y a pas de raisons que chaque volume de phase k soit dans le même état thermodynamique. Cela implique que les grandeurs associées à chaque phase fluctuent. Ainsi toute grandeur se décompose en une moyenne et une fluctuation, sous la forme (11.15),

$$f = \langle f \rangle + f', \quad (11.15)$$

avec $\langle f \rangle$ la moyenne de f et f' la fluctuation, d'amplitude faible devant f . C'est pourquoi, dans la suite de l'étude, nous nous intéressons aux grandeurs moyennes qui sont les grandeurs calculées dans nos codes de simulation. Pour cela, un opérateur de moyenne volumique (moyenne de Reynolds) et un opérateur de moyenne massique, dite moyenne de Favre, sont nécessaires et définis en annexe E. La moyenne de Reynolds et de Favre sont notées respectivement \bar{f} et \tilde{f} alors que leur fluctuation sont notées f' et f'' . À partir d'opérations de moyenne sur les équations (11.11) à (11.13), on obtient les équations multiphasiques (11.16) à (11.18). La démonstration est donnée en annexe E. Ces équations font apparaître les termes d'échanges entre les phases ainsi que les termes issus de la fluctuation des grandeurs au sein des phases.

$$\frac{\partial \alpha_k \bar{\rho}_k}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_k \bar{\rho}_k \tilde{\mathbf{u}}_k = \overline{\rho (\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) \nabla X_k}, \quad (11.16)$$

$$\frac{\partial \alpha_k \bar{\rho}_k \tilde{\mathbf{u}}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \bar{\rho}_k \tilde{\mathbf{u}}_k^2 + \alpha_k \bar{p}_k) = \overline{(\rho \mathbf{u} (\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) + p) \nabla X_k} - \nabla \cdot (\alpha_k \bar{\rho}_k \mathbf{u}''^2), \quad (11.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_k \bar{\rho}_k \tilde{E}_k}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_k (\bar{\rho}_k \tilde{E}_k \tilde{\mathbf{u}}_k + \bar{p}_k \tilde{\mathbf{u}}_k) &= \overline{p \mathbf{u} \nabla X_k + \rho E (\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) \nabla X_k} \\ &\quad - \nabla \cdot \alpha_k (\overline{\bar{\rho}_k E_k'' \mathbf{u}_k''} + \overline{p_k' u_k''}), \end{aligned} \quad (11.18)$$

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \overline{\boldsymbol{\sigma} \nabla X_k} = 0. \quad (11.19)$$

Ces trois équations de conservation sont complétées par des relations sur les grandeurs globales du mélange (11.20) à (11.27), avec l'hypothèse sous-jacente de l'additivité des volumes, des énergies et des masses. Cela revient à négliger les grandeurs de mélange. Les grandeurs α_k et λ_k représentent respectivement la fraction volumique et la fraction massique de la phase k .

$$\alpha_k \rho_k \equiv \rho \lambda_k \quad (11.20)$$

$$\sum_k \alpha_k \equiv 1 \quad (11.21)$$

$$\sum_k \lambda_k \equiv 1 \quad (11.22)$$

$$\rho \equiv \sum_k \alpha_k \rho_k \quad (11.23)$$

$$e \equiv \sum_k \lambda_k e_k \quad (11.24)$$

$$h \equiv \sum_k \lambda_k h_k \quad (11.25)$$

$$\mathbf{u} \equiv \sum_k \lambda_k \mathbf{u}_k \quad (11.26)$$

$$p \equiv \sum_k \alpha_k p_k. \quad (11.27)$$

11.2.2 Étude du mouvement du centre de masse

Nous venons de démontrer la forme locale des équations de conservation multiphasiques. Ces équations sont fermées à l'aide des relations (11.20) à (11.27). Les termes de droite dans les équations de conservation représentent les termes sources issus des interactions entre phases et les termes issus des fluctuations des grandeurs au sein de chaque phase. Nous faisons l'hypothèse que les fluctuations sont négligeables devant les grandeurs moyennes. C'est une hypothèse couramment faite en détonique. Seuls les termes d'échanges restent. Ils doivent être modélisés pour permettre la résolution des équations et c'est là tout l'enjeu de ce formalisme. Baer et Nunziato [8], dans un premier temps, puis Saurel et Abgrall [1] ensuite, ont proposé une fermeture des équations en modélisant les termes de transferts *via* deux paramètres, λ^6 et μ , en négligeant les échanges de chaleur et de masse. Cette fermeture introduit des paramètres qu'il faut déterminer pour le matériau.

Il faut se rappeler que, dans cette partie sur l'influence des déséquilibres thermique et mécanique, notre objectif est de statuer sur la nécessité de considérer un système multiphasique pour modéliser le fonctionnement des explosifs aluminisés, c'est-à-dire résoudre les équations précédemment démontrées. Pour ce faire, il est judicieux de s'intéresser au comportement global de l'écoulement à partir des descriptions de chaque phase. Il s'agit de décrire le mouvement du centre de masse. Nous avons vu que, dans la modélisation classique des explosifs, seul le centre de masse est décrit. En travaillant sur les équations du centre de masse écrites à partir d'une description multiphasique, cela permet de comparer directement les deux approches et de quantifier les écarts.

Les équations du centre de masse, (11.28) à (11.30), sont déduites des équations multiphasiques en sommant chaque équation sur l'ensemble des phases pour faire apparaître les variables globales de l'écoulement. Leur démonstration est donnée en annexe E.2. Les grandeurs ρ , e , h , \mathbf{u} et p sont les variables associées au centre de masse.

L'écriture des équations du centre de masse fait apparaître les termes de déséquilibre. Dans l'hypothèse d'un équilibre thermique et mécanique, on retrouve les équations d'Euler « classiques ». Nous allons désormais évaluer l'ordre de grandeur de ces termes de déséquilibre.

6. λ est ici différent de la fraction massique

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0 \quad (11.28)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u}^2 + \nabla \cdot \rho \sum_k \lambda_k (\mathbf{u} - \mathbf{u}_k)^2 + \nabla \cdot \sum_k \alpha_k p_k \mathbf{I} = \mathbf{0} \quad (11.29)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho E + \frac{\rho}{2} \sum_k \lambda_k (\mathbf{u} - \mathbf{u}_k)^2 \right) + \frac{1}{2} \nabla \cdot \rho \mathbf{u}^3 + \\ \frac{1}{2} \nabla \cdot \rho \left(\sum_k \lambda_k (\mathbf{u}_k - \mathbf{u})^3 + 3 \mathbf{u} \sum_k \lambda_k (\mathbf{u}_k - \mathbf{u})^2 \right) + \nabla \cdot \sum_k \alpha_k \rho_k h_k \mathbf{u}_k = 0 \end{aligned} \quad (11.30)$$

$$\rho \equiv \sum_k \alpha_k \rho_k \quad (11.31)$$

$$e \equiv \sum_k \lambda_k e_k \quad (11.32)$$

$$h \equiv \sum_k \lambda_k h_k \quad (11.33)$$

$$\mathbf{u} \equiv \sum_k \lambda_k \mathbf{u}_k \quad (11.34)$$

$$p \equiv \sum_k \alpha_k p_k. \quad (11.35)$$

11.2.3 Application aux explosifs aluminisés

Nous allons appliquer les équations précédemment introduites aux explosifs aluminisés et plus particulièrement au PBXN109. La figure 11.3 met en avant la présence de quatre phases dont il faut tenir compte pour modéliser l'explosif. En revanche, ces quatre phases ne sont pas en déséquilibre complet : certaines hypothèses peuvent être faites. Nous associerons en une seule phase condensée les grains explosifs et le liant. Le système est donc réduit à trois phases. Les réactions chimiques, au sein de la phase explosive, se propagent comme des fronts de déflagration. Ces fronts de déflagration produisent des ondes de compression se déplaçant nettement plus vite que la déflagration et permettant ainsi d'équilibrer la pression en amont et aval du front grâce aux différents allers-retours d'ondes. L'hypothèse d'équilibre de pression entre la phase condensée réactive et la phase gazeuse peut être faite. Les particules d'aluminium ont un diamètre de l'ordre de 50 μm . Le temps de passage d'un choc ayant une vitesse de 5000 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ⁷ est de 10 ns. On peut alors légitimement penser que la pression dans les particules s'équilibre très rapidement avec celle de la phase gazeuse suite à plusieurs allers-retours d'ondes dans les particules. En ce qui concerne les vitesses matérielles, Kapila [86] a montré que l'équilibre peut légitimement être fait entre la phase gazeuse et la phase condensée. En revanche, les particules d'aluminium possèdent leur propre vitesse matérielle ainsi que leur propre température et donc leur propre énergie et enthalpie. Finalement le système est constitué d'une phase réactive (grains explosifs, liant et produits de réactions), indiquée x , et d'une phase inerte (particules d'aluminium), indiquée al , en déséquilibre de vitesse matérielle et en équilibre de pression. Ces hypothèses mènent aux relations suivantes.

$$\lambda_x = \lambda_s + \lambda_p \quad (11.36)$$

$$\lambda_{al} = 1 - \lambda_x \quad (11.37)$$

$$\mathbf{u} = \lambda_x \mathbf{u}_x + \lambda_{al} \mathbf{u}_{al} \quad (11.38)$$

$$\mathbf{u} = \lambda_x (\mathbf{u}_x - \mathbf{u}_{al}) + \mathbf{u}_{al} \quad (11.39)$$

$$\mathbf{u} = \lambda_{al} (\mathbf{u}_{al} - \mathbf{u}_x) + \mathbf{u}_x. \quad (11.40)$$

7. Cette vitesse de choc est représentative des vitesses initiales mesurées en entrée de l'explosif

Comme nous l'avons montré précédemment, l'équation de conservation de la masse ne fait pas intervenir de terme d'écart de vitesse. Cette équation n'est donc pas modifiée. L'équation (11.29), quant à elle, s'écrit sous la forme (11.41).

$$(11.29) \Leftrightarrow \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u}^2 + \nabla p + \nabla \cdot \rho (\lambda_x (\mathbf{u} - \mathbf{u}_x)^2 + \lambda_{al} (\mathbf{u} - \mathbf{u}_{al})^2) = \mathbf{0} \quad (11.41)$$

D'après (11.39) et (11.40), on obtient :

$$(11.41) \Leftrightarrow \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u}^2 + \nabla p + \nabla \cdot \rho (\lambda_x \lambda_{al}^2 (\mathbf{u}_{al} - \mathbf{u}_x)^2 + \lambda_{al} \lambda_x^2 (\mathbf{u}_x - \mathbf{u}_{al})^2) = \mathbf{0}, \quad (11.42)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u}^2 + \nabla p + \nabla \cdot \rho (\lambda_x \lambda_{al} (\mathbf{u}_{al} - \mathbf{u}_x)^2) = \mathbf{0}. \quad (11.43)$$

Finalement, l'équation de conservation de la quantité de mouvement bi-phasique s'écrit :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u}^2 + \nabla p + \nabla \cdot \underbrace{\rho (\lambda_x \lambda_{al} (\mathbf{u}_{al} - \mathbf{u}_x)^2)}_{\Gamma_1} = \mathbf{0}. \quad (11.44)$$

Comme précédemment, nous prenons pour départ l'équation (11.30) et développons afin de faire intervenir la vitesse des particules et la vitesse de la phase gazeuse ou condensée. Nous obtenons alors :

$$(11.30) \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho E + \frac{\rho}{2} \lambda_x \lambda_{al} (\mathbf{u}_{al} - \mathbf{u}_x)^2 \right) + \frac{1}{2} \nabla \cdot \rho \mathbf{u}^3 + \frac{1}{2} \nabla \cdot \rho (\lambda_{al} \lambda_x (\lambda_{al} - \lambda_x) (\mathbf{u}_{al} - \mathbf{u}_x)^3 + 3 \mathbf{u} \lambda_x \lambda_{al} (\mathbf{u}_{al} - \mathbf{u}_x)^2) + \nabla \cdot \underbrace{\rho (\lambda_s h_s \mathbf{u}_x + \lambda_p h_p \mathbf{u}_x + \lambda_{al} h_{al} \mathbf{u}_{al})}_{A} = 0. \quad (11.45)$$

Nous allons nous intéresser à la ré-écriture du terme A. L'équilibre enthalpique peut être fait entre la phase condensée réactive et la phase gazeuse ainsi :

$$A = \lambda_x h_x \mathbf{u}_x + \lambda_{al} h_{al} \mathbf{u}_{al}. \quad (11.46)$$

Lorsque l'équilibre de vitesse est atteint entre les phases, l'équation (11.45) doit être équivalente à l'équation de conservation de l'énergie totale pour un système homogène. Il devient alors nécessaire de faire apparaître le terme $\nabla \cdot (\rho e + p) \mathbf{u} = \nabla \cdot \rho h \mathbf{u}$.

$$h \mathbf{u} = (\lambda_x \mathbf{u}_x + \lambda_{al} \mathbf{u}_{al}) (\lambda_x h_x + \lambda_{al} h_{al}) \quad (11.47)$$

$$= (\lambda_x (h_x - h_{al}) + h_{al}) (\lambda_{al} (\mathbf{u}_{al} - \mathbf{u}_x) + \mathbf{u}_x) \quad (11.48)$$

$$= \lambda_x \lambda_{al} (h_x - h_{al}) (\mathbf{u}_{al} - \mathbf{u}_x) + \underbrace{\lambda_x \mathbf{u}_x h_x + \lambda_{al} \mathbf{u}_{al} h_{al}}_A - \underbrace{\lambda_x \mathbf{u}_x h_{al} - \mathbf{u}_x h_{al} \lambda_{al} + \lambda_{al} h_{al}}_{=0} \quad (11.49)$$

$$\Rightarrow \rho A = \rho h \mathbf{u} - \rho \lambda_x \lambda_{al} (h_x - h_{al}) (\mathbf{u}_{al} - \mathbf{u}_x) \quad (11.50)$$

On en déduit alors que la conservation de l'énergie totale dans un système avec deux vitesses matérielles s'écrit :

$$(11.45) \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho E + \frac{\rho}{2} \lambda_x \lambda_{al} (\mathbf{u}_{al} - \mathbf{u}_x)^2 \right) + \nabla \cdot \left[\begin{array}{l} (\rho E + p) \mathbf{u} + \underbrace{\frac{\rho \lambda_{al} \lambda_x}{2} (\lambda_{al} - \lambda_x) (\mathbf{u}_{al} - \mathbf{u}_x)^3}_{\Theta_1} + \underbrace{\frac{3\rho}{2} \mathbf{u} \lambda_x \lambda_{al} (\mathbf{u}_{al} - \mathbf{u}_x)^2}_{\Theta_2} + \\ \underbrace{\rho \lambda_x \lambda_{al} (h_x - h_{al}) (\mathbf{u}_x - \mathbf{u}_{al})}_{\Theta_3} \end{array} \right] = 0. \quad (11.51)$$

11.2.4 Quantification de l'impact des déséquilibres thermique et mécanique sur l'écoulement du centre de masse

Après avoir présenté les équations gouvernant le mouvement de notre système réduit à deux phases en déséquilibre thermique et de vitesse matérielle, nous allons essayer de quantifier l'influence des différents termes apparus dans le formalisme multiphasique. Pour cela, nous nous sommes appuyés sur un calcul réactif de TCD de l'explosif B2238A et avons essayé d'évaluer les termes de déséquilibre. Les profils de pression, température et vitesse matérielle de l'écoulement sont donnés en annexe E.2.4.

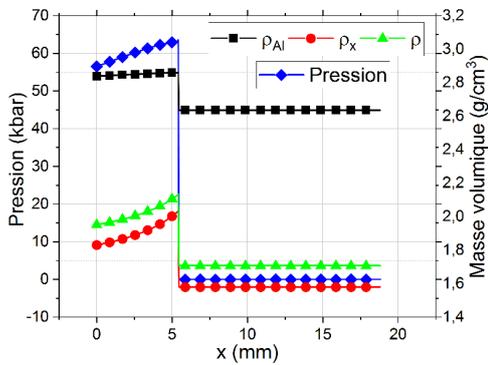
Les grandeurs calculées ont été associées à celles du centre de masse et à partir des relations (11.20) à (11.27), les états thermodynamiques et mécaniques des phases explosive et inerte ont été reconstruits. D'après les conclusions émises dans la partie 11.1, le chauffage de l'aluminium n'a pas le temps de se faire. Ainsi, dans cette comparaison, il a une température constante égale à sa température sous choc (330 K), tout le long de l'écoulement, afin de respecter le principe du déséquilibre thermique démontré dans la partie 11.1. Il en est de même pour sa vitesse matérielle ($275 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$), prise sur la polaire à la valeur de pression de choc dans le matériau. Cette approximation de la vitesse matérielle des particules par la vitesse donnée par la polaire de choc est discutable. En effet, l'état thermodynamique et mécanique de l'aluminium au sein de l'écoulement ne se situe pas forcément sur la polaire de premier choc. Là encore, cette approximation est la seule solution pour déterminer un état sans traiter les transferts entre les phases. De plus, la valeur de vitesse matérielle prise est celle pour la vitesse initiale du choc dans la B2238A, ce dernier accélère compte-tenu de la réactivité du matériau. Ainsi, la vitesse déterminée est la plus basse que l'aluminium peut avoir avec l'approximation qu'il se situe sur sa polaire de premier choc. L'écart de vitesse est alors maximisé et notre étude est, de ce fait, majorante.

En revanche, la densité de l'aluminium est recalculée afin d'obtenir une enthalpie et une énergie interne consistante avec sa pression et sa température. Une équation d'état Murnaghan est choisie pour modéliser l'aluminium. Dès lors, l'état de l'aluminium est parfaitement connu en tous points de l'écoulement.

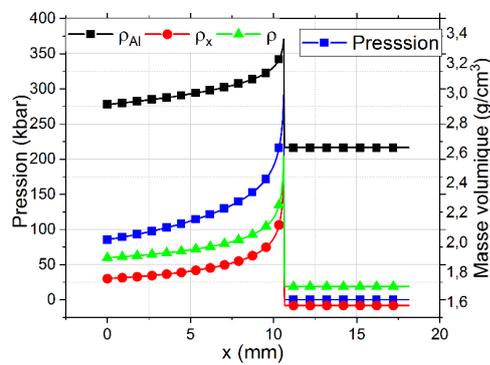
La figure 11.4 présente deux comparaisons des diverses contributions à des temps différents lors de la TCD. Les figures 11.4a et 11.4b montrent l'évolution du profil de pression et de masse volumique pour chaque phase. Quant aux figures 11.4c et 11.4d, elles présentent la comparaison entre les termes « réguliers » et les termes de déséquilibre pour l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Enfin, les figures 11.4e et 11.4f présentent la même comparaison pour l'équation de conservation de l'énergie.

Nous pouvons remarquer que les termes ajoutés par le formalisme multiphasique sont, dans la plupart des graphiques, inférieurs de deux ordres de grandeur aux termes réguliers. Il est alors possible de conclure que la prise en compte de ce déséquilibre mécanique et thermique n'influence en rien les équations de conservation appliquées au centre de masse. Ils peuvent être négligés sans modifier le comportement global de l'écoulement moyen. Cela permet alors de s'affranchir d'un code multiphasique où la fraction volumique de chaque phase doit être suivie et les termes de transferts modélisés.

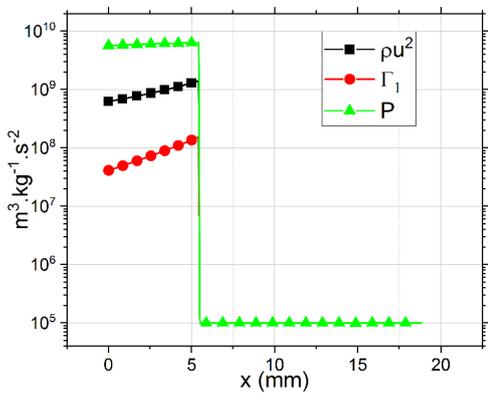
En revanche, ce constat ne permet pas de statuer sur la nécessité de prendre en compte les échanges entre les phases pour expliquer l'effet des particules sur la cinétique de l'explosif. En effet, même si, ni l'écart d'enthalpie ni l'écart de vitesse entre les phases n'influent sur les équations de conservation du mouvement moyen, les échanges thermiques, d'énergie ou de masse peuvent jouer un rôle dans le développement de la cinétique de l'explosif et ainsi, avoir un effet de désensibilisation. Une des voies permettant de quantifier le poids des échanges entre les phases sur la cinétique de décomposition de l'explosif est la simulation numérique de l'écoulement à l'échelle mésoscopique, qui permet de quantifier les échanges entre les phases sans avoir besoin de modéliser les termes de transferts des équations multiphasiques.



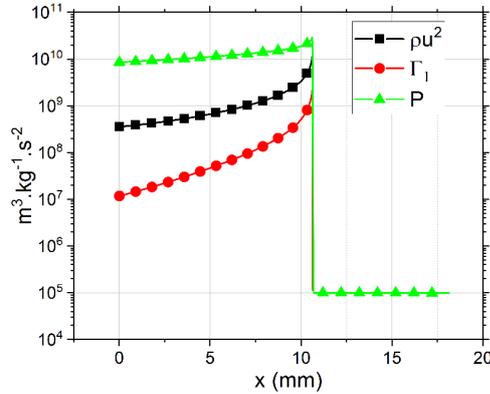
(a) Profils de pression et masse volumique à $t=2,5\ \mu\text{s}$



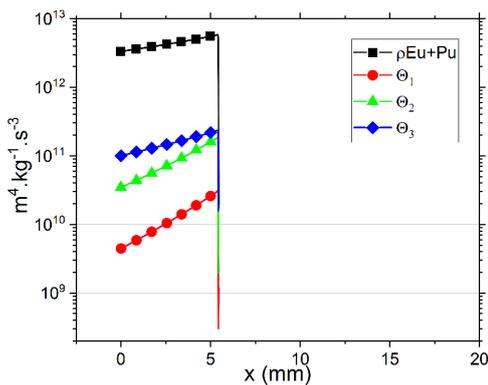
(b) Profils de pression et masse volumique à $t=3,7\ \mu\text{s}$



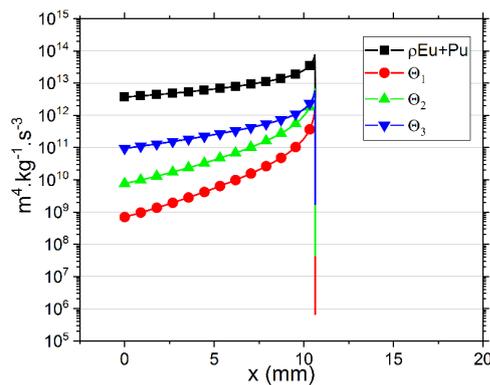
(c) Comparaison des termes de l'équation de conservation de la quantité de mouvement à $t=2,5\ \mu\text{s}$



(d) Comparaison des termes de l'équation de conservation de la quantité de mouvement à $t=3,7\ \mu\text{s}$



(e) Comparaison des termes de l'équation de conservation de l'énergie à $t=2,5\ \mu\text{s}$



(f) Comparaison des termes de l'équation de conservation de l'énergie à $t=3,7\ \mu\text{s}$

FIGURE 11.4 – Comparaison des différentes contributions d'écart de vitesse ou d'enthalpie présentes dans les équations de conservation multiphasiques

11.3 Synthèse sur l'équilibre thermique et mécanique

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la question de l'équilibre thermique entre les particules et l'écoulement autour, dans la phase de transition à la détonation. À partir de calculs d'ordre de grandeur de l'échauffement d'une particule sous l'effet de la conduction thermique, nous avons mis en évidence le fait qu'un déséquilibre thermique persiste dans les temps caractéristiques mis en jeu. La limite de cette étude est de calculer l'échauffement dû seulement à la conduction thermique alors que le rayonnement est certainement présent.

Néanmoins, nous avons montré que la température des particules d'aluminium reste très nettement inférieure à la température de fusion de l'aluminium. Étant donné que l'aluminium doit passer à l'état liquide pour pouvoir ensuite se vaporiser et alors réagir en phase gazeuse avec les produits de réaction de la décomposition des nitramines, on peut conclure que les particules d'aluminium sont inertes durant la transition à la détonation. Ainsi, ni le transfert thermique ni la réactivité de l'aluminium ne peuvent expliquer la désensibilisation due à l'ajout de particules d'aluminium.

Dans un second temps, nous avons étudié l'influence du déséquilibre thermique et mécanique sur l'écriture des équations régissant l'écoulement. Pour cela, nous avons démontré le formalisme multiphasique en déséquilibre de température et vitesse matérielle, avant d'écrire les équations moyennes du centre de masse à partir de ce formalisme multiphasique. Cette écriture permet de mettre en avant l'influence des termes de déséquilibre sur l'écoulement moyen. Afin de quantifier cette influence, nous avons calculé l'amplitude de ces termes ajoutés à partir d'un calcul d'hydrodynamique et des profils des grandeurs dans la phase de transition. Il s'avère que ces termes de déséquilibre sont inférieurs de plusieurs ordres de grandeurs aux termes réguliers. Ainsi, en les négligeant, on retrouve les équations d'Euler « classiques » appliquées au centre de masse des phases. Finalement, le système d'équations s'écrit sous la forme (11.52) à (11.56), avec une seule pression et une seule vitesse matérielle dans l'écoulement.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0 \quad (11.52)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}^2) = -\nabla p \quad (11.53)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho E + p) \mathbf{u} = 0 \quad (11.54)$$

$$\rho \equiv \sum_k \alpha_k \rho_k \quad (11.55)$$

$$e \equiv \sum_k \lambda_k e_k \quad (11.56)$$

Cette conclusion est importante quant à la voie de modélisation prise pour les explosifs aluminisés. Elle permet de rester dans le cadre d'une modélisation à deux phases (phase inerte et phase gazeuse), ce qui est nécessaire pour pouvoir traiter ces explosifs dans nos codes de production. Le choix d'une modélisation multiphasique entraînerait un changement de paradigme quant à la nature des codes utilisés.

En revanche, cette étude ne permet pas de statuer sur l'importance de la prise en compte du transfert de quantité de mouvement ou d'énergie entre les phases. Dans l'écriture des équations du centre de masse, les termes sources sont sommés et donc leur influence occultée. Afin d'étudier l'hypothèse de transfert de quantité de mouvement et donc d'énergie, il faut procéder à la simulation directe de l'écoulement. Il s'agit d'une approche mésoscopique.

Chapitre 12

Approche mésoscopique

Sommaire

12.1 Stratégie de calcul	180
12.1.1 Construction des échantillons	180
12.1.2 Méthode de dépouillement	181
12.2 Analyse des résultats	183
12.2.1 Exemple de cartographie	183
12.2.2 Sur la pression et la vitesse de choc	184
12.2.3 Sur la vitesse de détonation	186
12.2.4 Sur l'épaisseur de la zone de réaction	187
12.2.5 Sur l'équilibre mécanique entre les phases	188
12.2.6 Sur le diagramme Pop-plot numérique	189
12.3 Synthèse et conclusions sur l'approche mésoscopique	191

Nous présentons, en introduction, les différentes échelles temporelles et spatiales qui interviennent dans la simulation du fonctionnement d'un explosif. L'amorçage se situe entre l'échelle mésoscopique et l'échelle macroscopique. Les modèles de première et seconde génération, et dans une moindre mesure, les modèles hybrides, se situent à l'échelle macroscopique et décrivent l'explosif comme un matériau homogène. En revanche, les modèles de troisième génération commencent à considérer le matériau à l'échelle des grains d'explosif. Enfin, les modèles de quatrième génération, apparus dans les années 2016-2019, simulent complètement le comportement de l'explosif à l'échelle mésoscopique.

Dans notre cas, nous avons vu avec le chapitre précédent, que l'utilisation de calculs mésoscopiques s'imposent pour évaluer les échanges mécaniques et énergétiques au sein de la matière. Pour mener à bien cette étude, nous avons envisagé de procéder au calcul direct du passage d'un choc au sein d'une microstructure constituée des quatre phases que sont les grains d'explosifs, le liant, les particules d'aluminium et les produits gazeux de réaction. Dans cette première approche, nous considérons les échanges thermiques ainsi qu'une réactivité des grains de nitramine *via* une loi d'Arrhénius. L'idée était d'avoir le plus de phénomènes physiques dans le calcul afin de quantifier au mieux le comportement sous choc de l'échantillon. Malheureusement, cette approche n'a pu aboutir, du fait de problèmes numériques.

La modélisation a été alors simplifiée afin de pouvoir dégager des tendances quant à l'influence des particules métalliques. Ce chapitre a donc pour objectif de présenter ces calculs simplifiés et les premières conclusions qui se dégagent. L'ensemble des calculs a été réalisé par Marc Genetier, chercheur au sein du laboratoire et co-encadrant de la thèse. Les dépouillements ont, quant à eux, fait l'objet de nombreuses discussions ¹.

Dans un premier temps, nous allons nous attarder à présenter la construction des échantillons numériques ainsi que la méthode de calcul et de dépouillement. Enfin, la seconde partie du chapitre sera dédiée à l'analyse et aux conclusions.

12.1 Stratégie de calcul

12.1.1 Construction des échantillons

Nous nous sommes intéressés à un explosif composite aluminisé à base de RDX et avons cherché un moyen de décrire la microstructure afin de permettre une étude paramétrique sur la fraction volumique d'aluminium au sein de l'explosif.

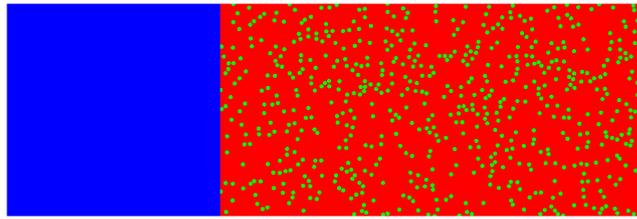
La problématique, qui apparaît avec une description précise des phases, est de connaître les équations d'état et les lois de cinétique qui gèrent les débits de masse. Afin de simplifier la microstructure, une modélisation mésoscopique « par partie » a été menée. La phase réactive, dite la phase RDX plus liant, a été modélisée au moyen d'un explosif connu. Au sein de cette matrice explosive, des particules sphériques d'aluminium ont été ajoutées. Finalement, le système est réduit à deux phases solides plus une phase gazeuse. L'avantage d'un tel choix de modélisation est que les équations d'état pour la phase inerte et les produits de réaction de l'explosif sont connues, ainsi que le modèle cinétique. C'est en cela que l'on peut dire que c'est un calcul mésoscopique par partie, les interactions avec le liant ne sont pas prises en compte. La matrice est vue comme un matériau homogène.

L'étude réalisée est bi-dimensionnelle ce qui permet une méthode de construction des échantillons assez simple. Un échantillon de 5 mm de large par 10 mm de long d'explosif est créé, puis des particules circulaires de 100 μm sont disposées aléatoirement au sein de la surface d'explosif. Le nombre de particules introduites est calculé afin de respecter la fraction surfacique désirée. Avec cette approche, on considère que l'échantillon est infini dans la troisième direction et que les particules sont, en réalité, des cylindres infinis. En revanche, il y a équivalence entre les fractions surfaciques et volumiques. Un maillage cartésien avec des mailles de 5 μm de côté est utilisé. Il s'agit d'un calcul Euler, c'est-à-dire que les contacts entre la matrice et les inclusions métalliques ne sont pas traités. Cela diffère d'un calcul lagrangien où les efforts de contact doivent être modélisés. Un exemple de microstructure est donnée avec la figure 12.1. Le calcul consiste en l'impact d'un projectile en aluminium sur la face gauche de l'échantillon d'explosif. Une onde de choc est donc transmise à la microstructure. L'analyse consistera à étudier la vitesse de cette onde de choc réactive ainsi que les propriétés de l'écoulement en aval. Les bords des échantillons sont traités avec des conditions limites de type mur.

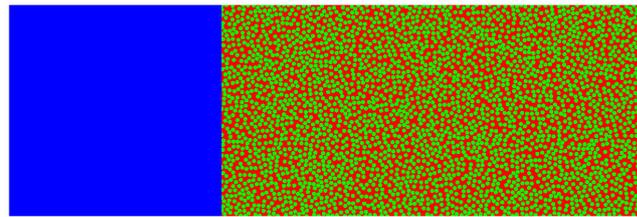
Une étude paramétrique de l'influence de la fraction volumique d'aluminium, en fonction de la pression de choc, sur le comportement de l'explosif a été réalisée. Cinq fractions volumiques, allant de 0,0 à 0,5 par pas de 0,1, ont été explorées. En ce qui concerne la pression de choc, il n'est pas possible de la connaître à l'avance. C'est pourquoi, la variation paramétrique a été faite sur la vitesse d'impact du projectile, ce qui, *in fine*, se traduit en variabilité sur la pression de choc. La vitesse d'impact varie de 100 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ à 2000 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ par pas de 100 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Cela porte à 20 le nombre de calculs effectués par fraction volumique d'aluminium. L'étude entière comporte 120 calculs d'une durée moyenne de 5 h

1. Certaines n'auront pas d'issue d'ici la fin de rédaction de ce manuscrit!

sur 16 processeurs, ce qui fait 9600 h² de calcul sur un seul processeur. Le code OURANOS a été utilisé pour réaliser ces simulations [85].



(a) Microstructure pour une fraction volumique d'aluminium de 0,1



(b) Microstructure pour une fraction volumique d'aluminium de 0,5

FIGURE 12.1 – Exemple d'une microstructure générée avec deux fractions volumiques d'aluminium. L'impacteur est en bleu sur la gauche de la figure, la matrice explosive est en rouge et les particules d'aluminium en vert.

Dans ces travaux, nous nous sommes concentrés sur l'influence de la fraction volumique mais n'avons pas traité l'influence de la taille des particules. De même, la répartition volumique des particules peut s'avérer être une problématique. Dans la réalité, c'est-à-dire dans le processus de fabrication des compositions explosives, la répartition n'est pas contrôlée. Il a alors été fait le choix que la répartition volumique des particules dans chaque calcul soit différente. De cette façon, l'analyse croisée des résultats est indépendante de la microstructure et est comparable à l'expérience.

12.1.2 Méthode de dépouillement

Le post-traitement de calculs mésoscopiques est plus complexe lorsque que l'on s'intéresse à des grandeurs macroscopiques comme la vitesse de choc réactif. De plus, le nombre important de calculs oblige à établir une méthode qui est appliquée à l'ensemble des cas, de façon systématique. Afin d'essayer de corréler les observations expérimentales avec les calculs, nous allons nous intéresser à la vitesse de choc réactif et aux profondeurs d'amorçage ainsi qu'à la pression de choc.

12.1.2.1 Dépouillement de la vitesse d'onde de choc

La vitesse de l'onde de choc n'est pas une sortie directe du code. Il faut la définir à partir des grandeurs mécanique et thermodynamique. La tâche se complexifie lorsque que l'on s'intéresse à une vitesse de choc macroscopique au sein d'une microstructure hétérogène. Pour ce faire, dix droites de profils, espacées de 5 mm ont été réparties sur la largeur de l'échantillon. Ces droites sont colinéaires à la propagation macroscopique du choc au sein du matériau. La position du choc est repérée sur chaque droite lorsque la pression dépasse un seuil. Ainsi, à chaque pas temporel, dix positions du choc sont relevées. La moyenne de ces positions est attribuée à la position du choc. La précision du

2. Soit 400 jours de calculs continus

diagramme de marche dépend de la fréquence de sortie des variables de l'écoulement. Dans notre cas, la précision temporelle est de 10 ns.

La vitesse est ensuite obtenue par dérivation numérique du diagramme de marche. Il est donc important que la fréquence temporelle des sorties soit importante afin que l'opération de dérivation n'entraîne pas un signal de vitesse trop bruité. À partir du diagramme de marche, il est également possible d'utiliser la méthode développée dans le cadre du dépouillement des essais Pop-plot. Une comparaison des deux approches est présentée, dans l'analyse des résultats (cf. partie 12.2). C'est à partir de cette méthode que les profondeurs d'amorçage ont été trouvées. Il s'agit d'une volonté de dépouiller, les calculs et les expériences, avec la même méthode, afin d'assurer une cohérence dans la comparaison des résultats.

12.1.2.2 Dépouillement de la pression de choc et des profils de vitesses matérielles

La pression de choc est une notion inhérente à l'étude de l'amorçage. Lorsque l'on traite des matériaux homogènes, elle peut simplement être identifiée, notamment grâce à la méthode de croisement des polaires. En revanche, à l'échelle mésoscopique, la pression n'est pas uniforme dans l'espace. Comment pouvons-nous alors définir une pression de choc?

Il a été fait le choix de s'intéresser à la pression moyenne 50 ns après l'impact. Afin d'uniformiser la pression dans le matériau, la pression à une distance donnée a été assimilée à la pression moyenne de la section à cette distance, de sorte à reconstruire un profil de pression. Cette opération a été faite par phase, puis les profils des phases ont été moyennés, afin d'obtenir un unique profil de pression rendant compte de la pression moyenne dans le matériau à un temps donné.

La même méthode a également été utilisée afin d'extraire du calcul les profils de vitesses matérielles, dans le but d'étudier l'amplitude du transfert de quantité de mouvement entre les phases. La figure 12.2 présente un exemple de dépouillement.

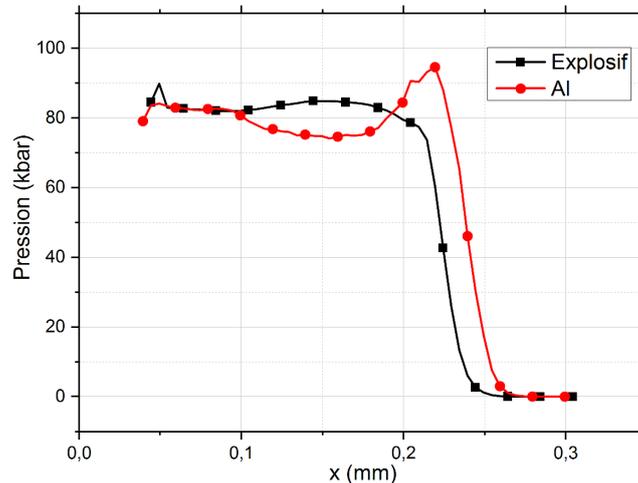


FIGURE 12.2 – Profils de pression dans l'aluminium et la matrice explosive, dans un cas d'impact à $1500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ sur l'échantillon avec une fraction volumique d'aluminium de 0,2

12.2 Analyse des résultats

12.2.1 Exemple de cartographie

À titre d'exemple, la figure 12.3 présente une carte de couleurs pour le champ de pression au sein des échantillons, pour une vitesse d'impact de $1500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Les images sont prises 750 ns après l'impact du projectile sur la frontière des échantillons. Le choc se propage donc de bas en haut. Il se trouve à une distance différente dans chacune des images. Il s'agit de l'effet de la polaire de choc et plus précisément, de la vitesse de choc initiale qui est différente. Cette observation sera discutée dans la partie 12.2.2.

Sur ces exemples de calculs, on peut remarquer la très nette différence de densité de particules d'aluminium, entre les fractions volumiques étudiées. Il est difficile de formuler quelques conclusions à partir de l'étude de ces cartographies. Toutefois, on peut apercevoir sur les figures 12.3a et 12.3b, des figures géométriques ressemblant à des cellules de détonation, plus souvent mises en évidence dans les détonations gazeuses. Ces cellules peuvent être dues aux conditions limites du calcul. En effet, les conditions de murs, sur les bords latéraux entraînent la propagation transversale d'ondes. Ces ondes interfèrent avec l'écoulement pour former des structures géométriques, semblables à des cellules de détonation. La visualisation du champ de vitesse transversale à l'écoulement confirme cette hypothèse.

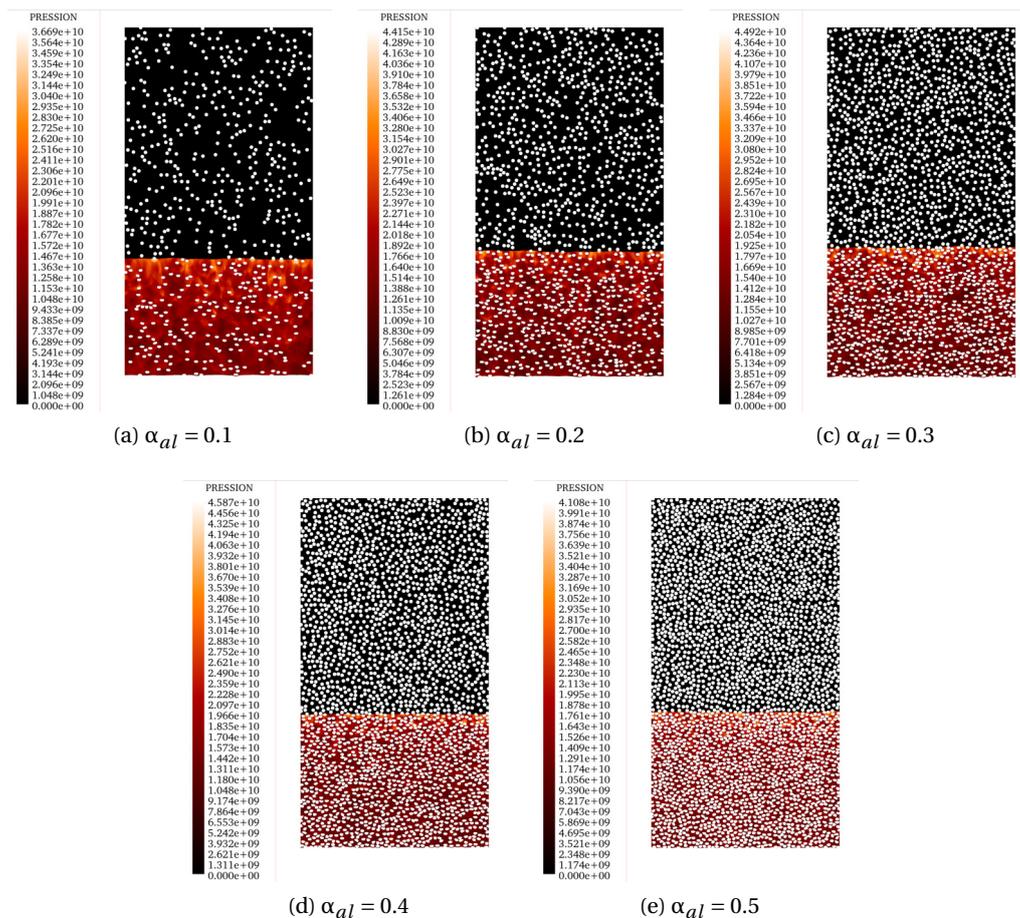


FIGURE 12.3 – Carte de couleurs représentant le champ de pression au sein des échantillons pour les fractions volumiques α_{al} étudiées. Les calculs présentés correspondent à une vitesse d'impact de $1500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et un temps de 750 ns. Les particules d'aluminium ne sont pas incluses dans la cartographie et apparaissent en blanc.

12.2.2 Sur la pression et la vitesse de choc

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux grandeurs macroscopiques comparables avec l'approche multiphasique présentée dans les chapitres 10 et 11. C'est-à-dire que nous avons cherché à savoir si les prévisions faites à partir des équations d'état de mélange étaient retrouvées par le calcul direct. La vitesse initiale de choc, dans le calcul direct, a été déterminée grâce à la méthode développée dans cette thèse et présentée dans la partie 7.2, en libérant la contrainte sur le paramètre D_0 . Dans les cas où la transition à la détonation n'a pas été obtenue dans les 10 mm de l'échantillon, la méthode d'ajustement n'est pas utilisable. La réactivité étant faible à basse vitesse d'impact, l'accélération du choc est presque nulle et donc la vitesse constante. Cette dernière a alors été prise égale à sa valeur moyenne sur le début de l'échantillon. C'est le cas pour la vitesse d'impact de $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ présentée avec la figure 12.4. Les vitesses données par les polaires de mélange ont été calculées avec MUPHINS.

On peut remarquer que la vitesse de choc initiale augmente avec la fraction volumique d'aluminium pour une vitesse d'impact donnée. On retrouve ici l'effet de la polaire de choc. L'ajout de particules métalliques a pour effet de rigidifier la structure et donc de « raidir » la polaire de choc. Ce comportement est observé à la fois dans le calcul direct et avec MUPHINS. De façon générale, les deux calculs sont concordants voire superposés pour les vitesses d'impact de $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $1000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Concernant les vitesses de $1500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $2000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, des différences plus importantes sont observables. Cela semble provenir de la méthode de dépouillement du calcul mésoscopique. En effet, avec ces vitesses d'impact, le choc accélère fortement sous l'effet de la réactivité, elle-même élevée. À titre d'exemple, la figure 12.5 présente les profils de vitesse de choc issus du calcul mésoscopique et ceux obtenus après ajustement du diagramme de marche par la fonction théorique d'accélération de l'onde. La vitesse initiale du choc est la vitesse à $t=0 \mu\text{s}$. Les profils de vitesse ne présentent pas de « plateau » au début du signal, permettant de distinguer clairement la vitesse de choc inerte. L'algorithme d'ajustement peut alors être biaisé et ne pas trouver une vitesse initiale de choc consistante.

Nous avançons donc l'hypothèse que l'algorithme d'ajustement, présenté dans la partie 7.2, possède quelques faiblesses, notamment lors de son utilisation sur des chocs à forte accélération. Cela provient du nombre de points, trop faible, au début du signal. La courbe ajustée est ainsi moins contrainte à passer par les premiers points et donc à reproduire la bonne vitesse de choc initiale. Il s'agit d'un problème de pondération des données sur lesquelles la régression est faite. Une solution relativement peu coûteuse en temps de calcul, serait de faire un premier ajustement, puis d'attribuer un poids relatif à chacun des points de sorte que ceux avant la profondeur de transition, et ceux après, aient la même importance du point de vue de la fonction coût. Le processus d'ajustement serait ensuite relancé avec les données pondérées. La profondeur de transition serait modifiée et les poids relatifs aussi, puis l'ajustement de nouveau réalisé. Ces étapes seraient répétées ainsi de suite jusqu'à la convergence du calcul.

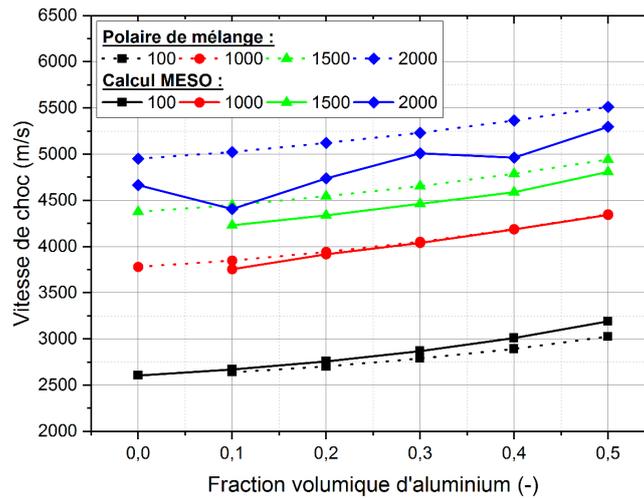


FIGURE 12.4 – Comparaison des vitesses de chocs initiales obtenues par le calcul direct mésoscopique et par les polaires de mélanges en fonction de la fraction volumique d'aluminium pour différentes vitesses d'impact

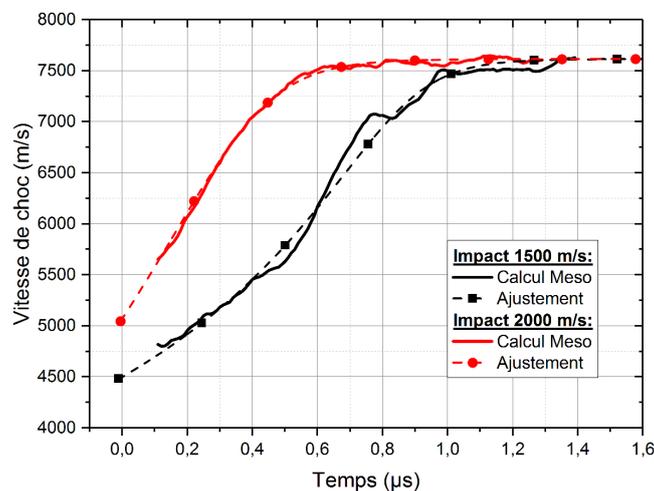


FIGURE 12.5 – Exemple de profils de vitesse de choc obtenus par le calcul mésoscopique et ajustés avec la fonction théorique, pour deux vitesses d'impact différentes et une fraction volumique d'aluminium de 0,3

Nous nous sommes également intéressés à la comparaison des pressions de chocs qui sont des données essentielles dans notre étude. La comparaison est présentée avec la figure 12.6. On peut remarquer que les écarts ne dépassent pas 5 % ce qui montre un très bon accord entre les prévisions données par les équations d'état calculées et le calcul direct.

Au travers de ces deux comparaisons, nous venons donc de montrer la cohérence entre l'approche menée numériquement et les calculs macroscopiques qui se basent sur les équations d'état de mélange. Cette conclusion ne pouvait pas être formulée aisément avant d'avoir procédé aux calculs. En effet, l'approche multiphasique est macroscopique et sans considération de répartition géométrique et granulométrique des particules. Dans nos travaux, la répartition géométrique est aléatoire et différente dans chaque calcul. En revanche, une seule granulométrie d'aluminium est étudiée. L'approche multiphasique nécessite qu'il y ait une séparation d'échelle entre le volume étudié et la granulométrie des particules à l'intérieur de ce dernier, de sorte que dans un sous-volume d'ordre de grandeur identique, la répartition volumique soit conservée.

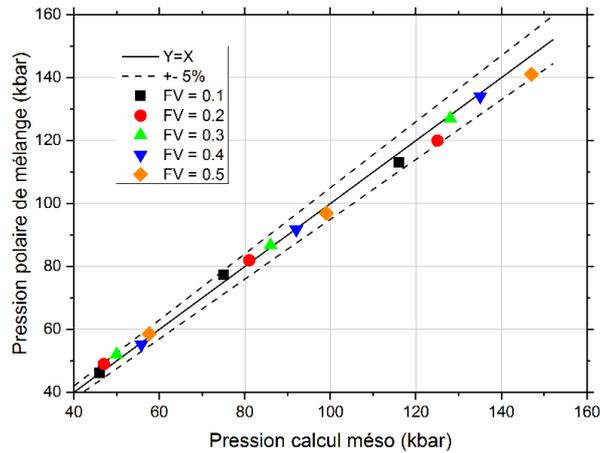


FIGURE 12.6 – Comparaison entre la pression de choc estimée avec la méthode de croisement de polaires et la pression de choc extraite du calcul mésoscopique. La ligne continue représente la droite d'équation $y = x$ alors que les lignes discontinues représentent une variation positive ou négative de 5 % par rapport à cette droite.

12.2.3 Sur la vitesse de détonation

Dans le chapitre 4 de la partie I traitant de l'état de l'art sur les explosifs aluminisés, nous avons détaillé les travaux publiés sur l'évolution de la vitesse de détonation en fonction de la fraction massique d'aluminium. La figure 12.7 présente les résultats obtenus avec le calcul mésoscopique. Les vitesses de détonation obtenues numériquement sont comparées à celles calculées avec le code SIAME avec ou sans équilibre thermique entre les particules d'aluminium et les gaz à l'état CJ. Premièrement, le calcul SIAME ne reproduit pas la vitesse de détonation de l'explosif seul sans les particules. Cet écart n'a pas encore d'explication. Deuxièmement, le calcul sans équilibre thermique est plus proche de la simulation qu'avec l'hypothèse d'équilibre. L'écart entre les deux courbes semble être constant et provenir de l'écart initial sur le matériau sans particule. Cette observation semble être en accord avec le calcul dans lequel le transfert thermique n'est pas pris en compte et où, de ce fait, les particules d'aluminium sont en déséquilibre thermique avec les gaz au point CJ. Cette comparaison confirme que le transfert thermique n'est pas un phénomène à prendre en compte pour expliquer la désensibilisation de l'explosif par les particules d'aluminium et donc la baisse de vitesse de détonation.

Enfin, nous avons ajouté sur le graphique une courbe expérimentale présentée dans la partie I. La comparaison n'est donnée qu'à titre qualitatif car en effet, l'explosif étudié par Trzcinski ne possède pas les mêmes caractéristiques. En revanche, il est intéressant que constater que les ordres de grandeur de la décroissance sont respectés. Cela permet d'envisager que le calcul mésoscopique puisse reproduire les observations expérimentales.

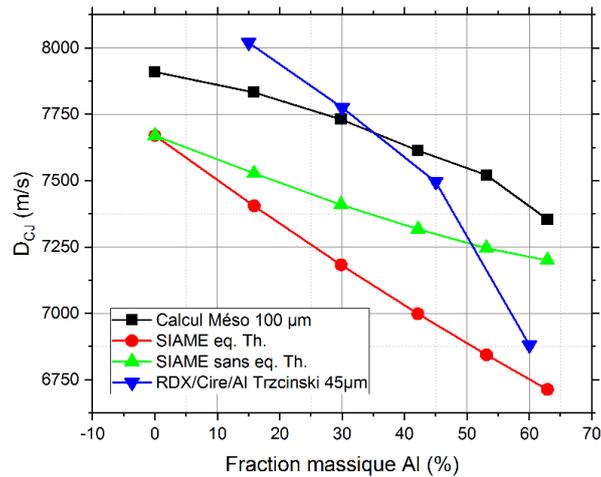


FIGURE 12.7 – Evolution de la vitesse de détonation en fonction de la fraction massique d'aluminium au sein de l'explosif

12.2.4 Sur l'épaisseur de la zone de réaction

L'avantage de réaliser une étude numérique est que l'on peut avoir accès à bon nombre de variables non accessibles par l'expérience. Il en est une très intéressante, car ayant trait au caractère idéal ou non-idéal d'un explosif, il s'agit de l'épaisseur de la zone de réaction derrière le choc. La définition de la zone de réaction dans la phase transitoire est difficile. C'est pourquoi, nous avons considéré ici, les cas où la transition à la détonation a eu lieu et où le régime stationnaire a eu le temps de s'établir. Cela correspond à la vitesse d'impact de $2000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Dans le cas d'un profil de détonation établie, c'est-à-dire un profil ZND de pression, l'épaisseur de la zone de réaction est définie comme la distance entre les surfaces où la fraction massique de produits vaut 0,1 % et 99 %. La figure 12.8 présente l'évolution de l'épaisseur de la zone de réaction en fonction de la fraction volumique d'aluminium. Nous pouvons constater que l'épaisseur de la zone de réaction augmente avec la fraction volumique d'aluminium. À ce stade de l'étude, aucune explication ne peut être encore donnée. La frontière entre explosifs idéaux et non idéaux est déterminée à partir de cette épaisseur de réaction. On retrouve ici, la tendance décrite par les auteurs de cette définition, Howard et Janesheski. L'aluminium a pour effet d'agrandir la zone de réaction et ainsi faire passer l'explosif d'idéal à non idéal.

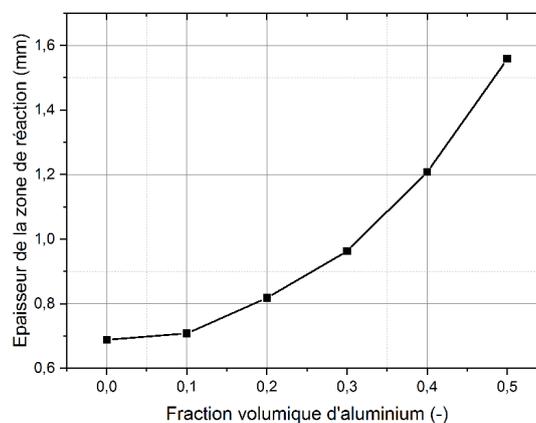


FIGURE 12.8 – Évolution de la zone de réaction en fonction de la fraction volumique d'aluminium

12.2.5 Sur l'équilibre mécanique entre les phases

L'objectif de cette étude numérique, basée sur le calcul mésoscopique, était de quantifier le transfert de quantité de mouvement et d'énergie entre les phases. Il est assez complexe d'interpréter ce qui se passe dans la zone de réaction pendant la phase de transition. Ainsi, dans un premier temps, nous nous sommes placés dans le cadre d'un profil de détonation établie. La figure 12.9 présente la comparaison des profils du module de la vitesse matérielle pour chaque phase. L'épaisseur de la zone de réaction est indiquée. On peut remarquer que l'équilibre de vitesse est atteint pour une distance bien supérieure à l'épaisseur de la zone de réaction. Or, seuls les phénomènes ayant lieu dans la zone de réaction peuvent modifier la propagation du choc. En effet, la zone de réaction se termine par une frontière sonique, empêchant alors la « remontée » d'informations au delà de cette frontière, vers le pic ZND. Cette phénoménologie est vraie dans le cas d'un matériau homogène. Cependant, il n'a pas été vérifié que la fin de la zone de réaction, dans le cas mésoscopique, coïncide avec la frontière sonique. De plus, la problématique de la définition de la vitesse du son dans un matériau hétérogène se pose.

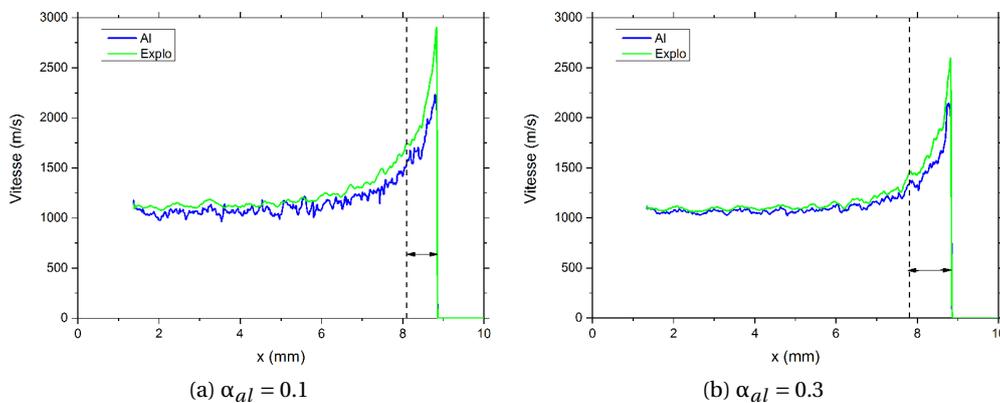


FIGURE 12.9 – Profils du module de la vitesse matérielle dans chaque phase pour deux fractions volumiques d'aluminium différentes et une vitesse d'impact de $2000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. L'épaisseur de la zone de réaction est indiquée avec la flèche.

La figure 12.10, quant à elle, présente les profils de pression au sein des deux phases. La comparaison est ici proposée entre les fractions volumiques 0,1 et 0,5. Le profil correspondant à cette dernière est moins bruité. La densité de particules étant élevée, elles agissent comme un filtre mécanique qui « lisse » et tend à équilibrer la pression entre les deux phases. Le profil de la fraction volumique 0,1 est plus bruité mais l'équilibre de pression est tout de même atteint dans la zone de réaction.

Ces observations sur les grandeurs mécaniques telles que la pression et la vitesse matérielle, nous amènent à faire l'hypothèse que le transfert de quantité de mouvement est négligeable dans la zone de réaction étant donné que l'équilibre est atteint plus loin dans la détente. Toutefois, seul le module de la vitesse matérielle a été étudié. Il serait intéressant de s'attarder sur la répartition de la vitesse dans la direction colinéaire à la vitesse du choc et celle transverse. La présence de particules induit une perturbation de la vitesse. Le champ de vitesse n'est alors plus colinéaire au déplacement du choc.

Enfin, l'étude des profils de pression permet de confirmer l'hypothèse d'équilibre de pression, faite dans le chapitre 11, lors de la présentation de la modélisation multiphasique.

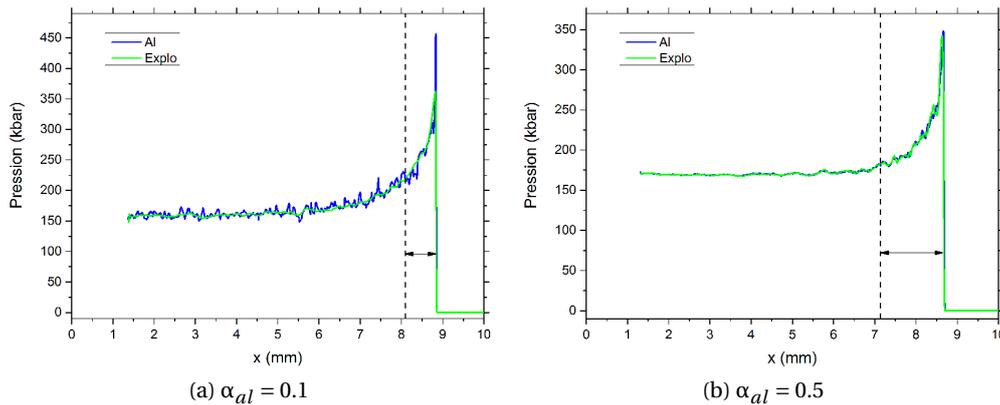


FIGURE 12.10 – Profils de pression dans chaque phase pour deux fractions volumiques d’aluminium différentes et une vitesse d’impact de $2000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. L’épaisseur de la zone de réaction est indiquée avec la flèche.

12.2.6 Sur le diagramme Pop-plot numérique

Le dépouillement des diagrammes de marche ayant été réalisé avec l’algorithme d’optimisation, les profondeurs d’amorçage ont été déterminées. Il est alors possible de tracer le diagramme Pop-plot pour chaque composition afin d’observer comment varie numériquement la sensibilité avec la fraction volumique d’aluminium. Les résultats sont présentés avec la figure 12.11. Les courbes sont parallèles et ordonnées selon la proportion d’aluminium. L’augmentation de la fraction volumique de particules fait augmenter la profondeur d’amorçage. On retrouve là, l’effet de désensibilisation des particules observé expérimentalement. La position relative des courbes semble indiquer que le phénomène est continu avec la fraction volumique d’aluminium. De plus, nous avons ajouté les données de la littérature correspondant à l’explosif PBXN109 et à la B2238A. Là encore, la comparaison est qualitative car l’explosif simulé est fictif. Ses propriétés ne correspondent pas à celles du PBXN109. Ce dernier contient 12 % en fraction volumique d’aluminium. Ainsi, la courbe de l’explosif fictif avec 10 % est celle qui devrait se rapprocher le plus du PBXN109. On peut remarquer que la différence entre les deux courbes est significative. Cela peut s’expliquer d’une part par le diamètre des particules d’aluminium utilisé, ici de $100 \mu\text{m}$ alors qu’elle est inférieure dans le cas du PBXN109, et d’autre part, par le modèle utilisé pour la phase homogène réactive dans le calcul. En effet, lors de la création de la mésostructure, nous avons considéré que la phase homogène était représentée par de la B2238A. Ainsi, le rapport RDX-liant dans la phase homogène est de 85-15 alors qu’il est de 80-20 dans le PBXN109. De plus, la B2238A est fabriquée à partir de RDX alors que le PBXN109 comporte, lui, du I-RDX. Finalement, la phase homogène utilisée dans le calcul est plus réactive.

C’est pourquoi, face à ces constatations, nous avons essayé de modifier les paramètres de la phase homogène pour se rapprocher le plus possible du PBXN109. La cinétique employée pour la B2238A est basée sur un modèle Forest-Fire. Nous avons donc appliqué un facteur correctif afin de prendre en compte la baisse de la fraction volumique de RDX dans la phase réactive. En faisant l’hypothèse que c’est la même granulométrie de RDX qui est présente dans les deux compositions et que le modèle cinétique représente une combustion surfacique des grains, alors le facteur correctif appliqué correspond au rapport des fractions volumiques de RDX dans les deux phases homogènes. En d’autres termes, la baisse de la fraction volumique de RDX entraîne une baisse de la surface totale de combustion disponible. Cette baisse est modélisée par la multiplication du modèle cinétique de la B2238A par un facteur correspondant au rapport des fractions volumiques de RDX

dans les phases homogènes respectives des deux compositions. Ce facteur vaut 0,9.

En outre, il a fallu modifier les équations d'état de la phase solide et de la phase gazeuse pour que l'ensemble de la modélisation soit cohérent. Nous avons alors calculé une équation d'état Cochran-Chan et une JWL pour la phase homogène composée de 80 % de RDX et de 20 % de PBHT.

Un ensemble de calcul a été refait avec la cinétique modifiée et les nouvelles équations d'état pour la phase homogène ainsi qu'un diamètre de particules d'aluminium correspondant à la composition PBXN109. La fraction volumique d'aluminium de 12 % a également été respectée. Les résultats sont donnés avec la courbe labellisée « PBXN109-meso ». On peut remarquer le net changement entre le précédent calcul, « FV = 0.1 », avec les « mauvais » ingrédients. Désormais, le calcul mésoscopique se rapproche de la courbe expérimentale pour la composition américaine. Cette observation peut s'expliquer par le fait que l'explosif américain est au RDX, tout comme la B2238A qui a servi de base, alors que celui français est au I-RDX. L'ordre de grandeur de la désensibilisation est reproduit avec le calcul. Compte-tenu de l'absence de transfert thermique et de frottement dans le calcul et du caractère inerte des particules, seule la baisse de la fraction volumique de nitramine rentre en jeu pour expliquer la désensibilisation. Cela permet d'avancer que seule cette hypothèse est prépondérante pour expliquer l'amorçage des explosifs aluminisés.

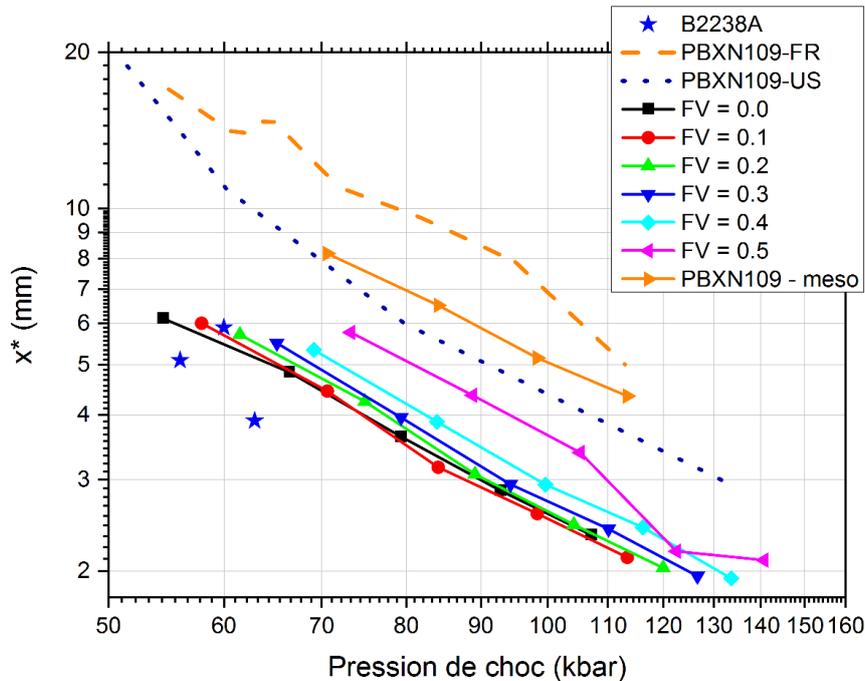


FIGURE 12.11 – Diagramme Pop-plot, obtenu avec les calculs mésoscopiques, pour différentes fractions volumiques d'aluminium

12.3 Synthèse et conclusions sur l'approche mésoscopique

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté une approche numérique pour l'étude de la transition choc détonation des explosifs aluminisés. Elle consiste à effectuer le calcul direct de la propagation d'un choc au sein d'une micro-structure, composée de particules sphériques d'aluminium de 100 μm de diamètre, et d'une matrice explosive. Cette approche peut être qualifiée de mésoscopique. L'avantage de l'approche calculatoire réside dans l'étude paramétrique qui en découle. Il a été fait le choix de fixer la granulométrie et d'étudier seulement la variation de la fraction volumique et la variation de pression de choc.

Dans un premier temps, une bonne concordance entre les prévisions données par une approche multiphasique des équations d'état et le calcul mésoscopique a été mise en avant. Les niveaux ainsi que les vitesses initiales de choc sont *quasi* identiques. La décroissance de la vitesse de détonation avec la fraction volumique d'aluminium est retrouvée. Une corrélation avec les résultats en déséquilibre de température, du code de thermochimie SIAME, a été trouvée. Cela abonde dans le sens d'un réel déséquilibre de température au sein de la matière. De plus, les résultats en équilibre de température de SIAME étant plus éloignés de ceux du calcul direct, alors on peut légitimement conclure que le chauffage n'a pas d'effet, pour des particules de 100 μm .

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés à une caractéristique intrinsèque aux explosifs mais non mesurable. Il s'agit de l'épaisseur de la zone de réaction. Selon certaines définitions, c'est son amplitude qui définit le caractère idéal ou non d'un explosif. Dans notre étude, nous avons montré une augmentation de l'épaisseur de la zone de réaction avec la fraction volumique d'aluminium.

Enfin, les diagrammes Pop-plot des échantillons ont été tracés. Le phénomène de désensibilisation dû à l'ajout d'aluminium est observé et semble continu et croissant avec la fraction volumique d'aluminium. Nous n'avons pas étudié la question de la courbe unique d'amorçage pour ces calculs, faute de temps. C'est une problématique intéressante qui mérite d'être explorée afin d'établir des corrélations entre l'évolution de cette courbe unique, si elle existe, et la fraction volumique d'aluminium. Dans un second temps, nous nous sommes attaché à expliquer la différence entre le calcul et les données de la littérature. Cela nous a permis de mettre en évidence que la nature de la phase homogène utilisée était différente de celle de l'explosif de l'expérience. Ainsi, en recalculant les paramètres de la cinétique et ceux des équations d'état, nous avons pu effectuer la simulation directe d'un échantillon de PBXN109. Les résultats montrent une bonne concordance entre l'approche numérique et l'expérience, permettant alors d'affirmer que la baisse de la concentration de nitramine dans les explosifs aluminisés, est la principale responsable de la désensibilisation au choc.

L'objectif de modéliser l'amorçage des explosifs aluminisés, nous oblige à envisager un modèle basé sur la fraction volumique de nitramine puisqu'elle apparaît comme un paramètre clé. C'est à dire qu'une description fine de la combustion des grains de nitramine est nécessaire. Une fois la problématique de l'amorçage pour une composition non aluminisée résolue, alors il sera possible de prévoir, de façon numérique, l'effet de l'ajout de particules d'aluminium.

Chapitre 13

Phénoménologie d'amorçage des explosifs aluminisés

Sommaire

13.1 Proposition de phénoménologie	193
13.2 Retour sur la courbe unique d'amorçage	197
13.3 Synthèse sur la phénoménologie d'amorçage	199

Il est temps de synthétiser les résultats expérimentaux acquis (partie **II**), et les résultats des approches multiphasique et mésoscopique (partie **III**). La question qui nous a accompagnés tout au long de la partie **III** est la suivante : quelle est l'influence des particules d'aluminium sur la transition choc détonation ? La problématique générale de la thèse, quant à elle, concerne la modélisation de l'amorçage. Il nous faut donc maintenant nous servir des réponses à la première question pour formuler une voie de modélisation de la transition choc détonation des explosifs aluminisés.

Dans un premier temps, nous reviendrons sur le principe de courbe unique, discuté dans la partie **II** sur la présentation des résultats expérimentaux. Enfin, nous nous attarderons sur les modèles **NGDK** et **KRAKATOA** qui semblent, aujourd'hui, répondre au mieux à notre besoin.

13.1 Proposition de phénoménologie

Dans les travaux présentés au cours des chapitres **11** et **12**, la présence de déséquilibres thermique et mécanique au sein de l'écoulement a été mise en évidence. Cependant, la quantification de l'influence de ces déséquilibres sur les équations de l'écoulement global moyen, a montré qu'il n'est pas nécessaire d'en tenir compte. Ces déséquilibres ne peuvent pas expliquer la désensibilisation observée et ne sont donc pas à prendre en compte dans notre modèle. Finalement, le système se simplifie en les équations d'Euler réactives avec une équation d'état pour la phase inerte et une pour la phase gazeuse, auxquelles est ajoutée une loi de mélange. Le caractère multiphasique se retrouve dans les relations de fermetures exprimant les grandeurs du mélange en fonction des grandeurs de chaque phase et de leur fraction massique ou volumique.

L'aluminium ne joue pas un rôle « actif », c'est-à-dire qu'il n'intervient pas dans les équations *via* un sous modèle, comme dans la modélisation du chauffage de l'aluminium, proposée par Baudin *et al.* [21], pour traiter la combustion de l'aluminium dans la détente des produits de détonation. Il est donc passif, et n'est pris en compte que dans la détermination des équations d'état. En revanche, le diagramme Pop-plot présenté à la fin du chapitre 12, montre un effet de l'ajout d'aluminium. En introduction de cette partie III, nous avons émis l'hypothèse que la « baisse de réactivité » puisse être la conséquence du remplacement d'une certaine proportion de nitramine par de l'aluminium. En effet, à un même volume d'explosif, la concentration énergétique due à la phase explosive est inférieure dans le cas des explosifs aluminisés. Finalement, l'aluminium n'a pas d'effet sur la réactivité, c'est sa seule présence qui, d'un point de vue macroscopique, entre en jeu.

Cette conclusion nous oblige à envisager un modèle cinétique se basant sur la fraction volumique de nitramine, à l'instar des modèles NGDK et KRAKATOA. Afin d'appuyer cette théorie, nous avons mis en regard la sensibilité des explosifs et leur fraction volumique de nitramine. Pour cela, un critère permettant de classer les explosifs en fonction de leur sensibilité a été choisi. Nous nous sommes basés sur la pression de choc nécessaire pour obtenir une profondeur d'amorçage à 10 mm. Toutes les courbes des explosifs étudiés, sont à peu près parallèles dans le diagramme Pop-plot, ce qui rend notre analyse indépendante de la profondeur d'amorçage choisie. Le critère 10 mm correspond au milieu des courbes car les expériences sont généralement réalisées sur des échantillons d'une longueur maximale comprise entre 20 mm et 25 mm.

On a alors recherché ce critère pour l'ensemble des explosifs composites dont les données ont été publiées. La figure 13.1 présente les résultats de cette analyse. Les explosifs ont été représentés avec différentes formes de points suivant le liant plastique utilisé. L'abscisse représentant la pression de choc nécessaire pour obtenir un amorçage à 10 mm, la sensibilité décroît à mesure que l'on se déplace sur la droite du graphique.

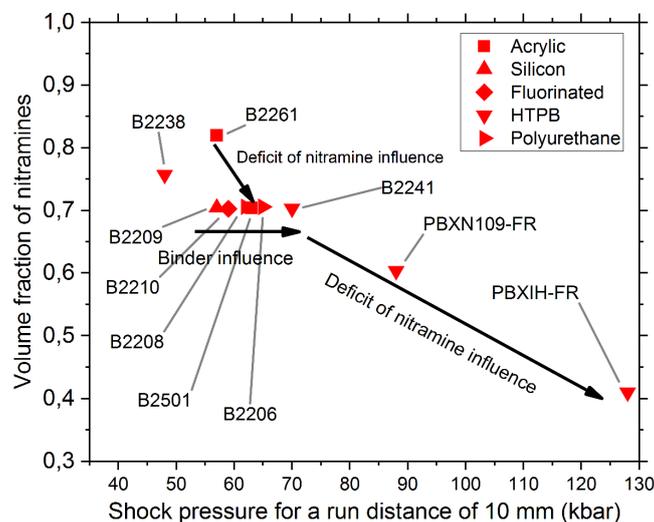


FIGURE 13.1 – Évolution de la fraction volumique de nitramine en fonction de la sensibilité exprimée en termes de pression de choc pour un amorçage à 10 mm. Les données pour les compositions B2261, B2241, B2209, B2210, B2208, B2501, B2206 sont issues de [50]. Les données pour le PBXN109, le PBXIH135 et la B2238A sont issues d'expérimentations CEG. La forme des points indique le liant de la composition.

Certaines corrélations sont mises en avant avec cette classification, comme l'influence de la nature du liant sur la sensibilité. Dervaux [50] a étudié plusieurs compositions à fractions volumiques de HMX équivalentes mais avec une nature de liant différente. Les conclusions de ses travaux sont mises en lumière avec cette représentation. On distingue

clairement les deux zones correspondant aux explosifs aluminisés et non aluminisés. La désensibilisation due à l'ajout de liant est moins importante que celle due à l'ajout de particules. On retrouve là les conclusions émises dans la synthèse du chapitre 7. La mise en perspective de la fraction volumique et de la sensibilité à l'impact, montre que vraisemblablement, la question de l'aluminium est en réalité une problématique plus large sur la relation entre l'amorçage et le taux de chargement. Il semble, au regard des conclusions émises, qu'un modèle d'amorçage se basant explicitement sur la fraction volumique de nitramine, puisse être utilisé dans le cas des explosifs aluminisés.

Par fraction volumique, on entrevoit ici, la notion de surface de combustion, c'est-à-dire la surface de nitramine disponible pour le débit de masse gazeux. Cette notion est intimement liée à la répartition granulométrique des charges. La limite de notre analyse, présentée précédemment, est la non prise en compte de cette répartition granulométrique qui n'est en rien équivalente entre toutes les compositions.

Par ailleurs, c'est une lacune que l'on retrouve dans les modèles de TCD présentés dans le chapitre 3. Généralement, l'hypothèse que tous les grains ont un même diamètre, égal au diamètre moyen de la répartition granulométrique, est faite. Or, cette hypothèse tend à sur-estimer la régression de la surface de combustion qui est directement liée au débit de masse de la phase solide vers la phase gazeuse. Afin d'illustrer ce principe, nous allons nous attarder sur un cas concret.

Prenons l'exemple d'un lot de grains de nitramine de masse volumique $1500 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Nous allons considérer qu'il est constitué d'une granulométrie bi-modale s'exprimant sous la forme d'un mélange gaussien. Dans ce cas on peut écrire que la variable aléatoire Φ représentant le rayon des grains est modélisée par la loi (13.1) suivante,

$$\Phi \sim \chi_1 \mathcal{N}_1(\overline{\Phi}_1, \sigma_1) + \chi_2 \mathcal{N}_2(\overline{\Phi}_2, \sigma_2), \quad (13.1)$$

avec \mathcal{N}_1 et \mathcal{N}_2 , les deux lois normales et χ_1 et χ_2 les paramètres de mélange de ces deux lois, tels que $\chi_1 + \chi_2 = 1$. Le paramètre χ_1 , respectivement χ_2 , est la probabilité de la variable aléatoire Φ d'avoir la probabilité \mathcal{N}_1 , respectivement \mathcal{N}_2 . Les paramètres de la loi sont donnés dans le tableau 13.1. Cette loi possède les mêmes ordres de grandeur que les distributions mesurées dans les chargements. Nous allons étudier l'influence de l'utilisation d'une distribution normale et l'approximation à un diamètre moyen pour cette loi. C'est cette dernière hypothèse qui est faite dans les modèles NGDK et KRAKATOA, en considérant que tous les grains ont un diamètre égal au diamètre moyen de la distribution. En ce qui concerne la loi normale, ses paramètres ont été pris égaux à la moyenne du mélange gaussien et à son écart type. Les paramètres sont détaillés dans le tableau 13.1. La taille des échantillons de grains (N) a été calculée afin que la masse initiale de nitramine soit conservée, entre toutes les approximations. Ainsi, la comparaison est effectuée à masse constante d'explosif. Seule la répartition granulométrique diffère.

Nous nous sommes intéressés à l'évolution de la surface totale des grains, en fonction du temps, en considérant qu'un front de déflagration se propage à la surface de chaque grain à une vitesse constante D_f de $500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Les distributions granulométriques étant différentes, la surface totale est, elle aussi, différente. Afin de comparer les évolutions, la surface a été normalisée par la surface totale initiale. La figure 13.2 présente l'évolution de la surface totale des grains en fonction du temps. On peut remarquer qu'il existe une grande différence entre la vitesse de régression surfacique sans distribution et celle d'une distribution normale. Cependant, l'évolution de la distribution mono-modale semble suivre celle de la bi-modale qui elle-même suit celle des plus gros grains. En effet, les « petits » grains sont vite consommés et la vitesse de régression surfacique est alors pilotée par la « grosse » granulométrie.

Toutefois, l'approximation d'une distribution granulométrique par un diamètre moyen apparaît être une hypothèse importante qui a un effet notable. Notamment dans le cas de la modélisation de Chuzeville, où toutes les surfaces de grain sont considérées actives au passage du choc. C'est-à-dire que la régression de surface, considérée dans cet exemple, est directement reliée au débit de masse de gaz, par la formule (13.2).

$$\frac{d\lambda}{dt} = -\frac{S(t)}{\nu} D_f(P, T_f) \tag{13.2}$$

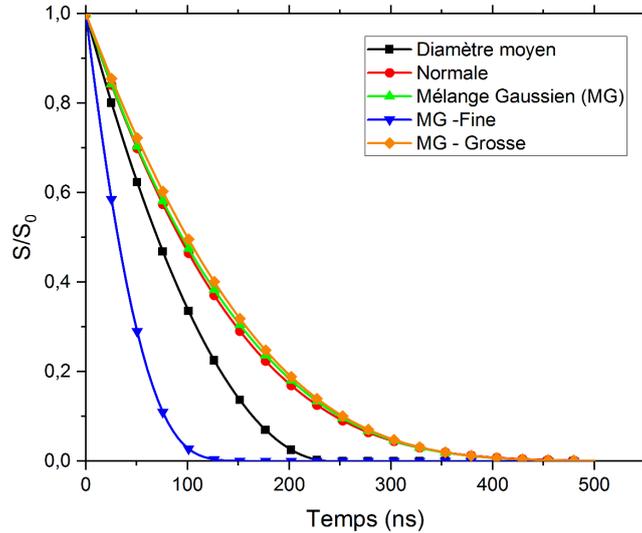


FIGURE 13.2 – Évolution de la surface totale des grains pour différents choix de modélisation de la distribution granulométrique. La distribution de référence est le mélange gaussien. Les paramètres des autres lois ont été déterminés à partir du mélange gaussien afin de respecter la masse de nitramine.

TABLEAU 13.1 – Paramètres des densités de probabilité choisies pour décrire la granulométrie des charges réactives

Loi	Moyenne (µm)	Écart type (µm)	λ ₁	λ ₂	Φ ₁ (µm)	σ1 (µm)	Φ ₁ (µm)	σ2 (µm)	N ^a
Mélange gaussien	240,2	124,8	0,7	0,3	300	100	100	25	100 000
Normale	240,2	124,8	–	–	–	–	–	–	101 900
Diamètre moyen	240,2	–	–	–	–	–	–	–	184 732

^a Taille des échantillons afin de conserver la masse de nitramine

En revanche, l'introduction dans la modélisation d'une densité de probabilité pour le rayon des grains, complexifie l'écriture de la cinétique de réaction. Dès lors, il n'est plus possible d'obtenir une formulation analytique. Le débit de masse s'exprime désormais avec la formule (13.3), lorsque *k* classes de grains sont introduites. Cela oblige à suivre l'évolution de la surface totale de chaque classe.

$$\frac{d\lambda}{dt} = -\frac{1}{\nu} D_f(P, T_f) \sum_k S_k(t) \tag{13.3}$$

13.2 Retour sur la courbe unique d'amorçage

Le principe de courbe unique d'amorçage a fait l'objet de nombreuses discussions dans le chapitre 7 sur l'amorçage plan. Nous avons notamment montré l'influence des incertitudes expérimentales et de la méthode de dépouillement, sur l'observation de ce principe dans les résultats. Finalement, nous avons conclu, qu'au regard des post-traitements effectués, il est tout autant légitime de considérer l'existence de la courbe unique que de la remettre en cause. Nous faisons donc l'hypothèse de son existence et pouvons alors utiliser l'équation maîtresse d'évolution du choc pour déterminer une cinétique.

Chuzeville [37] a démontré l'équation d'évolution du choc. Elle se met sous la forme 13.4.

$$\frac{dD_n}{dt} = \frac{\rho c^2 M^2}{\left(\frac{dP}{dD_n}\right)_H \left[M^2 + \rho_0 D_n \left(\frac{du_n}{dP}\right)_H \right]} \left[\sigma \frac{d\lambda}{dt} - 2u_n C - \frac{1 - M^2}{\rho_0 D_n} \frac{\partial P}{\partial n} \right] \quad (13.4)$$

Elle peut se simplifier sous la forme (13.5) dans le cas d'un choc plan où les gradients de pression sont négligés. Le terme $F(D_n)$ dépend uniquement de l'équation d'état inerte de l'explosif alors que σ est la thermicité et dépend du choix d'équilibre entre la phase inerte et les produits de réaction.

$$\frac{dD_n}{dt} = F(D_n) \sigma \frac{d\lambda}{dt} \quad (13.5)$$

$$\sigma = \frac{1}{\rho c^2} \left(\frac{\partial P}{\partial \lambda} \right)_{\rho, e} \quad (13.6)$$

$$F(D_n) = \frac{\rho c^2 M^2}{\left(\frac{dP}{dD_n}\right)_H \left[M^2 + \rho_0 D_n \left(\frac{du_n}{dP}\right)_H \right]} \quad (13.7)$$

Historiquement, la cinétique est déterminée à partir du diagramme Pop-plot et de l'hypothèse de courbe unique d'amorçage. À partir de l'équation (13.5) on peut écrire la relation (13.8).

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{F(D_n) \sigma} \frac{dD_n}{dt} \quad (13.8)$$

Or, $\frac{dD_n}{dt} = \left(\frac{dD_n}{dP}\right)_H \frac{dP}{dt}$, on peut donc écrire la relation (13.9).

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{F(D_n) \sigma} \left(\frac{dD_n}{dP}\right)_H \frac{dP}{dt} \quad (13.9)$$

La courbe unique d'amorçage permet d'écrire la relation suivante,

$$\frac{dP}{dx^*} = - \frac{1}{D_n} \left(\frac{dP}{dt} \right), \quad (13.10)$$

avec P la pression au choc et x^* la profondeur d'amorçage. La variation de P par rapport à x^* , se détermine à partir de l'équation du Pop-plot, généralement mise sous la forme (13.11). La régression des données du diagramme Pop-plot par la formule (13.11) est une hypothèse forte dans la méthode d'inversion. Aucune justification physique ne peut être apportée pour expliquer le choix d'une telle fonction.

$$P = 10^a x^{*b} \quad (13.11)$$

La cinétique s'obtient donc directement par combinaison des équations (13.9), (13.10) et (13.11).

Dans notre cas, nous avons déterminé expérimentalement la courbe unique pour nos explosifs d'intérêt, c'est-à-dire la relation décrivant l'accélération du choc en fonction de sa vitesse. Il s'agit de la relation proposée par Hill et Gustavsen [73], pour laquelle les paramètres ont été identifiés grâce à l'algorithme d'optimisation et aux essais de chocs plans soutenus. Finalement, la relation (13.5) se réécrit sous la forme (13.12) qui peut être inversée pour calculer directement le débit de masse $\dot{\lambda}$ à partir de l'équation (13.13). La variation du débit de masse est alors exprimée en fonction de la vitesse de choc D_n ou de la pression de choc correspondante.

$$F(D_n)\sigma \frac{d\lambda}{dt} = a_m \frac{D_{CJ} - D_n}{D_{CJ} - D_m} e^{\frac{D_n - D_m}{D_{CJ} - D_m}} \quad (13.12)$$

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{a_m (D_{CJ} - D_n)}{F(D_n)\sigma (D_{CJ} - D_m)} e^{\frac{D_n - D_m}{D_{CJ} - D_m}} \quad (13.13)$$

Un programme Python permet de calculer directement le taux de réactivité $\dot{\lambda}$, en fonction des équations d'état de la phase solide et de la phase gazeuse, et de l'hypothèse d'équilibre entre les phases. Pour le calcul, nous avons utilisé les paramètres, de la courbe unique, déterminés dans le chapitre 7, pour les compositions B2238A et PBXN109. La figure 13.3 présente les résultats obtenus pour deux lois de mélange différentes, HP (trait continu) et VT (trait discontinu). L'hypothèse sur la loi de mélange ne modifie pas significativement le taux de réactivité. Cependant, la différence entre les deux compositions est flagrante. Le croisement des courbes en dessous de 50 kbar n'a pas de signification car le seuil d'amorçage du PBXN109 est proche de cette pression. La composition B2238A est plus sensible que la composition PBXN109. Pour rappel, les tirs CA17072 et CA18139, effectués respectivement sur la composition B2238A et PBXN109 à une même pression de choc (aux alentours de 60 kbar), présentent une même vitesse de choc initiale mais une accélération nettement différente. Cette observation est retrouvée ici avec un taux de réactivité supérieur de la B2238 par rapport à celui du PBXN109.

La figure 13.3 propose également une comparaison avec la méthode historique de calcul du taux de réactivité, présentée précédemment. La courbe affichée pour la B2238A correspond à l'inversion effectuée sur les données de la littérature présentées avec la figure 4.11 du chapitre 4, l'inversion à partir des essais dépouillés, au cours de la thèse, ne fonctionnant pas avec la méthode historique. En effet, le nombre de points est trop faible et la dispersion trop grande. En revanche, l'inversion historique, faite sur la composition PBXN109, a été réalisée à partir des profondeurs d'amorçage issues des dépouillements, avec la courbe unique, synthétisés dans le tableau 7.8 du chapitre 7.

On peut remarquer une réelle différence d'évolution des taux de réactivité entre les deux méthodes d'inversion. Aucune similitude n'est observée, que ce soit à basse ou haute pression. Il semblerait que ce comportement soit l'effet de la régression linéaire (cf. (13.11)), dans un diagramme log-log, de la profondeur d'amorçage en fonction de la pression. L'utilisation d'une droite semble sur-estimer, ou sous-estimer, la réactivité dans les domaines de basse et haute pression. On peut entrevoir ici, une limite de l'utilisation de la méthode d'inversion historique qui repose sur une hypothèse forte symbolisée par l'équation (13.11). L'avantage de la nouvelle méthode proposée est qu'elle utilise pleinement le travail de recherche de courbe unique d'amorçage pour déterminer la cinétique de décomposition.

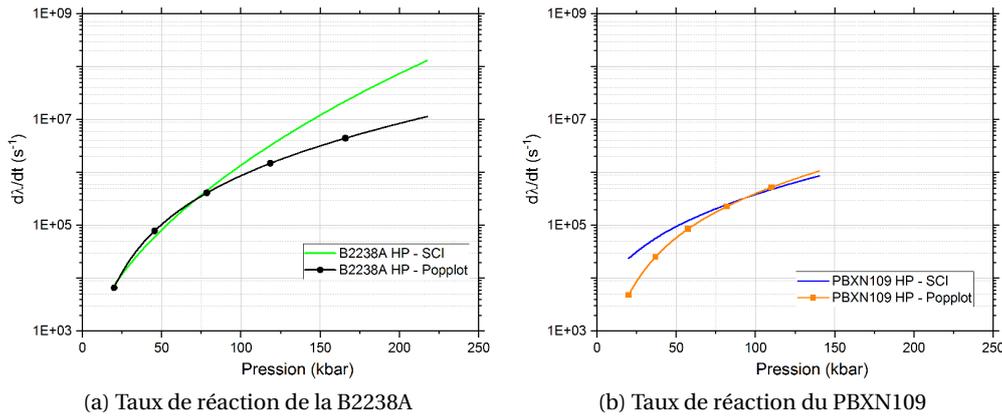


FIGURE 13.3 – Comparaison des taux de réactivité, calculés à partir des courbes uniques d’amorçage déterminées sur les essais d’impacts plans, pour les compositions B2238A et PBXN109. Les taux de réactivité sont donnés pour une loi de mélange HP. Les inversions ont été réalisées à partir des paramètres du PBXN109 donnés dans la partie 10.4 et de ceux de la B2238A des travaux de Baudin *et al.* [23].

13.3 Synthèse sur la phénoménologie d’amorçage

Au cours de ce chapitre, nous avons essayé de dessiner une phénoménologie de l’amorçage. Il s’avère que les conclusions des chapitres précédents, ont montré que l’aluminium n’est pas un point bloquant pour la modélisation. Cependant, afin de reproduire son effet de désensibilisation, une description fine de la combustion, *via* des fronts de déflagration, des grains de nitramine est nécessaire. L’approximation de la répartition granulométrique à un seul rayon moyen montre le défaut de sur-estimer la régression de surface de combustion.

Enfin, nous sommes revenus sur le principe de courbe unique, longuement discuté dans ce manuscrit, pour montrer l’inversion mathématique qu’il est possible de faire. Le taux de réactivité pour les compositions B2238A et PBXN109 a été calculé à partir des conclusions du chapitre 7. La différence observée sur la comparaison des essais est ici retrouvée sur la réactivité. Le taux de réactivité, à une pression de choc donnée, est plus faible pour la composition aluminisée. Nous avons également comparé l’approche menée à partir du diagramme Pop-plot avec celle que l’on propose à partir de la courbe unique d’amorçage. Des différences sont observables entre les deux approches. Néanmoins, la nouvelle approche possède l’avantage de ne pas faire d’hypothèses sur la fonction donnant l’évolution de la profondeur d’amorçage en fonction de la pression de choc.

Une fois le taux de réactivité calculé en fonction de la pression, il peut être utilisé pour déterminer certains paramètres, tel que le taux de nucléation ou encore la vitesse de déflagration, qui interviennent dans la modélisation. Cette méthode d’inversion est propre aux modèles de première génération caractérisé par l’empirisme.

Conclusion

Conclusions et perspectives

Nous voilà rendus au terme de ce manuscrit. Désormais, il est venu le temps de mettre un point final à cette thèse en concluant et proposant des pistes pour la poursuite des recherches. Au cours de ce manuscrit, nous avons essayé de présenter, le plus didactiquement possible, les travaux menés durant ces trois riches années. Soyez courageux lecteur, il ne vous reste plus que cette conclusion.

Conclusion générale

Prenons un peu de recul et replaçons cette étude dans son contexte. La thématique de l'amorçage par choc est essentielle pour garantir le bon fonctionnement d'une munition mais également sa vulnérabilité. De nos jours, l'expérience laisse place à la simulation, surtout dans les domaines de la pyrotechnie et de l'armement où les essais à « échelle une » sont compliqués et onéreux. Tout naturellement, la simulation requiert des modèles physiques validés, ce qui passe par une étape de compréhension fine des mécanismes en jeu, puis par une étape de modélisation. Comme nous l'avons vu dans la partie I présentant l'état de l'art du domaine, la thématique de l'amorçage des explosifs aluminisés n'a *quasi* pas été abordé dans la littérature. Aussi, il faut rappeler que la détonique possède une petite communauté à l'échelle internationale et qu'elle est majoritairement animée par les détoniciens issus de la branche nucléaire du domaine, pour qui les problématiques et enjeux peuvent être très différents de ceux de la détonique « conventionnelle ». En ce qui concerne le thème de l'amorçage des explosifs aluminisés, c'est un peu le fils pauvre de la détonique « conventionnelle », elle même parente pauvre de la détonique !

C'est pourquoi avec cette thèse, nous avons voulu proposer une approche expérimentale mais également théorique, de l'amorçage des explosifs composites aluminisés.

Dans la première partie, nous avons eu à cœur de présenter l'état de l'art. Les principes de base nécessaire à la compréhension de la physique des explosifs ont été rappelés avant de décrire et caractériser nos compositions d'étude (*cf.* chap. 2). Le chapitre 3 a replacé le développement des modèles de détonation et d'amorçage dans le cadre historique afin de mettre en avant les similitudes et ruptures entre les différentes approches. Enfin, au cours du chapitre 4, nous nous sommes concentrés sur les propriétés des explosifs aluminisés mais aussi les travaux expérimentaux et théoriques qui les ont concernés. Lors de cette étude bibliographique, il a été mis en évidence le manque cruel de données expérimentales quant à la sensibilité au choc de ces matériaux. De plus, peu d'équipes scientifiques se sont intéressées à sa modélisation. Et c'est là sûrement une conséquence du manque de données. Face à ce constat, une démarche expérimentale a alors été construite, avec les contraintes qu'elle implique, c'est-à-dire le temps relativement long pour la conception et la réalisation en regard du temps imparti pour l'étude.

Les seules données disponibles dans la littérature, concernent l'influence de l'aluminium sur les propriétés macroscopiques, telles que la vitesse de détonation CJ ou encore la pression de détonation. Il est à noter que les particules nanométriques suscitent plus d'intérêt que la gamme micrométrique, voire sub-millimétrique, que l'on explore. L'aluminium étant ajouté pour son effet de post-combustion dans les produits de détonation, on trouve bien plus aisément des travaux portant sur l'aspect efficacité terminale plutôt que sur l'amorçage.

En ce qui concerne les travaux théoriques sur le fonctionnement des explosifs aluminisés, deux voies semblent se distinguer. La première est l'application des modèles de type Lee-Tarver, au prix d'une identification des paramètres lourde et coûteuse. La seconde, apparue récemment avec les travaux de S. Kim [93], utilise le calcul numérique direct, à l'échelle mésoscopique, pour comprendre et modéliser les phénomènes. Ces deux approches sont fondamentalement en rupture. Leurs caractéristiques ont fait l'objet de discussion dans le chapitre 3 sur l'historique des modèles d'amorçage.

À ce sujet, nous avons observé, qu'à la fin des années 2000, les modèles dits de troisième génération, ont vu leurs ambitions s'estomper face à la trop grande complexité qu'ils introduisaient, en voulant modéliser tous les phénomènes physiques. Dès lors, un retour aux modèles plus empiriques de deuxième génération s'est opéré. Cela explique certainement l'utilisation de modèles de deuxième génération pour les explosifs aluminisés. Tout naturellement, nous avons fait face au dilemme posé par le choix de l'approche à mettre en œuvre. Il s'agit en quelques sortes d'un choix de paradigme, relevant plus ou moins de « croyances » scientifiques. Un rappel de l'objectif principal a été nécessaire afin de choisir la voie de modélisation.

Un retour vers une modélisation simple mais basée sur la physique des phénomènes était désiré. Ce fut également l'objectif de Chuzeville en reprenant l'approche KRAKATOA. Cette modélisation devait avoir un « coût » expérimental faible; c'est-à-dire ne pas nécessiter un arsenal d'expériences pour identifier les paramètres. Dès lors, un maximum de physique devait être contenu dans la modélisation. Nous avons alors fait le choix de nous orienter vers un modèle de type première génération, alimenté par des sous-modèles, voire par des calculs directs à l'échelle mésoscopique. Cependant, l'ajout de l'aluminium dans l'équation a remis en cause certaines certitudes, notamment quant à l'application des modélisations « classiques » utilisant les équations d'Euler réactives; la question de fond étant de savoir si l'utilisation des codes, déjà développés, serait possible afin de traiter des explosifs aluminisés, ou alors si un code multiphasique était nécessaire. La réponse à cette problématique a été construite au fil de la partie III.

Pour mettre en œuvre notre stratégie de compréhension des phénomènes et d'élaboration d'un modèle, il a fallu réaliser des expériences. Ce fut l'objet de la partie II, où trois types d'expériences ont été détaillés après avoir présenté les outils métrologiques à notre disposition. Toujours dans l'optique de caractériser nos matériaux d'intérêt, nous avons réalisé deux tirs afin de mesurer la polaire de choc du matériau PBXIH135. La construction de la courbe d'Hugoniot au moyen d'expériences, nécessite de nombreux essais. Nous avons alors dimensionné un tir permettant d'acquérir plusieurs points de polaire en même temps. Ces deux tirs se sont révélés infructueux à cause de la conception trop « ajustée ». La gourmandise de l'expérimentateur a dépassé la raison du concepteur!

L'étude expérimentale de la sensibilité au choc ne saurait se faire sans la réalisation d'impacts plans, plus connus sous le nom de Pop-plot. Ce test a été amélioré au cours de cette thèse, pour y incorporer des diagnostics de nouvelle génération et pour en garantir le dépouillement. La méthode de post-traitement a été revue et un algorithme d'optimisation globale, basé sur le recuit simulé, a fait l'objet d'un développement. L'utilisation de cet algorithme pour le dépouillement a permis une meilleure analyse des résultats. Dès lors, la question lancinante de la courbe unique d'amorçage, a pu être abordée mathéma-

tiquement. Les résultats de dépouillement ont été mis en regard des incertitudes de l'expérience et nous avons pu statuer sur la légitimité, ou non, de faire l'hypothèse de l'existence de la courbe unique d'amorçage. Cette question a suscité de nombreuses réflexions car il s'agit d'une hypothèse nécessaire à l'approche des modèles de première génération. Dans le cadre de la campagne expérimentale Pop-plot, huit essais au total ont été réalisés dont six sur explosifs aluminisés. Les analyses des résultats ont toujours été faites en comparaison avec un explosif non aluminisé. Elle a permis de mettre en évidence une désensibilisation due à l'ajout de particules d'aluminium. Cette observation est cohérente avec les conclusions de la littérature. La désensibilisation est causée par une réactivité moindre de l'explosif. La comparaison des vitesses de choc des compositions B2238A et PBXN109, sur deux expériences réalisées à même pression de choc, a mis en lumière cette baisse de réactivité.

Enfin, le troisième type d'expériences a entièrement été conçu au cours de cette thèse. Il est né du besoin de développer un essai, permettant la validation des modèles d'amorçage, dans une configuration géométrique se rapprochant de celle d'une charge militaire. Cet édifice expérimental permet l'étude de la transition choc détonation d'une onde sphérique divergente. Après la transition, l'édifice permet la mesure de la relation célérité-courbure de l'explosif. Trois tirs ont été réalisés, dont deux sur explosifs aluminisés. Les conclusions de ces deux derniers essais ne peuvent actuellement être données.

À partir de l'analyse expérimentale et des conclusions de l'étude bibliographique, nous avons listé les phénomènes potentiellement incriminables dans l'affaire de la désensibilisation due à l'aluminium. Dans la partie III, nous nous sommes alors évertués à étudier chaque hypothèse et son influence, pour construire au fil des chapitres une phénoménologie de l'amorçage. Il s'avère que la question des particules d'aluminium n'est pas prépondérante face à celle de l'amorçage. En effet, nous avons notamment montré, que le seul effet de l'aluminium sur la phase transitoire est dû à sa présence au sein de la matière à la place de grains d'explosif. Cette conclusion est le résultat des approches multiphasiques et mésoscopiques proposées dans les chapitres 11 et 12. À ce stade de l'étude, nous pouvions conclure que l'aluminium est un acteur passif de la TCD. Cependant, les observations expérimentales obtenues par comparaison croisée des essais sur la B2238A et la PBXN109 ont montré une nette différence de l'accélération du choc. Nous en avons déduit qu'une modélisation correcte de l'amorçage, c'est-à-dire une modélisation prenant en compte les paramètres influents, devrait pouvoir reproduire l'effet de l'aluminium. Dans ce cas là, il s'agit de tenir compte explicitement de la surface de combustion disponible pour le débit de masse de la phase solide vers la phase gazeuse. Dans le chapitre 13, nous avons tenté de décrire la phénoménologie d'amorçage et spécifiant les paramètres influents. La question de la surface de combustion, communément traitée dans les approches NGDK et KRAKATOA, a trait à la distribution granulométrique des grains de nitramine, problématique souvent occultée. Or, nous avons montré qu'une prise en compte de cette densité de probabilité modifie significativement la régression de la surface totale disponible pour la combustion et par conséquent, le débit de masse. Le problème sous-jacent est que l'introduction d'une loi de probabilité ne permet plus d'obtenir un formalisme analytique de la cinétique. Pour pallier ce souci, nous proposons d'introduire une décomposition de la densité de probabilité en série entière afin d'approcher la solution théorique.

Enfin, nous sommes revenus sur le principe de courbe unique d'amorçage pour proposer une nouvelle approche de l'inversion mathématique du taux de réactivité à partir du Pop-plot. Le développement de la nouvelle méthode de dépouillement des essais d'impacts plans, permet de connaître l'équation de la courbe unique d'amorçage pour un explosif, c'est-à-dire l'équation régissant l'accélération du choc. Dès lors, l'inversion de l'équation maîtresse d'évolution du choc permet de déterminer le taux de réactivité de l'explosif.

En conclusion, cette thèse propose une approche pragmatique de l'amorçage des explosifs aluminisés, reposant sur une analyse, la plus complète possible, des phénomènes prépondérants dans le mécanisme de transition choc détonation. La dualité expérience-théorie apporte un point de vue intéressant, nécessaire pour mettre en lumière les limites de chacun.

Perspectives

Comme nous l'avons vu au cours de ce manuscrit, l'étude de l'amorçage soulève de nombreuses questions qu'une seule thèse ne peut traiter. Tout d'abord, d'un point de vue expérimental, il a été montré les limites de tests macroscopiques se basant sur la mesure non directe de grandeurs de l'écoulement, notamment avec la mise en regard des incertitudes expérimentales avec les méthodes de dépouillement. L'information recherchée nécessite un essai discriminant. Cela demande à repenser les diagnostics métrologiques utilisés mais également les configurations expérimentales.

Désormais, le test du Pop-plot doit être vu comme un test de validation d'un modèle et non comme un test permettant son élaboration. Cela fait écho au recul du nombre de publications, à l'échelle internationale, sur les tests macroscopiques. La mode est à la micro-détonique et à la mesure de grandeurs directement liées à la cinétique de décomposition du matériau. On peut citer ici, l'approche de Basset et Dlott pour mesurer l'évolution de la fraction volumique de gaz, lors de la formation des points chauds, au passage du choc [14].

Enfin, d'un point de vue théorique, l'essor des calculateurs permet une approche directe des problèmes physiques par la simulation. Une étude purement numérique est désormais possible, à condition que les codes numériques contiennent la physique nécessaire. Aujourd'hui, les efforts doivent se porter sur l'élaboration de codes de simulation plutôt que sur l'élaboration de modèles empiriques nécessitant des expériences. L'avantage de la simulation est de pouvoir mener une étude paramétrique pour dégager des corrélations et mettre en évidence les facteurs clés. Dans un domaine comme la détonique, où l'expérience est unique, la voie numérique est un passage obligé pour la compréhension. Les exigences envers la simulation sont de plus en plus fortes. La robustesse du modèle est demandée en même temps que l'écart à l'expérience est souhaité. Elle ne pourra y répondre que lorsque les modèles qu'elle contient, comporteront une grande partie des briques élémentaires de la physique.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] R. ABGRALL et R. SAUREL : Discrete equations for physical and numerical compressible multiphase mixtures. *Journal of computation physics*, 2003. [172](#)
- [2] P. ANDRIOT, P. LALLE et R. COURCHINOX : Déterminations expérimentales de courbes d'Hugoniot inerte et réactif du nitrate d'ammonium. *In EUROPYRO*, pages 349–354. EUROPYRO, Juin 1993. [96](#)
- [3] G. ANTIC et V. DZINGALASEVIC : Characteristics of cast PBX with aluminium. *Scientific Technical Review*, 56(3-4):52–58, 2006. [53](#), [55](#), [66](#)
- [4] W. ARNOLD : What influences the shock sensitivity of high explosives? *In Insensitive Munitions and Energetic Materials Technology Symposium*, 2006. [61](#), [62](#), [63](#), [VI](#)
- [5] J. AVEILLÉ, J. BACONIN, N. CARION et J. ZOÉ : Experimental study of spherically diverging detonation waves. *In 8th International Detonation Symposium*, juillet 1985. [142](#), [150](#)
- [6] M. AVRAMI : Kinetics of phase change. I. General theory. *Journal of chemical physics*, 7(12):1103–1112, 1939. [37](#)
- [7] M. AVRAMI : Kinetics of phase change. II. Transformation-time relations for random distribution of nuclei. *Journal of chemical physics*, 8(2):212–224, 1940. [37](#)
- [8] M. R. BAER et J. W. NUNZIATO : A two-phase mixture theory for the deflagration to detonation transition in reactive granular materials. *International Journal of Multiphase Flow*, 12:198–212, 1986. [48](#), [172](#)
- [9] F. BAI, Y. LIU, F.-L. HUANG et T. HUSSAIN : A Reactive flow model for hot-spot ignition of shocked aluminized explosives with small size aluminium grains. *Simulations : Transactions of the Society for Modeling and Simulation International*, 93(3):177–183, 2017. [71](#)
- [10] Y. BARBARIN, A. LEFRANÇOIS, V. CHUZEVILLE, L. JACQUET, S. MAGNE, J. LUC et A. OSMONT : Optimization of detonation velocity measurements using a chirped fiber bragg grating. *Fiber Optic Sensors and Application*, 2015. [86](#)
- [11] Y. BARBARIN, A. LEFRANÇOIS, B. ROUGIER, F. SINATTI, O. LASSALLE, A. OSMONT et J. LUC : Shocks sensing by fiber bragg gratings and a 100 MHz dynamic dispersive interrogator. *In IEEE Research and Applications of Photonics In Defense*, 2018. [91](#)
- [12] A. BARUA, S. KIM, Y. HORIE et M. ZHOU : Prediction of probabilistic ignition behavior of polymer-bonded explosives from microstructural stochasticity. *Journal of Applied Physics*, 113:184907, 2013. [46](#), [76](#)
- [13] A. BARUA et M. ZHOU : A lagrangian framework for analyzing micro-structural level response of polymer-bonded explosives. *Model*, 19(24), 2011. [46](#)
- [14] W. P. BASSETT et D. D. DLOTT : High dynamic range emission measurements of shocked energetic materials : Octahydro-1,3,5,7-tetranitro-1,3,5,7-tetrazocine (HMX). *Journal of Applied Physics*, 119, 2016. [206](#)

- [15] S. BASTEA : Transport properties of fluid mixtures at high pressures and temperatures. Application to the detonation products of HMX. *In 12th International Detonation Symposium*, 2002. [167](#), [169](#)
- [16] G. BAUDIN : La Détonation : chronologie des travaux de modélisation dans les explosifs condensés. *In Sixièmes journées scientifiques Paul Vieille*, 2009. [33](#)
- [17] G. BAUDIN : Physique des explosifs : de l'amorçage aux effets des explosifs condensés. Mémoire d'habilitation à diriger des recherches, Université de Paris Ouest Nanterre la Défense, 2013. [159](#)
- [18] G. BAUDIN : *Estimations des incertitudes : cours et applications en langage Python*. Ellipses, à paraître 2019. [115](#), [153](#)
- [19] G. BAUDIN et D. BERGUES : A reaction model for aluminized PBX applied to underwater explosion calculations. *In 10th International Detonation Symposium*, 1993. [40](#), [73](#)
- [20] G. BAUDIN, C. Le GALLIC, F. DAVOINE et P. BOUINOT : Experimental method to determine the detonation characterization of a very non-ideal high explosive. *In Shock Compression of Condensed Matter*, pages 940–943. American Institute of Physics, 2005. [142](#), [150](#)
- [21] G. BAUDIN, M. GENETIER, T. ELIA et L. CATOIRE : Aluminum powder heat and combustion modeling inside the detonation products of high explosives. *In 16th International Detonation Symposium*, 2018. [194](#)
- [22] G. BAUDIN, F. PETITPAS et R. SAUREL : Thermal non-equilibrium modeling of detonation waves in highly heterogeneous condensed HE : a multiphase approach for metallized high explosives. *In 14th International Detonation Symposium*, 2010. [67](#), [68](#)
- [23] G. BAUDIN, M. ROUDOT, M. GENETIER, P. MATEILLE et A. LEFRANCOIS : Shock to detonation transition of RDX, HMX and NTO based composite high explosives : Experiment and modelling. *Journal of Physics : Conference Series*, 2014. [121](#), [151](#), [199](#)
- [24] J. BDZIL et D. STEWART : Modelling two-dimensional detonation with detonation shock dynamics. *Physics of Fluids*, pages 1261–1267, 1989. [32](#)
- [25] R. BELMAS : Modélisation de la transition choc-détonation. *In Sixièmes journées scientifiques Paul Vieille*, 2009. [33](#)
- [26] R. BELMAS, J. P. PLOTARD et C. BIANCHI : A physical model of shock to detonation transition in heterogeneous explosives. *In 10th International Detonation Symposium*, 1993. [33](#), [40](#)
- [27] V. M. BEL'SKII, A. L. MIKHAILOV, A. V. RADIONOV et A. A. SEDOV : Microwave diagnostics of shock-wave and detonation processes. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 47(6):639–650, 2011. [84](#)
- [28] V. M. BEL'SKII : Description of operation of interferometer having millimeter wavelength range. Rapport technique, RFNC-VNIIEF, 2007. [84](#)
- [29] D. BERGUES, G. BAUDIN et H. TRUMEL : A shock to detonation model for high-energy rocket propellant applied to predict jet initiation threshold. *In 10th International Detonation Symposium*, 1993. [40](#)
- [30] H. BERNIER : *Contribution à l'étude de la génération de la détonation provoquée par impact sur un explosif*. Thèse de doctorat, Faculté des sciences et Université de Paris, 1964. [33](#), [34](#), [47](#)
- [31] E. BONOMI et J.-L. LUTTON : Le Recuit Simulé. *Pour la Science*, 129:68–77, Juillet 1998. [114](#)

- [32] F. BOWDEN et A. YOFFE : Initiation and growth of explosion in liquid and solids. *Cambridge University Press*, 1952. [33](#), [36](#)
- [33] A. W. CAMPBELL, W. C. DAVIS, J. B. RAMSAY et J. R. TRAVIS : Shock initiation of solid explosives. *The physics of fluids*, 4:511–521, 1961. [103](#), [104](#)
- [34] S. CANDEL : *Mécanique des Fluides - Cours*. Dunod, 2003. [3](#), [64](#)
- [35] H. S. CARSLAW et J. C. JAEGER : *Conduction of heat in solids*. Oxford University Press, 1959. [167](#)
- [36] J. K. CHEN et T. B. BRILL : Chemistry and kinetics of PBHT and diisocyanate-HTPB polymer during slow decomposition and combustion-like conditions. *Combustion and Flame*, 87:217–232, 1991. [24](#)
- [37] V. CHUZEVILLE : *Amorçage en détonation des explosifs hétérogènes de type coulé-fondu : établissement de corrélations entre microstructure et réactivité*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, octobre 2016. [14](#), [21](#), [22](#), [33](#), [34](#), [35](#), [44](#), [45](#), [46](#), [106](#), [123](#), [124](#), [161](#), [197](#), [217](#)
- [38] V. CHUZEVILLE, G. BAUDIN, M. GENETIER, A. LEFRANÇOIS, R. BOULANGER et L. CAUTOIRE : Complete Mie-Grüneisen equation of state for several explosives and universal unreacted hugoniot relations. *In 16th International Symposium on Detonation*, 2018. [45](#)
- [39] V. CHUZEVILLE, G. BAUDIN, A. LEFRANÇOIS, M. GENETIER, Y. BARBARIN et L. JACQUET : Detonation initiation of heterogeneous melt-cast high explosives. *In AIP Conference Proceedings*, 2017. [86](#)
- [40] S. COCHRAN et J. CHAN : Shock initiation and detonation models in one and two dimensions. Rapport technique UCID-18024, Lawrence Livermore National Laboratory, 1979. [36](#), [161](#)
- [41] N. L. COLEBURN et T. P. LIDDIARD : Hugoniot equation of state of several unreacted explosives. *The Journal of Chemical Physics*, 44(5):1929–1936, 1966. [17](#)
- [42] P. W. COOPER : A new look at the run distance correlation and its relationship to other non-steady-state phenomena. *In 10th International Detonation Symposium*, 1993. [105](#)
- [43] S. COURTIAUD : *Etude et simulation de la postcombustion turbulente des explosifs homogènes sous-oxygénés*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2017. [16](#)
- [44] G. DAMAMME : *Contribution à la théorie hydrodynamique de l'onde de détonation dans les explosifs condensés*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 1987. [33](#), [37](#)
- [45] G. DAMAMME et M. MISSONNIER : Simulation of the reaction zone of heterogeneous explosives. *In 7th International Detonation Symposium*, pages 641–645, 1981. [33](#), [37](#)
- [46] A. J. DAVIDSON, I. D. H. OSWALD, D. J. FRANCIS, A. R. LENNIE, W. G. MARSHALL, D. I. A. MILLAR, C. R. PULHAM, J. E. WARREN et A. S. CUMMING : Explosives under pressure the crystal structure of gamma-RDX as determined by high pressure X-ray and neutron diffraction. *CrystEngComm*, 10:162–165, 2008. [19](#)
- [47] D. J. DEFORGE : *Performance Of The Ubc Two-stage Light-gas Gun*. Thèse de doctorat, University of British Columbia, juillet 1993. [110](#)
- [48] J.-F. DELMAS et B. JOURDAIN : *Modèles aléatoires - Applications aux sciences de l'ingénieur et du vivant*. Springer, 2006. [113](#)
- [49] M. DERVAUX : Nidex, un modèle de détonation non idéale des explosifs appliqué à la détonation en cartouches non confinées et aux tests du cylindre 3 et 8". *In High Dynamic Pressure*, 2003. [60](#), [63](#), [68](#)

- [50] M. DERVAUX, S. LECUME et J. MALA : Reactive behavior of cast pbx's including different inert binders. *In 11th International Detonation Symposium*, 2006. [60](#), [194](#)
- [51] N. DESBIENS, C. MATIGNON et R. SORIN : Temperature-based model for condensed-phase explosive detonation. *In Shock Compression and Condensed Matter*, 2014. [33](#), [40](#)
- [52] J. K. DIENES, Q. H. ZUO et J. D. KERSHNER : Impact initiation of explosives and propellant via statistical crack mechanics. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 54:1237–1275, 2006. [33](#), [40](#)
- [53] B. M. DOBRATZ et P.C CRAWFORD : *LLNL Explosives Handbook - Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants*. LLNL, 1972. [17](#), [18](#), [19](#)
- [54] Z. P. DUAN, Y. R. LIU, Z. Y. ZHANG, Z. C. OU et F. L. HUANG : Prediction of initial temperature effects in shock initiation of solid explosives by using mesoscopic reaction rate model. *International Journal of Nonlinear Sciences and Numerical Simulations*, 5(15):299–305, 2014. [44](#)
- [55] Z.P. DUAN, Y.R. LIU, Z.Y. ZHANG, Z.C. OU et F.L. HUANG : A pore collapse model for hot-spot ignition in shocked multi-component explosives. *International Journal of Nonlinear Sciences and Numerical Simulations*, 11:19–23, 2010. [44](#)
- [56] W. DÖRING : Detonatiovorgänge in gasen. *Annalen der Physik*, 43, 1943. [31](#)
- [57] D. ERRANDONEA : The melting curve of ten metals up to 12 GPa and 1600 K. *Journal of Applied Physics*, 108(033517), 2010. [27](#)
- [58] H. EYRING, R. E. POWELL, C. H. DUFFEY et R. B. PARIL : The stability of detonation. *Chemical Reviews*, 45:69–181, 1949. [32](#)
- [59] W. FICKETT et W. C. DAVIS : *Detonation*. University of California Press, 1979. [67](#)
- [60] S. FOREST, M. AMESTOY, G. DAMAMME, S. KRUCH, V. MAUREL et M. MAZIÈRE : *Mécanique des milieux continus*. Ecole des Mines de Paris. [3](#), [159](#)
- [61] L. E. FRIED, W. M. HOWARD et P. C. SOUERS : Cheetah 2.0 user's manual. Rapport technique UCRL-MA-117541 Rev. 5, Lawrence Livermore National Laboratory, 1998. [150](#)
- [62] M. GENETIER et G. BAUDIN : Siame version 1, notice physique 2016. Rapport technique CEA/CEG/DEA/SDMT/DR/SF/149/2016, CEA, 2016. [56](#)
- [63] P. GERMAIN : *Cours de mécanique des milieux continus*. Masson et Cie, 1973. [3](#)
- [64] R. GIBBS et A. POPOLATO : LASL Explosive Property Data. University of California, 1980. [20](#), [55](#), [57](#), [67](#)
- [65] Julien GLORIAN : *Cinétique hétérogène pour la combustion de l'aluminium*. Thèse de doctorat, ENSTA ParisTech, 2014. [26](#)
- [66] S. K. GODUNOV et E. I. ROMENSKY : Thermodynamics, conservation laws and symmetric forms of differential equations in mechanics of continuous media. *Computational Fluid Dynamics Review*, 95, 1995. [48](#)
- [67] M. F. GOGULYA et M. A. BRAZHNIKOV : *Shock Wave Science and Technology Reference Library*, chapitre Detonation of Metalized Composite Explosives, pages 217–286. Springer, 2009. [51](#), [58](#), [165](#), [VI](#)
- [68] M. F. GOGULYA, A. Y. DOLGOBORODOV, M. A. BRAZHNIKOV et G. BAUDIN : Detonation Waves in HMX/Al Mixtures (Pressure and Temperature Measurements). *In 11th International Detonation Symposium*, pages 979–988, 1998. [52](#), [53](#), [54](#), [56](#), [57](#), [59](#), [165](#), [221](#), [VI](#), [XI](#), [XII](#)

- [69] M. F. GOGULYA, M. N. MAKHOV, A. Y. DOLGOBORODOV, M. A. BRAZHNIKOV, V. I. ARKHIPOV et V. G. SHCHETININ : Mechanical Sensitivity and Detonation Parameters of Aluminized Explosives. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 40(4):445–457, 2004. [54](#), [165](#), [VI](#)
- [70] A. I. GRISHKIN, L. V. DUBNOV, V. Y. DAVYDOV, Y. A. LEVSHINA et T. N. MIKHAILOVA : The Influence of admixtures of powder-like aluminium on detonation parameters of high-order explosive systems. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 20(2): 115–117, 1993. [53](#), [222](#)
- [71] GTPS : *Dictionnaire de Pyrotechnie*. Association Française de Pyrotechnie, 7 édition, 2016. [xvii](#), [III](#)
- [72] C. HANDLEY : The CREST reactive burn model. *In 13th International Detonation Symposium*, 2006. [33](#)
- [73] L.G. HILL et R. L. GUSTAVSEN : On The Characterization and Mechanisms of Shock Initiation in Heterogeneous Explosives. *In 12th International Symposium on Detonation*, 2002. [112](#), [135](#), [149](#), [198](#)
- [74] M. L. HOBBS et M. R. BAER : Calibrating the BKW-EOS with a large product species data base and measured C-J properties. *In 10th International Detonation Symposium*, Juin 1993. [55](#)
- [75] W. M. HOWARD, L. E. FRIED et P. C. SOUERS : Modeling of Non-Ideal Aluminized Explosives. *In M. D. FURNISH, L. C. CHHABILDAS et R. S. HIXSON, éditeurs : Shock Compression of Condensed Matter*, volume 505. American Institute of Physics, 1999. [xvi](#), [66](#)
- [76] H. W. HUBARD et M. H. JOHNSON : Initiation of detonation. *Journal of Applied Physics*, 30(5):765–769, 1959. [33](#), [34](#), [47](#)
- [77] T. HUSSAIN et Liu YAN : Single and double shock initiation modelling for high explosive materials in last three decades. *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, 146(1):012041, 2016. [43](#)
- [78] V. S. ILYUKHIN, P. F. POKHIL, O. K. ROZANOV et N. S. SHVEDOVA : RDX studies. *Soviet Phys. Doklady*, 1960. [19](#)
- [79] R. S. JANESHESKI et L. J. Grovena dn S. F. SON : Detonation failure characterization of non-ideal explosives. *In Shock Compression of Condensed Matter*, 2011. [xvi](#)
- [80] J. N. JOHNSON, P. K. TANG et C. A. FOREST : Shock wave initiation of heterogeneous reactive solids. *Journal of Applied Physics*, 57(9):4323–4334, May 1985. [33](#), [39](#), [40](#), [V](#)
- [81] W. A. JOHNSON et R. F. MEHL : Reaction kinetics in processes of nucleation and growth. *Transactions of American Institute of Mining and Metallurgical Engineers*, 135:416–458, 1939. [37](#)
- [82] H. JONES : Photographic study of detonation in solid explosives - Part 1 : the development of photographic method for measuring rate of detonation. *Proceedings of the Royal Society of London*, 120:603–619, 1928. [31](#)
- [83] H. JONES : A theory of dependence of the rate of detonation of solid explosives on diameter of the charge. *Proceedings of the Royal Society of London*, A189:415–426, 1947. [32](#)
- [84] E. JOUGUET : *Mécanique des Explosifs*. Encyclopédie scientifique, 1917. [30](#)
- [85] H. JOURDREN, J.-M. SIBEAUD et M. ADAMCZEWSKI-CAURET : Logiciel OURANOS : présentation générale et utilisation en détonique. *Revue Scientifique et Technique de la Défense*, 1995. [151](#), [181](#)

- [86] A. KAPILA, R. MENIKOFF, J. B. BDZIL, S. SON et D. S. STEWART : Two-phase modeling of DDT in granular materials : reduced equations. *Physics of Fluids*, 13:3002–3024, 2001. [48](#), [67](#), [173](#)
- [87] Y. KATO : *Contribution à l'étude des détonations des mélanges hétérogènes de nitrométhane et d'aluminium*. Thèse de doctorat, ENSMA, 1978. [167](#)
- [88] B.A. KHASAINOV, A.A. BORISOV, B.S. ERMOLAEV et A.I. KOROTKOV : Two-phase viscoplastic model of shock initiation of detonation in high density pressed explosives. *In 7th International Detonation Symposium*, pages 435–447, 1981. [38](#)
- [89] B. KIM, M. KIM et J. J. YOH : shock to detonation transition analysis using experiments and models. *In Proceedings of the Combustion Institute*, volume 36, pages 2699–2707, 2017. [61](#), [72](#), [73](#)
- [90] K. KIM : Development of a model of reaction rate in shocked multicomponent explosives. *In Ninth International Symposium on Detonation*, pages 593–603, 1989. [43](#), [44](#)
- [91] S. KIM : *Probabilistic relations between thermo-mechanical response and microstructure of heterogeneous energetic materials for shock/nonshock loading*. Thèse de doctorat, Georgia Institute of Technology, 2016. [74](#)
- [92] S. KIM, A. BARUA, Y. HORIE et M. ZHOU : Ignition probability of polymer-bonded explosives accounting for multiple sources of material stochasticity. *Journal of Applied Physics*, 115:174902, 2014. [46](#), [72](#)
- [93] S. KIM, Y. HORIE et M. ZHOU : Ignition desensitization of PBX via aluminization. *Metallurgical and Materials Transactions A : Physical Metallurgy and Materials Science*, 46A, 2015. [46](#), [74](#), [77](#), [204](#)
- [94] H. E. KISSINGER : Reaction kinetics in differential thermal analysis. *Analytical Chemistry*, 29:1702, 1957. [24](#)
- [95] A. N. KOLMOGOROV : On the statistical theory of crystallization of metals. *Izvestia akademii nauk SSSR Ser. Mathematica*, (3):355–359, 1937. [37](#)
- [96] E. L. LEE et C. M. TARVER : Phenomenological model of shock initiation in heterogeneous explosives. *Physics of Fluids*, 23(12):2362–2372, 1980. [33](#), [36](#)
- [97] K. Y. LEE, L.; B. CHAPMAN et M. D. COBURA : 3-Nitro-1,2,4 triazol-5-one, a less sensitive explosive. *Journal of Energetic Materials*, 5:27–33, 1987. [21](#)
- [98] I. E. LINDSTROM : Plane shock initiation of a RDX plastic bonded explosive. *Journal of Applied Physics*, 37(13):4873–4880, 1966. [34](#)
- [99] Neal LUNDWALL, Que BUI-DANG, Brian HAYS et Kelly MINNICK : Reduced sensitivity cyclotrimethylene trinitramine (RDX) evaluation. *In Insensitive Munitions and Energetic Materials Technology Symposium*, 2004. [60](#)
- [100] C. L. MADER : *Numerical Modeling of Detonations*. University of California Press, 1979. [34](#)
- [101] C. L. MADER et C. A. FOREST : Two Dimensional Homogeneous and Heterogeneous Detonation Wave Propagation. resreport LA-6259, Los Alamos Scientific Laboratory, 1976. [33](#), [34](#)
- [102] S. P. MARSH : LASL Shock Hugoniot Data. University of California, 1980. [17](#), [20](#), [26](#), [XI](#)
- [103] J. MASSONI, R. SAUREL, G. BAUDIN et G. DEMOL : A mechanistic model for shock initiation of solid explosives. *Physics of Fluids*, 1999. [33](#), [40](#)
- [104] T. C. MCGRIGOR et K. A. CLARK : Qualification Testing for PBXN-113 Containing Reclaimed HMX. *In Insensitive Munitions & Energetic Materials Technology Symposium*, 2006. [55](#)

- [105] R. MENIKOFF : *Shock Wave Science and Technology Reference Library*, chapitre Empirical Equations of State for Solids, pages 143–188. Springer, 2007. [159](#)
- [106] R. MENIKOFF et M. S. SHAW : Review of the Forest Fire Model. resreport, Los Alamos National Laboratory, 2007. [33](#), [34](#)
- [107] R. MENIKOFF et M. S. SHAW : The SURF model and the curvature effect for PBX 9502. *Combustion theory and modelling*, 2012. [33](#)
- [108] R. MEYER, J. KÖHLER et A. HOMBURG : *Explosives*. Wiley-vch, 6th édition, 2007. [13](#), [21](#)
- [109] C. MILLER, S. KIM, Y. HORIE et M. ZHOU : Ignition thresholds of aluminized HMX-based polymer-bonded explosives. *AIP Advances*, 9(045103), 2019. [33](#), [46](#), [77](#)
- [110] L. B. MUNDAY, P. W. CHUNG, B. M. RICE et S. D. SOLARES : Simulations of High Pressure Phases in RDX. *The Journal of Physical Chemistry B*, 115:4378–4386, 2011. [18](#), [19](#)
- [111] P. C. MYINT et A. L. NICHOLS : Thermodynamics of HMX polymorphs and HMX/RDX mixtures. Rapport technique LLNL-JRNL-703524, Lawrence Livermore National Laboratory, 2016. [20](#), [219](#), [IX](#)
- [112] J. V. Von NEUMANN : Theory of stationary detonation waves. *National Defense Research Committee of the Office Scientific Research and Development*, 238, 1942. [31](#)
- [113] National Institute of STANDARDS et TECHNOLOGY : *JANAF Thermochemical Tables*. American Chemical Society, 4 édition, 1998. [25](#), [XI](#)
- [114] B. OLINGER, B. ROOF et H. H. CADY : The linear and volume compression of beta-HMX and RDX. *In International Symposium on High Dynamic Pressure*, pages 3–8, 1978. [18](#), [19](#)
- [115] I. D. H. OSWALD, D. I. A. MILLAR, A. J. DAVIDSON, D. J. FRANCIS, W. G. MARSHALL, C. R. PULHAM, A. CUMMING, A. R. LENNIE et J. E. WARREN : High-pressure structural studies of energetic compounds. *High Pressure Research*, 30(2):280–291, 2010. [18](#), [19](#)
- [116] F. PETITPAS, R. SAUREL, E. FRANQUET et A. CHINNAYYA : Modelling detonation waves in condensed energetic materials : Multiphase cj conditions and multidimensional computations. *Shock Waves*, 19:377–401, 2009. [48](#)
- [117] S. POEUF : *Equations d'état des produits de détonation des explosifs solides*. Thèse de doctorat, ENSMA, 2018. [163](#)
- [118] D. PRICE et A. R. CLAIRMONT : Deflagration to Detonation Transition Behavior of Aluminized HMX. *Propellants and Explosives*, 4:132–136, 1979. [53](#), [55](#)
- [119] M. A. RADWAN : Explosive characteristics of aluminised plastic bonded explosives base on octogen and polyurethane binder. *In 32nd Int. Annu. Conf. ICT*, 2001. [55](#)
- [120] N. K. RAI : *Numerical Framework for Mesoscale Simulation of Heterogeneous Energetic Materials*. Thèse de doctorat, The University of Iowa, 2015. [41](#)
- [121] N. K. RAI et H. S. UDAYKUMAR : Mesoscale simulation of reactive pressed energetic materials under shock loading. *Journal of Applied Physics*, 118, 2015. [41](#)
- [122] J. B. RAMSAY et A. POPOLATO : Analysis of shock wave and inition data for solid explosives. *In 4th International Symposium on Detonation*, 1965. [104](#)
- [123] R. C. RIPLEY, F. ZHANG et F.-S. LIEN : Acceleration and heating of metal particles in condensed explosive detonation. *In Shock Compression of Condensed Matter*, 2007. [165](#)
- [124] B. ROUET-LEDUC, J.-B. MAILLET et C. DENOUAL : The kinetics of heterogeneous nucleation and growth : an approach based on a grain explicit model. *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, 22(3):035018, 2014. [37](#)

- [125] B. ROUGIER : *Étude à coeur des propriétés de matériaux innovants par la compréhension de la propagation d'une onde électromagnétique à travers une onde de choc*. Thèse de doctorat, Université Fédérale - Toulouse Midi-Pyrénées, 2018. [124](#)
- [126] B. ROUGIER, H. AUBERT, A. LEFRANÇOIS, Y. BARBARIN, J. LUC et A. OSMONT : Reflection of electromagnetic waves from moving interfaces for analyzing shock phenomenon in solids. *Radio Science*, 7 2018. [85](#)
- [127] B. ROUGIER, A. LEFRANÇOIS, V. CHUZEVILLE, S. POEUF et H. AUBERT : Static and Dynamic Permittivity Measurement of High Explosives in the W Band to Investigate Shock and Detonation Phenomena. *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 44:153–159, 2019. [85](#), [86](#), [122](#), [124](#)
- [128] R. SAUREL, F. FRAYSSE, D. FURFARO et E. LAPEBIE : Multiscale multiphase modeling of detonation in condensed energetic materials. *Computers and Fluids*, 159:95–111, 2017. [67](#)
- [129] C. K. SAW : Kinetics of HMX and Phase Transitions : Effects of Particle Size at Elevated Temperature. In *12th International Symposium on Detonation*, pages 70–76. Office of Naval Research, Août 2002. [20](#), [219](#), [IX](#)
- [130] Chocs : Revue scientifique et technique de la DIRECTION DES APPLICATIONS MILITAIRES : Mesures détoniques et hyperfréquences, septembre 1993. [83](#), [VII](#)
- [131] Chocs : Revue scientifique et technique de la DIRECTION DES APPLICATIONS MILITAIRES : Détonique, janvier 2010. [89](#), [VII](#)
- [132] O. SEN, N. K. RAI, A. S. DIGGS, D. B. HARDIN et H. S. UDAYKUMAR : Multi-scale shock-to-detonation simulation of pressed energetic material : A mesoinformed ignition and growth model. *Journal of Applied Physics*, 124, 2018. [33](#), [41](#), [42](#), [43](#)
- [133] D. SIMIC, M. POPOVIC, R. SIROVATKA et U. ANDELIC : Influence of cast composite thermobaric explosive compositions on air shock wave parameters. *Scientific Technical Review*, 63(2):63–69, 2013. [52](#), [53](#)
- [134] Y. K. SINHA, B. T. N. SRIDHAR et M. SANTHOSH : Thermal decomposition study of HTPB solid fuel in the presence of activated charcoal and paraffin. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 2014. [23](#), [24](#), [V](#), [XI](#)
- [135] T. SJOSTROM, S. CROCKETT et S. RUDIN : Multiphase aluminum equations of state via density functional theory. *Physical Review B*, 94(144101), 2016. [168](#)
- [136] L. L. STEVENS, N. VELISAVLJEVIC, D. E. HOOKS et D. M. DATTELBAUM : The high-pressure phase behavior and compressibility of 2,4,6-trinitrotoluene. *Applied Physics Letters*, 2008. [17](#)
- [137] C. M. TARVER, S. K. CHIDESTER et A. L. NICHOLS : Critical conditions for impact and shock-induced hot spots in solid explosives. *Journal of Physical Chemistry*, 100: 5794–5799, 1996. [75](#)
- [138] W. A. TRZCINSKI, S. CUDZILO et L. SZYMANCZYK : Studies of detonation characteristics of aluminum enriched RDX compositions. *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 32(5), 2007. [53](#), [55](#), [68](#)
- [139] P.P VADHE, R. B. PAWAR, R. K. SINHA, S. N. ASTHANA et A. Subhananda RAO : Cast Aluminized Explosives (Review). *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 44(4): 461–477, 2008. [55](#)
- [140] P. J. M. van LAARHOVEN et E. H. L. AARTS : *Simulated Annealing : theory and applications*. Springer Science, 1987. [113](#)
- [141] J. VANPOPERYNGHE, J. SOREL et H. C. PUJOLS : Experiment and numerical simulation of high explosives delayed and lowed detonation. In *8th International Detonation Symposium*, 1985. [33](#), [37](#)

- [142] C. VARGEL : Propriétés générales de l'aluminium et de ses alliages. *Techniques de l'Ingénieur*, 2005. [25](#), [26](#), [167](#), [XI](#)
- [143] R. J. WASLEY et J. F. O'BRIEN : Lawrence livermore national laboratory private communication. extrait de [\[37\]](#), 1966. [17](#)
- [144] B. WESCOTT, D. STEWART et W. DAVIS : Equation of state and reaction rate for condensed-phase explosives. *Journal of Applied Physics*, 2005. [33](#)
- [145] W. W. WOOD et J. G. KIRKWOOD : Diameter Effect in Condensed Explosives. The Relation between Velocity and Radius of Curvature of the Detonation Wave. *The Journal of Chemical Physics*, 22, 1954. [32](#), [150](#)
- [146] D. XIANG, J. RONG et X. HE : Detonation Performance of Four Groups of Aluminized Explosives. *Central European Journal of Energetic Materials*, 13(4):903–915, 2016. [55](#)
- [147] C. S. YOO et H. CYNN : Equation of state, phase transition, decomposition of β -HMX (octahydro-1,3,5,7-tetranitro-1,3,5,7-tetrazocine) at high pressures. *Journal of Physical Chemistry*, 111(22):10229–10235, Décembre 1999. [20](#)
- [148] C. S. YOO, H. CYNN, W. M. HOWARD et N. C. HOLMES : Equations of state of unreacted high explosives at high pressures. *In 11th International Detonation Symposium*, pages 951–955, 1998. [18](#), [19](#)
- [149] J. M. ZAUG : Utilization of versatile experimental diagnostics to characterize materials response. Lawrence Livermore National Laboratory presentation. [21](#)
- [150] J. B. ZELDOVICH : Sur la théorie de la propagation de la détonation dans les systèmes gazeux. *Zhurnal Experimentanoi i Teoritiskeskoi Fiziki*, 10(5):542–565, 1940. [31](#)
- [151] F. ZHANG, P. A. THIBAUT et R. LINK : Shock interaction with solid particles in condensed matter and related momentum transfer. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 459(2031):705–726, 2003. [64](#), [65](#), [157](#)
- [152] F. ZHANG, P. A. THIBAUT, R. LINK et A. L. GONOR : Momentum transfer during shock interaction with metal particle in condensed explosives. *In Shock Compression of Condensed Matter*, volume 620. American Institute of Physics, 2001. [64](#), [65](#), [157](#), [165](#)

Annexes

Annexe A

Propriétés des explosifs

A.1 RDX

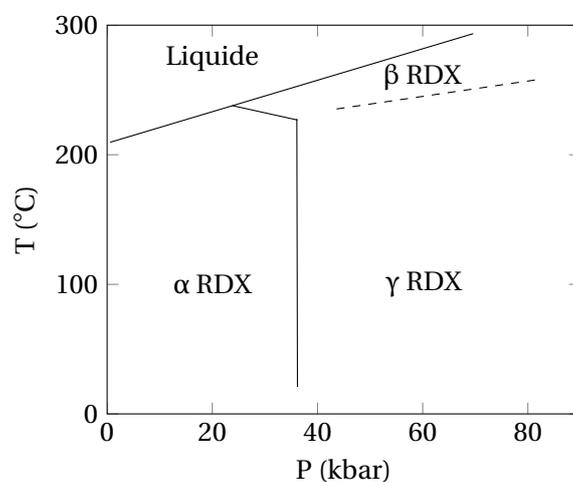


FIGURE A.1 – Diagramme de phase du RDX [129]

A.2 HMX

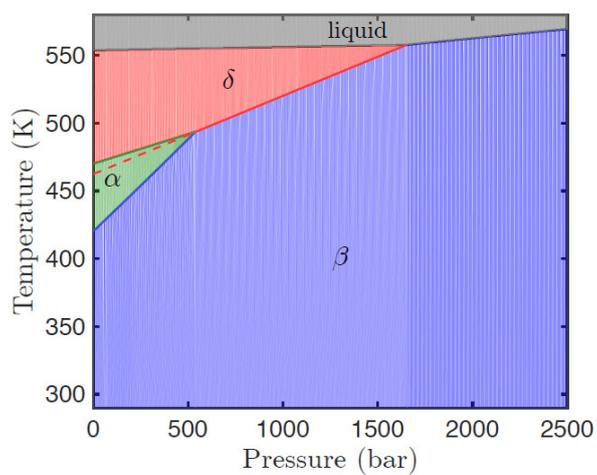


FIGURE A.2 – Diagramme de phase du HMX [111]

Annexe B

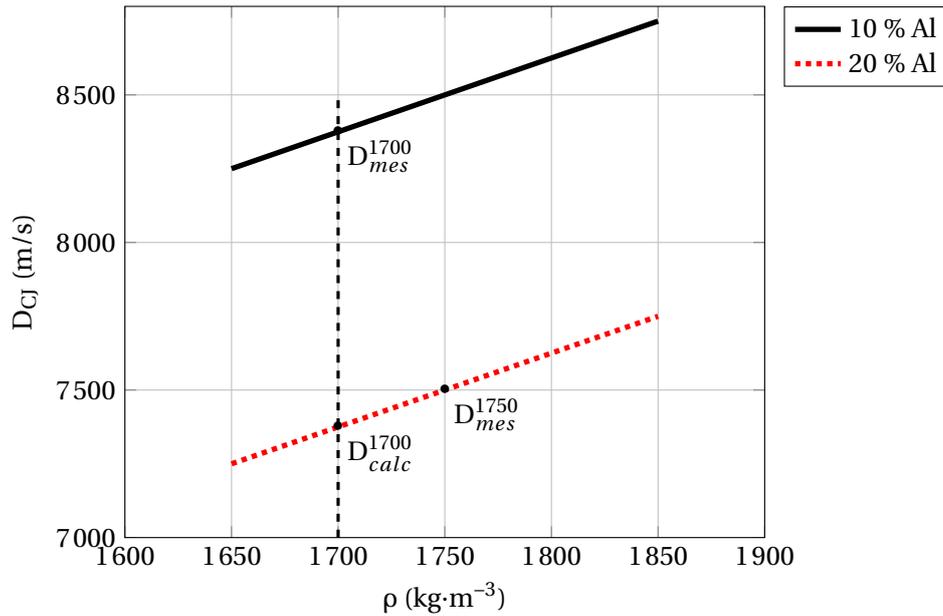
Données des essais de Gogulya *et al.*

B.1 Données expérimentales

TABLEAU B.1 – Données expérimentales obtenues par Gogulya *et al.* [68]

α (%)	ρ (kg·m ⁻³)	D_{CJ} (m·s ⁻¹)
150 μ m		
5	1840	8740
15	1890	8660
25	1950	8550
50 μ m		
5	1840	8730
15	1880	8610
25	1930	8440
20 μ m		
5	1830	8720
15	1870	8550
25	1920	8370
0,5 μ m		
5	1840	8660
15	1870	8350
25	1910	7970

B.2 Méthode de normalisation de la vitesse de détonation



Prenons le cas de deux expériences (tir 1 et tir 2) où on a mesuré la vitesse de détonation à deux densités différentes avec deux concentrations en particules métalliques différentes. Pour pouvoir conclure sur l'effet des particules, il faut éliminer la contribution de la masse volumique. On prend comme *postula* que nous connaissons la dépendance de la vitesse de détonation à la masse volumique pour les deux concentrations en aluminium données. On souhaite comparer la composition à 10 % en aluminium avec la composition à 20 % à une même densité de $\rho = 1700 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Sur la courbe rouge en pointillés, on a :

$$D_{calc}^{1700} = D_{mes}^{1750} + a(\rho_{calc}^{1700} - \rho_{mes}^{1750}). \quad (\text{B.1})$$

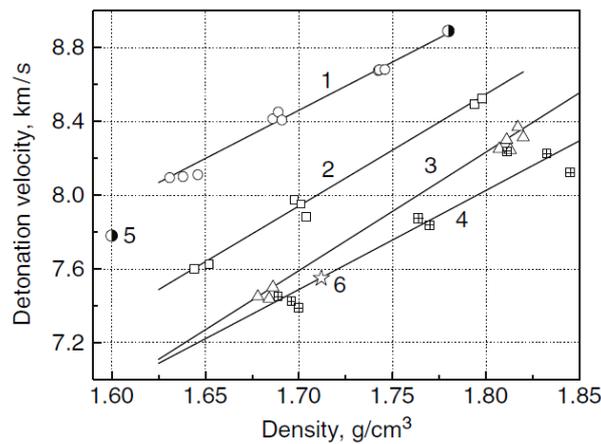
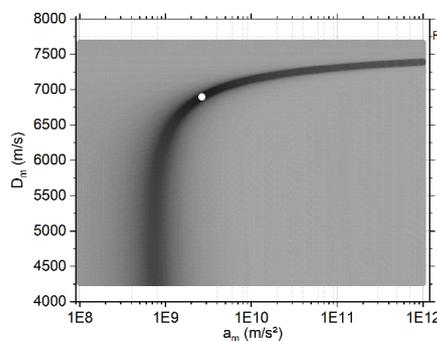


FIGURE B.1 – Evolution de la vitesse de détonation en fonction de la masse volumique d'un explosif à base de HMX et de cire pour des fractions massiques d'aluminium différentes. Les courbes 1, 2, 3 et 4 représentent respectivement une fraction massique d'aluminium de 0%, 10%, 15% et 20%, d'après [70].

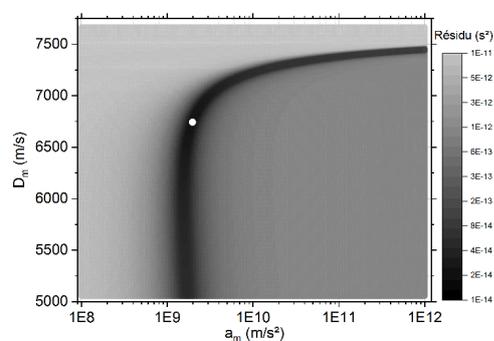
Annexe C

Dépouillements expérimentaux

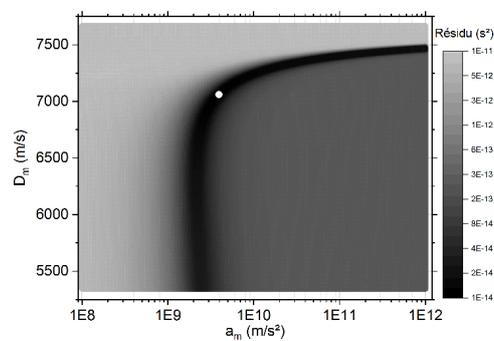
C.1 PBXN109



(a) Cartographie du tir CA18139



(b) Cartographie du tir SNPE1622



(c) Cartographie du tir SNPE1840

FIGURE C.1 – Cartographie des tirs sur le PBXN109. L'échelle de couleur représente l'amplitude du résidu d'ajustement. Le point blanc représente le lieu, dans le plan (a_m, u_m) , de l'optimal.

Annexe D

Mise en équation de la logosphère

D.1 Définition des surfaces caractéristiques

Avant de présenter les équations, nous allons décrire les repères nous permettant de résoudre le problème. La figure D.1 présente les repères en géométrie tri-dimensionnelle. On appellera R le repère attaché à O et de coordonnées (x,y,z) . C'est le repère de la logosphère. On appellera R_1 le repère attaché à O_1 et de coordonnées (x_1,y_1,z_1) . C'est le repère du cône.

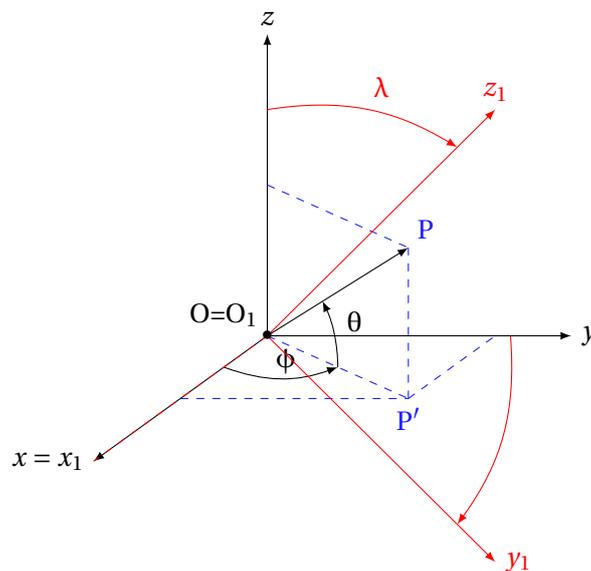


FIGURE D.1 – Repère cartésien et coordonnées sphériques

Faisons un rappel de la description de P en coordonnées sphériques :

Soit $P \in R$, alors :

$$P = \begin{cases} x = R(\theta, \phi) \cos(\theta) \cos(\phi) \\ y = R(\theta, \phi) \cos(\theta) \sin(\phi) \\ z = R(\theta, \phi) \sin(\theta) \end{cases} \quad (D.1)$$

On définit S la surface de la logosphère et S_1 la surface du cône. Soit $P \in S$, alors :

$$P \in S \Leftrightarrow \begin{cases} R(\theta) = r_a e^{\theta \tan \alpha} \\ x = R(\theta) \cos(\theta) \cos(\phi) \\ y = R(\theta) \cos(\theta) \sin(\phi) \\ z = R(\theta) \sin(\theta) \end{cases}, \forall \theta \in \left[\frac{-\pi}{2}; \frac{\pi}{2} \right], \forall \phi \in [0; 2\pi] \quad (D.2)$$

Le système D.2 représente la surface paramétrique de la logosphère. Le cône est lui représenté par une équation implicite :

$$P' \in S_1 \Leftrightarrow x_1^2 + y_1^2 = z_1^2 \tan(\psi)^2, \quad (D.3)$$

avec ψ le demi-angle au sommet du cône. Ici $\psi = \frac{\pi}{4}$.

D.2 Détermination de l'intersection de S_1 et S_2

Pour déterminer l'équation de la courbe gauche de l'intersection de S_1 et S_2 , il faut exprimer la logosphère dans le repère R_1 .

Soit $P \in S$, alors $P \in S_1 \Leftrightarrow$:

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\lambda) & -\sin(\lambda) \\ 0 & \sin(\lambda) & \cos(\lambda) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (D.4)$$

On en déduit alors que l'équation paramétrique de la logosphère dans le repère R_1 s'écrit :

$$S \in R_1 \Leftrightarrow \begin{cases} R(\theta) = r_a e^{\theta \tan(\alpha)} \\ x_1 = R(\theta) \cos(\theta) \cos(\phi) \\ y_1 = R(\theta) \cos(\theta) \sin(\phi) \cos(\lambda) - R(\theta) \sin(\theta) \sin(\lambda) \\ z_1 = R(\theta) \cos(\theta) \sin(\phi) \sin(\lambda) + R(\theta) \sin(\theta) \cos(\lambda) \end{cases} \quad (D.5)$$

On peut, désormais, écrire :

$$\begin{aligned} P \in S \cap S_1 &\Leftrightarrow x_1^2 + y_1^2 = z_1^2, \\ &\Leftrightarrow R^2 \cos^2(\theta) \cos^2(\phi) + \frac{1}{2} R^2 \cos^2(\theta) \sin^2(\phi) - R^2 \cos(\theta) \sin(\theta) \sin(\phi) \\ &\quad + \frac{1}{2} R^2 \sin^2(\theta) = \frac{1}{2} \cos^2(\theta) \sin^2(\phi) + R^2 \cos(\theta) \sin(\theta) \sin(\phi) + \frac{1}{2} R^2 \sin^2(\theta) \\ &\Leftrightarrow R^2 \cos^2(\theta) \cos^2(\phi) - 2R^2 \cos(\theta) \sin(\theta) \sin(\phi) = 0 \\ &\Leftrightarrow \cos^2(\theta) (\cos(\theta) \cos^2(\phi) - 2 \sin(\theta) \sin(\phi)) = 0 \\ &\Leftrightarrow \cos^2(\theta) = 0 \quad \text{ou} \quad \cos(\theta) \cos^2(\phi) - 2 \sin(\theta) \sin(\phi) = 0, \forall \theta \in \left[0; \frac{\pi}{2} \right], \forall \phi \in \left[0; \frac{\pi}{2} \right] \end{aligned}$$

Les angles θ et ϕ ont été restreints à des intervalles compatibles avec celui du cône.

Nous pouvons maintenant procéder à une analyse de cas :

1. $\cos^2(\theta) = 0 \Leftrightarrow \theta = \frac{\pi}{2}$

2.

$$\begin{aligned} \cos(\theta) \cos^2(\phi) - 2 \sin(\theta) \sin(\phi) &= 0 \Leftrightarrow \tan(\theta) = \frac{\cos(\phi)}{2 \tan(\phi)}, \forall \theta \in \left[0; \frac{\pi}{2}\right], \forall \phi \in \left[0; \frac{\pi}{2}\right[\\ \Leftrightarrow \theta &= \arctan\left(\frac{\cos(\phi)}{2 \tan(\phi)}\right), \forall \theta \in \left[0; \frac{\pi}{2}\right], \forall \phi \in \left[0; \frac{\pi}{2}\right[\\ &\text{et } \theta = 0 \text{ pour } \phi = \frac{\pi}{2} \end{aligned}$$

On vient de déterminer l'équation paramétrique de la courbe gauche représentant l'emplacement des sondes de chronométrie. Elle est représentée en rouge sur la courbe D.2.

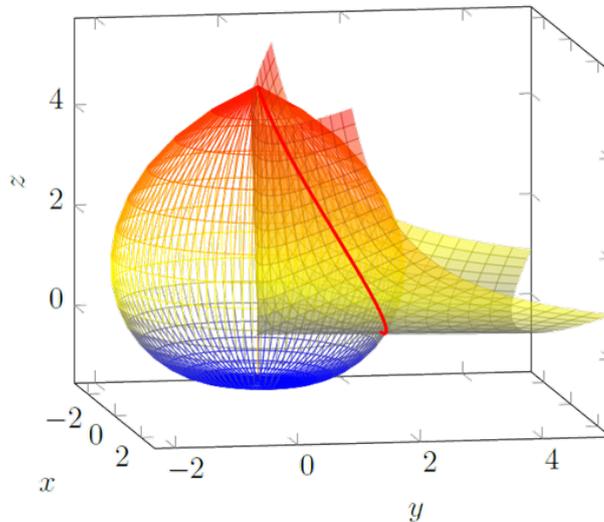


FIGURE D.2 – Intersection du cône et de la logosphère

D.3 Détermination du volume de la logosphère

En coordonnées sphériques le volume de la logosphère est donné par :

$$V = \int_{\theta} \int_{\phi} \int_r r^2 \cos(\theta) dr d\theta d\phi, \quad \forall \theta \in \left[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}\right], \forall \phi \in [0; 2\pi], \forall r \in \left[0; r_a e^{\theta \tan(\alpha)}\right] \quad (\text{D.6})$$

On en déduit alors :

$$\begin{aligned} V &= \int_{\theta} \int_{\phi} \int_r r^2 \cos(\theta) dr d\theta d\phi = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_a e^{\theta \tan(\alpha)}} r^2 \cos(\theta) dr d\theta d\phi \\ &= 2\pi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\cos(\theta) r_a^3}{3} e^{3\theta \tan(\alpha)} d\theta \\ &= \frac{2\pi r_a^3}{3} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos(\theta) e^{3\theta \tan(\alpha)} d\theta \end{aligned}$$

On va alors calculer $I = \int_a^b \cos(\theta) e^{\gamma \theta} d\theta$ avec $\gamma = 3 \tan(\alpha)$.

$$\begin{aligned}
I &= \int_a^b \cos(\theta) e^{\gamma\theta} d\theta = \left[e^{\gamma\theta} \sin(\theta) \right]_a^b - \gamma \int_a^b \sin(\theta) e^{\gamma\theta} d\theta \\
&= \left[e^{\gamma\theta} \sin(\theta) \right]_a^b - \gamma \left(\left[-e^{\gamma\theta} \cos(\theta) \right]_a^b + \gamma I \right) \\
&= \left[e^{\gamma\theta} \sin(\theta) \right]_a^b - \gamma \left[-e^{\gamma\theta} \cos(\theta) \right]_a^b - \gamma^2 I \\
\Leftrightarrow I &= \frac{1}{\gamma^2 + 1} \left(\left[e^{\gamma\theta} \sin(\theta) \right]_a^b + \gamma \left[e^{\gamma\theta} \cos(\theta) \right]_a^b \right)
\end{aligned}$$

Dans notre cas $a = -\pi/2$ et $b = \pi/2$ donc $I = \frac{1}{\gamma^2 + 1} (e^{\gamma\pi/2} + e^{-\gamma\pi/2})$.

On a donc :

$$V = \frac{2\pi r_a^3}{27 \tan^2(\alpha) + 3} (e^{3\pi \tan(\alpha)/2} + e^{-3\pi \tan(\alpha)/2}) \quad (\text{D.7})$$

Annexe E

Equations multiphasiques

E.1 Démonstration des équations multiphasiques moyennées

Pour démontrer les équations multiphasiques moyennées on part des équations (11.11) à (11.13), obtenues en multipliant les équations d'Euler par la fonction indicatrice X_k , et on les moyenne. Il faut alors introduire les deux opérateurs de moyennes (Reynolds et Favre) et leurs propriétés. La moyenne dite de Reynolds (cf. eq. (E.1)) est une moyenne volumique alors que celle dite de Favre (cf. eq. (E.2)) est une moyenne massique.

$$\bar{f} = \frac{1}{V} \int_V f d\tau \quad (\text{E.1})$$

$$\tilde{f} = \frac{1}{\bar{\rho}V} \int_V \rho f d\tau \quad (\text{E.2})$$

Les opérateurs possèdent les propriétés de linéarité, commutativité et d'idempotence appelées avec les équations (E.3) à (E.5).

$$\langle f + g \rangle = \langle f \rangle + \langle g \rangle \quad (\text{E.3})$$

$$\langle \nabla f \rangle = \nabla \langle f \rangle \quad (\text{E.4})$$

$$\langle \langle f \rangle \rangle = \langle f \rangle \quad (\text{E.5})$$

$$(\text{E.6})$$

$$\frac{\partial X_k \rho}{\partial t} + \nabla \cdot X_k \rho \mathbf{u} = \rho (\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) \nabla X_k, \quad (\text{E.7})$$

$$\frac{\partial X_k \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot X_k (\rho \mathbf{u}^2 + p) = (\rho \mathbf{u} (\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) + p) \nabla X_k, \quad (\text{E.8})$$

$$\frac{\partial X_k \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot X_k (\rho E + p) \mathbf{u} = p \mathbf{u} \nabla X_k + \rho E (\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) \nabla X_k. \quad (\text{E.9})$$

En moyennant les équations conservatives (E.7) à (E.9), on obtient les équations suivantes.

$$\frac{\partial \langle X_k \rho \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot \langle X_k \rho \mathbf{u} \rangle = \langle \rho (\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) \nabla X_k \rangle \quad (\text{E.10})$$

$$\frac{\partial \langle X_k \rho \mathbf{u} \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot \langle X_k (\rho \mathbf{u}^2 + p) \rangle = \langle (\rho \mathbf{u} (\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) + p) \nabla X_k \rangle \quad (\text{E.11})$$

$$\frac{\partial \langle X_k \rho E \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot \langle X_k (\rho E + p) \mathbf{u} \rangle = \langle p \mathbf{u} \nabla X_k + \rho E (\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) \nabla X_k \rangle \quad (\text{E.12})$$

Désormais, il faut expliciter les termes moyennés. Pour cela, on applique l'opérateur volumique au terme moyenné et on cherche à faire apparaître la fraction volumique et les moyennes volumique ou massique des grandeurs.

$$\langle X_k \rho \rangle = \frac{1}{V} \int_V X_k \rho d\tau \quad (\text{E.13})$$

$$= \frac{1}{V} \int_{V_k} \rho_k d\tau \quad (\text{E.14})$$

$$= \frac{1}{V} V_k \bar{\rho}_k \quad (\text{E.15})$$

$$= \alpha_k \bar{\rho}_k \quad (\text{E.16})$$

$$\langle X_k \rho \mathbf{u} \rangle = \frac{1}{V} \int_V X_k \rho \mathbf{u} d\tau \quad (\text{E.17})$$

$$= \frac{1}{V} \int_{V_k} \rho_k \mathbf{u}_k d\tau \quad (\text{E.18})$$

$$= \frac{V_k}{V} \bar{\rho}_k \tilde{\mathbf{u}}_k \quad (\text{E.19})$$

$$= \alpha_k \bar{\rho}_k \tilde{\mathbf{u}}_k \quad (\text{E.20})$$

$$\langle X_k (\rho \mathbf{u}^2 + p) \rangle = \frac{1}{V} \int_V X_k (\rho \mathbf{u}^2 + p) d\tau \quad (\text{E.21})$$

$$= \frac{1}{V} \int_{V_k} \rho_k \mathbf{u}_k^2 + p_k d\tau \quad (\text{E.22})$$

$$= \frac{1}{V} \int_{V_k} \rho_k \mathbf{u}_k^2 d\tau + \alpha_k \bar{p}_k \quad (\text{E.23})$$

$$= \frac{1}{V} \int_{V_k} \rho_k (\tilde{\mathbf{u}}_k^2 + 2\mathbf{u}'' \tilde{\mathbf{u}}_k + \mathbf{u}''^2) d\tau + \alpha_k \bar{p}_k \quad (\text{E.24})$$

$$= \alpha_k \bar{\rho}_k \tilde{\mathbf{u}}_k^2 + \alpha_k \overline{\rho_k \mathbf{u}''^2} + \alpha_k \bar{p}_k \quad (\text{E.25})$$

$$\langle X_k \rho E \rangle = \frac{1}{V} \int_V X_k \rho E d\tau \quad (\text{E.26})$$

$$= \frac{1}{V} \int_{V_k} \rho_k E_k d\tau \quad (\text{E.27})$$

$$= \alpha_k \bar{\rho}_k \tilde{E}_k \quad (\text{E.28})$$

$$\langle X_k (\rho E + p) \mathbf{u} \rangle = \frac{1}{V} \int_V X_k (\rho E + p) \mathbf{u} d\tau \quad (\text{E.29})$$

$$= \frac{1}{V} \int_{V_k} \rho_k E_k \mathbf{u}_k + p_k \mathbf{u}_k d\tau \quad (\text{E.30})$$

$$= \frac{1}{V} \int_{V_k} \rho_k (\tilde{E}_k \tilde{\mathbf{u}}_k + \tilde{E}_k \mathbf{u}_k'' + E_k'' \tilde{\mathbf{u}}_k + E_k'' \mathbf{u}_k'') \\ + (\bar{p}_k \tilde{\mathbf{u}}_k + p_k' \tilde{\mathbf{u}}_k + \bar{p}_k \mathbf{u}_k'' + p_k' \mathbf{u}_k'') d\tau \quad (\text{E.31})$$

$$= \alpha_k \bar{\rho}_k \tilde{E}_k \tilde{\mathbf{u}}_k + \alpha_k \bar{p}_k \tilde{\mathbf{u}}_k + \alpha_k \bar{\rho}_k \overline{E_k'' \mathbf{u}_k''} + \alpha_k \overline{p_k' \mathbf{u}_k''} \quad (\text{E.32})$$

Ainsi, les équations (E.10), (E.11) et (E.12) deviennent :

$$\frac{\partial \alpha_k \bar{\rho}_k}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_k \bar{\rho}_k \tilde{\mathbf{u}}_k = \overline{\rho(\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) \nabla X_k}, \quad (\text{E.33})$$

$$\frac{\partial \alpha_k \bar{\rho}_k \tilde{\mathbf{u}}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \bar{\rho}_k \tilde{\mathbf{u}}_k^2 + \alpha_k \bar{p}_k) = \overline{(\rho \mathbf{u}(\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) + p) \nabla X_k} - \nabla \cdot (\alpha_k \overline{\rho_k \mathbf{u}''^2}), \quad (\text{E.34})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_k \bar{\rho}_k \tilde{\mathbb{E}}_k}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_k (\bar{\rho}_k \tilde{\mathbb{E}}_k \tilde{\mathbf{u}}_k + \bar{p}_k \tilde{\mathbf{u}}_k) &= \overline{p \mathbf{u} \nabla X_k + \rho E(\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) \nabla X_k} \\ &\quad - \nabla \cdot \alpha_k (\overline{\bar{\rho}_k \mathbb{E}_k'' \mathbf{u}_k''} + \overline{p'_k u_k''}). \end{aligned} \quad (\text{E.35})$$

Les termes de transferts entre phases sont les suivants :

$$S_k^{masse} = \overline{\rho(\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) \nabla X_k}, \quad (\text{E.36})$$

$$S_k^{mvt} = \overline{(\rho \mathbf{u}(\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) + p) \nabla X_k}, \quad (\text{E.37})$$

$$S_k^{energie} = \overline{p \mathbf{u} \nabla X_k + \rho E(\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) \nabla X_k}. \quad (\text{E.38})$$

Les termes restant dans les membres de droite sont les termes dus aux fluctuations des grandeurs au sein d'une phase.

E.2 Écriture des équations du mouvement du centre de masse

Pour démontrer les équations du centre de masse, chaque équation de conservation est sommée sur toutes les phases k . Nécessairement, afin de respecter les principes de conservation, la sommes des échanges de masse (E.39), de quantité de mouvement (E.40) et d'énergie (E.41), doit être nulle.

$$\sum_k S_k^{masse} = 0 \quad (\text{E.39})$$

$$\sum_k S_k^{mvt} = 0 \quad (\text{E.40})$$

$$\sum_k S_k^{energie} = 0 \quad (\text{E.41})$$

E.2.1 Conservation de la masse pour l'écoulement global

$$\sum_k \left(\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k \right) = \sum_k \overline{\rho(\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) \nabla X_k} = 0 \quad (\text{E.42})$$

$$= \frac{\partial}{\partial t} \sum_k \alpha_k \rho_k + \nabla \cdot \sum_k \alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k \quad (\text{E.43})$$

$$= \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \sum_k \lambda_k \mathbf{u}_k \quad (\text{E.44})$$

$$= \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} \quad (\text{E.45})$$

On retrouve alors l'équation de conservation pour la masse globale du mélange.

E.2.2 Conservation de la quantité de mouvement pour l'écoulement global

$$\sum_k \left(\frac{\partial \alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k^2 + \alpha_k p_k \mathbf{I}) \right) = \sum_k \overline{(\rho \mathbf{u} (\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) + p) \nabla X_k} = \mathbf{0} \quad (\text{E.46})$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \sum_k \alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k^2 + \nabla \cdot \sum_k \alpha_k p_k \mathbf{I} = \mathbf{0} \quad (\text{E.47})$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \sum_k \lambda_k \mathbf{u}_k^2 + \nabla \cdot \sum_k \alpha_k p_k \mathbf{I} = \mathbf{0} \quad (\text{E.48})$$

On s'intéresse au mouvement des particules par rapport au centre de masse de vitesse \mathbf{u} . Ainsi, on obtient :

$$\mathbf{u}_k^2 = (\mathbf{u} - \mathbf{u}_k)^2 - \mathbf{u}^2 + 2\mathbf{u}\mathbf{u}_k. \quad (\text{E.49})$$

En substituant (E.49) dans (E.48), on obtient :

$$(\text{E.48}) \Leftrightarrow \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \sum_k (\lambda_k (\mathbf{u} - \mathbf{u}_k)^2 - \lambda_k \mathbf{u}^2 + 2\lambda_k \mathbf{u}\mathbf{u}_k) + \nabla \cdot \sum_k \alpha_k p_k \mathbf{I} = \mathbf{0} \quad (\text{E.50})$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u}^2 + \nabla \cdot \rho \sum_k \lambda_k (\mathbf{u} - \mathbf{u}_k)^2 + \nabla \cdot \sum_k \alpha_k p_k \mathbf{I} = \mathbf{0} \quad (\text{E.51})$$

Dans l'hypothèse d'un équilibre de vitesse et de pression entre les phases, l'équation (E.51) est équivalente à l'équation sur la conservation de la quantité de mouvement pour un fluide non visqueux mono-phasique.

E.2.3 Conservation de l'énergie totale pour l'écoulement global

$$\sum_k \left(\frac{\partial \alpha_k \rho_k E_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k (\rho_k E_k + p_k) \mathbf{u}_k) \right) = \sum_k \overline{p \mathbf{u} \nabla X_k + \rho E (\mathbf{u} - \boldsymbol{\sigma}) \nabla X_k} = 0 \quad (\text{E.52})$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \sum_k \lambda_k \left(e_k + \frac{\mathbf{u}_k^2}{2} \right) \right) + \nabla \cdot \sum_k \alpha_k \rho_k E_k \mathbf{u}_k + \nabla \cdot \sum_k \alpha_k p_k \mathbf{u}_k = 0 \quad (\text{E.53})$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho e + \frac{\rho}{2} \sum_k \lambda_k \mathbf{u}_k^2 \right) + \nabla \cdot \rho \sum_k \lambda_k \left(e_k + \frac{\mathbf{u}_k^2}{2} \right) \mathbf{u}_k + \nabla \cdot \sum_k \alpha_k p_k \mathbf{u}_k = 0 \quad (\text{E.54})$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho E + \frac{\rho}{2} \sum_k \lambda_k (\mathbf{u} - \mathbf{u}_k)^2 \right) + \frac{1}{2} \nabla \cdot \rho \sum_k \lambda_k \mathbf{u}_k^3 + \nabla \cdot \sum_k \rho_k \alpha_k e_k \mathbf{u}_k + \nabla \cdot \sum_k \alpha_k p_k \mathbf{u}_k = 0 \quad (\text{E.55})$$

Or :

$$\mathbf{u}_k^3 = (\mathbf{u}_k - \mathbf{u})^3 + 3\mathbf{u}_k^2 \mathbf{u} - 3\mathbf{u}_k \mathbf{u}^2 + \mathbf{u}^3 \quad (\text{E.56})$$

$$= (\mathbf{u}_k - \mathbf{u})^3 + 3\mathbf{u} ((\mathbf{u} - \mathbf{u}_k)^2 - \mathbf{u}^2 + 2\mathbf{u}\mathbf{u}_k) - 3\mathbf{u}_k \mathbf{u}^2 + \mathbf{u}^3 \quad (\text{E.57})$$

$$= (\mathbf{u}_k - \mathbf{u})^3 + 3\mathbf{u} (\mathbf{u} - \mathbf{u}_k)^2 - 3\mathbf{u}^3 + 6\mathbf{u}^2 \mathbf{u}_k - 3\mathbf{u}^2 \mathbf{u}_k + \mathbf{u}^3 \quad (\text{E.58})$$

$$= (\mathbf{u}_k - \mathbf{u})^3 + 3\mathbf{u} (\mathbf{u}_k - \mathbf{u})^2 - 2\mathbf{u}^3 + 3\mathbf{u}^2 \mathbf{u}_k \quad (\text{E.59})$$

Ainsi :

$$\sum_k \lambda_k \mathbf{u}_k^3 = \sum_k \lambda_k (\mathbf{u}_k - \mathbf{u})^3 + 3\mathbf{u} \sum_k \lambda_k (\mathbf{u}_k - \mathbf{u})^2 - 2\mathbf{u}^3 \sum_k \lambda_k + 3\mathbf{u}^2 \sum_k \lambda_k \mathbf{u}_k \quad (\text{E.60})$$

$$= \sum_k \lambda_k (\mathbf{u}_k - \mathbf{u})^3 + 3\mathbf{u} \sum_k \lambda_k (\mathbf{u}_k - \mathbf{u})^2 - 2\mathbf{u}^3 + 3\mathbf{u}^3 \quad (\text{E.61})$$

$$= \sum_k \lambda_k (\mathbf{u}_k - \mathbf{u})^3 + 3\mathbf{u} \sum_k \lambda_k (\mathbf{u}_k - \mathbf{u})^2 + \mathbf{u}^3 \quad (\text{E.62})$$

De plus, on introduit l'enthalpie spécifique de chaque phase comme :

$$h_k = e_k + \frac{p_k}{\rho_k} \quad (\text{E.63})$$

Ainsi :

$$\begin{aligned} (\text{E.55}) \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho E + \frac{\rho}{2} \sum_k \lambda_k (\mathbf{u} - \mathbf{u}_k)^2 \right) + \frac{1}{2} \nabla \cdot \rho \mathbf{u}^3 + \\ \frac{1}{2} \nabla \cdot \rho \left(\sum_k \lambda_k (\mathbf{u}_k - \mathbf{u})^3 + 3\mathbf{u} \sum_k \lambda_k (\mathbf{u}_k - \mathbf{u})^2 \right) \\ + \nabla \cdot \sum_k \alpha_k \rho_k h_k \mathbf{u}_k = 0 \end{aligned} \quad (\text{E.64})$$

E.2.4 Quantification de l'influence des déséquilibres sur le mouvement du centre de masse

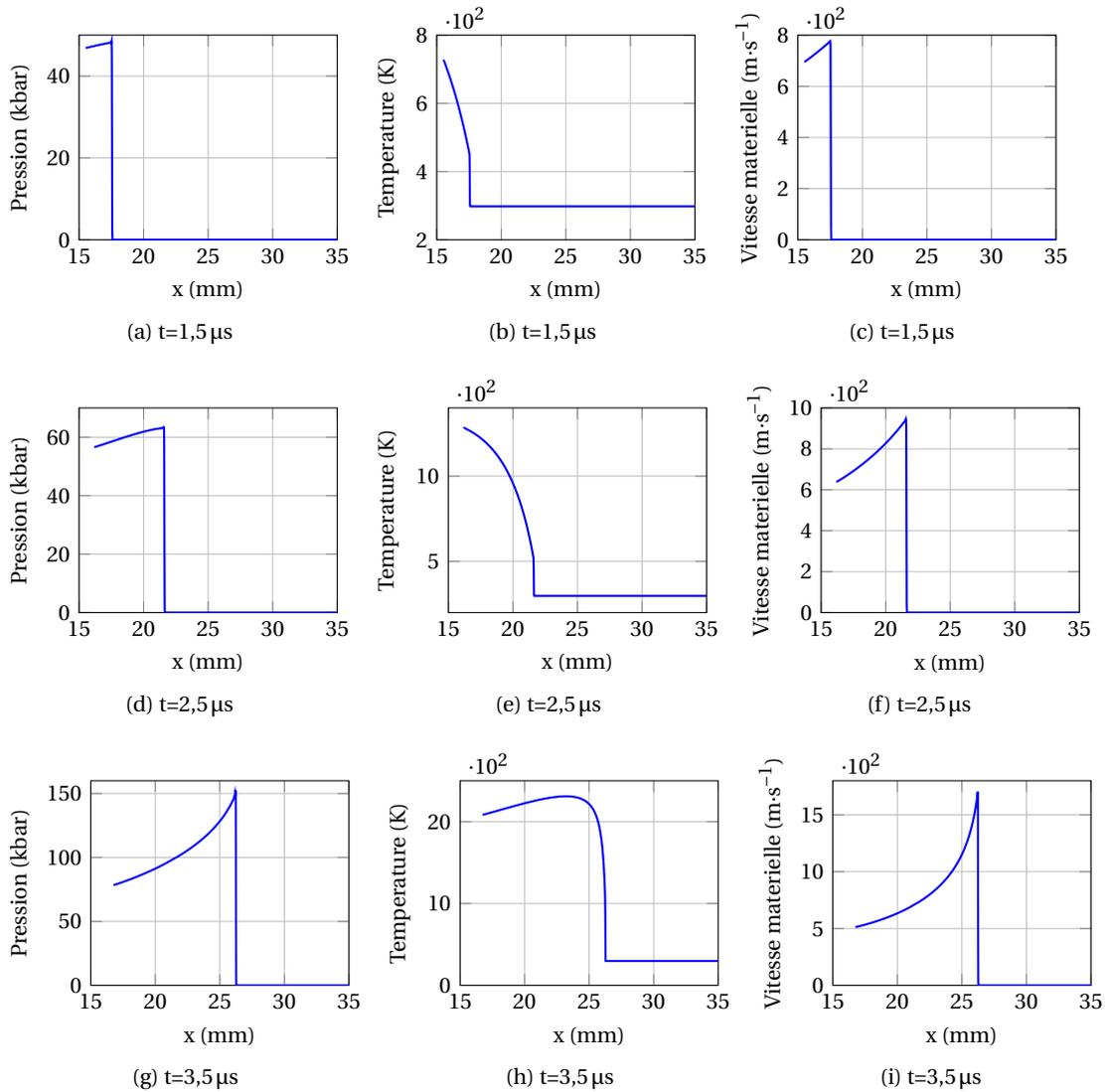


FIGURE E.1 – Profils des grandeurs caractéristiques utilisées dans l'étude des équations multiphasiques

Liste des acronymes

A

ATD analyse thermo-différentielle. [23](#)

ATG analyse thermogravimétrique (thermogravimetric analysis). [23](#)

B

BKW Becker-Kistiakowsky-Wilson. [66](#)

C

CCD Charged Coupled Device. [82](#)

CEG Centre d'études de Gramat. [40](#), [68](#), [194](#)

CFC cubique à face centrée. [25](#)

CFEM Cohesive Finite Element Method. [46](#), [74](#)

CJ Chapman-Jouguet. [xvi](#), [30](#), [56](#)

D

DAM Direction des Applications Militaires. [40](#)

DSA dispositif de sécurité d'armement. [xiv](#)

DSC calorimétrie différentielle à balayage (differential scanning calorimeter). [23](#)

DSD Detonation Shock Dynamics. [32](#), [112](#)

E

EDO équation différentielle ordinaire. [112](#)

EOS *Equation Of State*. [7](#)

ETR Equation du Transfert Radiatif. [48](#)

G

GEM Grain Explicit Model. [37](#)

GOL Générateur d'onde linéaire. [105](#)

GOP Générateur d'Onde Plane. [52](#), [103](#)

H

HMX High Melting point eXplosives. [V](#), [14](#), [18](#), [19](#), [52](#), [53](#)

I

I-RDX Insensitive RDX. [60](#)

IAD Indice d'Aptitude à la Détonation. [61](#), [68](#)

IDF Interférométrie Doppler Fibrée. [88](#)

IDL Interférométrie Doppler Laser. [88](#), [89](#)

J

JMAK Johnson-Mehl-Avrami-Kolmogorov. [37](#)

JTF Johnson-Tang-Forest. [39](#)

JWL Jones - Wilkins - Lee. [XII](#), [69](#), [151](#), [162](#), [164](#)

L

LANL Los Alamos National Laboratory. [21](#), [39](#)

LiF fluorure de lithium. [89](#), [98](#)

LLNL Lawrence Livermore National Laboratory. [14](#)

M

MMT Machine à Mesurer Tridimensionnelle. [93](#), [144](#)

MUPHINS MUlti PHase INert Shocks. [162](#), [184](#)

MURAT MUnition à Risques ATtenués. [xv](#)

N

NGDK Nucleation Growth Deflagration Kinetic. [45](#), [193–195](#), [205](#)

NIDEX Non Ideal Detonation of EXplosives. [68](#), [70](#)

O

OB Oxygen Balance. [16](#)

ONTA Oxynitrotriazole. [V](#), [14](#), [21](#)

P

PBHT Polybutadiène à terminaison hydroxyle ou hydroxytélchélique. [22](#)

PMMA Polyméthacrylate de méthyle. [98](#), [142](#), [151](#), [153](#)

R

RDX Research Development eXplosive. [14](#), [18](#), [19](#), [52](#)

RIF Radio InterFéromètre. [84](#), [85](#), [133](#)

S

SCI Single Curve Initiation. [34](#)

SIAME SIMulation Aéro-thermo-chimique de la Mécanique des Explosifs. [XII](#), [163](#), [164](#)

SNPE Société Nationale des Poudres et Explosifs. [21](#), [68](#), [132](#)

T

TATB Triaminotrinitrobenzène. [142](#)

TCD Transition Choc Détonation. [48](#), [69](#), [151](#), [152](#), [157](#)

TNT TriNitroToluène - Tolite. [xiii](#), [14](#), [17](#)

V

VH Vélocimétrie hétérodyne. [88](#), [89](#), [98](#)

VISAR Velocimetry Interferometer System for Any Reflector. [88](#), [89](#)

Z

ZND Zeldovitch - Von Neumann - Döring. [31](#), [187](#)

Glossaire

A

amorçage Phénomène donnant naissance à une détonation [71]. xiv

C

combustion Réaction de décomposition exothermique auto-entretenu d'un matériau énergétique ou d'un mélange oxydant-réducteur, dont le front de réaction se propage à une vitesse inférieure à la vitesse du son dans l'air, quelques $\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$ à quelques $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ [71]. xvii

D

déflagration Réaction de décomposition exothermique auto-entretenu d'une substance explosible dont la vitesse apparente est inférieure à la vitesse du son dans la matière et supérieure à la vitesse du son dans l'air [...] [71]. xvii

détonateur Initiateur dont la fonction consiste à transformer directement une énergie extérieure (mécanique, électrique, thermique, etc.) en une onde de choc suffisante pour amorcer un explosif secondaire. [71]. xv

détonation Réaction de décomposition exothermique et auto-entretenu d'une substance explosible par onde de choc, dont la vitesse de propagation, de l'ordre de plusieurs milliers de $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, est supérieure à la célérité du son dans la matière [71]. xviii

détonique Discipline concernant l'étude de la détonation et des autres modes de décomposition des matériaux énergétiques, de leurs causes et de leurs effets sur les matériaux connexes. xviii

E

explosible Substance qui, par réaction chimique, dégage des gaz ou des flux thermiques dans des conditions telles qu'il en résulte des dommages aux alentours [71]. xvii

F

flegmatisation Action de flegmatiser un explosif. La flegmatisation diminue la sensibilité d'un explosif aux chocs et à la friction. 14

M

muratisation Action de muratiser. Action de concevoir ou améliorer une munition pour la rendre moins sensible lors d'une agression accidentelle. [71]. xv

P

propergol Produit comprenant un ou des ergols, soit séparés, soit réunis, pour former un mélange ou composé apte à fournir l'énergie de propulsion d'un moteur-fusée. xvii

pyrotechnie Ensemble des connaissances scientifiques et des moyens mis en œuvre dans le domaine des substances explosibles [71]. xvii

Liste des figures

1	Position relative dans l'espace et le temps des différentes échelles d'étude . . .	xv
2	Schéma d'un détonateur à fil explosé de type RP80	xvi
1.1	Volume matériel V_m présentant une surface singulière S	10
2.1	Micro-structure d'un explosif coulé-fondu de type ontalite	14
2.2	Micro-structure d'un explosif comprimé	15
2.3	Exemple de micro-structure d'un explosif composite (à gauche) et d'une opération de coulée (à droite)	15
2.4	TNT	17
2.5	Données de compression du TNT	17
2.6	RDX	18
2.7	Synthèse des données de compression isotherme et par choc pour le RDX . .	19
2.8	Formule semi-développée de la molécule de HMX	19
2.9	Synthèse des données de compression sur le HMX	20
2.10	Formule semi-développée de la molécule d'ONTA	21
2.11	Données de compression isotherme de l'ONTA	21
2.12	Représentation semi-développée du polybutadiène	22
2.13	Analyse thermogravimétrique (ATG) du PBHT à une vitesse de chauffe de $3\text{ °C}\cdot\text{min}^{-1}$ [134]	23
2.14	Calorimétrie différentielle à balayage (DSC) du PBHT à une vitesse de chauffe de $3\text{ °C}\cdot\text{min}^{-1}$ [134]	24
2.15	Données de compression de l'aluminium 6061	26
2.16	Evolution de la température de fusion de l'aluminium en fonction de la pres- sion	27
3.1	Schéma de l'onde de détonation d'après le modèle de Chapman-Jouguet . .	30
3.2	Représentation dans le plan de Clapeyron de la courbe d'Hugoniot (en bleu), de la courbe de Crussard (en rouge) et de la droite de Rayleigh (en vert) . . .	31
3.3	Représentation dans le plan de Clapeyron de la courbe d'Hugoniot (en bleu), de la courbe de Crussard (en rouge) et de la droite de Rayleigh (en vert) . . .	32
3.4	Frise chronologique du développement des modèles d'amorçage pour les explosifs solides	33
3.5	Comparaison du modèle Lee-Tarver à une expérimentation de choc plan sur du TNT comprimé	36
3.6	Phénoménologie du modèle JTF [80]	39
3.7	Application du modèle JTF à l'explosif PBX-9404	40
3.8	Résultats d'une simulation de fermeture d'un pore de diamètre $0,5\text{ }\mu\text{m}$ sou- mis à une pression de choc de 221 kbar	42
3.9	Taux de réactivité calculés à partir du plan d'expériences numériques réalisé sur l'implosion d'un pore intra-granulaire pour le HMX	42
3.10	Comparaison expériences-calculs pour le test du Pop-plot	43

3.11	Représentation de la topologie de réaction utilisée par Kim	44
3.12	Graphique Pop-plot présentant l'évolution de la profondeur d'amorçage en fonction de la pression de sollicitation pour l'explosif PBX-9501	44
3.13	Topologie de réaction choisie par Chuzeville pour modéliser la fonction $h(\alpha)$ représentant l'évolution de la fraction volumique de produits	46
4.1	Evolution de la célérité de détonation en fonction du taux de chargement en aluminium	53
4.2	Evolution de la vitesse de détonation pour un explosif composite à base de liant polyuréthane	53
4.3	Evolution de la célérité de détonation en fonction du taux de chargement en aluminium	53
4.4	Évolution de la célérité de détonation d'un explosif au HMX en fonction de la taille des particules pour différentes concentrations en aluminium. Les particules sont sphériques [68, 69].	54
4.5	Diagramme ternaire de la célérité de détonation en fonction de la composition des explosifs à base de HMX	55
4.6	Diagramme ternaire de la célérité de détonation en fonction de la composition des explosifs à base de RDX	55
4.7	Evolution de la pression de détonation en fonction du taux de chargement en aluminium et de la taille des particules d'aluminium.	57
4.8	Profils temporels de pression pour différentes compositions explosives à base de HMX et d'aluminium	57
4.9	Influence de la granulométrie et de la fraction massique en aluminium sur la pression de détonation après le passage du choc, d'après [67]	58
4.10	Profil de température dans les produits de détonation pour des particules d'aluminium de $50\ \mu\text{m}$	58
4.11	Diagramme Pop-plot de deux compositions aluminisées à base de RDX	60
4.12	Dispositif expérimental du <i>gap test</i>	61
4.13	Evolution de la profondeur d'amorçage en fonction de la pression d'interface en sortie du <i>gap</i> pour différentes compositions aluminisées [4]	63
4.14	Comparaison de l'évolution de la profondeur d'amorçage en fonction de la pression de choc entre les explosifs PBXN109 et KS22a	63
4.15	Evolution du facteur de transmission de vitesse en fonction de la vitesse de choc pour des matériaux contenant des particules métalliques	65
4.16	Influence de la fraction massique d'aluminium sur la contrainte à la rupture σ_m et le module de Young E	66
4.17	Evolution de la célérité de détonation en fonction du taux de chargement en aluminium selon la modélisation de Wood-Kirkwood	67
4.18	Comparaison des calculs effectués par Baudin <i>et al.</i> avec les expérimentations de Tczinski <i>et al.</i> et Grishkin <i>et al.</i>	68
4.19	Profils de température et de fractions réagies (λ_1 et λ_2), au sein de l'explosif	70
4.20	Comparaison des profils de pression entre les calculs effectués avec LS-DYNA et les mesures à cœur pour un explosif aluminisé	71
4.21	Comparaison expériences-calculs pour la relation célérité-inverse du rayon de cartouche d'un explosif aluminisé	73
4.22	Simulation des expériences de <i>gap test</i> pour un explosif fortement aluminisé à partir du modèle DZK	73
4.23	Exemple de distribution granulométrique pour le HMX pour les différentes micro-structures	74
4.24	Exemple de micro-structures générées numériquement	75
4.25	Probabilité d'amorçage des compositions issues des simulations numériques	76

5.1	Schéma de principe du fonctionnement d'une caméra à balayage de fente [130]	83
5.2	Exemple d'expériences utilisant la caméra à balayage de fente pour la mesure de diagramme de marche d'une onde réactive	83
5.3	Schéma de principe d'une sonde piézoélectrique	84
5.4	Représentation schématique du fonctionnement du RIF	84
5.5	Signal acquis par le RIF sur un essai de choc plan soutenu	85
5.6	Principe de fonctionnement du BraggFast. L'image de gauche présente la source large bande injectée dans la fibre. Sous l'effet du réseau de Bragg chirpé, un spectre continu est réfléchi avant l'expérience. Au cours de cette dernière, le réseau est partiellement détruit et une diminution de l'intensité sous forme de rampe est enregistrée. Cette rampe est présentée sur la figure de droite.	87
5.7	Présentation du fonctionnement théorique des jauges multibrins et du diagnostic réel	88
5.8	Exemple de résultat de mesure de vitesse matérielle par jauge multibrins dans une cible en PMMA. On observe la mise en vitesse du PMMA à $800 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ avec une montée franche représentant le passage du choc.	88
5.9	Présentation schématique des différences de fonctionnement des diagnostics de vitesse matérielle [131].	89
5.10	Jauge manganin 50Ω . Le trait noir formant le peigne est l'élément sensible en manganin.	90
5.11	Représentation schématique d'une jauge $13 \text{ m}\Omega$	91
5.12	Principe de fonctionnement de la mesure de contrainte par fibre optique à réseau de Bragg.	92
6.1	Schéma de principe de la méthode de Andriot <i>et al.</i> pour la mesure de la courbe d'Hugoniot d'un matériau	96
6.2	Processus de construction de la courbe d'Hugoniot d'un matériau inconnu X à partir de deux matériaux connus et de données d'impacts plans	97
6.3	Moyens expérimentaux utilisés au CEA pour générer des chocs plans	98
6.4	Montage expérimental pour un essai de polaire de choc sur l'explosif PBXIH-135	99
6.5	Comparaison expérience-calcul pour le tir CA17081	100
6.6	Comparaison expérience-calcul pour le tir CA17083	100
7.1	Premier dispositif expérimental publié par Campbell en 1961	104
7.2	Diagramme Pop-plot publié par Ramsay <i>et al.</i> en 1965	104
7.3	Impact plan réalisé au moyen d'une plaque projetée par explosif	105
7.4	Différence du profil de pression de sollicitation entre les chocs soutenu et non-soutenu	107
7.5	Mise en plan de l'édifice pyrotechnique	108
7.6	Configuration expérimentale de l'essai de choc plan	109
7.7	Photographie de deux édifices pyrotechniques ; un lors du contrôle métrologique et l'autre, mis en place sur le lanceur avant tir	109
7.8	Mesure piézoélectrique du diagramme de marche de l'onde réactive pour le tir CA17072	111
7.9	Représentation de la fonction coût f en fonction du paramètre x d'intérêt	116
7.10	Processus d'optimisation à l'aide de l'algorithme à descente de gradient	116
7.11	Comportement de l'algorithme de recuit simulé lors de la convergence	117
7.12	Solution de références et échantillons utilisés pour la validation de l'algorithme de recuit simulé	118

7.13	Variation du résidu d'ajustement dans le plan (a_m, D_m) pour le dépouillement du tir CA17072	120
7.14	Comparaison entre la chronométrie enregistrée par les sondes et l'ajustement réalisé sur ces données	120
7.15	Mesures de pression de choc, pour les cas soutenus, réalisées avec des jauges manganin basse impédance	122
7.16	Comparaison entre le calcul et l'expérience pour la mesure de pression du tir CA17072 sur la composition B2238A	122
7.17	Mesure par radio-interférométrie de la vitesse de l'onde de choc pour les chocs plans soutenus	123
7.18	Recalage en position des diagrammes de marche de la composition XF13333 pour les tirs CA19010, CA19012 et CA19014	124
7.19	Résultats expérimentaux obtenus par les sondes piézoélectriques sur la composition B2238A	126
7.20	Recalage des diagrammes de marche et des profils de vitesse selon la méthode de Lindstrom	126
7.21	Résultats expérimentaux obtenus par les sondes piézoélectriques sur la composition PBXIH135	127
7.22	Recalage des diagrammes de marche et des profils de vitesse selon la méthode de Lindstrom	128
7.23	Cartographie des tirs sur le PBXIH135	129
7.24	Superposition des différentes vallées optimales pour les tirs sur la composition PBXIH135	131
7.25	Courbe unique d'amorçage (SCI) obtenue à partir de l'analyse des cartographies du résidu d'ajustement pour la composition PBXIH135	131
7.26	Résultats expérimentaux obtenus par les sondes piézoélectriques sur la composition PBXN109	132
7.27	Profils de vitesses recalés par rapport au temps de transition pour la composition PBXN109	133
7.28	Inter-comparaison des métrologies permettant l'acquisition du diagramme de marche de l'onde de choc réactive au sein de l'explosif	135
7.29	Dépouillement des diagrammes de marche des tirs CA17074 et CA17075	136
7.30	Diagrammes Pop-plot obtenus à partir des expérimentations dépouillées dans ce manuscrit	139
7.31	Comparaison de l'accélération de l'onde pour les compositions B2238A et PBXN109 en fonction de la vitesse du choc	139
8.1	Description mathématique de la surface sphérique	142
8.2	Temps d'arrivée de l'onde de détonation en fonction de l'angle par rapport à l'axe du détonateur. Les mesures ont été faites sur un relais de diamètre 50 mm en B2238A. Les séries 1 et 2 correspondent à deux méridiens situés dans des plans perpendiculaires.	143
8.3	Coupe 2D de la logosphère dans le plan yz et matérialisation de l'emplacement des diagnostics sur sa surface	144
8.4	Edifice expérimental sur le marbre de contrôle. La pièce noire en plastique est le support de mesure. On peut distinguer les sondes piézoélectriques ainsi que la fibre à réseau de Bragg.	145
8.5	Montage de l'édifice logosphère issu de la seconde conception	146
8.6	Edifice pyrotechnique sur la dalle de tir avec les branchements effectués	147
8.7	Diagramme de marche mesuré grâce aux sondes piézoélectriques et à la fibre à réseau de Bragg sur l'édifice logosphère	149
8.8	Relation célérité courbure déterminée théoriquement par calcul avec Cheetah	150

8.9	Comparaison entre le diagramme de marche de l'onde de choc réactive et celui théorique donné par la relation célérité-courbure.	151
8.10	Résultats de la simulation numérique de l'expérience ZD17058 à six instants différents.	152
8.11	Comparaison entre les diagrammes de marche issus de la simulation, de l'expérience et de la théorie.	153
8.12	Comparaison entre la vitesse de détonation déterminée par la simulation numérique et celle théoriquement prévue.	154
11.1	Evolution de la température de fusion, de la température de point chaud et de la température le long des courbes d'Hugoniot pour l'aluminium, le RDX et le PBHT	168
11.2	Profils de température de part et d'autre de l'interface entre la particule d'aluminium et les gaz des points chauds	169
11.3	Exemple de microstructure d'un explosif aluminisé visualisé par microscopie optique	170
11.4	Comparaison des différentes contributions d'écart de vitesse ou d'enthalpie présentes dans les équations de conservation multiphasiques	177
12.1	Exemple d'une microstructure générée avec deux fractions volumiques d'aluminium	181
12.2	Profils de pression dans l'aluminium et la matrice explosive, dans un cas d'impact à $1500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ sur l'échantillon avec une fraction volumique d'aluminium de 0,2	182
12.3	Carte de couleur représentant le champ de pression au sein des échantillons pour les fractions volumiques α_{al} étudiées	183
12.4	Comparaison des vitesses de chocs initiales obtenues par le calcul direct mésoscopique et par les polaires de mélange en fonction de la fraction volumique d'aluminium pour différentes vitesses d'impact	185
12.5	Exemple de profils de vitesse de choc obtenus par le calcul mésoscopique et ajustés avec la fonction théorique	185
12.6	Comparaison entre la pression de choc estimée avec la méthode de croisement de polaires et la pression de choc extraite du calcul mésoscopique	186
12.7	Évolution de la vitesse de détonation en fonction de la fraction massique d'aluminium au sein de l'explosif	187
12.9	Profils du module de la vitesse matérielle dans chaque phase pour deux fractions volumiques d'aluminium différentes et une vitesse d'impact de $2000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	188
12.10	Profils de pression dans chaque phase pour deux fractions volumiques d'aluminium différentes et une vitesse d'impact de $2000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	189
12.11	Diagramme Pop-plot, obtenu avec les calculs mésoscopiques, pour différentes fractions volumiques d'aluminium	190
13.1	Évolution de la fraction volumique de nitramine en fonction de la sensibilité exprimée en terme de pression de choc pour un amorçage à 10 mm	194
13.2	Évolution de la surface totale des grains pour différents choix de modélisation de la distribution granulométrique	196
13.3	Comparaison des taux de réactivité, calculés à partir des courbes uniques d'amorçage déterminées sur les essais d'impacts plans, pour les compositions B2238A et PBXN109	199
A.1	Diagramme de phase du RDX [129]	219
A.2	Diagramme de phase du HMX [111]	219

B.1	Evolution de la vitesse de détonation en fonction de la masse volumique d'un explosif à base de HMX et de cire	222
C.1	Cartographie des tirs sur le PBXN109	223
D.1	Repère cartésien et coordonnées sphériques	225
D.2	Intersection du cône et de la logosphère	227
E.1	Profils des grandeurs caractéristiques utilisées dans l'étude des équations multiphasiques	233

Liste des tableaux

1.1	Equations de la mécanique des milieux continus	7
1.2	Rapport de la limite élastique ou de la limite à la striction sur la pression de choc caractéristique pour plusieurs matériaux	9
2.1	Propriétés de détonation du TNT	17
2.2	Propriétés de détonation du RDX	18
2.3	Propriétés de détonation du HMX	20
2.4	Propriétés de détonation de l'ONTA	21
2.5	Synthèse des propriétés mécaniques, de détonation et thermodynamiques pour les explosifs purs	22
2.6	Paramètres d'Arrhénius déterminés pour la pyrolyse du PBHT [134]	24
2.7	Propriétés générales de l'aluminium issues de [142, 113]	25
2.8	Paramètres de la polaire de choc de l'aluminium [102]	26
2.9	Synthèse des compositions énergétiques abordées au cours de la thèse	27
4.1	Temps caractéristiques d'équilibre thermique et mécanique d'après [68]	59
4.2	Compositions étudiées par Arnold <i>et al.</i>	62
4.3	Paramètres du calcul d'ordre de grandeur du rapport des temps caractéristiques au passage d'un choc dans un composition RDX-Al 85 :15 comportant des particules de 10 μm	64
5.1	Permittivité diélectrique relative utilisée pour le dépouillement des signaux du RIF	86
5.2	Caractéristiques géométriques des jauges 13 m Ω	91
7.1	Paramètres pour la correction de tilt du tir CA17072.	111
7.2	Temps d'arrivée de l'impacteur sur les sondes chronométriques	111
7.3	Validation de l'algorithme de recuit simulé	118
7.4	Résultat de l'optimisation réalisée sur le tir CA17072	120
7.5	Résultats des dépouillements des essais sur la composition B2238A	125
7.6	Résultats des dépouillements des essais sur la composition PBXIH135	128
7.7	Comparaison des profondeurs d'amorçage obtenues avec et sans l'hypothèse de courbe unique d'amorçage	130
7.8	Résultats de dépouillement des essais sur la composition PBXN109	133
7.9	Résultats des dépouillements des essais non soutenus sur les compositions B2238A et PBXIH135	137
7.10	Synthèse des résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre	140
8.1	Paramètres géométriques de la logosphère	143
8.2	Comparaison des temps d'arrivée de l'onde de choc réactive sur les deux courbes de mesure	148
8.3	Paramètres des lois 8.2 et 8.3 déterminés à partir du calcul Cheetah	151

10.1 Paramètres de polaire et d'équation d'état Cochran-Chan calculés à partir d'une méthode de mélange	164
10.2 Paramètres de l'équation d'état JWL calculés à partir de SIAME	164
13.1 Paramètres des densités de probabilité choisies pour décrire la granulométrie des charges réactives	196
B.1 Données expérimentales obtenues par Gogulya <i>et al.</i> [68]	221

Titre : Etude théorique et expérimentale de l'amorçage par choc et de la détonation de compositions énergétiques intégrant des additifs oxydants métalliques

Mots clés : détonique, explosifs aluminisés, transition choc détonation, expériences, cinétique

Résumé : Ce travail de thèse porte sur le mécanisme d'initiation par choc des explosifs composites comportant des particules micrométriques d'aluminium. Une approche expérimentale et une approche théorique ont été mises en œuvre afin de répondre à la problématique. Pour cette étude, le choix de compositions énergétiques s'est porté sur des explosifs à liant plastique (PBHT) et à base de nitramines (RDX, HMX). L'étude bibliographique sur les compositions d'intérêt a révélé un manque cruel de données expérimentales mais également de modèles concernant la phase transitoire de la détonation. C'est pourquoi, une série de campagnes expérimentales a été menée afin d'avoir à disposition un panel de données utilisables pour l'élaboration d'un modèle de cinétique. L'acquisition de ces données s'est basée sur la réalisation d'essais de caractérisation de la sensibilité au choc plan soutenu et non-soutenu. La phase de dépouillement des résultats a nécessité le développement d'une nouvelle méthode de post-traitement

des résultats faisant appel à un algorithme d'optimisation globale. De plus, un nouvel édifice expérimental a été développé afin d'étudier la sensibilité des compositions énergétiques au choc sphérique divergent ; sollicitation plus représentative de l'amorçage par détonateur. La réalisation de ces essais a permis la mise en œuvre et le développement de nouvelles métrologies permettant une acquisition toujours plus précises des phénomènes en jeu lors du fonctionnement d'un explosif. Grâce à une analyse approfondie des résultats expérimentaux et la confrontation par rapport à un explosif non-aluminisé de référence, un effet de désensibilisation des particules d'aluminium sur l'explosif a été révélé. Des voies d'explication se basant sur l'étude multiphasique des matériaux à l'échelle mésoscopique et les interactions thermiques et mécaniques possibles ont été explorées. Une explication phénoménologique de l'amorçage est alors proposée.

Title: Theoretical and experimental study of the shock to detonation transition of aluminized plastic bonded high explosives

Keywords: shock to detonation transition, aluminized high explosive, experiments, kinetic

Abstract: This thesis is focused on the shock to detonation transition of aluminized plastic bonded high explosives. An experimental approach and a theoretical one have been carried out to deal with the shock ignition issue of nitramines (RDX, HMX) based high explosives with HTPB binder. The bibliographic study reveals a cruel lack of experimental data and shock to detonation transition models. Thus, a series of experiments was conducted in order to have available data for the development of a kinetic model. These experiments are based on plane sustained and unsustained shock test, usually called Pop-Plot test. The analysis of the data provided requires the development of a new posttreatment method using a global optimization algorithm. In addition, a new experimental device was developed to study

the shock to detonation transition in a spherical divergent geometry which is much more representative of detonator priming. This experimental study requires the development and the use of new metrological devices such as fiber Bragg grating and radio-interferometer. Thanks to a deep analysis of the experimental results and the comparison with a non-aluminized high explosive, a desensitization effect of the aluminum particles was provided. A study of the transition at the mesoscale using multiphasic Euler equations was carried out to deal with the mechanical and thermal equilibrium between the particles and the flow surrounded them. An explanation of the shock to detonation transition of aluminized high explosive phenomenology is given.